



HAL
open science

Écoulements turbulents fortement anisothermes et/ou diphases au sein des procédés solaires

Adrien Toutant

► **To cite this version:**

Adrien Toutant. Écoulements turbulents fortement anisothermes et/ou diphases au sein des procédés solaires. Milieux fluides et réactifs. Université de Perpignan Via Domitia, France, 2013. tel-01609179

HAL Id: tel-01609179

<https://hal.science/tel-01609179>

Submitted on 4 Oct 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Mémoire en vue d'obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches

École Doctorale : Énergie et Environnement
Université de Perpignan Via Domitia

Adrien TOUTANT

ÉCOULEMENTS TURBULENTS
FORTEMENT ANISOTHERMES ET/OU DIPHASIQUES
AU SEIN DES PROCÉDÉS SOLAIRES

Laboratoire d'accueil PROCédés, Matériaux et Energie Solaire (PROMES-CNRS, UPR 8521)

Soutenue le 25 novembre 2013 devant le jury composé de :

Françoise Bataille	Professeur, PROMES, Perpignan	
Jean-Paul Caltagirone	Professeur, TREFLE, ENSCPB	Rapporteur
Marc Médale	Professeur, IUSTI, Polytech Marseille	
Gabriel Olalde	Directeur de recherches, PROMES, Odeillo	
Manuel Romero	Directeur de recherches, IMDEA Energy, Espagne	
Pierre Sagaut	Professeur, IJLRA, UPMC	Rapporteur
Olivier Simonin	Professeur, IMFT, INPT	Président du jury
Lounès Tadriss	Professeur, IUSTI, Polytech Marseille	Rapporteur

Croire au soleil quand tombe l'eau
Louis Aragon (1963)

Table des matières

Table des figures	ix
Avant propos	xv
Introduction	1
1 Bilan des activités	7
1.1 Curriculum Vitae	7
1.1.1 Thèmes de recherche	7
1.1.2 Cursus	8
1.2 Activités d’enseignement	8
1.3 Activités administratives et collectives	9
1.4 Encadrements	11
1.4.1 Thèses	11
1.4.2 Postdoctorants	12
1.4.3 Stages	12
1.5 Jurys de thèse et expertises	13
1.5.1 Jurys de thèse hors co-direction	13
1.5.2 Expertises	13
1.6 Production scientifique	14
1.6.1 Articles dans des revues internationales	14
1.6.2 Publications dans des conférences internationales	15
1.6.3 Publications dans des conférences nationales	16
1.6.4 Brevets	17
1.6.5 Conférences sur invitation	17
I Développement de moyens numériques et expérimentaux	19
2 Modèles physiques et implémentation numérique	21
2.1 Écoulements diphasiques turbulents	21
2.1.1 Représentation explicite des interfaces	22
2.1.2 Approche Euler-Euler	44
2.1.3 Conclusion sur les écoulements diphasiques turbulents	49
2.2 Écoulements turbulents quasi-compressibles	50
2.2.1 Les équations quasi-compressibles	50
2.2.2 Développement d’un nouvel algorithme	51
2.2.3 Implémentation de schémas	54
2.2.4 Simulation des Grandes Echelles Thermiques	55
2.2.5 Potentiel des méthodes Lattice Boltzmann	56
2.3 Conclusion sur les modèles physiques et leur implémentation	58
3 Moyens de diagnostics optiques	59

3.1	Réalisation d'une soufflerie	59
3.1.1	Vue d'ensemble de la soufflerie	60
3.1.2	Instrumentation	61
3.2	Caractérisation de la soufflerie de canal plan	63
3.2.1	Analyse de l'évolution de la pression	63
3.2.2	Caractère établi et monodimensionnel de l'écoulement	65
3.2.3	Vitesses moyennes et fluctuantes de l'écoulement	67
3.3	Conclusion sur les moyens de diagnostics optiques	70
4	Développement d'un code expert	71
II	Écoulements turbulents fortement anisothermes et/ou diphasiques	75
5	Analyse du couplage entre fluctuations de vitesse, gradient de température et/ou interface	77
5.1	Interactions entre interfaces et turbulence	77
5.2	Écoulement vapeur-gouttes en conduite cylindrique	80
5.3	Canal plan fortement anisotherme	83
5.3.1	Sans prise en compte de la paroi	83
5.3.2	Avec prise en compte de la paroi	104
5.3.3	Conclusion sur le canal plan fortement anisotherme	108
5.4	Té de mélange	109
5.4.1	Té de mélange à section rectangulaire	109
5.4.2	Té de mélange à section circulaire	113
5.4.3	Conclusion sur le té de mélange	118
5.5	Conclusion sur le couplage entre fluctuations de vitesse, gradient de température et/ou interface	119
6	Etude de procédés solaires	121
6.1	Elaboration de silicium photovoltaïque et dépôt de couches antireflets et de passivation	121
6.1.1	Elaboration de silicium photovoltaïque	122
6.1.2	Dépôt de couches antireflets et de passivation	124
6.1.3	Conclusion sur la filière photovoltaïque	133
6.2	Récepteurs solaires à haute température	134
6.2.1	Simulations numériques moyennées et fines	135
6.2.2	Expérimentations en soufflerie	140
6.2.3	Conception, tests et simulations de modules solaires	146
6.2.4	Dimensionnement d'un récepteur solaire	149
6.2.5	Conclusion sur la filière thermodynamique	151
6.3	Conclusion sur l'étude des procédés solaires	152
	Conclusions et perspectives	153
	Bibliographie	157
	Annexes	167
A	Généralisation à un fluide quelconque de l'algorithme de résolution des équations quasi-compressibles	169

B Détermination de la vitesse de frottement	171
C Généralisation du modèle de Kolmogorov aux cas fortement anisothermes	173
D Equation de l'énergie cinétique turbulente dans l'espace spectral	175
E Tirés à part d'un choix de publications	177
Volume-conserving mesh smoothing for front-tracking methods	179
Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient	189
Optimization of winglet vortex generators combined with riblets for wall/fluid heat exchange enhancement	205
Résumé	216

Table des figures

1	Schémas des différents niveaux d'études de l'approche multi-échelles développée pour l'optimisation des récepteurs solaires à haute température.	2
2	Schémas des différents niveaux d'études de l'approche multi-échelles développée pour l'optimisation des centrales solaires à génération directe de vapeur.	2
1.1	Répartition de mes activités d'enseignement.	8
2.1	Représentation schématique des structures tourbillonnaires et de l'interface résolues	27
2.2	Conditions aux limites, conditions initiales et interaction de la turbulence de grille avec l'interface	32
2.3	Evolution temporelle de l'erreur commise sur le transport de l'interface.	33
2.4	Comparaison entre contribution réelle et modèles, $\frac{t}{\Delta t} = 500$	34
2.5	Conditions aux limites, conditions initiales et allure du sillage	35
2.6	Coordonnée verticale de la bulle en fonction du temps : comparaison SND /ISS.	36
2.7	Géométrie typique des simulations de colonne à bulles : visualisation des conditions aux limites. Coloration des interfaces par la courbure. Isosurfaces de la composante verticale de la vortacité : $+8 s^{-1}$ valeur en vert et $-8 s^{-1}$ en rouge. Coupes du champ de vortacité verticale.	37
2.8	Illustration des différentes échelles résolues avec le modèle ISS.	39
2.9	Comparaison du coefficient de traînée obtenu à partir de la corrélation, C_D^{theo} , avec celui obtenu par la simulation ISS, C_D^{mes} , en fonction du nombre de Reynolds d'essaim $Re_e = \frac{\rho_l D_{32} V_g - V_l }{\mu_l}$	39
2.10	Ascension d'une bulle dans un liquide sous refroidi.	41
2.11	Détermination des paramètres du modèle ISS étendu au cas anisotherme avec changement de phase.	41
2.12	Colonne à bulles anisotherme avec changement de phase.	42
2.13	Validation <i>a posteriori</i> du modèle ISS. Cas d'une colonne à bulles anisotherme avec changement de phase.	42
2.14	Comparaison de la vitesse moyenne de l'air (x/h : distance adimensionnée à la paroi ; $U_{z,air}/U_{z,air,center}$: vitesse moyenne de l'air adimensionnée par la vitesse moyenne au centre du canal.	45
2.15	Intensité turbulente de la phase continue dans le sens de l'écoulement et normale à la paroi.	45
2.16	Schéma représentatif d'une goutte dans un écoulement cisailé pariétal.	47
2.17	Comparaison des valeurs DNS, de la corrélation de Zeng <i>et al.</i> et de la corrélation proposée à différentes distances de la paroi.	48
2.18	Flux de chaleur traversant un plan parallèle aux parois ($W.m^{-2}$)	53
2.19	Vitesse et fluctuation de vitesse moyennes. $Re_\tau = 395$, $T_R = 1.01$	54
2.20	Erreur relative sur la vitesse pour des schémas convectifs centrés d'ordre 2 et 4.	55
2.21	Résolution à l'aide d'une méthode Lattice Boltzmann avec une condition à la limite d'impédance de l'atténuation d'une onde acoustique plane.	56
3.1	Schéma de la soufflerie	60

3.2	Photo de la soufflerie en fonctionnement lors de la réalisation de champs SPIV	60
3.3	Principe de fonctionnement de la SPIV	62
3.4	Evolution du coefficient de pression dans la soufflerie pour différents nombres de Reynolds	63
3.5	Comparaison des coefficients de frottement mesurés expérimentalement avec les deux estimations en fonction du nombre de Reynolds.	64
3.6	Vérification de l'établissement spatial de l'écoulement.	65
3.7	Coupe perpendiculaire à l'écoulement de la composante principale de l'écoulement.	66
3.8	Vérification du caractère monodimensionnel de l'écoulement. Réalisation de coupes à différentes positions dans la direction transverse.	66
3.9	Influence du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse.	67
3.10	Comparaison des profils de vitesse moyenne obtenus par SPIV avec la corrélation de Van Driest et un résultat de SND de la littérature.	68
3.11	Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente et des fluctuations de vitesse obtenus par SPIV avec des résultats de SND de la littérature.	69
4.1	Schéma de la méthodologie pour l'obtention des corrélations des coefficients d'échange.	72
5.1	Ruptures provoquées par les structures turbulentes $We = 60$	79
5.2	Distribution de la fraction volumique de la vapeur dans le tube.	81
5.3	Effet des forces liées à la turbulence et à la portance sur la distribution des gouttes.	82
5.4	Domaine de calcul	83
5.5	Exemples de corrélations en deux points du côté froid dans la direction de l'écoulement et la direction transverse.	85
5.6	Profil de vitesse moyenne côté froid. Comparaison des résultats obtenus avec trois maillages différents.	86
5.7	Ecart type de la vitesse adimensionné par la vitesse de frottement du côté froid en coordonnées physiques et en unités de paroi. Comparaison des résultats obtenus avec trois maillages différents.	86
5.8	Exemples de spectres monodimensionnels des corrélations de fluctuations de vitesse côté froid dans la direction de l'écoulement et la direction transverse. Comparaison des résultats obtenus avec deux maillages différents.	87
5.9	Représentation des fluctuations de température par des surfaces isothermes instantanées.	88
5.10	Profil moyen de la vitesse longitudinale obtenu par SND avec $Re_{\tau m} = 395$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$	89
5.11	Comparaison entre la vitesse normale à la paroi et la vitesse de transpiration équivalente utilisée dans la transformée de Van Driest. SND avec $Re_{\tau m} = 395$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$	90
5.12	Profil moyen de température côtés chaud et froid. SND avec $Re_{\tau m} = 395$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$. A gauche : adimensionnement classique, à droite : adimensionnement semi-local.	91
5.13	Profils moyens adimensionnés de vitesse et de température pour les SGET à $Re_{\tau m} = 180$ et $Re_{\tau m} = 395$	92
5.14	Profils adimensionnés des fluctuations de vitesse longitudinale pour les SGET à $Re_{\tau m} = 180$ et $Re_{\tau m} = 395$	93
5.15	Comparaison entre les profils des SGE anisothermes et des SGE isothermes ayant les mêmes caractéristiques.	94
5.16	Etude paramétrique pour l'étude de l'évolution de la pente de la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente.	95

5.17	Comparaison des spectres obtenus par SGE et par le modèle analytique pour un nombre de Reynolds turbulent $Re_{\tau m} = 180$	96
5.18	Comparaison des spectres obtenus par SGE et par le modèle analytique pour un nombre de Reynolds turbulent $Re_{\tau m} = 395$	97
5.19	Energie cinétique turbulente en canal isotherme.	99
5.20	Energie cinétique turbulente en canal anisotherme.	99
5.21	Production turbulente en canal isotherme.	99
5.22	Production turbulente en canal anisotherme.	99
5.23	Somme des termes de transferts d'énergie cinétique turbulente en canal isotherme.	100
5.24	Somme des termes de transferts d'énergie cinétique turbulente en canal anisotherme.	100
5.25	Dissipation en canal isotherme.	100
5.26	Dissipation en canal anisotherme.	100
5.27	Domaine de calcul pour la simulation d'établissement spatial de la couche limite thermique avec $Re_{\tau m} = 180$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$	101
5.28	Etablissement spatial de la couche limite thermique avec $Re_{\tau m} = 180$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$. Température instantanée, température moyenne et écart type de température.	102
5.29	Transformée de Van Driest de la vitesse moyenne longitudinale à différentes distances de l'entrée du canal anisotherme.	102
5.30	Comparaison entre la vitesse d'injection de Van Driest et la vitesse normale à différentes distances de l'entrée du canal anisotherme.	102
5.31	Canal plan bi-périodique avec prise en compte de la paroi.	104
5.32	Influence du rapport des effusivités thermiques K sur l'écart type de température ($G = 1$, $d^+ = 300$ et $Re_{\tau} = 395$).	106
5.33	Influence du rapport des diffusivités thermiques G sur l'écart type de température ($K = 1$, $d^+ = 300$ et $Re_{\tau} = 395$).	106
5.34	Influence de la profondeur du mur d^+ sur l'écart type de température ($G = 1$, $K = 1$ et $Re_{\tau} = 395$).	107
5.35	Influence du nombre de Reynolds de frottement Re_{τ} sur l'écart type de température ($G = 1$, $K = 1$ et $d^+ = 590$).	107
5.36	Lignes de courant moyen colorées par la température moyenne pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire.	110
5.37	Vorticité instantanée adimensionnée par u_{τ}/D pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire.	110
5.38	Isovaleurs de l'écart type de température pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire. Les isovaleurs vont de 0,05 à 0,3 avec un pas égal à 0,05.	111
5.39	Ecart type de température aux parois pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire.	112
5.40	Densité spectrale de puissance aux positions des maximums locaux de l'écart type de température pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire.	112
5.41	Géométrie utilisée pour le maillage	113
5.42	Vitesse moyenne (m/s) calculée sur le cas RSM-3.	114
5.43	Température moyenne le long de la conduite principale en aval du piquage. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.	115
5.44	Température moyenne dans le plan $Z=0$ avec et sans résolution de la conduction de température dans le solide.	115
5.45	Comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux des simulations de type RANS ainsi que SGE.	116
5.46	Profils de température en fonction de la distance signée à l'interface fluide/solide.	116

5.47	Champs de la température moyenne (a), des fluctuations de température (b) et du flux de chaleur à l'interface fluide/solide à l'aval du piquage chaud (c).	117
6.1	Géométrie très simplifiée d'un réacteur CVD pour l'élaboration du silicium photovoltaïque.	123
6.2	Comparaison de la concentration molaire de TCS dans le réacteur de dépôt en laminaire et en turbulent.	124
6.3	Vitesse de dépôt le long du barreau de silicium de petit diamètre (rouge), de diamètre intermédiaire (bleu) et de grand diamètre (noir).	124
6.4	Réacteur PlasmaStream [®] : photo de l'ensemble du réacteur et schéma de la tête (coupes verticales et horizontales).	125
6.5	Régimes obtenus dans le réacteur PlasmaStream [®] en fonction du flux de gaz total et de la distance entre le bas du tube de confinement et la surface impactée.	126
6.6	Résultats des simulations de l'écoulement du gaz en régime laminaire et turbulent dans le réacteur PlasmaStream [®] .	126
6.7	Courbes de transition du réacteur PlasmaStream [®] avec le tube original et celui avec collerette.	127
6.8	Compétition entre les différents mécanismes de transport des réactifs en écoulement laminaire établi.	128
6.9	Impact de la valeur d'énergie cinétique turbulente en entrée sur le champ de vitesse.	129
6.10	Impact de la valeur d'énergie cinétique turbulente en entrée sur le champ de concentration.	129
6.11	Effet de la distance de la paroi impactée.	130
6.12	Schéma des géométries des cas : laminaires, jets impactants et jets impactants avec un fil.	130
6.13	Vitesse de dépôt pour les géométries des cas : laminaire, jets impactants et jets impactants avec un fil.	131
6.14	Champs de température et de diffusion pour les géométries des cas laminaire, jets impactant et jets impactant avec un fil.	131
6.15	Schéma de principe d'une centrale solaire à tour dont le fluide caloporteur est de l'air pressurisé.	134
6.16	Schéma de principe de l'approche modulaire pour l'optimisation des récepteurs solaires.	135
6.17	Architecture interne innovante associant générateurs de tourbillons (VGs pour <i>vortex generators</i> en anglais) et riblets.	135
6.18	Schéma d'un absorbeur solaire à deux étages avec une géométrie classique à ailettes.	136
6.19	Profils de température moyenne au sein d'un canal de récepteur solaire à ailettes obtenus par simulation numérique de type RANS.	136
6.20	Les trois familles de géométries de riblets évaluées.	138
6.21	Comparaison des pertes de charges, température moyenne et nombre de Nusselt obtenus par simulations de type RANS ou SGET.	139
6.22	Comparaison des lignes de courant et des profils de la vitesse moyenne dans la direction de l'écoulement obtenus par simulations de type RANS ou SGET à différentes positions.	139
6.23	Comparaison des lignes de courant et des profils de la vitesse moyenne dans la direction de l'écoulement obtenus par simulation de type RANS ou mesures S-PIV à différentes positions.	140
6.24	Comparaison des pertes de charge obtenues par simulation de type RANS ou mesures SPIV en canal plan lisse et texturé.	141

6.25	Evolution du coefficient de frottement du canal plan lisse en fonction du nombre de Reynolds.	142
6.26	Température moyenne de la paroi obtenue par thermographie infrarouge en canal plan lisse.	142
6.27	Evolution du nombre de Nusselt global du canal plan lisse en fonction du nombre de Reynolds.	143
6.28	Evolution du coefficient de frottement de la géométrie optimisée en fonction du nombre de Reynolds.	143
6.29	Température moyenne de la paroi obtenue par thermographie infrarouge de la géométrie optimisée.	144
6.30	Evolution du nombre de Nusselt global de la géométrie optimisée en fonction du nombre de Reynolds.	144
6.31	Optimisation de la géométrie pour minimiser les contraintes thermomécaniques.	146
6.32	Schéma de la connectique métal/céramique à ressorts calibrés (à gauche) et photo du compensateur métallique axial/radial (à droite).	146
6.33	Photo des deux demi-coques en céramique constituant le module solaire avant le brasage.	147
6.34	Photo d'ensemble du foyer du grand four solaire d'Odeillo et zoom sur la face irradiée du module.	147
6.35	Photo du module assemblé avec sa connectique (face arrière non irradiée) et photo d'ensemble du dispositif expérimental au foyer du four solaire.	148
6.36	Conditions aux limites du problème thermique dans le solide.	149
6.37	Cartographie de température du demi module solaire pour le flux dit de 250 kW/m^2 (obtenue par simulation numérique du solide uniquement).	149
6.38	Cartographie des températures de parois de l'absorbeur et des cavités de gauche et du haut selon les stratégies de distribution de l'air.	150

Avant propos

En premier lieu, je suis extrêmement reconnaissant à l'ensemble des membres du jury de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Merci à Olivier Simonin d'avoir en tant que Président du jury animé avec passion la discussion scientifique à l'issue de la soutenance. Merci à Jean-Paul Caltagirone pour son rapport très détaillé et ses questions précises sur les choix de formulation et de discrétisation. Merci à Pierre Sagaut pour son rapport élogieux, ses questions philosophiques sur la modélisation de la turbulence ainsi que sur les termes d'évolution de l'énergie cinétique turbulente. Merci à Lounès Tadriss pour son rapport qui souligne le lien entre les recherches amont que je réalise et les applications industrielles pour l'énergie et les procédés solaires qui motivent mes travaux. Merci à Marc Médale d'avoir apprécié la démarche scientifique développée. Merci à Manuel Romero d'avoir assuré la composante solaire de ce jury.

En deuxième lieu, je tiens à remercier les personnes qui ont participé scientifiquement et de façon significative à ces travaux.

Merci à Françoise Bataille pour les travaux en mécanique des fluides que nous avons réalisés ensemble. En s'écartant du cadre scientifique au sens strict, j'apprécie le pragmatisme sans manichéisme de Françoise. Il lui permet d'être efficace et de sentir si une situation est juste : chaque chose à sa place, chacun dans son rôle. Merci à elle de m'avoir transmis une partie de sa clairvoyance. Une structure (laboratoire et Université dans notre cas) qui va bien permet à chaque individu de s'épanouir et de faire du bon travail.

Merci à Gabriel Olalde pour son dynamisme et son optimisme débordant. Gabriel m'a transmis et me transmet encore ses compétences en énergie solaire concentrée. Expérimentateur chevronné, il s'est lancé dans l'aventure de la mécanique des fluides alors que je me lançais dans le développement de moyens expérimentaux. Directeur de recherches au CNRS, il m'a aidé à structurer mon projet de recherches.

Merci à Gauthier Fauchet, Benoît Mathieu, Olivier Lebaigue, Pierre Ledac et plus généralement à toute l'équipe du CEA qui enrichit, développe, optimise et assure la maintenance du logiciel Trio_U. Numériciens, développeurs, experts en parallélisme et physiciens, leurs compétences et leur disponibilité ont été indispensables aux travaux réalisés avec Trio_U.

Merci à Ye Zhou pour sa gentillesse et nos discussions sur la turbulence. Merci à Pierre Ruyer pour nos échanges sur la modélisation des écoulements diphasiques. Merci à Guillaume Brillant de m'avoir sensibilisé aux problèmes de faïençage thermique.

Merci à Françoise Massines et Alain Dollet de m'avoir initié aux problématiques de la filière photovoltaïque. Chercheurs au laboratoire PROMES, leur exigence et rigueur scientifiques sont communicatives.

Merci aux doctorants avec qui j'ai travaillé et qui m'ont formé comme directeur de thèse autant que je les ai formés à la recherche. Ils ont réussi à développer des compétences en mécanique des fluides dans un environnement de travail davantage orienté procédés. Tous concernés par leurs travaux, ils ont donné le meilleur d'eux mêmes.

Merci aux stagiaires et aux étudiants dont la jeunesse et la fraîcheur d'esprit font apprécier les nombreuses heures de cours. Les échanges avec eux, lorsque la transmission du savoir est effective ou lors d'un cours particulièrement réussi, donne la satisfaction du travail accompli.

Merci aux chercheurs et enseignant-chercheurs du laboratoire PROMES dont la pluridisciplinarité, la diversité des procédés étudiés et la créativité créent une formidable émulation positive.

En troisième lieu, j'ai été sensible à la curiosité et au soutien que m'ont apportés mes amis et ma famille. Un grand merci tout particulier à Sarah et Agathe qui restent mes plus fidèles admiratrices. Jusqu'à l'avant veille de la soutenance, elles écoutaient les répétitions de ma présentation à des heures indues. Sarah m'a de plus supporté dans tous les sens du terme tout en donnant tout l'amour nécessaire à notre, alors toute petite, Agathe née le 11 octobre. 2013 aura été une année riche en heureux événements !

Introduction

L'ÉQUILIBRE entre la recherche amont et appliquée est une quête très partagée. Ainsi, le centre national de la recherche scientifique se définit comme un établissement public à caractère scientifique et technologique qui produit du savoir et met ce savoir au service de la société. Dans le rapport de 2009 sur la stratégie nationale de la recherche et de l'innovation, le ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche veut permettre une dynamique permanente entre les découvertes fondamentales et leurs applications technologiques. L'agence nationale de la recherche veut répondre aux besoins en recherche pour l'avenir, tant dans le domaine de la recherche fondamentale que dans celui de la recherche finalisée.

La démarche multi-échelles

Mon goût pour la recherche et l'enseignement vient du lien entre les problématiques amont et appliquées. Pour le structurer du point de vue de la démarche scientifique, j'utilise une approche multi-échelles. Elle consiste à partir de l'application visée et à la simplifier au maximum pour se concentrer sur les mécanismes physiques caractéristiques. Les études locales très fines des mécanismes caractéristiques ont alors pour objectif final de renseigner des outils de dimensionnement. C'est cette logique qui constitue le fil conducteur de ce mémoire. Depuis que je suis Maître de Conférences à l'Université de Perpignan, les recherches que je réalise au sein du laboratoire PROMES dans l'équipe Thermophysiques et Ecoulement ont principalement pour application les récepteurs solaires à haute température. L'enjeu technologique est l'optimisation de la géométrie du récepteur et l'identification des matériaux à utiliser afin d'obtenir les meilleurs rendements énergétiques. L'enjeu scientifique est le mécanisme physique des modifications des propriétés de la turbulence par un fort gradient thermique. En partant de cette recherche amont, j'ai identifié des niveaux d'études intermédiaires dont la taille grandit et dont la géométrie se complexifie lorsque l'on se rapproche de l'application finale. A chacune de ces études intermédiaires, on associe un niveau de description physique, une stratégie numérique et des moyens de diagnostics expérimentaux. Les figures 1 et 2 représentent respectivement les différents niveaux d'études de l'approche multi-échelles développée pour l'optimisation des récepteurs solaires à haute température et des centrales solaires à génération directe de vapeur. A chacun des niveaux, les moyens numériques et le cas échéant les moyens expérimentaux sont précisés.

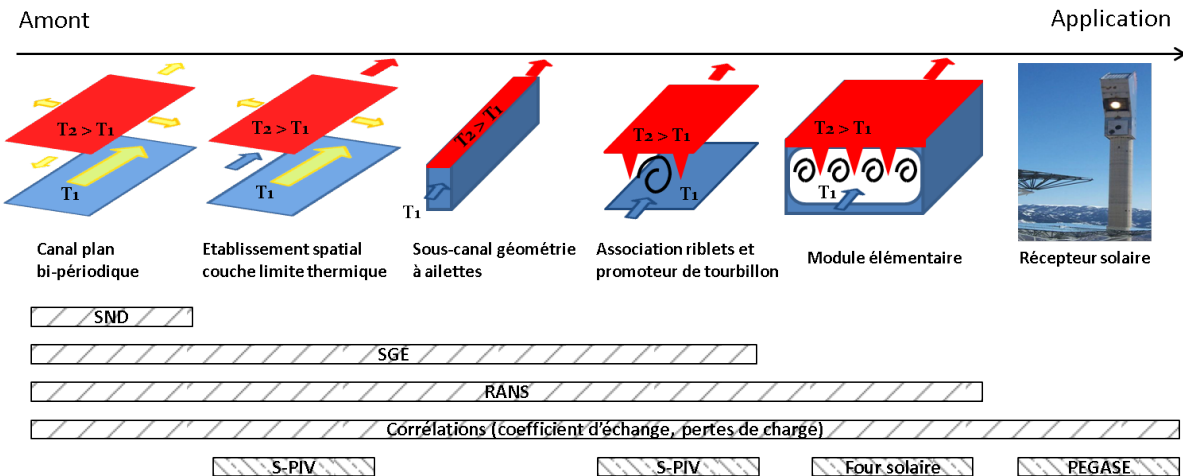


FIGURE 1 – Schémas des différents niveaux d'études de l'approche multi-échelles développée pour l'optimisation des récepteurs solaires à haute température.

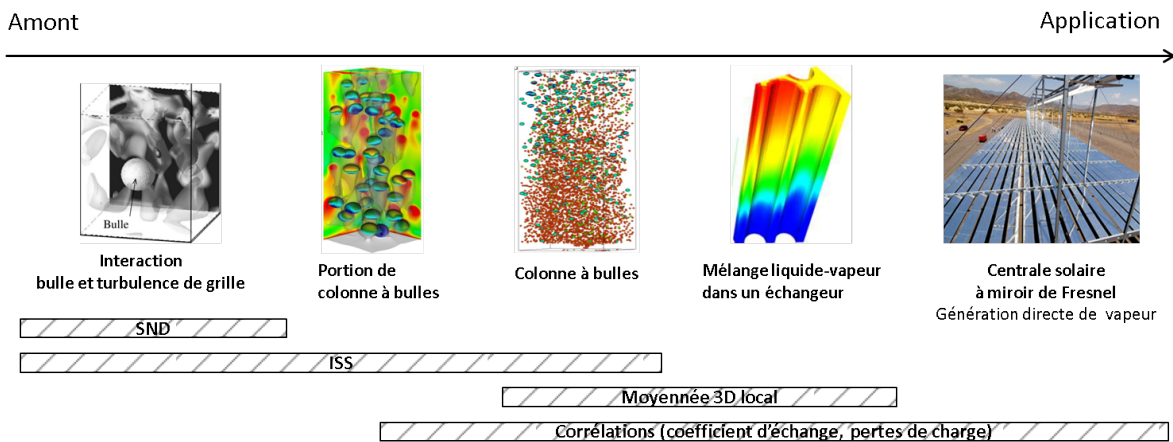


FIGURE 2 – Schémas des différents niveaux d'études de l'approche multi-échelles développée pour l'optimisation des centrales solaires à génération directe de vapeur.

Ainsi, concernant l'optimisation des récepteurs solaires à haute température, une meilleure compréhension des couplages complexes entre la dynamique et la thermique nécessite des simulations fines où toutes les échelles de l'écoulement sont explicitement résolues. On utilise alors des simulations numériques directes (SND) ou des simulations des grandes échelles thermiques (SGE). Expérimentalement, on détermine précisément les statistiques de la turbulence par vélocimétrie stéréoscopique par images de particules (S-PIV). En revanche, l'intensification des transferts thermiques d'un récepteur nécessite une étude paramétrique, c'est à dire de

nombreuses simulations. On utilise alors des simulations numériques de type RANS pour Reynolds Average Navier-Stokes. Ces modèles fournissent moins d'informations, mais sont numériquement beaucoup plus économiques. Une fois la géométrie optimisée du point de vue des transferts thermiques, on utilise le grand four solaire d'Odeillo pour soumettre le module solaire à des conditions réalistes (notamment de hautes températures autour de 1000°C). Les hautes températures ne permettant pas d'utiliser de moyens de diagnostics optiques, seuls les débits moyens, quelques mesures ponctuelles de température et les flux solaires concentrés incidents peuvent être connus. Enfin, à l'échelle réelle du récepteur, on utilise des corrélations pour évaluer les températures de sortie du fluide, ainsi que les pertes de charge globales. A cette échelle, la taille du foyer du grand four solaire d'Odeillo devient alors insuffisante pour analyser les performances des récepteurs solaires. Dans ce cas, il faut utiliser des moyens solaires à échelle industrielle comme la centrale Thémis réhabilitée dans le cadre du projet PEGASE¹.

De la même façon pour les centrales solaires à génération directe de vapeur, l'étude des interactions entre la turbulence et les interfaces nécessitent des SND. Si l'on désire prendre en compte les effets de sillage par exemple, l'augmentation du nombre de bulles rend difficile l'utilisation de SND. Nous avons donc développé le modèle ISS pour Interface and Subgrid Scales en anglais. Il s'agit d'un équivalent de la simulation des grandes échelles pour les écoulements diphasiques. En augmentant la taille du domaine, ce modèle devient à son tour trop coûteux et il faut utiliser des approches moyennées où on ne représente plus les interfaces. Le caractère diphasique est décrit par la fraction volumique du liquide ou du gaz. Enfin, pour une longueur complète d'un tube de centrales solaires, on utilise des corrélations.

Les simulations les plus fines (SND et SGE) ainsi que les mesures expérimentales renseignent et servent de validation aux modèles plus complexes (RANS) et aux corrélations.

1. PEGASE signifie Production d'Electricité par turbine à GAz et énergie SolairE. Ce projet a pour but la mise en place et l'expérimentation d'un prototype de centrale solaire à haut rendement basé sur un cycle hybride à gaz haute température constitué d'un récepteur solaire à air pressurisé et d'une turbine à gaz sur le site de l'ancienne centrale à tour THEMIS.

Présentation du mémoire

Le premier chapitre de ce document dresse le bilan de mes activités d'enseignement et de recherche.

L'organisation de ce mémoire n'est pas linéaire. En effet, pour présenter de façon synthétique l'approche multi-échelles, j'ai choisi de toujours commencer par les recherches amont pour aller ensuite vers l'application. Il est découpé en deux parties pour séparer la description des outils et l'analyse des phénomènes physiques. La première partie décrit le développement des moyens numériques et expérimentaux. La seconde présente les études sur les écoulements turbulents fortement anisothermes et/ou diphasiques.

Développement des moyens numériques et expérimentaux

Les modèles physiques et leur implémentation sont présentés dans le chapitre 2. Ce chapitre commence par expliquer le formalisme monofluide qui permet de représenter explicitement les interfaces. Pour simuler les écoulements diphasiques, nous avons utilisé une méthode mixte front-tracking/VOF que nous avons améliorée en modifiant le calcul des contraintes visqueuses, le schéma en temps utilisé et la qualité du maillage des interfaces. En appliquant un filtre volumique aux équations diphasiques, nous avons développé le modèle ISS. Le modèle ISS est également étendu au cas avec changement de phase. Ce modèle est utilisé pour étudier les fermetures classiques des équations moyennées comme l'approche Euler-Euler. Dans le cas d'écoulements de vapeur chargés de gouttelettes, nous avons travaillé sur la force de portance et sur la modélisation de la turbulence. Pour simuler des écoulements très fortement anisothermes, il faut tenir compte des effets de dilations liés aux variations de masse volumique. Pour cela, nous utilisons les équations quasi-compressibles. Pour améliorer la prise en compte du couplage entre la thermique et la dynamique, nous avons proposé un nouvel algorithme de résolution, implémenté de nouveaux schémas et étudié les modèles de turbulence de type SGET.

Pour étudier expérimentalement les statistiques de la turbulence dans le cas d'écoulements fortement anisothermes et représentatifs de la physique au sein des récepteurs solaires à haute température, une soufflerie munie de moyens de diagnostics optiques a été construite. Le chapitre 3 montre la qualité de l'écoulement et la précision des mesures.

Le chapitre 4 précise la complémentarité des moyens numériques et expérimentaux développés. Il illustre l'approche multi-échelles pour l'optimisation des récepteurs solaires à haute température. On précise en particulier comment des outils numériques et expérimentaux détaillés permettent de renseigner un code expert pour le dimensionnement de récepteurs solaires à haute température.

Écoulements turbulents fortement anisothermes et/ou diphasiques

L'analyse du couplage entre la dynamique, la thermique et/ou les interfaces est réalisée dans plusieurs configurations (chapitre 5). La configuration la plus complexe pour l'étude du couplage entre la dynamique et les interfaces est celle d'une bulle en interaction avec une turbulence de grille. Le couplage entre la dynamique et la thermique peut donner lieu à des problèmes de fatigue thermique dans la configuration de Té de mélange. La configuration du

canal plan fortement anisotherme permet d'étudier les modifications de la turbulence dans un écoulement soumis à un fort gradient de température.

Le chapitre 6 est dédié à l'étude des procédés solaires. L'approche multi-échelles et la complémentarité des moyens numériques et expérimentaux sont utilisées pour l'étude des récepteurs solaires à haute température de la filière thermodynamique. En effet, le verrou technologique de cette filière concerne le transfert thermique entre la paroi qui reçoit le rayonnement solaire concentré et le fluide caloporteur. A l'aide de simulations numériques et de mesures expérimentales d'écoulements turbulents et fortement anisothermes, une architecture interne innovante est proposée et testée au grand four solaire d'Odeillo. Outre des applications du solaire concentré thermodynamique, ce chapitre aborde l'étude des procédés d'élaboration du silicium et le dépôt de couches antireflets de la filière photovoltaïque. En effet, une meilleure connaissance des écoulements au sein des procédés de l'élaboration des cellules photovoltaïques permettrait de diminuer leurs coûts de fabrication.

Bilan des activités

1.1 Curriculum Vitae

Adrien Toutant
Maître de conférences (4^{ème} échelon)
Section CNU 62

né le 31 juillet 1980, pacsé

Laboratoire PROMES-CNRS, UPR 8521
Université de Perpignan Via Domitia

04 68 68 27 09
adrien.toutant@univ-perp.fr
[http ://adrien.toutant.perso.sfr.fr](http://adrien.toutant.perso.sfr.fr)

1.1.1 Thèmes de recherche

- Interaction des interfaces et/ou des gradients thermiques avec la turbulence,
- Simulation numérique et modélisation d'écoulements turbulents,
- Approche multi-échelles :
 - outils numériques : simulation numérique directe, simulation des grandes échelles, simulation RANS,
 - outils expérimentaux : vélocimétrie stéréoscopique par image de particules, essais solaires sous rayonnement concentré,
- Méthode lattice Boltzmann,
- Récepteurs solaires soumis à hauts flux.

1.1.2 Cursus

- 2007 **Maître de conférences**, Université de Perpignan Via Domitia, PROMES (UPR 8521)
- 2006-2007 **Postdoctorat** avec P. Sagaut en **simulation numérique** appliquée à l'aéroacoustique
Institut Jean le Rond d'Alembert, Université Pierre et Marie Curie, **Paris VI**
Collaboration avec Exa Corporation long séjour sur place (**Boston, USA**)
- 2003-2006 **Thèse en simulation numérique** appliquée à la **mécanique des fluides** diphasique au
CEA/Grenoble (école doctorale de l'**INP-Toulouse**, TYFEP) :
Modélisation physique de l'interaction entre interfaces et turbulence
Directeur de thèse : Olivier Simonin (IMF-Toulouse)
Encadrant CEA : Olivier Lebaigue
- 2002-2003 **DEA-Analyse Numérique** (Paris VI)
- 2000-2003 **ENSTA** (école d'ingénieur du **groupe A**) voie **Modélisation** et **Calcul Scientifique**

◦ Titulaire depuis octobre 2010 de la prime d'excellence scientifique.

◦ Prix de thèse Leopold ESCANDE 2007 (ce prix récompense les meilleures thèses de l'INP-Toulouse).

1.2 Activités d'enseignement

J'enseigne la mécanique des fluides, les transferts thermiques, les outils numériques (méthodes et logiciels) et les échangeurs. J'effectue environ 230 heures d'enseignements par an réparties entre le master « Energie Solaire » et le département « Energétique, énergies renouvelables » de Polytech Montpellier et conventionné avec l'Université de Perpignan. La répartition de mes activités d'enseignement est représentée figure 1.1. Environ 50 heures correspondent à des enseignements en licence 3 et 180 heures à des enseignements en master 1 et 2. Environ 90 heures correspondent à des cours et 140 heures à des TDs ou TPs.

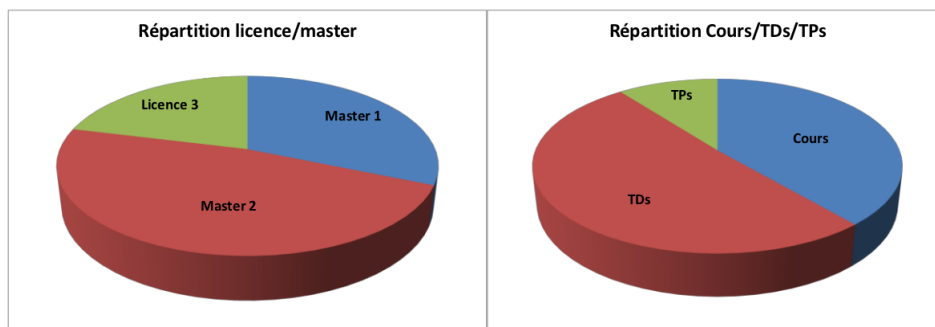


FIGURE 1.1 – Répartition de mes activités d'enseignement.

1.3 Activités administratives et collectives

- **Directeur des études** depuis septembre 2011 du département « **Energétique, énergies renouvelables** » de Polytech Montpellier et conventionné avec l'Université de Perpignan :
 - 3 promotions (L3, M1 et M2) d'environ 45 étudiants soit un total de **135 étudiants**,
 - élaboration du dossier de demande de renouvellement de l'**habilitation à délivrer le diplôme d'ingénieur** et présentation avec le directeur du département, Thierry Talbert, devant la commission des titres de l'ingénieur (2012),
 - mise en place d'une **collaboration pédagogique** avec l'école ESIROI (La Réunion),
 - co-responsable pour le département du projet de **bâtiment**,
 - participation à la mise en place de la **convention** entre UM2 et l'UPVD.

- **Responsable** de la thématique **Ecoulements et transferts** au sein de l'équipe **Thermophysique et écoulement**.

- **Co-responsable scientifique** du projet **SICSOL**, « Récepteur solaire en SiC pour la production d'air pressurisé à haute température », TOTAL-BOOSTEC-PROMES, (subvention PROMES : 672 keuros, durée : 01-2010/12-2013). Responsable **simulation numérique** (en plus de mon implication sur la globalité du projet).

- **Coordinateur** du projet **ANR EXIST** « Expérimentations et simulations découlements turbulents anisothermes pour le développement d'Innovants récepteurs Solaires haute Température », coût global du projet 767 keuros HT. Ce projet était sur liste complémentaire de l'appel SEED en 2012. Il a été labellisé par le pôle de compétitivité DERBI et a été redéposé cette année 2013.

- **Co-responsable scientifique** du contrat de collaboration de recherche entre l'IRSN et le laboratoire PROMES : Echange fluide/paroi pour des écoulements diphasiques turbulents (subvention : 24 keuros, durée : 10-2008/12-2011).

- **Co-responsable scientifique** du contrat de collaboration de recherche entre l'IRSN et le laboratoire PROMES : Sollicitation thermique de la paroi par des écoulements turbulents de sodium (subvention : 24 keuros, durée : 02-2009/12-2012).

- **Responsable scientifique** du contrat de collaboration de recherche entre la société VTI Aéraulique et le laboratoire PROMES : Conception d'un extracteur d'air très basse consommation (subvention : 40 keuros, durée : 01-2013/01-2016).

- **Responsable de l'étude de l'influence de l'écoulement sur la décharge** du contrat de collaboration de recherche entre la société Dow Corning et le laboratoire PROMES : Etude d'un pinceau plasma pour le dépôt de couches minces sur cellules photovoltaïques (subvention : 193 keuros, durée : 01-2009/12-2012).

- **Responsable de l'étude de l'effet de l'écoulement sur la vitesse de dépôt** des projets :
 - **PREPA**, ANR 09-BLAN-0043 : Transformation de l'énergie électrique en précurseur actif par plasma froid diffus à la pression atmosphérique (subvention PROMES : 150 keuros, durée : 01-09-2009/31-05-2013, partenaires : LAPLACE, EM2C, SIAME).
 - **BATIR**, 080773 FUI-OSEO : Dépôt Barrière : Technologies et Réacteurs Plasma Atmosphérique Industriels (subvention PROMES : 290 keuros ; durée : 10-01-2013/09-01-2016 ; partenaires académiques : LAPLACE, SIAME, industriels : CPI, Biophy, Chamatex, IFTH).

- **Responsable ressources de calcul** au sein du laboratoire PROMES :
 - Responsable du projet GENCI c20132a5099 « Simulation des grandes échelles et simulation directe d'un écoulement turbulent anisotherme - application aux récepteurs solaires hautes températures », nombreux calculs sur plusieurs milliers de cœurs de la machine Jade du CINES (2007 à maintenant).
 - Responsable du projet GENCI c20132a7123 « Conception d'un extracteur d'air éolien basse consommation » (2013).
 - Responsable du projet GENCI c2011026645 « Simulation d'un récepteur solaire innovant », calcul sur 128 cœurs de la machine Jade du CINES (2011).
 - Responsable du projet PRACE 2012061072 « STAF-Simulation of Turbulent and very Anisothermal Flow », calcul prévu sur plusieurs milliers de cœurs de la machine SuperMUC (2013).

- Membre du comité d'**organisation** du **congrès** 2011 de la Société Française de Thermique (**SFT**) « **Energie solaire et thermique** » à Perpignan.

- Membre des 3 comités de pilotage (Etude action GPEC-T secteur Energies Renouvelables) : « **Les gisements d'emplois dans le secteur des ENR à l'échelle du bassin d'emploi de Perpignan** », (27-05-2013, 01-07-2013 et 07-10-2013).

1.4 Encadrements

Je consacre une grande partie de mon activité à l'encadrement pédagogique et à la formation par la recherche.

1.4.1 Thèses

Thèses soutenues : 5

- **Sylvain Serra** (Situation actuelle : Enseignant Chercheur, au LATEP à Pau. Origine : Master Energie Solaire, UPVD) « Couplage écoulements pariétaux et transferts thermiques dans les récepteurs solaires à haute température. » Bourse ministère : octobre 2006 - septembre 2009. Directrice de thèse : Françoise Bataille. Encadrement scientifique : Adrien Toutant.
- **Daoud Baalbaki** (Situation actuelle : Enseignant au Lyban. Origine : Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes) « Modélisation et simulation des effets de la turbulence sur le refroidissement des gainages gonflés d'un cœur de réacteur à eau pressurisée. » Bourse IRSN : octobre 2008 - décembre 2011. Directrice de thèse : Françoise Bataille. Encadrement scientifique : Pierre Ruyer et Adrien Toutant.
- **Xavier Daguene**t (Situation actuelle : Chercheur en Suisse. Origine : INSA-Lyon) « Etude numérique et expérimentale des écoulements turbulents dans les échangeurs à chauffage asymétrique. Application aux récepteurs solaires à haute température. » Bourse ministère : octobre 2008 - décembre 2011. Directeur de thèse : Gabriel Olalde. Encadrement scientifique : Adrien Toutant.
- **Raphaël Monod** (Situation actuelle : Postdoctorat à Montpellier. Origine : Master Energie Solaire, UPVD) « Etude des fluctuations de température par Simulations des Grandes Échelles. » Bourse IRSN : octobre 2009 - décembre 2012. Directrice de thèse : Françoise Bataille. Encadrement scientifique : Guillaume Brillant et Adrien Toutant.
- **Arnaud Colleoni** (Situation actuelle : Ingenieur R&D Epsilon-ALCEN, Toulouse. Origine : INSA-Rouen) « Intensification des transferts de chaleur en régime turbulent pour le développement d'un réacteur solaire surfacique à haute température en céramique. » Bourse CIFRE TOTAL : février 2010 - février 2013. Directeur de thèse : Gabriel Olalde. Encadrement scientifique : Adrien Toutant.

Thèses en cours : 3

- **Sanae Ouajdi** (Master Modélisation Numérique en Mécanique, Université de La Rochelle) (Financement ANR : octobre 2010 - septembre 2013). Directeurs de thèse : Marc Daumas et Ahmed Mezrhab. Encadrement scientifique : David Defour et Adrien Toutant.
- **Frédéric Auléry** (Master Energie Solaire, UPVD)(Bourse ministère : octobre 2010 - septembre 2013). Directrice de thèse : Françoise Bataille. Encadrement scientifique : Adrien Toutant.
- **Marc Sanchez** (Master Energie Solaire, UPVD)(Bourse CIFRE VTI : janvier 2013 - janvier 2016). Directrice de thèse : Françoise Bataille. Encadrement scientifique : Adrien Toutant.

1.4.2 Postdoctorants

- Harry Nizard, 10-2011/09-2013.
- Julien Capeillere, 01-2013/12-2013.

1.4.3 Stages

- Nathanaël Rivière (Master Energie Solaire, UPVD), 6 mois, 2008.
- Benoît Michel (Master Energie Solaire, UPVD), 6 mois, 2009.
- Ramatoulaye Fall (Master Energie Solaire, UPVD), 6 mois, 2009.
- Yannick Baux (INSA-Lyon), 6 mois, 2009.
- Jonathan Iaconau (Master Energie Solaire, UPVD), 6 mois, 2010.
- Christian Segui (Master Energie Solaire, UPVD), 6 mois, 2010.
- Frédéric Auléry (Master Energie Solaire, UPVD), 6 mois, 2010.
- Bruno Coudour (Master Energie Solaire, UPVD), 6 mois, 2011.
- Marc Sanchez (Master Energie Solaire, UPVD), 6 mois, 2012.
- Jiahui Lu (Master of Science in Sustainable Energy Engineering, Royal Institute of Technology, KTH, Suède), 6 mois, 2012.
- Youssef Benchaabane (Polytech EnR), 2 mois, 2012.
- Mamadou Goundiam (Polytech EnR), 1 mois, 2013.
- Matthieu Rousseaux (Ecole Centrale de Lille), 6 mois, 2013.

1.5 Jurys de thèse et expertises

1.5.1 Jurys de thèse hors co-direction

- **Sylvain Magdeleine** « Démonstration de la potentialité des méthodes de SND diphasique à renseigner les modèles moyennés : application à la colonne à bulles. » Université de Grenoble, 12 novembre 2009.
- **Guillaume Bois** « Transfert de masse et d'énergie aux interfaces liquide/vapeur avec changement de phase : proposition de la modélisation aux grandes échelles des interfaces. » Université de Grenoble, 4 février 2011.
- **Thomas Gaudy** « Etude d'un jet plasma à la pression atmosphérique pour le dépôt d'oxyde de Silicium. » Université de Perpignan, 29 février 2012.

1.5.2 Expertises

- 1 expertise de dossier de thèse CIFRE (2008).
- 2 expertises ANR (2011 et 2012).
- 1 expertise pour l'IDEX de Sorbonne Paris Cité (2013).
- 12 reviews pour les journaux : Journal of Fluid Mechanic (1 review, 2007), Journal of Computational Physics (2 reviews, 2009 et 2013), International Journal of Multiphase Flow (2 reviews, 2007 et 2009), ASME Journal of Fluids Engineering (1 review, 2008), Computer & Fluids (3 reviews, 2010, 2011 et 2013), Comptes rendus Mecanique (1 review, 2013), Journal of renewable and sustainable energy (1 review, 2013), Physica D (1 review, 2013).
- Rapporteur pour la Société Française de Thermique.
- 2 comités de sélection MCF (n° 0827 à l'Université d'Aix-Marseille en 2012 et n° 0283 à l'Université de la Réunion en 2013).
- 2 comités de sélection ATER (Polytech Montpellier en 2012 et Université de Perpignan en 2013).
- Membre de la commission de recours pour l'attribution de la prime d'excellence scientifique (2013).

1.6 Production scientifique

Articles dans des revues internationales : 17

D'après ISI Web of Science et SCOPUS (les deux bases de données fournissent ici les mêmes résultats), ces publications correspondent à un indice h de 5, un taux de citation moyen par article de 5 et un taux de citation moyen par année de 13,33.

Publications dans des conférences internationales : 17

Publications dans des conférences nationales : 13

Brevets : 2

Conférences sur invitation : 8

1.6.1 Articles dans des revues internationales

- Labourasse E., Lacanette D., Toutant A., Lubin P., Vincent S., Lebaigue O., Caltagirone J.-P. and Sagaut P., Towards Large Eddy Simulation of isothermal two-phase flows : governing equations and a priori tests, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 33 (1), p.1-39, 2007.
- Vincent S., Larocque J., Lacanette D., Toutant A., Lubin P. and Sagaut P., Numerical Simulation of phase separation and a priori two-phase LES filtering, *Computers and Fluids*, vol. 37 (7), p.898-906, 2008.
- Toutant A., Labourasse E., Lebaigue O. and Simonin O., DNS of the interaction between a deformable buoyant bubble and a spatially decaying turbulence : a priori tests for LES two-phase flows modelling, *Computers and Fluids*, vol. 37 (7), p.877-886, 2008.
- Toutant, A. and Sagaut, P., Lattice Boltzmann simulations of impedance tube flows, *Computers and Fluids*, vol. 38 (2), p.458-465, 2009.
- Toutant, A., Chandesris, M., Jamet, D. and Lebaigue, O., Jump conditions for filtered quantities at an under-resolved discontinuous interface. Part 1 : theoretical development. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 35 (12), p.1100-1118, 2009.
- Toutant A., Chandesris M., Jamet D. and Lebaigue O., Jump conditions for filtered quantities at an under-resolved discontinuous interface. Part 2 : a priori tests. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 35 (12), p.1119-1129, 2009.
- Aulery F., Baux Y., Toutant A., and Bataille F., Thermal Boundary Condition Influence on Bi-Periodic Channel Flow with High Thermal Gradient. *Machine Dynamics Research*, vol. 35 (1), p.19-28, 2011.
- Serra, S., Toutant, A. and Bataille, F., Thermal Large Eddy Simulation in a very simplified geometry of a solar receiver, *Heat Transfer Engineering*, vol. 33 (6), p.505-524, 2012.
- Aulery F., Toutant A., Monod R., Brillant G. and Bataille F., Numerical simulations of sodium mixing in a T-junction, *Applied Thermal Engineering*, vol. 37, p. 38-43, 2012.
- Dagenet X., Foucaut J.M., Coudert S., Toutant, A. and Olalde G., Experimental Analysis of the Turbulent Flow Behavior of a Textured Surface Proposed for Asymmetric Heat Exchangers. *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 89 (1), p. 149-169, 2012.
- Serra S., Toutant A., Bataill, F. and Zhou Y., Turbulent kinetic energy spectrum in very anisothermal flows. *Physics Letters A*, vol. 376, p. 3177 3184, 2012.
- Toutant A., Mathieu B. and Lebaigue O., Volume-conserving mesh smoothing for front-tracking methods, *Computers and Fluids*, vol. 67, p. 16-25, 2012.
- Serra S., Toutant, A., Bataille, F. and Zhou, Y., High-temperature gradient effect on a turbulent channel flow using thermal large-eddy simulation in physical and spectral spaces. *Journal of Turbulence*, vol. 13 (49), p. 1-25, 2012.
- Colleoni A., Toutant A., Olalde G. and Foucaut J.M., Optimization of winglet vortex generators combined with riblets for wall/fluid heat exchange enhancement, *Applied*

- Thermal Engineering, vol. 50, p. 1092-1100, 2013.
- Dagueuet X., Toutant A., Bataille F. and Olalde G., Numerical investigation of a ceramic high-temperature pressurized-air solar receiver, *Solar energy*, vol. 90, p. 164-178, 2013.
 - Sanchez M., Aulery F., Toutant A., Bataille F. and Zhou Y., Large Eddy Simulations of thermal boundary layer spatial development in a turbulent channel flow, *Journal of Fluid Engineering* (accepté), 2013.
 - Toutant A., Bataille F., Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 74, p. 104-118, 2013.

1.6.2 Publications dans des conférences internationales

- Labourasse, E., Toutant, A. and Lebaigue, O., Turbulence-interface interaction, Paper No. 268, Proc. 5th Int. Conf. on Multiphase Flow (ICMF 2004), Yokohama, Japan, May 31-June 3, 2004.
- Toutant, A., Labourasse, E., Lebaigue, O. and Simonin, O., Interaction between a deformable buoyant bubble and a homogeneous isotropic turbulence, Conf. on Turbulence and Interactions, Porquerolles, France, 29 May-2 June, 2006.
- Vincent, S., Laroques, J., Lacanette, D., Toutant, A., Lubin, P., Lebaigue, O., Labourasse, E., Caltagirone, J.-P. and Sagaut, P., Governing equations and a priori tests for the LES two-phase flows, Conf. on Turbulence and Interactions, Porquerolles, France, 29 May-2 June, 2006.
- Toutant, A., Lebaigue, O., Labourasse, E., Vincent, S., Lubin, P. and Lacanette, D., Effects of turbulence on interfacial heat transfer a priori test and filters evaluation, Int. Heat Transfer Conf. (IHTC 2006), Sydney, Australia, August 13-18, 2006.
- Fournier, C., Toutant, A. and Lebaigue, O., Interfacial conditions at a filtered interface for LES two-phase flows, ICMF, Leipzig, Germany, July 9-13, 2007.
- Serra, S., Toutant, A. and Bataille, F., Effect of a high temperature gradient on a turbulent flow - study of kinetic-energy and temperature spectra, 6 International Conference on Computational Heat and Mass Transfer (ICCHMT09), Guangzhou, China, May 18-21 2009.
- Serra, S., Toutant, A. and Bataille, F., Physical mechanisms of high and transverse temperature gradient effects on solar receiver performances, 6 International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (THMT09), Rome, Italy, September 14-18 2009.
- Dagueuet X., Toutant, A., Fall, R., Bataille, F. and Olalde G., Numerical analysis of high temperature pressurized-air solar receiver, 15 Solar Paces International Symposium, Berlin, Germany, September 15-18, 2009.
- Baalbaki, D., Toutant, A., Ruyer, P., Bataille, F., Advantages of Reynolds stresses transport model for dispersed droplet flow in a vertical pipe, International Conference on Multiphase Flow 2010 (ICMF-2010), University of Florida, USA, May 30 - June 4, 2010.
- Aulery, F., Toutant, A., Monod, R., Brillant, G., Bataille, F., Numerical simulations of thermal fatigue to turbulent fluctuations in a mixing tee, Solar Paces International Symposium, Perpignan, France, September 21-24, 2010.
- Dagueuet X., Toutant, A., Segui, C., Bataille, F. and Olalde G., Numerical investigation of an original concept of ceramic high temperature pressurized-air solar receiver, Solar Paces International Symposium, Perpignan, France, September 21-24, 2010.
- Toutant, A. and Bataille, F., Effect of high temperature gradient on the flow characteristics inside a solar receiver, 19th French-Polish Seminar of Mechanics, Perpignan, France, June 8-11, 2011.
- Gaudy, T., Iacono, J., Toutant, A., Descamps, P., Massines, F., Role of confinement in

- the development of a helium plasma jet at atmospheric pressure, International Symposium on Plasma Chemistry (ISPC 20), Philadelphia, USA, July 24-29, 2011.
- Dagenet X., Foucaut, J.M., Coudert, S., Toutant, A. and Olalde G., Enhancement of the performances of a pressurized air windowless solar receiver, Solar Paces International Symposium, Granada, Spain, September 11-14, 2011.
 - Colleoni A., Toutant A., Olalde G., Design of an innovative internal structure for surface solar air heater's, World Renewable Energy Forum, Denver, Colorado, May 13-17, 2012.
 - Colleoni A., Toutant A., Olalde G., Optimization of winglet vortex generators combined with riblets for wall/fluid heat exchange enhancement, 9th International ERCOFTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, Thessaloniki, Greece, June 6-8, 2012.
 - Monod R., Brillant G., Toutant A., Bataille F., Large Eddy Simulations of a turbulent periodic channel with conjugate heat transfer at low Prandtl number, 6th European Thermal Sciences Conference Eurotherm, Poitiers, France, September 04-07, 2012.

1.6.3 Publications dans des conférences nationales

- Magdeleine, S., Toutant, A. and Lebaigue, O., SGE diphasique appliquée a un sous-canal de REP, Congrès SFT, Lyon, France, October 25-26, 2007.
- Serra, S., Toutant, A. and Bataille, F., Etude des spectres d'énergie d'un écoulement turbulent soumis a un fort gradient de température, MFHT3, Greoux les Bains, France, October 22-24 2008.
- Toutant, A., Serra, S. and Bataille F., Calcul haute performance pour l'optimisation de récepteurs solaires - Simulation d'écoulements turbulents fortement anisothermes, Colloque Grand Challenges CINES-GENCI, Montpellier, France, November 17 2008.
- Serra, S., Toutant, A. and Bataille, F., Etude de la modélisation thermique d'un écoulement turbulent soumis a un fort gradient de température avec la Simulation des Grandes Echelles Thermique, Congrès SFT, Vannes, France, May 26-29, 2009.
- Serra, S., Toutant, A. and Bataille, F., Etude de l'influence d'un fort gradient de température sur un écoulement turbulent à travers son effet sur la viscosité dynamique totale, Congrès SFT, Le Touquet, France, May 25-28, 2010.
- Baux, Y., Toutant, A. and Bataille, F., Influence de la condition aux limites thermiques sur un écoulement turbulent en canal plan bipériodique, Congrès SFT, Le Touquet, France, May 25-28, 2010.
- Toutant, A., Mathieu, B. and Bataille, F., Statistiques de la turbulence dans un canal soumis à un fort gradient de température, Colloque Grands Defis, CINES-GENCI, Montpellier, France, Octobre 2010.
- Toutant, A., Mathieu, B. and Bataille, F., Interactions entre la turbulence et un fort gradient de température dans un canal bi-périodique, CEA-GAMNI, Paris, France, January 24-25, 2011.
- Ouajdi, S., Daumas, M., Toutant, A., Mezrhab, A., Parallélisme hybride (gros grain - grain fin) sur Architectures Multi/many coeur avec application au solaire concentré, 1st Int. Seminar on Concentrating Solar Power Plants & Energy Efficiency in Buildings (CSPP-EEB'2011), Marrakech, Morocco, April 26-28, 2011.
- Toutant, A. and Bataille, F., Simulation numérique directe d'un écoulement turbulent en canal soumis à un fort gradient de température, Congrès SFT, Perpignan, France, May 24-27, 2011.
- Aulery, F., Toutant, A., Monod, R., Brillant, G., Bataille, F., Simulation des grandes échelles du faicage thermique dans un Té de mélange, Congrès SFT, Perpignan, France, May 24-27, 2011.
- Monod, R., Brillant, G., Toutant, A., Bataille, F., Etude numérique des fluctuations

de température dans un Té de mélange, Congrès SFT, Perpignan, France, May 24-27, 2011.

- Aulery, F., Toutant, A., Bataille, F., Simulations d'écoulements quasi-compressibles, Congrès SFT, Bordeaux, France, May 29-June 1st, 2012.

1.6.4 Brevets

- Olalde, G., Flamant, G., Daguene, X., Toutant, A., Foucaut, J.M., Coudert, S., Modular textured surface solar receiver for high temperature, european patent 0957204, October 14 2009.
- F. Massines, T. Gaudy, A. Toutant, P. Descamps, P. Leempoel, V. Kaiser, "Plasma treatment of substrats", patent EP10305808.7, July 21 2010 by Dow Corning and the CNRS.

1.6.5 Conférences sur invitation

- Toutant A., Physical Models for the interaction between turbulence and interface, Institut Jean le Rond D'Alembert, ENSAM-Paris, LEPTIAB and IMB, France, 2007.
- Toutant A., Impedance boundary conditions for Lattice Boltzmann Method, CEA-Grenoble, France, 2008.
- Bataille F., Toutant A., Serra S., Turbulence et thermique, Laboratoire TREFLE, Bordeaux, France, Juin, 2009.
- Bataille F., Toutant A., Serra S., Interactions entre Turbulence et thermique, Laboratoire de Thermocinetique, Nantes, France, octobre, 2009.
- Toutant A., Simulation numerique directe d'un écoulement turbulent fortement anisotherme dans un recepteur-echangeur solaire, Societe Francaise de Thermique, journee Echangeur, Paris, France, 16 mars, 2011.
- Toutant A., Modélisation physique des interactions turbulence/interface et analyse du couplage turbulence/gradient de température, Laboratoire Coria, Rouen, France, 6 avril, 2011.
- Bataille F., Toutant A., Serra S., Simulations numériques d'écoulements turbulents soumis à de forts gradients de température : cas des récepteurs solaires, CFM - Besançon, 29 aout - 2 septembre, 2011.
- Toutant A., Serra S., Bataille F., and Zhou Y., Influence of high temperature gradient on turbulence spectra, NIA CFD Conference, Future Directions in CFD Research, A Modeling and Simulation Conference, Hampton, Virginia, August 6-8, 2012.

Première partie

Développement de moyens numériques et expérimentaux

Modèles physiques et implémentation numérique

DANS la plupart des écoulements naturels et industriels, la turbulence interagit avec les interfaces liquide/gaz et de forts gradients de température. C'est notamment le cas dans le domaine de l'énergie et en particulier dans l'énergie solaire. Simuler numériquement ces écoulements est toujours un challenge. Suivant le niveau de détails auquel on veut avoir accès, la difficulté sera associée soit au coût numérique du calcul ainsi qu'aux développements d'algorithmes et de schémas précis, soit à la complexité du modèle qui devra tenir compte de l'effet des phénomènes physiques non décrits explicitement. Les simulations fines qui décrivent explicitement tous les phénomènes physiques peuvent être utilisées avec succès pour renseigner les modèles des simulations moyennées. On procède ainsi à une validation de proche en proche : c'est l'approche multi-échelles.

Nous commencerons par présenter les modèles proposés dans le cadre des écoulements diphasiques puis nous décrirons ceux développés pour les écoulements à faible nombre de Mach. Enfin, nous concluons sur les modèles développés et leur implémentation.

2.1 Écoulements diphasiques turbulents

Les écoulements diphasiques turbulents sont très présents dans l'industrie. Dans le domaine de l'énergie solaire, de très nombreux procédés (centrale solaire à tour, linéaire Fresnel ou cylindro parabolique) font intervenir un cycle vapeur. Suivant les cas, soit l'eau est directement présente dans le récepteur-absorbeur qui lui transfère le rayonnement solaire concentré, soit elle intervient uniquement dans le convertisseur thermodynamique (le récepteur utilise alors un autre caloporteur tels que des sels fondus ou de l'air pressurisé et un échangeur permet le transfert vers le cycle vapeur). Dans les deux cas, il faut être capable de prévoir les niveaux de température et de pression en entrée de turbine pour optimiser les procédés solaires ou simplement dimensionner une centrale solaire. Pour évaluer les pertes de charge et les échanges thermiques, les ingénieurs utilisent des corrélations qui, potentiellement, introduisent des erreurs importantes. Pour assurer la viabilité de la centrale, celle-ci est en général surdimensionnée ce qui en augmente les coûts de construction et de maintenance. Ainsi par exemple, pour être sûr d'atteindre le niveau de température nécessaire, on peut choisir d'augmenter la taille du champ solaire. Des simulations numériques précises et une

meilleure compréhension de l'ébullition convective permettrait d'améliorer la précision des corrélations et d'optimiser les procédés solaires. Dans le domaine de l'énergie nucléaire, on retrouve la même problématique à laquelle s'ajoute celle de la sûreté. En effet, le flux de chaleur nominal aux parois des crayons de combustibles est optimisé afin de produire le maximum d'énergie en restant, de façon certaine, en dessous de la limite pour laquelle apparaît la crise d'ébullition et la possibilité d'un accident nucléaire. La physique détaillée de cet écoulement est mal connue. Par conséquent, l'optimisation du rendement est faite avec des marges de sécurité contraignantes qu'une meilleure connaissance permettrait sans doute de réduire.

On retrouve ici la démarche multi-échelles décrite en introduction et qui constitue le fil conducteur de ce mémoire : des études locales très fines ont pour objectif final de renseigner des outils de dimensionnement. De plus, dans ces écoulements diphasiques et turbulents, les échelles en présence¹ rendent impossible la réalisation de SND. Il s'agit donc de développer des méthodes et des modèles capables de réduire le coût numérique des simulations de tels écoulements.

J'ai utilisé trois niveaux de description des écoulements diphasiques turbulents. Dans les deux niveaux les plus détaillés, les interfaces sont décrites explicitement. La distinction entre ces deux niveaux vient de la description de la turbulence. Au niveau le plus fin, toutes les échelles de la turbulence sont représentées. Cela correspond à la simulation numérique directe (SND). Au niveau intermédiaire, seules les grandes échelles de la turbulence sont représentées. L'effet des petites échelles est modélisé. Cela correspond à un équivalent de la simulation des grandes échelles (SGE) pour les écoulements diphasiques. Ce modèle est appelé ISS pour interfaces and subgrid scales en anglais. Par rapport à la SND, il permet un gain très important en terme de coût numérique. Au niveau le plus grossier, toutes les échelles turbulentes sont modélisées et les interfaces ne sont pas représentées. Le mélange diphasique est décrit par le taux de vide qui représente le volume de gaz.

Le niveau le plus fin est à la fois le plus détaillé et le plus coûteux numériquement. Il permet de renseigner le niveau intermédiaire qui à son tour fournit des informations pour la modélisation du niveau le plus grossier. A la fin de la démarche multi-échelles, le niveau le plus grossier doit à terme permettre le développement de corrélations pour le transfert thermique fluide-paroi et pour les pertes de charge dans le cas d'écoulements diphasiques turbulents.

Dans cette partie, nous commençons par décrire les deux niveaux de description les plus fins SND et ISS où les interfaces sont explicitement représentées. Nous présentons ensuite nos travaux concernant l'approche Euler-Euler où les interfaces ne sont pas représentées (un taux de vide est utilisé). Enfin, nous concluons sur les écoulements diphasiques et turbulents.

2.1.1 Représentation explicite des interfaces

Les travaux présentés dans cette section ont essentiellement été réalisés pendant ma thèse au CEA Grenoble co-dirigée par Olivier Lebaigue (CEA) et Olivier Simonin (IMFT). On s'intéresse ici plus particulièrement aux interactions entre interface et turbulence. Ainsi, on suppose, dans un premier temps, que l'écoulement est isotherme et sans changement de phase. Dans un deuxième temps, nous présentons une extension du modèle ISS aux écoulements anisothermes et avec changement de phase. Cette section est une synthèse des publications

1. Classiquement, dans un sous-canal de REP dont le diamètre hydraulique est de 12 mm, où la pression est d'environ 15 MPa et la vitesse de $3,5 \text{ m.s}^{-1}$, l'échelle de Kolmogorov est d'environ $1 \mu\text{m}$ alors que la taille caractéristique des bulles est supposée être proche de $150 \mu\text{m}$ et on s'intéresse à un domaine qui contient au moins une centaine de bulles.

suivantes [68, 128, 122, 119, 120, 123].

Cette partie décrit rapidement les équations du formalisme monofluide utilisé pour le niveau le plus fin (SND). Ces équations sont résolues avec la méthode numérique front-tracking qui est alors présentée avec les améliorations apportées. Les résultats obtenus par SND permettent le développement du modèle ISS. Ce modèle est exposé puis validé à partir de tests *a priori*. Enfin, le modèle ISS est étendu au cas anisotherme avec changement de phase, il est validé par des tests *a posteriori* et utilisé pour renseigner des modèles moyennés de type RANS.

Le formalisme monofluide

A l'échelle moléculaire, une interface liquide-gaz (ou liquide-vapeur) correspond à une zone de transition où la masse volumique passe progressivement d'une valeur moyenne dans le liquide à une valeur moyenne dans le gaz (ou la vapeur). La taille de la zone de transition est de l'ordre de quelques libres parcours moyens des molécules. Ceci signifie qu'elle est de l'ordre de un à quelques diamètres moléculaires pour une interface liquide-vapeur près du point critique. Le formalisme monofluide (notre choix pour la description d'un milieu diphasique) considère les interfaces comme des surfaces de discontinuité des grandeurs physiques. En supposant que la masse volumique de chaque phase est constante loin de la zone interfaciale, cette description discontinue revient à prolonger ces valeurs constantes jusqu'à la surface de discontinuité. En général, pour simplifier l'écriture des équations de bilan, on choisit la position de la surface de façon à conserver la masse. Le formalisme permet de condenser en une seule équation locale instantanée les bilans de chacune des deux phases et le bilan à l'interface. Pour l'historique de ce formalisme, on se référera aux travaux d'Ishii [51] et Kataoka [57].

Pour développer le formalisme monofluide, on définit la fonction indicatrice de phase, χ_k , par :

$$\begin{aligned}\chi_k(\mathbf{x}) &= 1 \text{ si } \mathbf{x} \in \Omega_k \\ &= 0 \text{ sinon}\end{aligned}\tag{2.1}$$

Dans le cas du diphasique liquide-gaz, on a $k=g$ lorsqu'il s'agit de la phase gazeuse et $k=l$ pour la phase liquide. A partir de la fonction indicatrice de phase, on définit les grandeurs monofluides :

$$\mathbf{u} = \sum_k \chi_k \mathbf{u}_k \tag{2.2a}$$

$$\rho = \sum_k \chi_k \rho_k \tag{2.2b}$$

$$\mu = \sum_k \chi_k \mu_k \tag{2.2c}$$

Dans cette section 2.1.1 dans laquelle on se concentre sur les interactions entre turbulence et interfaces, les hypothèses sont les suivantes :

- incompressible par phase,
- la masse volumique, ρ , et la viscosité dynamique, μ , sont constantes dans chaque phase,
- isotherme,
- pas de changement de phase,
- la tension de surface, σ , est considérée constante et uniforme.

Dans ces conditions, le système suivant décrit alors la dynamique de l'écoulement :

- Bilan de masse

◇ Hypothèse d'incompressibilité

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.3a)$$

◇ Equation de transport de la surface de discontinuité

$$\frac{\partial \chi_k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \chi_k = 0 \quad (2.3b)$$

– Bilan de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \left(\mu \left(\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u} \right) \right) - (\nabla_s \cdot \mathbf{n}) \sigma \mathbf{n} \delta_\sigma \quad (2.3c)$$

Dans le système précédent, $\mathbf{n} = \mathbf{n}_g$ est la normale qui est orientée de la phase gazeuse vers la phase liquide. Dans la section suivante, nous verrons comment la méthode de SND utilisée pour étudier les interactions entre interfaces et turbulence discrétise et résout le système (2.3). C'est également à partir de ce système que j'ai développé le modèle ISS, un équivalent de la SGE pour les écoulements diphasiques.

Méthode front-tracking/Volume of fluid

Il existe trois grandes familles de méthodes de SND pour les écoulements diphasiques [24, 53, 71].

On trouve tout d'abord les méthodes à maillage mobile qui épouse la forme des interfaces. Ces méthodes sont donc très précises mais difficiles à mettre en oeuvre. Il existe également des méthodes à maillage mixte. Ces méthodes, dites front-tracking, utilisent deux types différents de maillage : un maillage fixe pour les grandeurs volumiques et un maillage mobile pour représenter les interfaces [111, 125]. La méthode utilisée appartient à cette catégorie. Elle a initialement été implémentée par Christophe Duquennoy [24], puis repensée par Benoît Mathieu [81, 82]. Enfin, il y a les méthodes à maillage fixe où seul un maillage eulérien discrétise l'ensemble du domaine physique considéré. On en distingue deux types suivant que l'on utilise une fonction de présence valant 0 dans une phase ou 1 dans l'autre (ce sont les méthodes VOF pour Volume Of Fluid [69, 101]), ou bien une fonction s'annulant à l'interface (ce sont les méthodes level set [110]).

La méthode mixte front-tracking/volume of fluid utilisée est implémentée dans le logiciel Trio_U. Trio_U est une plateforme de développement pour les études de thermohydraulique. Cette plateforme est implémentée en C++ par le CEA. Les caractéristiques et la validation de la méthode mixte front-tracking/volume of fluid sont décrites dans les travaux de Benoît Mathieu (principal développeur et concepteur de la méthode actuelle) [81, 82].

Les améliorations apportées

La méthode de SND front-tracking/VOF a été rapidement décrite. J'ai apporté trois principales contributions à cette méthode.

La première est d'ordre numérique. Il s'agit de l'implémentation d'un schéma de type Runge-Kutta d'ordre 3 afin de rendre possible l'utilisation d'une discrétisation centrée du terme convectif. Le bon comportement du schéma choisi a été vérifié tout d'abord uniquement sur l'équation de convection de l'interface, puis sur le couplage entre cette dernière et l'équation bilan de quantité de mouvement.

La deuxième correspond à la modélisation physique du tenseur **moyen**² des contraintes visqueuses monofluide. On note \mathbf{S} l'intégrale sur un volume de contrôle Ω contenant l'interface du tenseur des contraintes visqueuses :

$$\mathbf{S} \int_{\Omega} d\Omega \hat{=} \int_{\Omega} \sum_k \chi_k \mathbf{S}_k d\Omega = \int_{\Omega} \sum_k \chi_k \mu_k (\nabla \mathbf{u}_k + \nabla^T \mathbf{u}_k) d\Omega \quad (2.4)$$

De la même façon, on définit pour le tenseur des déformations :

$$\mathbf{D} \int_{\Omega} d\Omega \hat{=} \frac{1}{2} \int_{\Omega} \sum_k \chi_k (\nabla \mathbf{u}_k + \nabla^T \mathbf{u}_k) d\Omega = \frac{1}{2} \left(\nabla \int_{\Omega} \mathbf{u} d\Omega + \nabla^T \int_{\Omega} \mathbf{u} d\Omega \right) \quad (2.5)$$

On cherche un opérateur linéaire (lui même fonction des viscosités dynamiques des phases, μ_l et μ_g), $\boldsymbol{\mu}$, tel que :

$$\mathbf{S} = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{D} \quad (2.6)$$

En fonction du taux de présence, $\alpha = \frac{\int_{\Omega} \chi_k d\Omega}{\int_{\Omega} d\Omega}$, on définit la moyenne arithmétique (respectivement harmonique) de la viscosité dynamique, μ_a (respectivement μ_h) :

$$\mu_a = \alpha \mu_g + (1 - \alpha) \mu_l \quad (2.7a)$$

$$\mu_h = \frac{\mu_g \mu_l}{\alpha \mu_l + (1 - \alpha) \mu_g} \quad (2.7b)$$

Nous avons montré en discrétisant le tenseur des contraintes visqueuses à la façon des méthodes GFM pour Ghost Fluid Method [56, 29, 75, 90, 37] et en faisant un bilan sur un volume de contrôle contenant l'interface comme Benkenida [3] que le tenseur des contraintes visqueuses moyen s'écrit :

$$\mathbf{S} = 2\mu_h \mathbf{D} + 2(\mu_a - \mu_h) (\mathbf{D} + 2\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} - (\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} \otimes \mathbf{n})) \quad (2.8)$$

Cette modélisation physique du tenseur des contraintes visqueuses monofluide a été validée (convergence en maillage vers la solution analytique de référence) sur l'écoulement de Poiseuille diphasique et sur la vitesse terminale d'une bulle dans le cas des écoulements rampants. Ainsi, contrairement au cas usuel du fluide newtonien incompressible et homogène qui ne nécessite qu'un coefficient de viscosité (dans la limite de l'hypothèse d'incompressibilité) pour relier le tenseur des déformations à celui des contraintes visqueuses, au moins deux coefficients différents μ_a (la moyenne arithmétique) et μ_h (la moyenne harmonique) sont indispensables pour décrire correctement un écoulement diphasique incompressible par phase dans le cadre de l'approche monofluide.

La troisième est une méthode de raffinement lagrangien qui permet d'améliorer la description de la géométrie des interfaces. J'ai fini de développer cette méthode après ma thèse. Cela a été pour moi l'occasion de poursuivre mes collaborations avec Benoit Mathieu et Olivier Lebaigue du CEA-Grenoble et pour le laboratoire PROMES de renforcer ces interactions avec l'équipe de développement du logiciel Trio_U. Avec une méthode Front-tracking qui utilise des marqueurs pour suivre l'interface, il suffit *a priori* d'augmenter le nombre de marqueurs pour améliorer la description de l'interface. Cependant, de cette façon, le maillage lagrangien qui décrit l'interface devient plus riche que le maillage eulérien sous-jacent et on manque par conséquent de degrés de liberté pour le déplacement des marqueurs. Ceci conduit à une instabilité numérique en accordéon. Ainsi, si on veut pouvoir utiliser plusieurs marqueurs lagrangien pour améliorer la description géométrique de l'interface, il faut introduire un lissage des hautes fréquences. Il est par ailleurs primordial que ce lissage soit conservatif en volume.

2. Par moyen, on entend que l'on évalue la moyenne spatiale du tenseur sur un domaine éventuellement à cheval sur l'interface.

On appelle Γ le lieu géométrique qui décrit une interface **fermée** de surface S . Soit M un point de l'interface, \mathbf{OM} le vecteur position, v la vitesse (correspondant au déplacement de notre lissage), κ la courbure et \mathbf{n} la normale à l'interface. Comme seul le déplacement normal à l'interface a un sens, on a :

$$\frac{\partial \mathbf{OM}}{\partial t} = v \mathbf{n} \quad (2.9)$$

On choisit comme vitesse de déplacement

$$v = -\nabla_s \cdot \phi = -\alpha \Delta_s \kappa \quad (2.10)$$

où le flux, ϕ , est défini par $\phi = \alpha \nabla_s \kappa$ avec α une constante positive. Δ_s désigne le laplacien de surface. On montre que ce déplacement assure la décroissance de la surface. De plus, il est équivalent à un filtre d'ordre 4, ce qui permet de ne pas (ou très peu) filtrer les basses fréquences. Enfin, sa définition à partir d'un flux assure la conservation du volume d'une interface fermée. Pour la discrétisation de cette méthode (notamment en 3D), on pourra se référer à [123]. Cette méthode de raffinement du maillage lagrangien a été validée sur le mode propre fondamental d'une bulle en 2D, sur l'absence de courants parasites en 3D ainsi que sur l'ascension d'une bulle en 3D. Dans ce dernier cas test, le nombre de mailles eulériennes dans le diamètre de la bulle est égal à 8 et le nombre de marqueurs lagrangiens par maille eulérienne est autour de 144. On arrive ainsi à une très bonne description géométrique de l'interface avec un maillage eulérien relativement léger et donc un coût numérique fortement réduit.

Les trois améliorations que j'ai apportées à la méthode de front-tracking permettent de tenir plus rigoureusement compte des transferts de quantité de mouvement à travers l'interface. Ces améliorations ont permis de réaliser des SND originales et pertinentes pour le développement d'un équivalent de la LES (large eddy simulation) pour les écoulements diphasiques.

Le modèle ISS

Le modèle ISS (interfaces and subgrid scales) est un équivalent de la LES pour les écoulements diphasiques. Les interfaces restent plus grandes que la taille du filtre. Le déficit consiste à intégrer dans des modèles de sous-maille les interactions entre interfaces et turbulence. Pour développer le modèle ISS, j'utilise une méthodologie en deux étapes comme illustré sur la figure 2.1. Cette méthodologie fait apparaître un nouveau niveau de description : la simulation des grandes échelles continue appelé aussi niveau de description mésoscopique.

Dans la première étape, nous utilisons le formalisme de la Simulation des Grandes Echelles (SGE) en ayant recours à un filtre défini comme un produit de convolution [105]. Pour que cette opération de filtrage du niveau de description microscopique (SND) ait de bonnes propriétés (comme par exemple celle de commuter avec les opérateurs de dérivations), on choisit un noyau de convolution indépendant du temps et de l'espace. En procédant ainsi, on s'aperçoit qu'en plus de la partie turbulente, le saut lié à la discontinuité gaz-liquide contribue aux fluctuations sous-maille. Dans la mesure où les modèles dont on dispose font l'hypothèse que les fluctuations sous-maille sont d'origine turbulente, ils sont *a priori* incapables de modéliser la contribution du saut qui peut dans certains cas être prépondérante. Il faut donc développer des modèles spécifiques pour tenir compte de termes sous-maille non turbulents et provenant essentiellement de la présence d'une discontinuité. Filtrer à cheval sur la discontinuité, en plus de créer des fluctuations sous-maille d'origine non turbulente, lisse cette discontinuité en une zone de fort gradient d'épaisseur $2r$, si r désigne l'épaisseur du filtre.

Dans la deuxième étape, une fois modélisées les fluctuations sous-maille principalement dues à la présence de la discontinuité, nous revenons à un problème discontinu équivalent (on appelle problème discontinu équivalent un problème filtré dont la discontinuité n'est pas épaissie, elle est susceptible d'être moins riche en fréquences mais elle reste infiniment mince). Cette deuxième étape est nécessaire car la modélisation des fluctuations dues à la discontinuité est facilitée par la localisation de cette discontinuité. Le passage à un problème discontinu équivalent fait donc partie de la modélisation des fluctuations sous-maille non turbulentes. Le niveau de description est alors dit macroscopique.

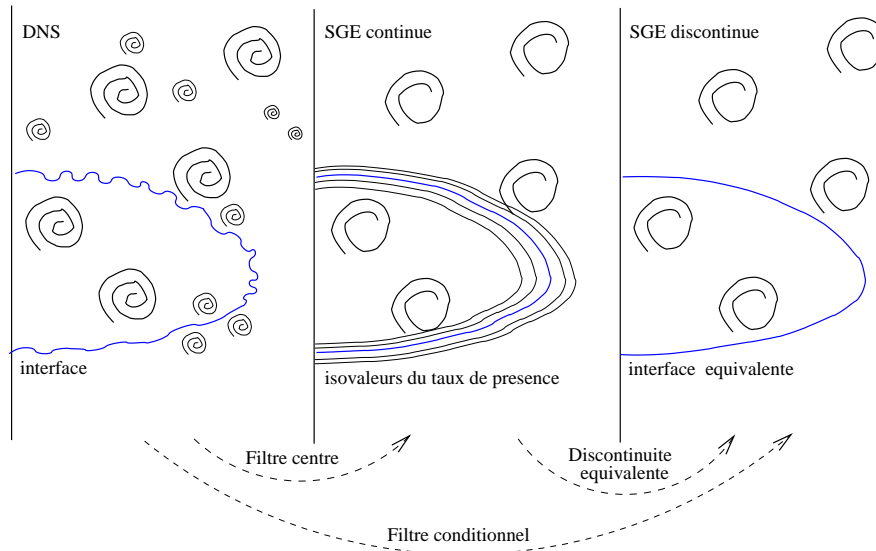


FIGURE 2.1 – Représentation schématique des structures tourbillonnaires et de l'interface résolues (respectivement, lors d'une SND, SGE continue, SGE discontinue).

Première étape Parce que la présence de la discontinuité fait apparaître de très nombreux termes sous-maille, nous les avons classés à partir de tests *a priori* réalisés avec plusieurs SND. La plus représentative de ces SND est l'interaction d'une bulle fortement déformable avec une turbulence de grille [121]. En comparant le maximum de la norme des termes sous-maille avec le maximum de la norme du terme convectif, nous avons trouvé que les termes sous-maille liés aux forces interfaciales et aux effets visqueux étaient négligeables. Par conséquent, dans l'équation de bilan de quantité de mouvement, il ne reste que les termes sous-maille liés à la convection et à l'accélération à fermer. Le terme lié à la convection existe également en monophasique et il a fait l'objet de nombreux travaux de modélisation. Les modèles les plus courants reposent sur l'hypothèse de la viscosité turbulente. Nos résultats montrent qu'en diphasique le terme sous-maille lié à la convection est parfois anti-dissipatif. Les modèles basés sur l'hypothèse de la viscosité turbulente nécessairement dissipatifs ne conviennent donc pas. Nous nous sommes alors orientés vers la modélisation de type structurale basée sur la décomposition de Leonard et Germano [36]. J'ai proposé une nouvelle décomposition adaptée aux écoulements diphasiques. Parmi les différents filtres classiquement utilisés en SGE, on choisit de travailler avec le plus simple : le filtre boîte. On suppose de plus que son support est indépendant du temps et de l'espace. On peut alors définir cet opérateur de moyenne volumique $\bar{\cdot}$ par :

$$\bar{\phi}(x) = \frac{1}{V} \int_{V_x} \phi(y) dy \quad (2.11a)$$

On définit aussi l'opérateur de moyenne surfacique associé $\overline{\cdot}^s$:

$$\overline{\phi}^s(x) = \begin{cases} \frac{\int_{V_x} \phi(y) \delta_\sigma(y) dy}{\int_{V_x} \delta_\sigma(y) dy} & \text{si l'aire interfaciale, } \int_{V_x} \delta_\sigma(y) dy, \text{ est non nulle,} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.11b)$$

Le volume V_x des formules précédentes est bien entendu fini (*i.e.* le noyau de convolution correspondant est à support compact). Avec le modèle proposé, les equations monofluides (2.3) s'écrivent une fois filtrées :

$$\nabla \cdot \overline{\mathbf{u}} = 0 \quad (2.12a)$$

$$\frac{\partial \overline{\chi_k}}{\partial t} + \overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{\chi_k} + \overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{\chi_k} - \overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{\chi_k} = 0 \quad (2.12b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho \mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho \mathbf{u}} \otimes \overline{\mathbf{u}}) &= -\nabla \overline{p} \\ &+ \frac{\partial \overline{\rho \mathbf{u}} - \overline{\rho \mathbf{u}}}{\partial t} \\ &+ \nabla \cdot (\overline{\rho \mathbf{u}} \otimes \overline{\mathbf{u}} - \overline{\rho \mathbf{u}} \otimes \overline{\mathbf{u}}) \\ &+ \nabla \cdot (\overline{\mu} (\nabla \overline{\mathbf{u}} + \nabla^T \overline{\mathbf{u}})) \\ &+ \overline{\rho \mathbf{g}} - \overline{\sigma \kappa^s \mathbf{n}^s \delta_\sigma} \end{aligned} \quad (2.12c)$$

Ce dernier système n'est pas fermé. En effet, il fait appel à une vision discontinue des interfaces (nécessité de connaître χ_k) mais il permet uniquement de construire une interface continue (transport de $\overline{\chi_k}$). Pour fermer ce système, il faut donc trouver le lien entre interface continue et interface discontinue. Nous avons fait ce lien en calculant le taux de présence pour une interface approchée par une surface dont la courbure varie linéairement entre les deux courbures principales de l'interface réelle.

Deuxième étape Lors de cette deuxième étape, j'ai utilisé l'analyse générique des processus interfaciaux [27] et la méthode des développements asymptotiques raccordés (DAR) [9, 26, 133, 135]. Les développements réalisés avec ces deux méthodes sont le résultat d'une collaboration avec Marion Chandesris et Didier Jamet (tous les deux chercheurs au CEA-Grenoble). En particulier, les DAR permettent de déterminer un système équivalent au précédent avec une vision discontinue des interfaces. On passe ainsi d'une approche SGE continue à une approche SGE discontinue (voir figure 2.1). Les equations que l'on doit résoudre dans chacune des phases loin de la discontinuité se déduisent du système (2.12) en prenant la masse volumique, ρ , et la viscosité, μ , constantes ainsi que $\overline{\delta_\sigma}$ nul puisqu'on est loin des interfaces. Le fait que la masse volumique soit constante dans les phases implique en particulier que le tenseur sous-maille issu de l'accélération est nul loin des interfaces $\frac{\partial \overline{\rho \mathbf{u}} - \overline{\rho \mathbf{u}}}{\partial t} = 0$. En notant respectivement la vitesse et la pression solution de ce nouveau problème $\widetilde{\mathbf{u}}_k$ et \widetilde{p}_k , on trouve donc respectivement pour l'équation de continuité et l'équation de bilan de quantité de mouvement :

$$\nabla \cdot \widetilde{\mathbf{u}}_k = 0 \quad (2.13a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_k \widetilde{\mathbf{u}}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \widetilde{\mathbf{u}}_k \otimes \widetilde{\mathbf{u}}_k) &= -\nabla \widetilde{p}_k + \nabla \cdot (\mu_k (\nabla \widetilde{\mathbf{u}}_k + \nabla^T \widetilde{\mathbf{u}}_k)) \\ &+ \nabla \cdot (\rho_k (\widetilde{\mathbf{u}}_k \otimes \widetilde{\mathbf{u}}_k - \overline{\widetilde{\mathbf{u}}_k \otimes \widetilde{\mathbf{u}}_k})) \end{aligned} \quad (2.13b)$$

Les equations précédentes correspondent aux equations de la SGE monophasique classique lorsque l'on fait l'hypothèse de similarité d'échelle. On désire résoudre ces equations jusqu'à la position de la discontinuité et non seulement loin de l'interface. Etant données les equations que l'on résout dans deux domaines adjacents, il faut alors trouver (i) la forme des conditions

aux limites que l'on doit se donner, (ii) une fermeture de ces conditions aux limites pour que le problème soit fermé, (iii) le lieu où l'on impose ces conditions aux limites. Le problème ainsi défini est équivalent au problème continu (2.12). Le formalisme monofluide permet de réaliser l'étape (i), *i.e.* il permet de préciser la forme des conditions aux limites que l'on doit se donner. Dans la suite et afin d'alléger les équations, on adoptera les notations :

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{L}}_k &\hat{=} \overline{\mathbf{u}}_k \otimes \overline{\mathbf{u}}_k - \overline{\mathbf{u}}_k \otimes \overline{\mathbf{u}}_k \\ \tilde{\mathbf{S}}_k &\hat{=} \mu_k \left(\nabla \overline{\mathbf{u}}_k + \nabla^T \overline{\mathbf{u}}_k \right)\end{aligned}$$

En multipliant par la fonction indicatrice de phase du problème filtré discontinu, $\tilde{\chi}_k$, chacune de ces équations et en les sommant, on a une première idée de la forme des conditions de saut qu'il nous faudra fermer

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} - \sum_k \overline{\mathbf{u}}_k \cdot \nabla \tilde{\chi}_k = 0 \quad (2.14a)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) &= -\nabla \tilde{p} + \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{S}}) \\ &+ \sum_k \left(\tilde{p}_k \mathbf{I} - \tilde{\mathbf{S}}_k \right) \cdot \nabla \tilde{\chi}_k \\ &+ \nabla \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\mathcal{L}}) \\ &+ \sum_k \rho_k \left(\overline{\mathbf{u}}_k \frac{\partial \tilde{\chi}_k}{\partial t} + \left(\overline{\mathbf{u}}_k \otimes \overline{\mathbf{u}}_k - \tilde{\mathcal{L}}_k \right) \cdot \nabla \tilde{\chi}_k \right)\end{aligned} \quad (2.14b)$$

où chaque grandeur monofluide $\tilde{\phi}$ est définie par $\tilde{\phi} \hat{=} \sum_k \tilde{\chi}_k \overline{\phi}_k$. Ce système n'est pas fermé. En effet, on a fait apparaître la forme des relations de saut à l'interface mais on ne peut pas à ce stade les exprimer en fonction de grandeurs monofluides : les termes de somme sur l'indice k font intervenir les grandeurs phasiques et non les grandeurs monofluides. L'objectif de cette étape est de déterminer les conditions de saut que fournissent les équations de la SGE avec une vision continue des interfaces lorsqu'on fait tendre l'épaisseur de la zone interfaciale vers zéro : quel est l'équivalent des conditions de sauts pour les grandeurs filtrées ? Comme on l'a fait apparaître dans le système (2.14), on cherche donc à préciser :

- la vitesse, \mathbf{v}_σ , de la discontinuité équivalente, $\tilde{\chi}_k$

$$\frac{\partial \tilde{\chi}_k}{\partial t} + \mathbf{v}_\sigma \cdot \nabla \tilde{\chi}_k = 0 \quad (2.15a)$$

- la relation de saut issue du bilan de masse filtré

$$\sum_k \overline{\mathbf{u}}_k \cdot \nabla \tilde{\chi}_k \quad (2.15b)$$

- la relation de saut issue du bilan de quantité de mouvement filtré

$$\sum_k \left(\rho_k \overline{\mathbf{u}}_k \frac{\partial \tilde{\chi}_k}{\partial t} + \left(\tilde{p}_k \mathbf{I} - \tilde{\mathbf{S}}_k + \rho_k \left(\overline{\mathbf{u}}_k \otimes \overline{\mathbf{u}}_k - \tilde{\mathcal{L}}_k \right) \right) \cdot \nabla \tilde{\chi}_k \right) \quad (2.15c)$$

Trouver une fermeture des expressions (2.15b) et (2.15c) correspond à l'étape (ii) mentionnée ci-dessus. Exprimer la vitesse, \mathbf{v}_σ , de la discontinuité équivalente, $\tilde{\chi}_k$, revient à réaliser l'étape (iii) puisque cette étape consiste à préciser le lieu où on impose les relations de saut. Parce que la position de la discontinuité dépend de la courbure et des corrélations entre la vitesse et la normale, on ne peut pas dans le cadre de la SGE diphasique, transporter l'interface avec la vitesse monofluide.

La détermination des relations de sauts et de la vitesse de la discontinuité équivalente nécessite d'adimensionner les équations. L'adimensionnement choisi fait apparaître un petit

paramètre noté ϵ qui correspond au rapport de deux échelles de longueurs d'ordre de grandeur très différent. La petite échelle de longueur correspond à la taille du filtre, c'est-à-dire la taille de l'interface épaissie (car filtrée). Elle est donc égale à l'épaisseur de la zone de transition entre les deux phases monophasiques. On la note δ . La grande échelle de longueur est le rayon de la sphère osculatrice de la bulle. On le note R_b . Finalement, on a : $\epsilon = \frac{\delta}{R_b}$.

Une fois l'adimensionnement effectué, le domaine est découpé en différentes sous-régions : les régions *extérieures* où les grandeurs varient lentement et une région *intérieure* où les grandeurs varient rapidement. Les régions extérieures sont bien sûr les parties monophasiques du domaine et la région intérieure correspond à la zone de transition qui se situe en proche interface.

On effectue alors dans la région intérieure un changement de variable suivant la direction normale afin de tenir compte des variations rapides des grandeurs physiques. Cela revient à dilater la direction normale et donc à lui donner une importance prédominante par rapport aux directions tangentielles. Les équations différentielles sont alors écrites à différents ordres à l'aide d'un développement asymptotique en ϵ . On les résout séparément dans chacune des régions, extérieures et intérieure.

Enfin, on raccorde les solutions obtenues dans les différentes régions grâce aux conditions de raccord valables quand ϵ tend vers zéro [135]. Lorsque $\epsilon \rightarrow 0$, la zone de transition tend vers une surface de discontinuité. Les solutions des régions extérieures sont les solutions approchées de ce nouveau problème discontinu. On l'appelle problème discontinu équivalent car il ne diffère du précédent que dans la zone de transition. Ainsi, à partir de la résolution d'une équation différentielle simplifiée dans la région intérieure, on dérive analytiquement les conditions de saut à appliquer entre les solutions des problèmes des régions extérieures. Notre étude se limite à l'ordre 0 et la nouvelle fonction indicatrice de phase est défini en imposant la conservation locale de la masse.

L'équation de transport de la discontinuité équivalente est déterminée grâce aux DAR en combinant l'équation du taux de présence, la définition de la vitesse de l'interface et la variation du taux de présence en fonction de l'évolution des rayons de courbure principaux.

En résumé, le système d'équations établi est

– équation de continuité :

$$\nabla \cdot (\tilde{\mathbf{u}}) = 0 \quad (2.16a)$$

– équation de transport de la discontinuité équivalente :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\chi}_g}{\partial t} = & \left(\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{n}} + \left(\overline{\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{n}}}^\sigma - \overline{\tilde{\mathbf{u}}} \cdot \overline{\tilde{\mathbf{n}}}^\sigma \right) \right. \\ & \left. + \frac{r^2}{10} \left(\Delta_s \left(\frac{\partial \tilde{\chi}_g}{\partial t} \tilde{\mathbf{n}} \right) \cdot \tilde{\mathbf{n}} - 2 \nabla_s \left(\frac{\partial \tilde{\chi}_g}{\partial t} \tilde{\mathbf{n}} \right) : \nabla_s (\tilde{\mathbf{n}}) \right) \right) \delta_{\tilde{\sigma}} \end{aligned} \quad (2.16b)$$

– équation de bilan de quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) = & -\nabla \tilde{p} + \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{S}}) + \nabla \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\mathcal{L}}) \\ & - \left(\sigma \tilde{\kappa} \tilde{\mathbf{n}} + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} - \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}})}{\partial t} d\xi_3 \right) \delta_{\tilde{\sigma}} \end{aligned} \quad (2.16c)$$

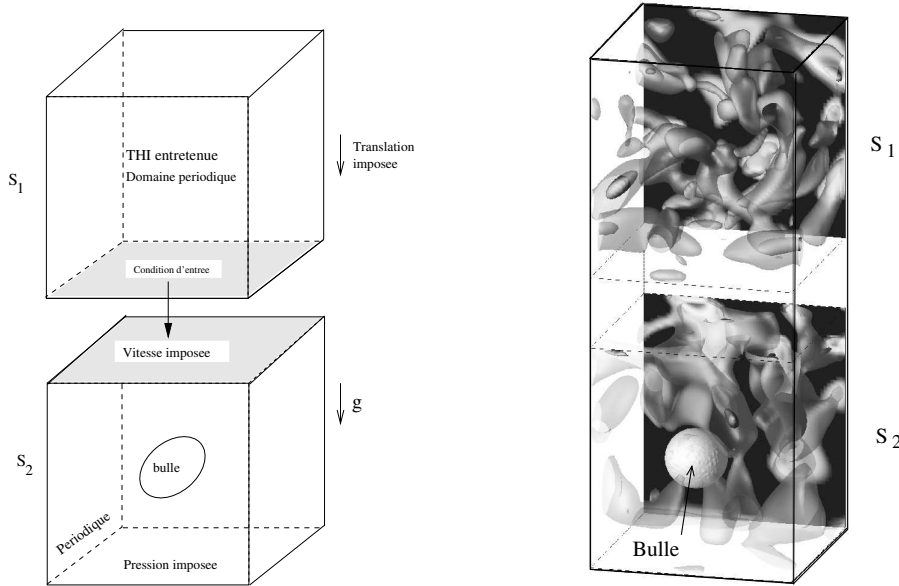
Dans l'équation de transport de la discontinuité équivalente, le second terme du membre de droite correspond au corrélations entre la vitesse et la normale (il est modélisé à partir de

l'hypothèse de similarité d'échelles). Le terme en r^2 correspond à l'évolution temporelle de la courbure. Lorsque la taille du filtre tend vers zéro, $r \rightarrow 0$, ces équations tendent naturellement vers les équations de la SND. En effet, les termes que l'on ne retrouve pas en SND sont soit pondérés par r^2 , soit des corrélations qui tendent vers zéro avec la taille du filtre.

Validation *a priori*

Pour valider le modèle ISS, j'ai procédé à des tests *a priori* très complets.

Les tests *a priori* ont été en particulier réalisés à partir des résultats d'une SND originale et tout à fait représentative des interactions entre turbulence et interface. Il s'agit de l'interaction d'une bulle avec une turbulence de grille. Lors de cette interaction, la bulle est fortement déformée et la turbulence complètement établie. Pour ce calcul, deux SND sont nécessaires (voir fig. 2.2). La première, s_1 , est monophasique. Elle correspond à un calcul classique de Turbulence Homogène Isotrope (THI) dans une boîte périodique dans les trois directions. La deuxième, s_2 , est diphasique. Pour équilibrer approximativement les forces de traînée et de flottabilité et maintenir la bulle dans le domaine de calcul le plus longtemps possible, un mouvement de translation uniforme est imposé à tout le domaine de s_1 . La turbulence ainsi injectée dans s_2 est alors en décroissance spatiale libre. Tout se passe donc comme si la bulle (présente dans s_2) interagissait avec une turbulence de grille.



(a) Conditions aux limites, conditions initiales (b) Interaction de la turbulence de grille avec l'interface

FIGURE 2.2 – Conditions aux limites, conditions initiales et interaction de la turbulence de grille avec l'interface

Pour valider les modèles des termes sous-maille de l'équation de bilan de quantité de mouvement, j'ai vérifié qu'à un pas de temps particulier : la localisation, le signe et l'amplitude des modèles sont identiques à la contribution réelle (non présenté ici). Pour affiner cette première analyse, on trace les corrélations entre chacun des termes sous-maille et le modèle correspondant (non présenté ici). Le modèle apparaît très bien corrélé au terme sous-maille correspondant.

Pour l'équation de transport de l'interface, on étudie la potentialité de notre modèle τ_{disc}^m

$$\tau_{disc}^m = \frac{3}{2} (\overline{\mathbf{u}^\sigma \cdot \mathbf{n}^{\sigma\sigma}} - \overline{\mathbf{u}^{\sigma\sigma}} \cdot \overline{\mathbf{n}^{\sigma\sigma}}) + \eta \frac{r}{10} (\Delta_s (\mathbf{v}_{\tilde{\sigma}}) \cdot \tilde{\mathbf{n}} - 2\nabla_s (\mathbf{v}_{\tilde{\sigma}}) : \nabla_s (\mathbf{n}^\sigma)) \quad (2.17)$$

à estimer le terme sous-maille τ_{disc} :

$$\tau_{disc} = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}^\sigma - \overline{\mathbf{u}^\sigma} \cdot \overline{\mathbf{n}^\sigma} \quad (2.18)$$

Ce terme sous-maille correspond à reconstruire, suivant la direction normale, \mathbf{u} à partir de $\bar{\mathbf{u}}^\sigma$. La figure 2.3 montre l'évolution temporelle de l'erreur commise lorsqu'on modélise τ_{disc} :

- uniquement par l'hypothèse de similarité d'échelles surfacique $\frac{3}{2} (\bar{\mathbf{u}}^\sigma \cdot \bar{\mathbf{n}}^{\sigma\sigma} - \bar{\mathbf{u}}^{\sigma\sigma} \cdot \bar{\mathbf{n}}^{\sigma\sigma})$,
- seulement en tenant compte de la variation de la courbure $\eta \frac{r}{10} (\Delta_s (\mathbf{v}_{\tilde{\sigma}}) \cdot \tilde{\mathbf{n}} - 2\nabla_s (\mathbf{v}_{\tilde{\sigma}}) : \nabla_s (\bar{\mathbf{n}}^\sigma))$ et
- par le modèle complet τ_{disc}^m .

Avec une seule des deux contributions, on modélise environ 50 pourcents du terme sous-maille. Lorsqu'on considère le modèle complet, on modélise plus de 90 pourcents du terme sous-maille. Les deux termes semblent donc essentiels pour modéliser le transport de la discontinuité équivalente. De plus, on constate qu'ils ont un comportement différent : ils paraissent complémentaires. En effet, lorsqu'on se trouve à un maximum local de l'erreur que l'on commet avec un seul des deux termes, on est aussi à un minimum local de l'erreur commise avec uniquement l'autre terme. De cette façon, l'erreur faite avec le modèle complet est presque constante alors que l'erreur dans le cas d'un des deux modèles partiels varie fortement. A $t = 200\Delta t$ par exemple, le terme qui tient compte de la variation de courbure est beaucoup plus performant que le terme qui repose sur l'hypothèse de similarité d'échelles. A $t = 500\Delta t$, c'est l'inverse. Afin de mieux comprendre le rôle joué par chacun des deux termes de notre modèle, ils ont été représentés sur la surface de la bulle à différents instants. La figure 2.4 correspond à $t = 500\Delta t$.

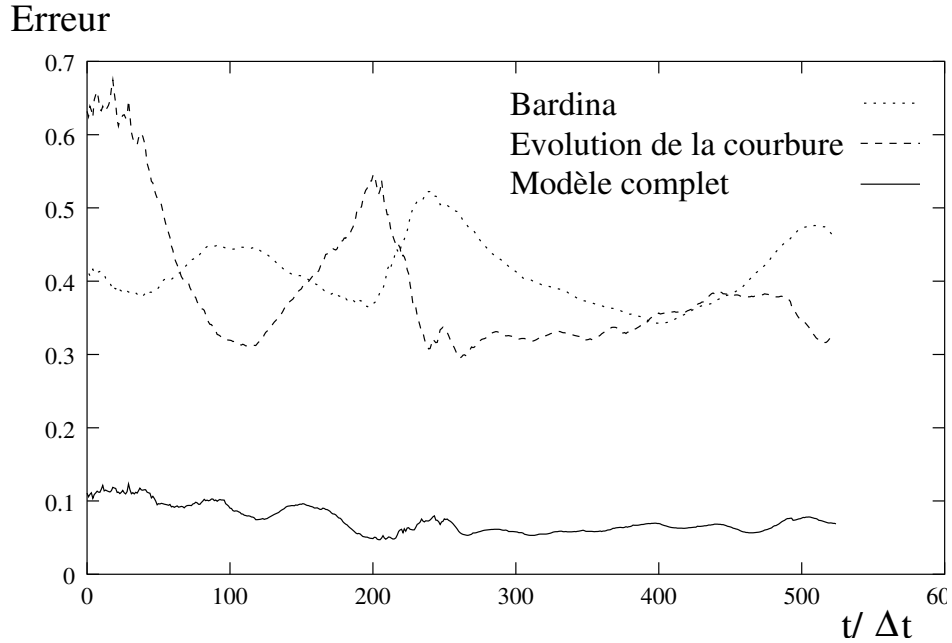


FIGURE 2.3 – Evolution temporelle de l'erreur commise sur le transport de l'interface. Dans le cas d'un modèle : avec seulement les corrélations entre la vitesse et la normale, avec seulement l'évolution temporelle de la courbure, en combinant les deux modélisations.

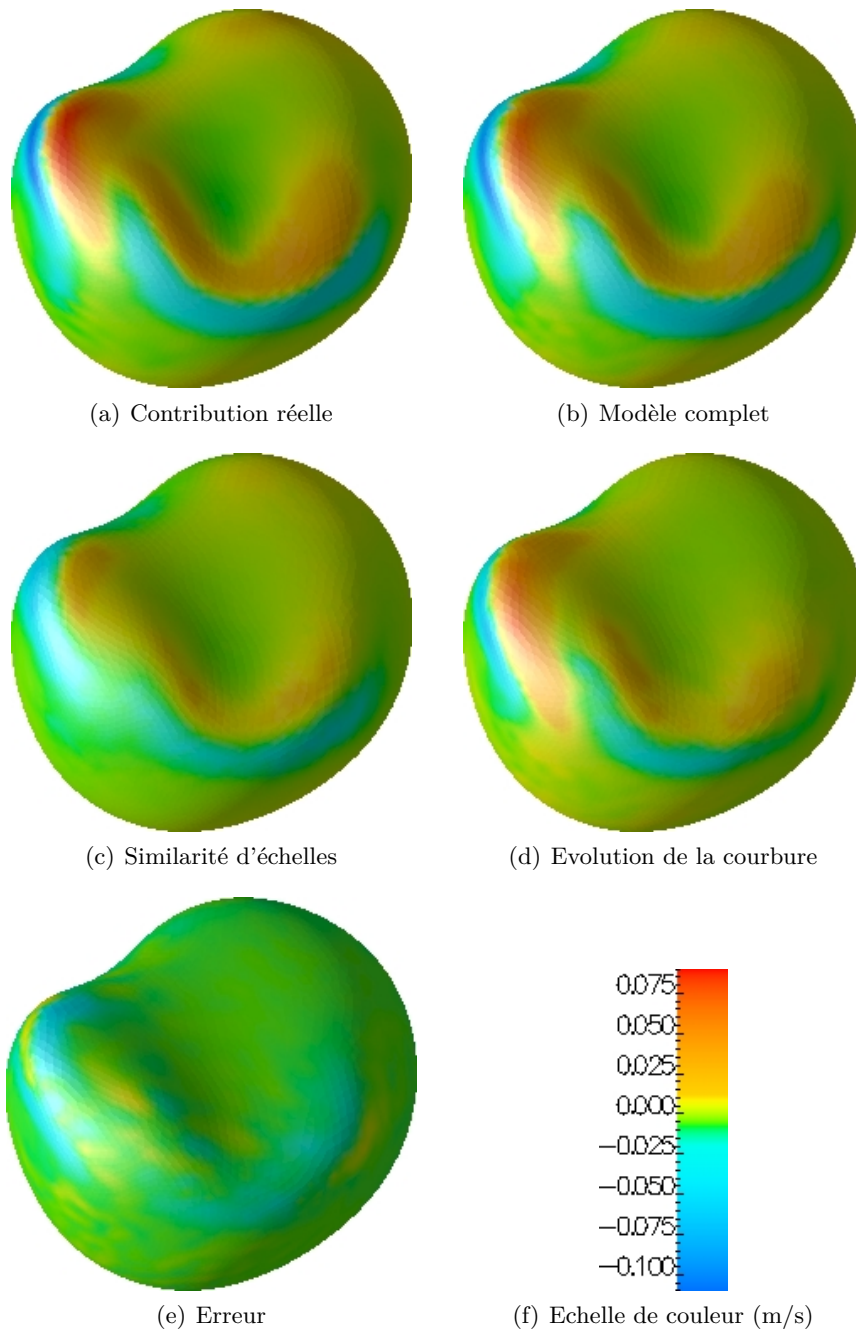


FIGURE 2.4 – Comparaison entre contribution réelle et modèles, $\frac{t}{\Delta t} = 500$

Validation *a posteriori*, utilisation et extension du modèle ISS

Dans la partie précédente, nous avons montré le potentiel du modèle ISS à partir d'un test *a priori*. Il reste à valider le modèle avec des tests *a posteriori* pour pouvoir l'utiliser pour des simulations de type colonne à bulles contenant un très grand nombre d'inclusions. Parce que le domaine d'application du modèle ISS concerne l'énergétique en général, la principale limitation du modèle concerne son caractère isotherme. Nous verrons qu'il a été étendu aux écoulements anisothermes avec changement de phase.

Je n'ai pas directement eu l'occasion d'utiliser et d'étendre le modèle ISS. En revanche, j'ai suivi à distance les travaux de thèse de Sylvain Magdeleine et Guillaume Bois qui ont poursuivi la modélisation ISS lors de leur doctorat au CEA-Grenoble [76, 4] sous la direction d'Olivier Lebaigue. J'ai notamment participé à leur jury de thèse.

Validation *a posteriori* du modèle Le test *a posteriori* que j'ai réalisé pendant ma thèse et que Sylvain Magdeleine a repris pendant la sienne est un test préliminaire sur un cas 2D de l'ascension d'une bulle à contre courant. La géométrie et les conditions aux limites du problème sont décrites sur la figure 2.5(a). La bulle se trouve piégée dans le domaine de calcul et le régime obtenu est établi mais non stationnaire. Comme dans ce cas test, la bulle est peu déformée et l'écoulement n'est pas turbulent, nous l'avons utilisé sans implémenter l'ensemble des termes du modèle ISS. L'implémentation complète du modèle ISS décrit par les équations (2.16)³ a été réalisée par Sylvain Magdeleine lors de son doctorat au CEA-Grenoble [76]. Pour ce premier test *a posteriori*, Sylvain Magdeleine a utilisé quatre tailles de maillages différentes et deux schémas différents (quick et centré) pour la discrétisation du terme convectif de l'équation de bilan de quantité de mouvement. Son étude de convergence en maillage montre que le maillage 600x600 peut être choisi comme référence indépendamment du schéma utilisé. Ce calcul fin nécessite 12 jours de calcul. Le calcul ISS réalisé sur un maillage 200x200 coûte seulement 11 heures de temps CPU avec très peu de pertes de données comme le montre la figure 2.6. Ainsi, les modèles proposés permettent de corriger la position de la bulle et ce tout au long du calcul.

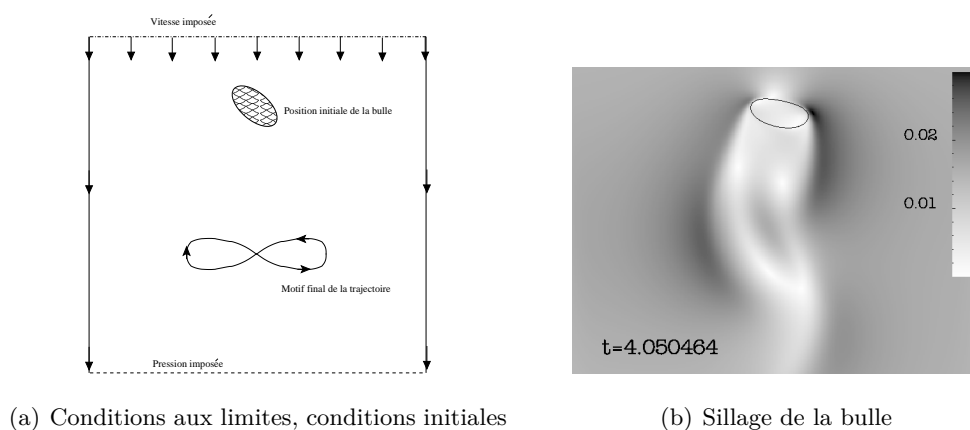


FIGURE 2.5 – Conditions aux limites, conditions initiales et allure du sillage

Pour des calculs contenant un grand nombre d'inclusions comme les colonnes à bulles, la sous-résolution du calcul peut-être plus importante que précédemment. On est alors à la limite

3. Il est important de noter que, dans l'implémentation complète du modèle ISS, le terme sous-maille associé à la partie convective de l'équation de bilan de quantité de mouvement est modélisé par un modèle mixte. Ainsi, l'ajout d'un modèle de Boussinesq au modèle de Bardina rend mieux compte des effets dissipatifs.

de validité de l'utilisation du modèle ISS⁴ et il est nécessaire d'optimiser les paramètres du modèle (c_0 , c_1 et c_2) :

– équation de transport de la discontinuité équivalente

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\chi}_g}{\partial t} = & \left(\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{n}} + c_0 \left(\overline{\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{n}}^\sigma} - \tilde{\mathbf{u}}^\sigma \cdot \tilde{\mathbf{n}}^\sigma \right) \right. \\ & \left. + c_1 \frac{r^2}{10} \left(\Delta_s \left(\frac{\partial \tilde{\chi}_g}{\partial t} \tilde{\mathbf{n}} \right) \cdot \tilde{\mathbf{n}} - 2 \nabla_s \left(\frac{\partial \tilde{\chi}_g}{\partial t} \tilde{\mathbf{n}} \right) : \nabla_s (\tilde{\mathbf{n}}) \right) \right) \delta_\sigma \end{aligned} \quad (2.19a)$$

– équation de bilan de quantité de mouvement

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) = & -\nabla \tilde{p} + \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{S}}) + c_2 \nabla \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\mathcal{L}}) \\ & - \left(\sigma \tilde{\kappa} \tilde{\mathbf{n}} + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} - \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}})}{\partial t} d\xi_3 \right) \delta_\sigma \end{aligned} \quad (2.19b)$$

Dans des calculs stationnaires de l'ascension d'une bulle unique quasi-sphérique (nombre de Reynolds de bulle $Re_b = 16$ et nombre d'Eötvos $E\ddot{o} = 0,075$ soit $d_e = 5,5 \text{ mm}$) ou ellipsoïdale (nombre de Reynolds de bulle $Re_b = 60$ et nombre d'Eötvos $E\ddot{o} = 0,3$ soit $d_e = 11 \text{ mm}$), les paramètres optimisés pour une sous-résolution d'un facteur quatre sont $c_0 = 2,4$, $c_1 = 1$ et $c_2 = 1,5$. Ils permettent d'obtenir des résultats équivalents à ceux illustrés figure 2.6.

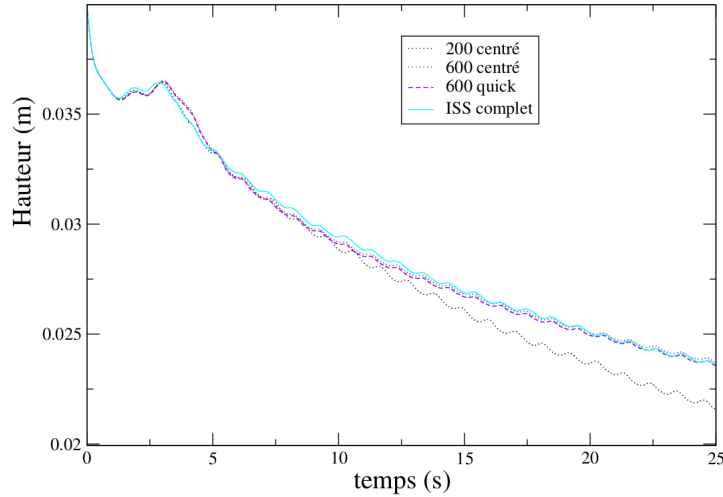


FIGURE 2.6 – Coordonnée verticale de la bulle en fonction du temps : comparaison SND /ISS.

4. Le modèle ISS suppose que le gradient de la vitesse moyenne est bien capturé y compris en proche interface. Si ça n'est pas le cas, il faudrait introduire un équivalent des lois de parois à l'interface. La sous-résolution du calcul ne concerne donc pas les échelles de la turbulence. En particulier, le modèle ISS permet de très importants gains de calcul si l'échelle de Kolmogorov est très petite devant le rayon des inclusions et l'épaisseur de la couche limite à leur interface.

Utilisation du modèle ISS Le modèle ISS validé permet alors d'étudier les fermetures utilisées dans les approches Euler-Euler (dont l'une est décrite en détail dans la section suivante). Dans son manuscrit, Sylvain Magdeleine a illustré cette utilisation du modèle ISS dans le cas d'une approche Euler-Euler 1D avec deux pressions, une équation d'aire interfaciale volumique et sans prise en compte de la polydispersion. Pour ce faire, il a réalisé différentes simulations de colonnes à bulles en utilisant le modèle ISS. Une des simulations les plus intéressantes correspond à un domaine d'étude parallélépipédique rectangle de dimensions $0,23 \times 0,23 \times 0,576 \text{ m}^3$ (voir figures 2.7 et 2.8). Il comporte $256 \times 256 \times 639 = 41,9 \cdot 10^6$ mailles. Avec les moyens de calcul de 2009, le calcul a duré environ 8 jours sur 1024 processeurs. Pour chacune des deux familles de bulles ($d_e = 5,5 \text{ mm}$ et $d_e = 11 \text{ mm}$), la variation temporelle des taux de vide partiel imposé correspond à une sinusoïde. La période de celles-ci est $T = 4 \text{ s}$ et elles présentent un déphasage de $3\pi/2$ radians. Le taux de vide médian dans la colonne est de 2,4 % soit 1,4 % pour les bulles sphériques et 1 % pour les bulles ellipsoïdales. L'essai comporte au maximum 5098 inclusions (voir figures 2.7 et 2.8).

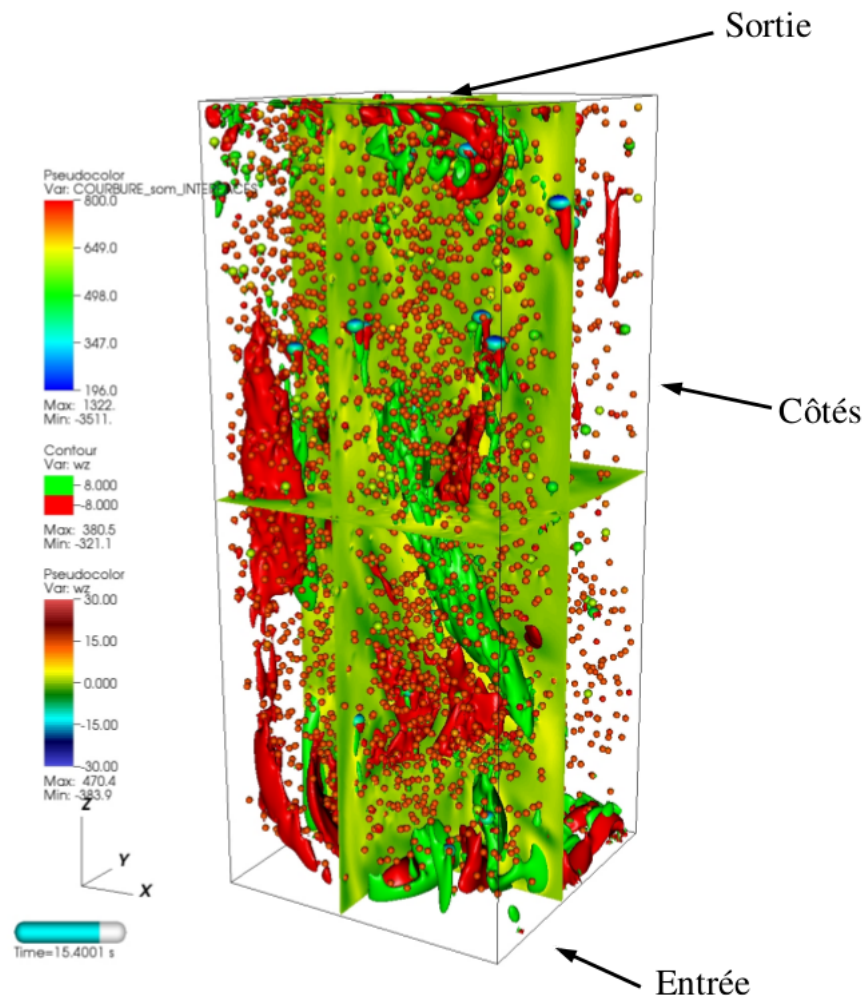


FIGURE 2.7 – Géométrie typique des simulations de colonne à bulles : visualisation des conditions aux limites. Coloration des interfaces par la courbure. Isosurfaces de la composante verticale de la vorticité : $+8 \text{ s}^{-1}$ valeur en vert et -8 s^{-1} en rouge. Coupes du champ de vorticité verticale.

A partir de ce type de simulation, Sylvain Magdeleine a réalisé des moyennes par tranche et en temps afin de comparer les termes exacts estimés par ces simulations et les fermetures d'un modèle RANS 1D. Le modèle RANS 1D comprend trois équations : l'équation

de bilan de masse, l'équation d'aire interfaciale et l'équation de bilan de quantité de mouvement. L'équation de bilan de masse ne nécessite pas de fermeture. L'étude des différents termes de cette équation a donc permis de valider la méthode et l'implémentation des prises de moyennes. Dans l'équation d'aire interfaciale, le terme source lié aux phénomènes de coalescence et de fragmentation n'a pas été étudié. L'analyse du terme de transport de cette équation a montré que la vitesse du centre d'aire ne peut pas être simplement modélisée par la vitesse moyenne du gaz. Dans l'équation de bilan de quantité de mouvement, l'équivalent du tenseur de Reynolds pour les écoulements diphasiques n'a pas été étudié. L'hypothèse de pression unique semble ne pas être valide dans les cas complexes. Un résultat important est la surestimation du coefficient de traînée par la loi de fermeture utilisée. En effet, dans l'équation de bilan de quantité de mouvement moyennée, on voit apparaître des termes qui correspondent aux échanges de quantité de mouvement entre les phases. Les lois de fermeture utilisées pour modéliser ces termes dans le cadre des écoulements dispersés sont dérivées des forces qui agissent sur une inclusion isolée. Dans les configurations d'écoulements étudiées, les forces qui agissent principalement sont la force de traînée et les forces de masse ajoutée. Si on s'intéresse plus particulièrement au fluide situé loin des conditions aux limites d'entrée et de sortie, il ne reste majoritairement que la force de traînée F_D . Celle-ci s'exprime en fonction des grandeurs moyennes au travers de la relation

$$F_D = C_D A_i \frac{\rho_l}{8} (V_l - V_g)^2 \quad (2.20)$$

où C_D est le coefficient de traînée exprimé par une corrélation empirique comme celle de Mei et al. [84], A_i l'aire interfaciale, V_l et V_g les vitesses moyennes des phases liquide et gazeuse. La corrélation empirique nécessite de définir un diamètre moyen. On choisit le diamètre moyen de Sauter défini par

$$D_{32} = \frac{6R_g}{A_i} \quad (2.21)$$

où R_g représente le volume occupé par le gaz et A_i l'aire interfaciale. Dans notre cas, ces deux grandeurs sont calculées ainsi

$$R_g = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_A \widetilde{\chi}_g dA dt \quad (2.22a)$$

$$A_i = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_A \delta_{\bar{\sigma}} dA dt \quad (2.22b)$$

où A représente le volume d'une tranche de la colonne dont l'épaisseur est égale à la taille d'une maille. On peut alors comparer le coefficient de traînée obtenu à partir de la corrélation, C_D^{theo} , et celui obtenu par la simulation ISS, C_D^{mes} , en fonction du nombre de Reynolds d'essai $Re_e = \frac{\rho_l D_{32} |V_g - V_l|}{\mu_l}$. La figure 2.9 montre que les deux coefficients ont la plupart du temps des comportements assez proches. Cependant, le coefficient est surestimé et on distingue différentes tendances qui ne peuvent être prises en compte qu'avec la polydispersion des bulles.

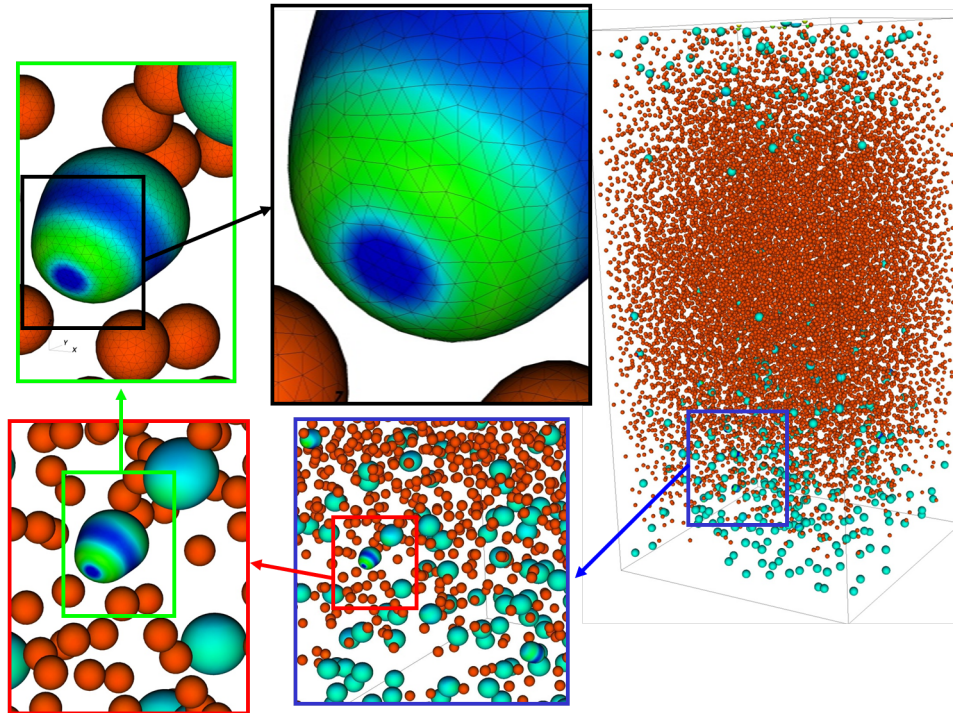
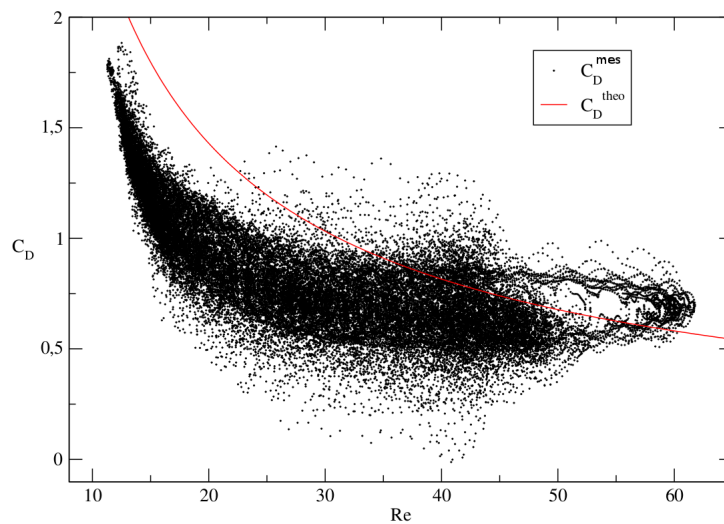


FIGURE 2.8 – Illustration des différentes échelles résolues avec le modèle ISS.


 FIGURE 2.9 – Comparaison du coefficient de traînée obtenu à partir de la corrélation, C_D^{theo} , avec celui obtenu par la simulation ISS, C_D^{mes} , en fonction du nombre de Reynolds d'essai $Re_e = \frac{\rho_l D_{32} |V_g - V_l|}{\mu_l}$.

Extension du modèle ISS L'extension du modèle ISS à des écoulements anisothermes avec changement de phase a été réalisée par Guillaume Bois [4]. Cette extension est capitale pour les applications industrielles. Elle est difficile car elle doit tenir compte de la discontinuité de la vitesse et du gradient de température à l'interface du fait du changement de phase. Pour proposer des fermetures dans ce cas complexe, la méthodologie utilisée est celle du modèle ISS. Lors de la première étape, on introduit une vitesse intermédiaire continue en soustrayant à la vitesse monofluide la vitesse induite par le changement de phase. Cette nouvelle vitesse permet de fermer les termes sous-maille à partir de l'hypothèse de similarité d'échelles modifiée [122]. Pour la discontinuité du gradient de température, on introduit une nouvelle variable définie comme le produit de la conductivité thermique et de la température. Ici encore, cette nouvelle variable permet de fermer les termes sous-maille à partir de l'hypothèse de similarité d'échelle ainsi que la condition de saturation. Comme dans le cas isotherme, les tests *a priori* réalisés à partir des résultats de SND montrent le très bon comportement du modèle ISS généralisé. Lors de la deuxième étape, la lourdeur des développements a conduit à négliger l'ensemble des nouveaux termes qui ne sont pas liés au caractère anisotherme de l'écoulement. Le modèle obtenu dégénère alors naturellement vers la première version du modèle ISS pour les écoulements isothermes. Le modèle ISS étendu au cas anisotherme avec changement de phase fait apparaître des constantes devant les fermetures des termes sous-maille. Comme précédemment, ces paramètres sont déterminés en minimisant l'erreur à l'aide de l'algorithme du simplexe. Le premier jeu de paramètres, J_1 , est déterminé à partir de simulations de la condensation d'une bulle sans gravité. Le deuxième jeu de paramètres, J_2 , est déterminé à partir de l'ascension d'une bulle dans un liquide sous-refroidi (condensation avec gravité). La figure 2.10 représente la température et le changement de phase de l'ascension d'une bulle dans un liquide sous-refroidi (nombre de Reynolds de bulle $Re_b = 52,3$, nombre de Weber $We = 1,84$, nombre de Froude $Fr = 1,43$ et nombre de Jacob $Ja = -0,3$). En notant D_0 le diamètre initial de la bulle, le domaine de calcul a pour dimension $3D_0 \times 3D_0 \times 4D_0$. Le maillage de la SND est $240 \times 240 \times 320$ soit 15,7 millions mailles et celui de la simulation ISS $60 \times 60 \times 80$ soit 288 mille mailles. La figure 2.11 montre que le premier jeu de paramètres ne permet pas de retrouver le comportement de référence. En revanche, on remarque que le deuxième jeu de paramètres permet avec un facteur de sous résolution de quatre de retrouver le comportement de la SND. Afin de vérifier la prédictivité du modèle ISS, on utilise les jeux de paramètres déterminés précédemment pour un cas plus complet de colonne à bulles monodisperses de diamètre initial $D_0 = 2,3 \text{ mm}$. Le domaine contient à un instant donné une quarantaine de bulles (voir fig. 2.12). La taille du domaine est $5D_0 \times 5D_0 \times 15D_0$. Le maillage de la SND contient $240 \times 240 \times 720$ soit 41,5 millions de mailles et celui de la simulation ISS $60 \times 60 \times 180$ soit 648 mille mailles. Ainsi, le coût numérique de la SND représente 700 000 hCPU et celui de la simulation ISS 4 200 hCPU. Le modèle ISS permet donc un gain d'un facteur 170 en termes de coût de calcul. La figure 2.13 montre que le modèle ISS permet de retrouver le comportement de référence pour le taux de vide et l'aire interfaciale. Des résultats similaires ont été obtenus pour d'autres grandeurs mais on constate que le modèle n'évalue par correctement les gradients de température aux interfaces.

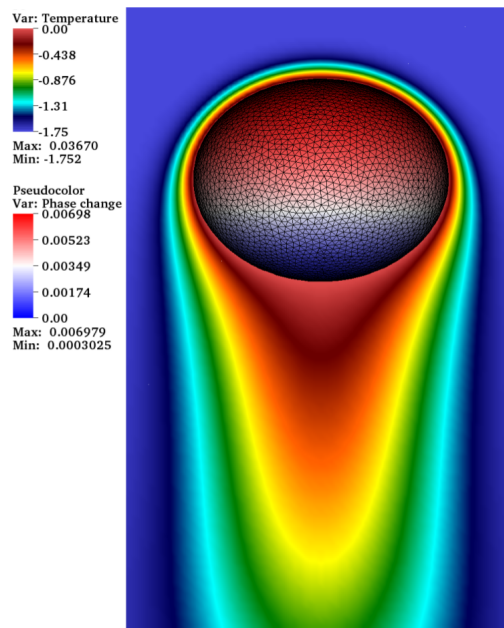


FIGURE 2.10 – Ascension d’une bulle ellipsoïdale (configuration 3D) dans un liquide sous refroidi. L’échelle de couleur dans le liquide représente la coupe médiane du champ de température. L’échelle de couleur sur l’interface représente le changement de phase.

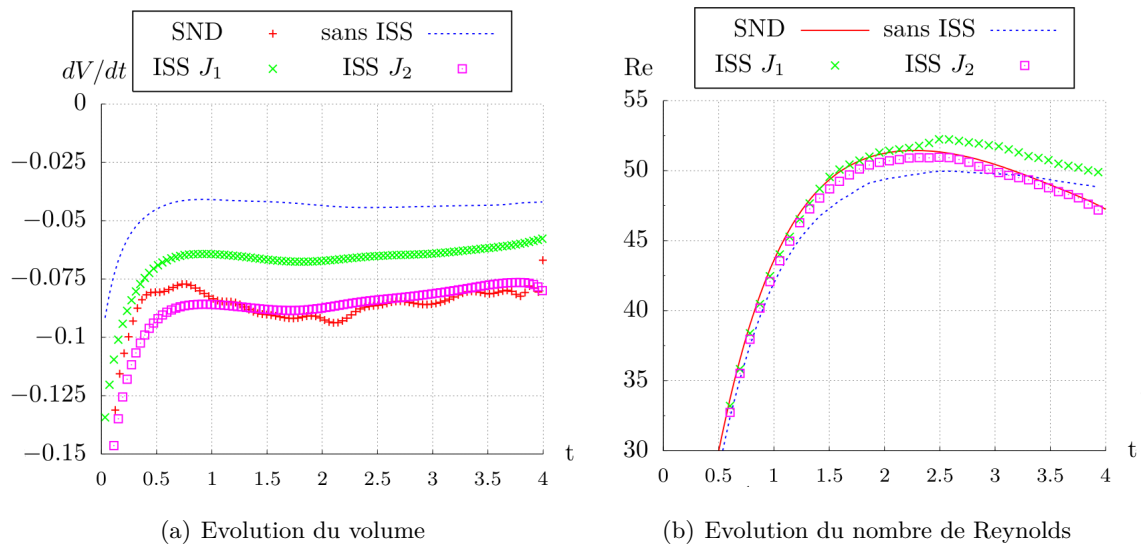
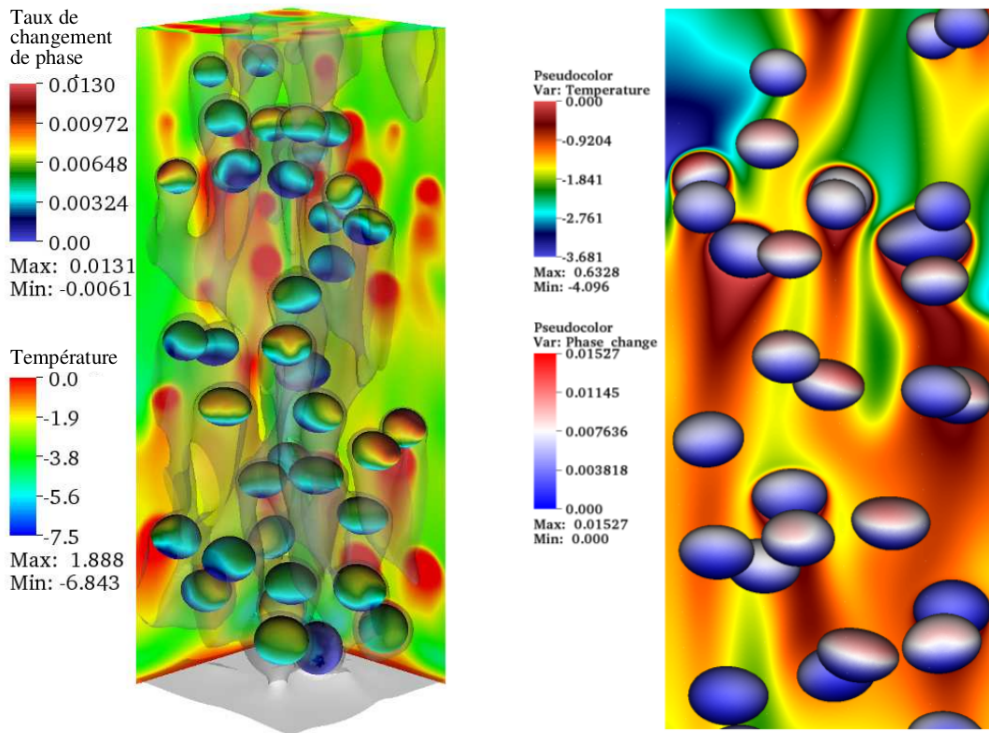


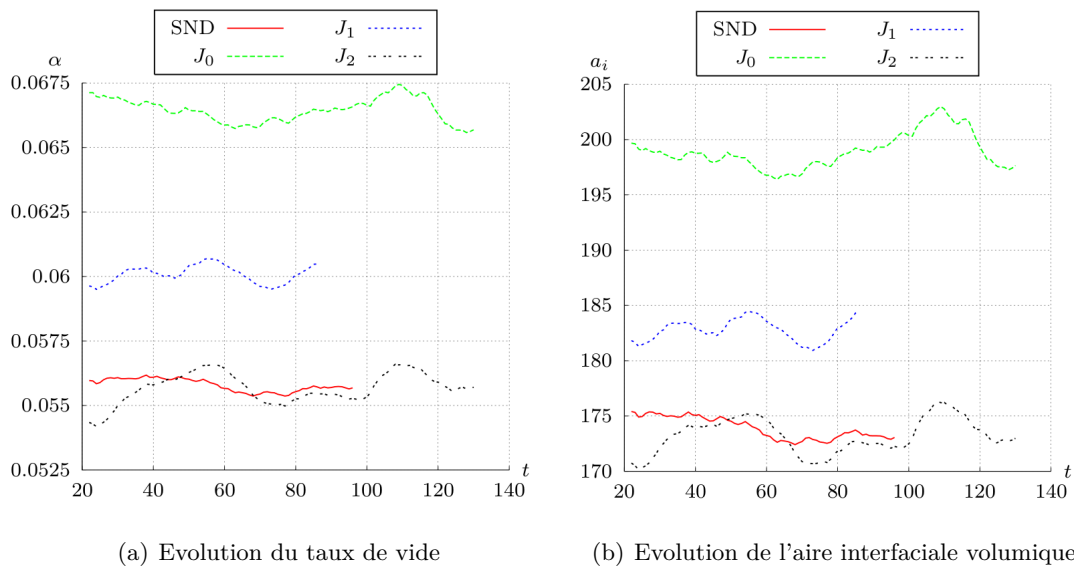
FIGURE 2.11 – Détermination des paramètres du modèle ISS étendu au cas anisotherme avec changement de phase.



(a) Vue 3D de la colonne à bulles

(b) Coupe transversale de la colonne à bulles

FIGURE 2.12 – Colonne à bulles anisotherme avec changement de phase.



(a) Evolution du taux de vide

(b) Evolution de l'aire interfaciale volumique

FIGURE 2.13 – Validation *a posteriori* du modèle ISS. Cas d'une colonne à bulles anisotherme avec changement de phase. Les résultats J_0 , J_1 et J_2 correspondent respectivement à une simulation sous résolue sans modèle sous maille, à l'utilisation du modèle ISS avec le premier et le deuxième jeu de paramètres.

Conclusion sur le modèle ISS

Le modèle ISS permet de tenir compte de l'effet des fluctuations de vitesse non résolues sur un écoulement diphasique. L'ensemble des tests *a posteriori* réalisé montre le très grand potentiel du modèle ISS pour simuler avec précision et à moindre coût des écoulements diphasiques avec changement de phase. L'approche multi-échelles a permis le développement de ce modèle à partir de SND. L'étape suivante de l'approche multi-échelles consiste à utiliser le niveau de description ISS pour renseigner des modèles moyennés à une autre échelle. Pour des raisons de coûts numériques, ceci serait impossible à partir de SND. En particulier, nous avons confronté les fermetures d'un modèle de type RANS 1D aux termes exacts estimés par les simulations réalisées avec le modèle ISS. La partie suivante aborde un modèle de type RANS 3D pour les écoulements diphasiques.

2.1.2 Approche Euler-Euler

Les travaux décrits dans cette section ont été réalisés par Daoud Baalbaki qui a réalisé sa thèse en collaboration avec l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) et le laboratoire PROMES [2]. Cette thèse était co-dirigée avec Françoise Bataille (UPVD). Pierre Ruyer assurait l'encadrement côté IRSN. Un contrat de collaboration de recherche formalisait les interactions IRSN-PROMES. Dans la deuxième partie de ce mémoire, on étudie un écoulement vapeur-gouttes en conduite cylindrique en utilisant l'approche Euler-Euler (voir paragraphe 5.2).

Dans le cadre d'applications industrielles, on ne peut bien sûr pas décrire explicitement les interfaces. On utilise alors une approche moyennée où les inclusions sont décrites à partir d'un taux de présence. Dans cette partie, la turbulence est décrite par des modèles de type RANS. On peut également utiliser l'approche Euler-Euler avec des modèles de type LES [33, 78, 86]. Les modèles que nous avons utilisés dans cette section n'ont pas pu être renseignés par les simulations fines réalisées dans les sections précédentes. En effet, nous avons étudié ici des écoulements de vapeur chargés de gouttelettes alors que les écoulements précédents étaient des écoulements d'eau chargés de bulles. Cependant, le modèle ISS pourrait être testé dans ce type de configurations puis utilisé pour renseigner les modèles moyennés. L'approche ici est plus pragmatique. On liste les effets physiques qui contrôlent la distribution des gouttelettes et on se concentre sur la modélisation des phénomènes prépondérants en modifiant à la marge les modèles existants. Les effets physiques qui contrôlent la distribution spatiale des gouttelettes sont :

- le changement de forme, la collision entre les gouttelettes, la coalescence et la rupture,
- le diamètre ainsi que la collision entre les gouttelettes et la paroi,
- les transferts interfaciaux de masse et de chaleur,
- la turbulence et les forces interfaciales.

Les phénomènes du premier point sont négligeables dans le cas d'un écoulement dilué de petites gouttelettes. Les phénomènes associés au second point peuvent avoir un effet très important mais il s'agit de problèmes de modélisation à part entière qui n'ont pas été étudiés ici. Les transferts interfaciaux de masse et de chaleur ont été modélisés en utilisant des modèles classiques. L'effort de modélisation a été porté sur la turbulence et les forces interfaciales entre la vapeur et les gouttes.

Modélisation de la turbulence

Le niveau de description de ce travail correspond aux simulations de type RANS. Ainsi, la moyenne utilisée ici est une moyenne statistique. On note $\bar{\cdot}$ cet opérateur de moyenne statistique. Le gradient du tenseur de Reynolds des gouttelettes est un terme source dans l'équation de bilan de quantité de mouvement. Il peut être considéré comme une force de dispersion agissant sur le mouvement moyen des gouttelettes. La modélisation de ce terme dépend essentiellement de trois modèles :

1. Le modèle de turbulence de la phase continue.
2. Le modèle de turbulence de la phase dispersée.
3. Le couplage de la turbulence entre les deux phases.

Comme en monophasique, un des modèles les plus utilisés pour la turbulence de la phase continue est le modèle $k - \epsilon$. C'est un modèle isotrope qui utilise l'hypothèse de viscosité turbulente pour calculer le tenseur de Reynolds de la phase continue à l'aide de l'analogie de Boussinesq. Un autre modèle est le modèle $R_{ij} - \epsilon$ où chaque composante du tenseur de

Reynolds est déterminé à partir d'une équation d'évolution. Pour valider l'utilisation de ces modèles, nous avons utilisé les résultats d'une expérience d'un écoulement d'air-particules solides dans un canal [64]. Les résultats présentés figures 2.14 et 2.15 montrent que les deux modèles permettent de capturer la vitesse moyenne de l'air et que, bien évidemment, seul le modèle $R_{ij} - \epsilon$ permet de rendre compte de l'anisotropie de la turbulence. Ceci a un impact sur la répartition des gouttes. Par conséquent, dans les écoulements où la turbulence est fortement anisotrope (géométrie complexe par exemple), il faut préférer l'utilisation du modèle $R_{ij} - \epsilon$.

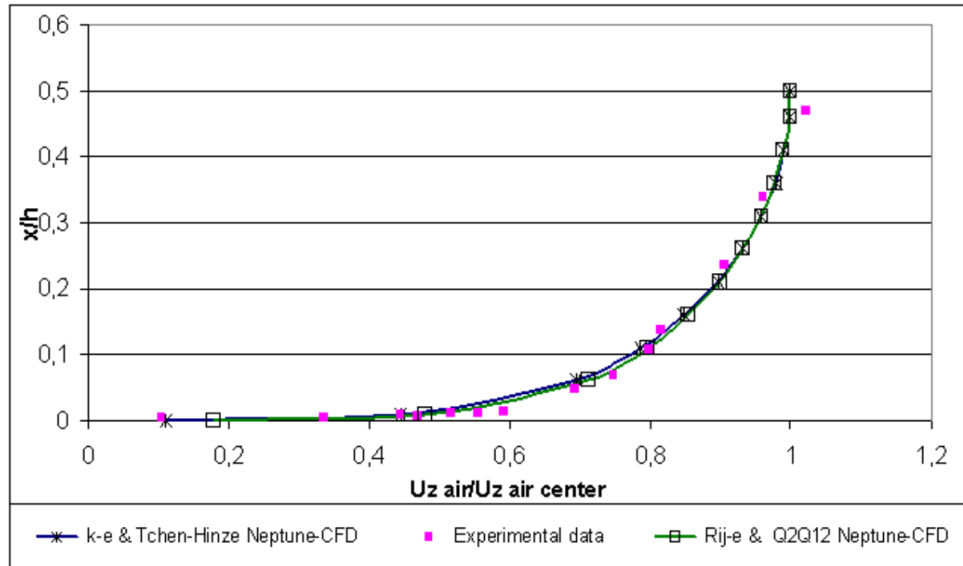


FIGURE 2.14 – Comparaison de la vitesse moyenne de l'air (x/h : distance adimensionnée à la paroi ; $U_{z,air}/U_{z,air,center}$: vitesse moyenne de l'air adimensionnée par la vitesse moyenne au centre du canal).

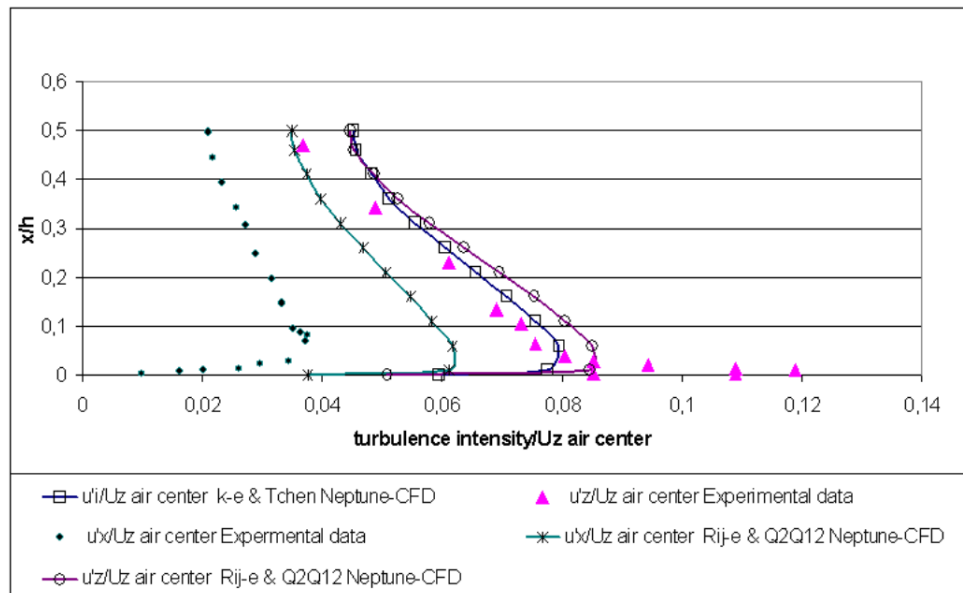


FIGURE 2.15 – Intensité turbulente de la phase continue dans le sens de l'écoulement et normale à la paroi.

Nous avons testé deux modèles de turbulence de la phase dispersée : le modèle de Tchen-Hinze [117, 45, 22] et le modèle $Q2Q12$ [113]. Dans l'équation de bilan de quantité de mou-

vement, les fluctuations de vitesse de la phase dispersée interviennent dans deux termes : le tenseur des corrélations des fluctuations de vitesse de la phase dispersée $\overline{u'_{2,i}u'_{2,j}}$ et la corrélation des fluctuations de vitesse des deux phases $k_{12} = \overline{u'_{1,i}u'_{2,i}}$. Les indices 1 et 2 désignent respectivement la phase continue et la phase dispersée, les indices i et j les différentes composantes du vecteur vitesse. En considérant que la turbulence de la phase dispersée est isotrope, le tenseur des fluctuations de vitesse peut-être réduit à l'énergie cinétique turbulente :

$$k_2 = \frac{1}{2} \overline{u'_{2,i}u'_{2,i}} \quad (2.23)$$

Le modèle de Tchen-Hinze est un modèle algébrique qui déduit l'énergie cinétique de la phase dispersée k_2 et la corrélation des fluctuations de vitesse des deux phases k_{12} de l'énergie cinétique turbulente de la phase continue (la vapeur dans notre cas) k_1 . Par construction, ce modèle estime une valeur de l'énergie cinétique de la phase dispersée toujours très faible par rapport à la valeur de l'énergie cinétique turbulente de la phase continue. Le modèle $Q2Q12$ introduit à partir d'une analyse lagrangienne deux nouvelles équations de transport pour ces deux grandeurs. D'un point de vue théorique, lorsque la phase dispersée a une inertie important (gouttes d'eau dans de la vapeur par exemple), ce modèle devrait donner des résultats meilleurs que celui de Tchen-Hinze car il prend en compte l'histoire des fluctuations de la phase dispersée. Pour valider l'utilisation de ces modèles, comme précédemment, nous avons utilisé l'expérience de Kulick [64]. La très forte anisotropie de la turbulence de la phase dispersée ne permet à aucun de ces deux modèles de décrire précisément l'écoulement. Une perspective intéressante consisterait à prendre en compte l'anisotropie de la turbulence de la phase dispersée [112].

Modélisation de la force de portance

L'application d'un opérateur de moyenne statistique aux équations diphasiques fait apparaître de nombreux termes à fermer. Parmi eux, on trouve le terme de transfert interfacial de quantité de mouvement. L'approche lagrangienne permet de fermer ce terme de transfert interfacial comme la somme de trois forces : la force de traînée, la force de masse ajoutée et la force de portance. Les écoulements étudiés dans le cadre de ce travail ont les caractéristiques suivantes : écoulement dilué avec un nombre de Reynolds particulière et un nombre de Stokes (particules inertielles) élevés, écoulement cisailé en zone proche paroi. Dans ces conditions, la force de masse ajoutée est négligeable par rapport aux autres forces. L'étude bibliographique montre que le modèle de Wallis [129] utilisé pour modéliser la force de traînée réussit à estimer le coefficient de traînée avec une incertitude maximale de 10% ce qui est suffisant dans notre cas. La force de portance est une force transversale exercée sur une particule dans un écoulement cisailé. L'expression générale de cette force est

$$f^L = C_L \frac{2}{3} \pi \rho_1 R^3 \alpha U_z \quad (2.24)$$

où C_L est le coefficient de portance (ou *lift* en anglais) qui doit être modélisé, ρ_1 la masse volumique de la phase continue, R le rayon de la goutte, α la dérivée de la vitesse et U_z la vitesse (voir figure 2.16). La force de portance a trois contributions principales :

1. la portance induite par le cisaillement,
2. la portance induite par la paroi,
3. la portance induite par la rotation (négligeable pour les gouttelettes avec une surface lisse).

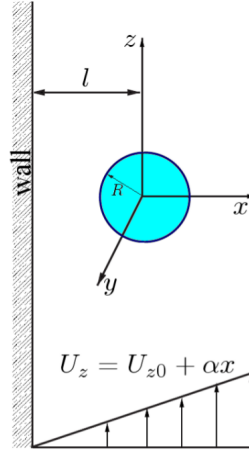


FIGURE 2.16 – Schéma représentatif d'une goutte dans un écoulement cisailé pariétal.

Elle est caractérisée par trois paramètres adimensionnels : la distance adimensionnelle à la paroi $L = \frac{l}{2R}$, le nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \frac{2RU_z}{\nu}$, et le taux de cisaillement adimensionnel $S_r = \frac{R\alpha}{U_z}$. Deux modèles analytiques existent pour calculer le coefficient de portance sur une particule sphérique dans l'écoulement de cisaillement simple. Le modèle d'Auton [1] est valable pour des écoulements non visqueux avec la condition $S_r \ll 1$. Dans nos conditions d'écoulement, il surestime la force de portance. Le modèle de Saffman [104] est valable pour $Re_p \ll 1$ et $\frac{S_r}{Re_p} \gg 1$ ce qui n'est pas notre cas. L'analyse de résultats de DNS [62, 66, 67, 116] montre que, pour un écoulement cisailé loin d'une paroi, la force de portance agissant sur une goutte sphérique change de direction à un certain nombre de Reynolds particulaire critique $Re_p \approx 50$. En zone proche paroi, la valeur du nombre de Reynolds critique dépend de la distance à la paroi. Zeng *et al.* [132] ont proposé une corrélation basée sur des résultats de DNS pour une large gamme de nombre de Reynolds particulaire $1 < Re_p < 250$ et en zone proche paroi $0,5 < L < 2$. Cette corrélation n'a pas le bon comportement lorsqu'on s'éloigne de la paroi. A partir des résultats de DNS de la littérature [116], nous proposons une nouvelle corrélation lorsqu'on s'éloigne de la paroi :

$$C_L = \left(15.5 \frac{S_r}{Re_p^2} \exp^{-2Re_p^{-1.4}} + 0.12 \right) + \left(\frac{5}{Re_p} - 0.05S_r - 0.08 \right) \left(\frac{\tanh(Re_p - 55) + 1}{2} \right) \quad (2.25)$$

En conclusion, nous conseillons d'utiliser la corrélation de Zeng *et al.* [132] dans la zone proche paroi et notre proposition pour les zones plus éloignées de la paroi. Cela permet de coller au mieux aux valeurs DNS (voir figure 2.17).

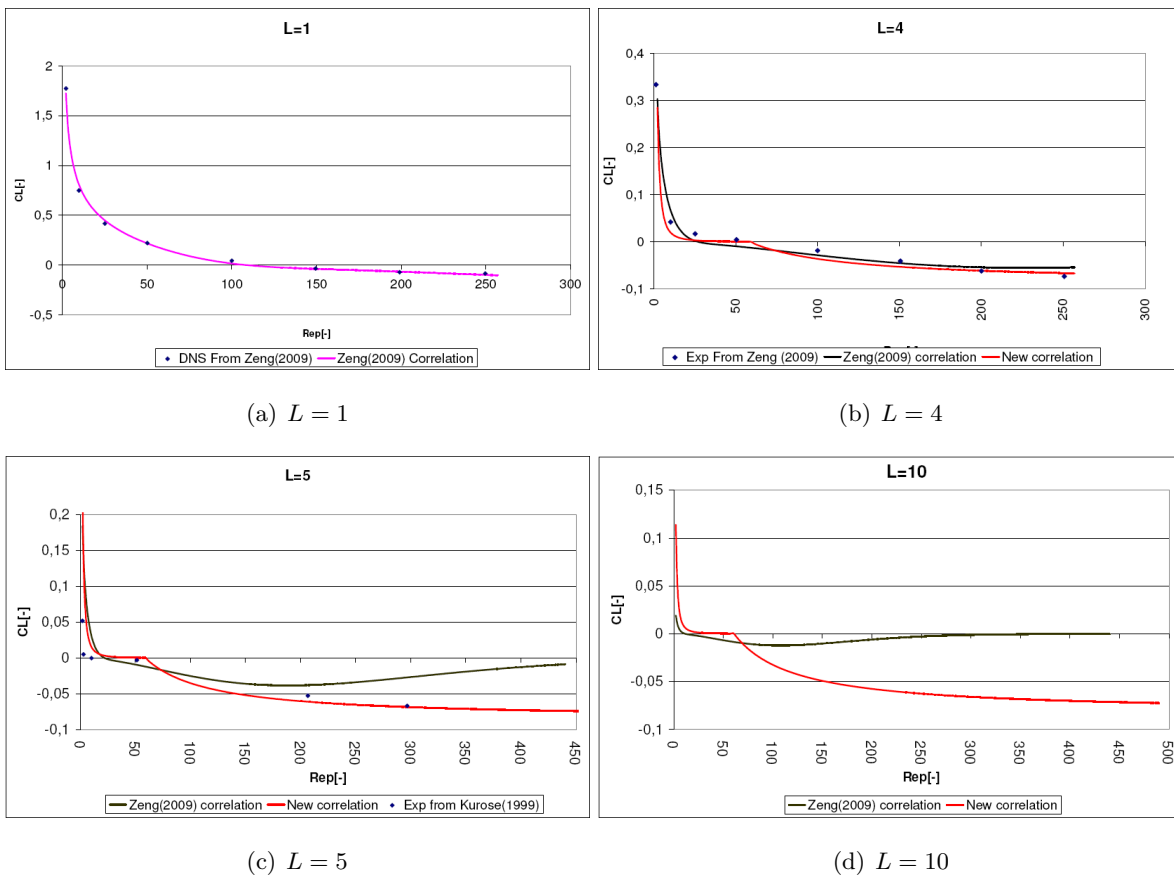


FIGURE 2.17 – Comparaison des valeurs DNS, de la corrélation de Zeng *et al.* et de la corrélation proposée à différentes distances de la paroi.

2.1.3 Conclusion sur les écoulements diphasiques turbulents

J'ai développé un niveau de description intermédiaire correspondant à une modélisation de type simulation des grandes échelles pour les écoulements diphasiques : ISS. Le modèle ISS permet de simuler précisément des écoulements diphasiques avec changement de phase avec un coût numérique très inférieur à celui des SND. Il est alors possible de renseigner des modèles moyennés à une autre échelle.

Pour l'approche Euler-Euler, nous avons proposé une nouvelle corrélation pour le calcul du coefficient de la force de portance et une modification du modèle du terme de transfert interfacial de l'énergie cinétique turbulente.

Nous avons montré qu'il existe un cercle vertueux entre les trois niveaux de description (SND, ISS, RANS). Pour le compléter et rendre les niveaux fin (SND) et intermédiaire (ISS) encore plus intéressants, il semble important :

- de modéliser les phénomènes de coalescence et de fragmentation (SND et ISS),
- de développer un équivalent des lois de parois pour le champ de vitesse en proche interface ainsi qu'un modèle pour tenir compte de l'effet des petites déformations de l'interface (ISS) [44].

Cette méthodologie multi-échelles de renseignements des modèles du niveau de description plus grossier par le niveau de description plus fin n'a été pour l'instant que très peu utilisée. Elle s'avère pourtant d'une grande efficacité et nous pensons qu'elle se développera de façon importante. Pour aller au bout de la démarche multi-échelles, les modèles de type RANS (améliorés par les simulations ISS) doivent à leur tour permettre de proposer ou d'améliorer des corrélations pour les calculs d'échanges thermiques fluide/solide et les pertes de charge.

Chacun de ces niveaux de descriptions (SND, ISS, RANS, corrélations) est très utile pour la conception des procédés à énergie solaire faisant intervenir un cycle vapeur. Les simulations fines (SND et ISS) permettent de mieux comprendre l'écoulement et les couplages entre interface, turbulence et gradient de température. Les simulations moyennées (RANS) et les corrélations permettent de dimensionner et d'optimiser les procédés. Comme nous le verrons en détail dans la deuxième partie de ce document pour des écoulements monophasiques, une des optimisations recherchées est l'intensification des transferts de chaleur et la minimisation des pertes de charge. Pour les écoulements diphasiques, ce compromis entre transfert de chaleur et perte de charge est encore plus délicat. En effet, les pertes de charge sont beaucoup plus importantes dans un tube plein de vapeur que dans un tube plein d'eau. Or, plus le transfert de chaleur est important plus il y aura production de vapeur et donc augmentation des pertes de charge. Ce phénomène peut donner lieu à l'instabilité de Ledinegg [55]. Ainsi, les différents outils et modèles développés ici pourraient être utilisés pour l'étude et l'optimisation des procédés solaires à cycle vapeur comme par exemple les systèmes cylindro-paraboliques à génération directe de vapeur.

2.2 Écoulements turbulents quasi-compressibles

Les travaux décrits dans cette partie ont été principalement réalisés en collaboration avec Sylvain Serra et Frédéric Aulery lors de leur thèse au laboratoire PROMES en co-direction avec Françoise Bataille (Professeur à l'Université de Perpignan). Ces deux thèses ont bénéficié d'une allocation ministérielle de recherche (dite bourse MESR pour Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche). Elles se sont déroulées dans l'équipe Thermophysique et Ecoulements dirigée par Gabriel Olalde. Par ailleurs, elles ont été l'occasion de renforcer la collaboration avec Ye Zhou, chercheur au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL). Ye Zhou collabore depuis de nombreuses années avec Françoise Bataille sur la modélisation de la turbulence. J'ai pu m'investir dans cette collaboration lors de ses deux visites en France. Je lui ai rendu visite en août 2012 lors de la conférence *Future Directions in CFD Research* organisée par le NIA (National Institute of Aerospace) à Hampton (Virginia).

Dans de nombreux procédés industriels -c'est le cas en particulier des systèmes solaires à concentration-, les différences de températures sont telles que l'on ne peut pas négliger les variations des propriétés des fluides comme la masse volumique par exemple. Il faut alors tenir compte de l'effet de compressibilité du fluide du fait des fortes variations de température (effet de dilatation). Dans de nombreux cas, les vitesses restent très petites devant la vitesse du son. Il n'est donc pas nécessaire de capturer les phénomènes acoustiques et il est intéressant d'un point de vue du coût numérique d'utiliser les équations à faible nombre de Mach. Ces équations dites aussi équations quasi-compressibles permettent de tenir compte du fort couplage entre la thermique et la dynamique en s'affranchissant des phénomènes acoustiques [97, 77].

Dans cette partie, les équations quasi-compressibles sont d'abord explicitées. Nous proposons alors un nouvel algorithme de résolution de ces équations pour améliorer les propriétés de conservation de la masse et de l'énergie. Par ailleurs, des schémas d'ordre plus élevés sont implémentés pour l'avancement en temps et pour le terme convectif de l'équation de bilan de quantité de mouvement. Ces améliorations permettent d'étudier plus précisément les interactions entre les fluctuations de vitesse et de température. Ensuite, je donne des pistes pour la simulation des grandes échelles thermiques et résume les travaux que j'ai réalisés dans ce domaine. Enfin, le potentiel des méthodes Lattice Boltzmann pour l'étude des écoulements fortement anisothermes est mentionné.

2.2.1 Les équations quasi-compressibles

Les équations quasi-compressibles peuvent être obtenues à partir d'un développement asymptotique des variables de l'écoulement en fonction du nombre de Mach [97]. L'écoulement anisotherme d'un gaz parfait idéal à faible nombre de Mach est régi par le système d'équations suivant (dans lequel on utilise la convention de sommation pour les indices répétés) :

- Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2.26a)$$

- Equation de bilan de quantité de mouvement (pour i allant de 1 à 3)

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial P_{dyn}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) + F_i \quad (2.26b)$$

où \mathbf{F} représente les forces volumiques.

- Equation de bilan d'énergie

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial P_{thermo}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S \quad (2.26c)$$

où S représente une source d'énergie.

- Equation d'état d'un gaz parfait

$$P_{thermo} = r \rho T \quad (2.26d)$$

- La pression thermodynamique est une constante des variables d'espace (pour i allant de 1 à 3)

$$\frac{\partial P_{thermo}}{\partial x_i} = 0 \quad (2.26e)$$

Dans ce système d'équations, ρ est la masse volumique, U_i la composante i du vecteur vitesse, μ la viscosité dynamique, C_p la chaleur massique supposée constante, λ la conductivité thermique et r la constante spécifique du gaz considéré. La particularité principale de ce système est la décomposition de la pression en deux parties $P(x, t) = P_{thermo}(t) + P_{dyn}(x, t)$ avec $P_{dyn} \ll P_{thermo}$. On a ainsi un découplage en pression entre l'équation de bilan de quantité de mouvement et l'équation de bilan d'énergie. Le fait que la pression thermodynamique soit indépendante de l'espace conduit la très grande majorité des auteurs à distinguer deux cas suivant que le domaine de calcul est ouvert ou fermé. Dans le cas où le domaine est ouvert, la pression thermodynamique est supposée constante : elle est imposée par la pression extérieure. Nous verrons dans le paragraphe suivant que l'on peut déterminer une équation qui décrit l'évolution temporelle de la pression thermodynamique indépendamment du fait que le domaine soit ouvert ou fermé. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature d'argument permettant de trancher en faveur d'une pression thermodynamique variable ou constante imposée par l'extérieur. Notre hypothèse est qu'en réalité les deux formulations donnent des résultats extrêmement proches⁵. Pour s'assurer de ce point, il serait intéressant de réaliser des simulations en utilisant des codes de calcul compressibles et de comparer les résultats. Dans le cas d'écoulements où la pression dynamique varie spatialement de façon significative par rapport à la pression thermodynamique (c'est le cas par exemple d'écoulement dans des conduites longues où les pertes de charge sont importantes), l'équation d'état d'un gaz parfait (2.26d) ne nous semble pas pouvoir être écrite avec une pression strictement constante en espace. L'extension des équations quasi-compressibles à ce type de configuration semble une piste de recherche importante pour un grand nombre d'applications.

2.2.2 Développement d'un nouvel algorithme

Etat de l'art

L'algorithme le plus utilisé de résolution des équations (2.26) résout deux équations différentes pour la valeur de la pression thermodynamique et sa dérivée temporelle [13, 100]. Plus précisément, la valeur de la pression thermodynamique est calculée à partir de l'équation de conservation de la masse et sa dérivée temporelle à partir de l'équation de bilan d'énergie. Cela introduit un découplage artificiel entre la masse et la température. Les chercheurs du CEA-Grenoble ont développé dans la plateforme logicielle Trio_U [8, 25] un algorithme original. Les étapes de résolutions dans le logiciel Trio_U sont les suivantes :

5. Cette hypothèse est vérifiée dans le cas très simple d'une cavité 2D chauffée par une source volumique.

1. calcul du champ de température à partir de l'équation de bilan d'énergie,
2. calcul de la pression thermodynamique en imposant la conservation globale de la masse si le domaine est fermé, en imposant une pression thermodynamique constante si le domaine est ouvert,
3. calcul de la masse volumique à partir de l'équation d'état d'un gaz parfait,
4. calcul du champ de vitesse à partir de l'équation de bilan de quantité de mouvement,
5. ce dernier calcul est fait en imposant la contrainte locale de conservation de la masse ; la pression dynamique est le multiplicateur de Lagrange associé à cette contrainte.

Proposition d'un nouvel algorithme

Pour améliorer les propriétés de conservation de la masse et de l'énergie, j'ai proposé un nouvel algorithme de résolution des équations quasi-compressibles. Je l'ai implémenté dans le logiciel Trio_U avec Gauthier Fauchet (chercheur et développeur au CEA Grenoble).

L'algorithme de résolution est le suivant :

1. calcul de la pression thermodynamique à partir de l'équation d'énergie intégrée sur le volume

$$\frac{\partial P_{thermo}}{\partial t} = \frac{\gamma - 1}{V} \left(\int_{\Gamma} (\lambda \nabla T - \rho C_p T \mathbf{U}) \cdot d\mathbf{\Gamma} + \int_V S dV \right) \quad (2.27a)$$

où V est le volume du domaine, Γ sa surface.

2. calcul du champ de masse volumique à partir de l'équation de conservation de la masse,
3. calcul du champ de température à partir de la loi d'état d'un gaz parfait,
4. calcul du champ de vitesse à partir de l'équation de bilan de quantité de mouvement,
5. ce dernier calcul est fait en imposant la contrainte locale de la conservation de l'énergie ; la pression dynamique est le multiplicateur de Lagrange associé à cette contrainte

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = \frac{1}{\gamma P_{thermo}} \left((\gamma - 1) (\nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S) - \frac{\partial P_{thermo}}{\partial t} \right) \quad (2.27b)$$

Le fait que la pression dynamique assure la contrainte locale de la conservation de la masse peut s'interpréter comme suit. Dans le cas d'un écoulement quasi-compressible, une différence entre l'apport local d'énergie et l'apport global d'énergie provoque immédiatement à l'endroit de cette différence une dilatation du fluide proportionnelle à cette différence. Si cette différence est nulle, on retrouve un écoulement incompressible.

Les deux algorithmes ont le point commun suivant : la pression dynamique impose localement ce que la pression thermodynamique impose globalement. L'algorithme historique de Trio_U utilise la contrainte de conservation de la masse pour déterminer ces deux pressions. L'algorithme proposé utilise la contrainte de la conservation de l'énergie pour déterminer ces deux pressions. Etant donné que la pression thermodynamique et la pression dynamique sont respectivement l'ordre 0 et l'ordre 1 de la pression lors de la décomposition en fonction du nombre de Mach, il semble intéressant de privilégier des algorithmes qui donnent le même rôle à ces deux pressions à des niveaux de précision différents. L'utilisation de l'algorithme historique de Trio_U nécessite de préciser si le domaine est fermé ou ouvert *i.e.* si on veut conserver la masse ou si on veut considérer la pression thermodynamique constante en temps. L'algorithme proposé permet *a priori* de ne pas devoir faire cette précision. Avec des conditions aux limites bien écrites, la pression thermodynamique est naturellement constante en domaine ouvert. L'algorithme historique de Trio_U assure rigoureusement la conservation

globale de la masse en domaine fermé. L'algorithme proposé ne garantit que la conservation locale de la masse. La conservation globale n'est assurée que par la qualité du calcul de la divergence de la quantité de mouvement.

$$\int_V \nabla \cdot \rho \mathbf{U} dV = \int_\Gamma \rho \mathbf{U} \cdot d\Gamma = 0 \quad (2.28)$$

La conservation globale de la masse devrait donc être rigoureusement vérifiée en volume fini. L'algorithme historique de Trio_U n'assure pas de façon intrinsèque la conservation locale de l'énergie. L'algorithme proposé est fait pour conserver l'énergie. L'algorithme proposé ici fait l'hypothèse du gaz parfait. Cet algorithme est généralisé dans le cas d'une loi d'état quelconque dans l'annexe A.

Validation de l'algorithme proposé

Pour la validation du code, on commence par vérifier le gain apporté par l'algorithme proposé concernant la conservation locale de l'énergie. Dans un deuxième temps, on compare les résultats obtenus à une simulation de référence de la littérature [88].

Le cas présenté ici est celui d'un écoulement 2D en canal plan périodique chauffé de manière asymétrique. Les conditions aux limites thermiques imposées sur les parois sont un flux de chaleur constant $\phi_h = +170W.m^{-2}$ sur la paroi supérieure et une température imposée $T_b = 290K$ pour la paroi inférieure. La figure 2.18 représente les flux de chaleur convectif, conductif et total dans la direction perpendiculaire aux parois. Sur la figure 2.18(a) qui correspond au résultat obtenu avec l'ancien algorithme, on observe que le flux total n'est pas linéaire avec une pente égale à la variation instantanée de la pression thermodynamique (cette propriété est atteinte par convergence en maillage et en temps). Sur le graphique 2.18(b) qui représente les résultats du nouvel algorithme au même temps (0.01s), la propriété de linéarité du flux de chaleur est obtenue et ceci de façon indépendante du maillage.

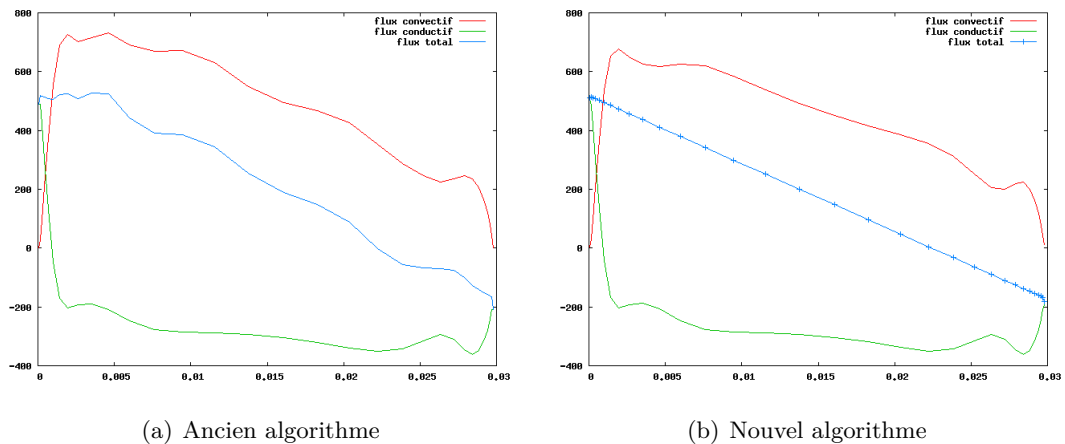


FIGURE 2.18 – Flux de chaleur traversant un plan parallèle aux parois ($W.m^{-2}$)

La simulation de référence à laquelle nous comparons les résultats obtenus correspond à un écoulement turbulent pleinement développé en canal plan bi-périodique [88]. Le nombre de Reynolds turbulent, calculé à partir de la vitesse de frottement à la paroi $Re_\tau = \frac{\rho u_\tau h}{\mu}$, est égal à 395. Contrairement à Moser *et al.* dont la simulation est isotherme, l'écoulement est soumis à un très faible gradient thermique. Le rapport entre la température de la paroi chaude,

T_2 , et la température de la paroi froide, T_1 , est $T_R = \frac{T_2}{T_1} = 1.01$. Ce ratio de température est suffisamment faible pour que la dynamique de l'écoulement ne soit pas perturbée et les simulations comparables. La figure 2.19 représente, en grandeurs adimensionnées la vitesse moyenne longitudinale (fig. 2.19(a)) et les fluctuations de vitesses moyennes (fig. 2.19(b)) dans la hauteur du canal. On observe que les résultats sont en parfait accord.

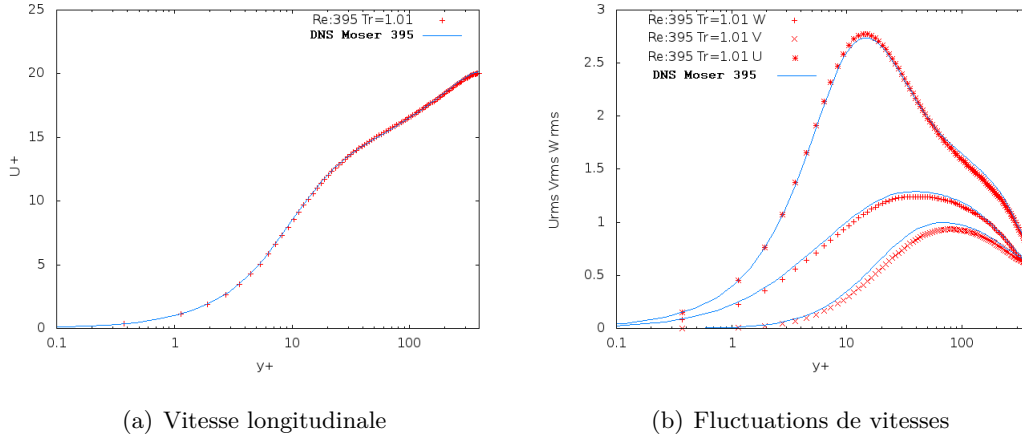


FIGURE 2.19 – Vitesse et fluctuation de vitesse moyennes. $Re_\tau = 395$, $T_R = 1.01$

Limite de la formulation à faible nombre de Mach

Comme nous l'avons vu, la formulation à faible nombre de Mach utilise une décomposition de la pression. Ainsi, la pression thermodynamique -dont dépend en particulier la masse volumique- est constante dans l'espace. Physiquement, on peut, en simplifiant, justifier cette hypothèse en remarquant que les variations de la pression dynamique sont très très faibles par rapport aux valeurs de la pression thermodynamique. Dans le cas où l'on étudie l'écoulement dans une conduite relativement longue, les pertes de charge peuvent engendrer des variations non négligeables de la pression dynamique. Il semble important pour ce type d'études de prendre en compte ces variations spatiales dans la pression thermodynamique. Il serait donc intéressant notamment pour les applications solaires où les pertes de charge sont un critère primordial d'enrichir la formulation actuelle des équations à faible nombre de Mach.

2.2.3 Implémentation de schémas

Un schéma en temps de type Runge-Kutta d'ordre 3 où l'ensemble des équations avance ensemble a été implémenté. Ceci permet notamment de mieux prendre en compte le couplage entre la dynamique et la thermique. Bien que les équations soient différentes, le schéma en temps est identique à celui utilisé pour la méthode front-tracking. L'implémentation de ce schéma a été validé avec le cas test d'une cavité 2D chauffée par une source volumique. On dispose pour ce cas test d'une solution analytique qui a permis de vérifier l'ordre 3 du schéma. On a montré également que l'erreur obtenue avec ce schéma était 700 fois inférieure à celle obtenue avec un schéma Euler et un schéma de type Runge-Kutta 3 où chaque équation avance séparément. Ces schémas sont ceux qui étaient à l'origine implémentés dans Trio_U.

Les différents schémas sur lesquels nous avons travaillé utilisent une discrétisation de type

volumes finis. Cela signifie que les grandeurs physiques discrètes sont parfois interprétées comme des grandeurs moyennes représentatives d'un volume de contrôle et parfois comme des grandeurs ponctuelles. Cette approximation entre grandeurs moyennes et ponctuelles est d'ordre 2 en espace. L'ordre global d'une méthode numérique étant déterminé par l'ordre le plus faible, cette approximation limite la précision de la méthode à l'ordre 2 en espace quelque soit l'ordre théorique du schéma implémenté. En revanche, l'erreur commise peut être fortement réduite avec des schémas d'ordre plus élevé. C'est ce qui a été réalisé en implémentant un schéma centré d'ordre 4 pour le terme convectif de l'équation de bilan de quantité de mouvement. La figure 2.20 compare les erreurs relatives obtenues avec un schéma centré d'ordre 2 et un schéma centré d'ordre 4 par rapport à la solution analytique d'un champ de vitesse sinusöidale. La courbe rouge représentant le schéma d'ordre 2 et la verte le schéma d'ordre 4 pour un même maillage, on observe le fort gain dû à l'augmentation de l'ordre du schéma. Les courbes bleue et violette sont obtenues avec des maillages 3 et 9 fois plus fins. Elles montrent l'effet de l'ordre élevé sur l'erreur.

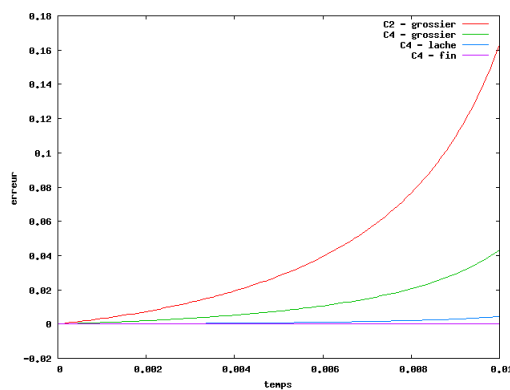


FIGURE 2.20 – Erreur relative sur la vitesse pour des schémas convectifs centrés d'ordre 2 et 4.

2.2.4 Simulation des Grandes Echelles Thermiques

Les équations de la simulation des grandes échelles thermiques (SGET) sont obtenues en appliquant une moyenne volumique au système d'équations (2.26). A notre connaissance, les seules corrélations modélisées dans la littérature sont les corrélations vitesse-vitesse (le tenseur de Reynolds) dans l'équation de bilan de quantité de mouvement et les corrélations vitesse-température dans l'équation d'évolution de la température. Pourtant en présence de forts gradients de température, les variations des propriétés du fluide sont telles qu'on ne peut pas toujours négliger les corrélations entre viscosité et gradient de vitesse ou entre conductivité thermique et gradient de température par exemple. Par conséquent, il serait intéressant d'estimer l'importance de ces corrélations et de les comparer aux corrélations vitesse-vitesse et vitesse-température. Si elles s'avéraient importantes, une modélisation possible serait d'utiliser l'hypothèse de similarité d'échelle comme nous l'avons fait en diphasique. Dans les travaux réalisés jusqu'à présent, nous avons fait l'hypothèse que ces corrélations étaient négligeables. Par ailleurs, les différents auteurs présentent en général la vitesse filtrée comme une vitesse moyennée avec une pondération de la masse volumique (moyenne de Favre [28]). Cette définition est très pratique car elle permet de ne pas avoir à modéliser les corrélations vitesse-masse volumique. Cependant, dans le cadre de l'hypothèse des faibles nombres de Mach, la pression dynamique est calculée grâce à la connaissance de la divergence de la vitesse. Il est important de noter que, si l'on utilise une moyenne pondérée par la masse volumique, l'équation de la

divergence de la vitesse nécessite une fermeture. En effet, le lien entre la divergence des deux vitesses moyennes est :

$$\nabla \cdot (\tilde{\mathbf{u}}) = \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}) + \frac{\nabla \cdot (\tau_{temp})}{\bar{\rho}} - \frac{1}{\bar{\rho}^2} \nabla \bar{\rho} \cdot \tau_{temp} \quad (2.29a)$$

avec

$$\tilde{\mathbf{u}} = \frac{\bar{\rho} \bar{\mathbf{u}}}{\bar{\rho}} \quad (2.29b)$$

$$\tau_{temp} = \bar{\rho} \bar{\mathbf{u}} - \bar{\rho} \bar{\mathbf{u}} \quad (2.29c)$$

Comme pour le développement du modèle ISS, une fermeture possible pour ce terme serait d'utiliser l'hypothèse de similarité d'échelles : $\tau_{temp} \approx \bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} - \bar{\rho} \bar{\mathbf{u}}$. Dans les travaux réalisés jusqu'à présent, nous avons fait l'hypothèse que $\tau_{temp} \approx 0$ et par conséquent que $\nabla \cdot (\tilde{\mathbf{u}}) = \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}})$. Ainsi, il serait très intéressant de vérifier par des tests *a priori* (à partir de résultats issus de SND) si cette hypothèse semble raisonnable. On retrouve alors la logique de la démarche multi-échelles où le niveau de description le plus fin (ici SND) sert à renseigner les modèles du niveau de description plus grossier (ici SGET). Dans la mesure où ce terme sous-maille ne serait par négligeable, il serait pertinent de regarder si les écarts constatés entre SGET et SND ont tendance à être réduits par les fermetures proposées ici.

Dans un premier temps, l'effort de recherche a été concentré sur la modélisation des corrélations vitesse-température. En effet, ces corrélations sont souvent fermées par analogie avec les fermetures des corrélations vitesse-vitesse. C'est en particulier le cas lorsque l'on utilise un modèle à Prandtl turbulent constant. Nous avons montré que pour des gradients de température importants, cette modélisation n'était plus satisfaisante et qu'il était nécessaire d'utiliser un modèle à Prandtl turbulent dynamique [107].

2.2.5 Potentiel des méthodes Lattice Boltzmann

Ayant développé une condition à la limite d'impédance pour les méthodes Lattice Boltzmann (voir fig. 2.21 et référence [124]), je suis particulièrement intéressé par leur utilisation pour l'étude des récepteurs solaires hautes températures. Cela permettrait de disposer au sein du laboratoire PROMES d'un outil de simulation dédié aux écoulements turbulents fortement anisothermes. Etant donnée la forte augmentation du prix des licences des logiciels commerciaux par ailleurs pas complètement adaptés à des études fines, ce type de développement pourrait être stratégique. Une alternative nécessitant un investissement humain moins important consiste à utiliser des logiciels libres ou assimilés. C'est pour l'instant la stratégie qui a été suivie avec le logiciel Trio_U. L'inconvénient est de créer une dépendance entre une activité de recherche et l'avenir d'un logiciel. Des travaux sont actuellement en cours dans le cadre de la thèse de Sanae Ouajdi en cotutelle avec l'Université d'Oujda au Maroc et l'Université de Perpignan.

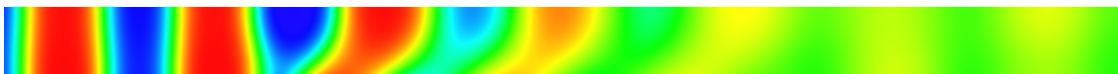


FIGURE 2.21 – Résolution à l'aide d'une méthode Lattice Boltzmann avec une condition à la limite d'impédance de l'atténuation d'une onde acoustique plane.

Les méthodes LBM sont des méthodes numériques originales qui représentent des alternatives aux méthodes numériques classiques et qui ont été initialement proposées pour résoudre le système de Navier-Stokes incompressible 2D ou 3D [41, 12, 96]. Elles trouvent leurs origines dans l'automate cellulaire proposé par Frisch, Hasslacher et Pomeau, qui permet de

restituer au moins qualitativement des écoulements incompressibles [31, 23, 30]. Par ailleurs, elles sont appliquées à la résolution de l'équation de la chaleur avec ou sans transferts radiatifs [131, 46, 85], et au système de Navier-Stokes couplé à de la thermique en faiblement [42, 50] ou en fortement dilatable [42, 39]. Elles sont particulièrement bien adaptées au calcul parallèle. De nombreux travaux utilisent des processeurs GPU pour leur résolution numérique. La possibilité de réaliser des simulations numériques directes et des grandes échelles d'écoulements turbulents grâce à ces méthodes a été démontrée. Toutes ces études montrent que les méthodes LBM sont des méthodes numériques simples, robustes et *a priori* précises, ce qui en fait des méthodes populaires, notamment dans le milieu industriel. La principale difficulté pour le développement d'un outil de calcul LBM au sein du laboratoire PROMES réside dans le couplage entre la thermique et la dynamique.

L'ajout de l'équation de la température aux méthodes LBM classiques peut se faire de trois façons différentes. L'équation de Boltzmann contient l'aspect thermique. La première méthode est donc d'ajouter la conservation de l'énergie lors de la discrétisation de l'espace des phases. Cette méthode est appelée approche multi-vitesse. Pour un modèle bidimensionnel, cela conduit à un minimum de 25 vitesses discrètes. La deuxième méthode utilise deux fonctions de distribution différentes pour la vitesse et l'énergie interne. La troisième méthode, appelée méthode hybride, utilise un modèle LBM pour résoudre les équations de Navier-Stokes et discrétise par différences finies l'équation d'advection diffusion de la température. Pour des raisons de stabilité numérique, nous prévoyons que la méthode développée s'apparentera davantage aux méthodes hybrides.

2.3 Conclusion sur les modèles physiques et leur implémentation

Le développement de modèles physiques et leur implémentation dans le logiciel Trio_U a permis de renforcer la collaboration entre le CEA -plus particulièrement le laboratoire DEN/DER/SSTH/LDAL- et le laboratoire PROMES.

Que ce soit sur les équations diphasiques ou quasi-compressibles, nous avons amélioré les méthodes de résolution

- en augmentant la prise en compte du couplage entre vitesse et interface ainsi qu'entre vitesse et température,
- en implémentant des schémas en espace d'ordre plus élevé,
- en travaillant sur les algorithmes de résolution et
- en proposant des modèles de type SGE.

Le modèle ISS qui est un équivalent de la SGE pour les écoulements diphasiques pourrait à l'avenir être utilisé pour étudier les écoulements de procédés solaires tels que les systèmes cylindro-paraboliques à production directe de vapeur. Il pourrait également être utilisé pour renseigner des modèles de type RANS. Ces modèles pourraient alors permettre le dimensionnement de procédés solaires.

Une perspective intéressante pour les équations quasi-compressibles consiste à prendre les variations importantes de la pression dynamique pour le calcul des propriétés du fluide. Concernant les modèles de type SGE pour les équations quasi-compressibles, il y a encore beaucoup à faire. Je propose d'utiliser les modèles que j'ai développés dans le cadre des écoulements diphasiques et en particulier l'hypothèse de similarité d'échelles pour les termes non classiques.

Enfin, il serait intéressant de développer des modèles pour les écoulements diphasiques compressibles [7] ou quasi-compressibles. En effet, les travaux décrits ici concernent soit des écoulements diphasiques incompressibles soit des écoulements quasi-compressibles monophasiques. C'est également le cas de la grande majorité des études de la littérature. En s'intéressant aux écoulements diphasiques et quasi-compressibles, on construirait un modèle physique plus généraliste mieux adapté à la physique des procédés solaires. Ce modèle généraliste utiliserait une grande partie des travaux présentés. Il pourrait par exemple être développé sous la forme d'une méthode Lattice Boltzmann.

Dans le domaine de l'énergie solaire concentrée, on est confronté aux très hautes températures (supérieures à 500°C). Ces gammes de température nécessitent de pouvoir valider les outils numériques développés par des comparaisons avec des données expérimentales. Le prochain chapitre décrit la mise en place d'une soufflerie et de moyens de diagnostics optiques au laboratoire PROMES.

Moyens de diagnostics optiques

L'ÉTUDE des couplages entre la thermique et la dynamique dans les écoulements turbulents fortement anisothermes tels qu'ils existent au sein des récepteurs solaires hautes températures nécessite de connaître avec précision les champs de vitesse et de température. Pour ce faire, il semble indispensable d'utiliser la complémentarité entre moyens numériques et expérimentaux. En simplifiant à l'extrême, seuls les moyens numériques permettent de connaître à très hautes températures les valeurs locales et instantanées dans tout le volume étudié. Et, seules les mesures expérimentales permettent de garantir que les modèles utilisés décrivent fidèlement l'ensemble des phénomènes physiques en jeu. Dans cet objectif de validation, nous avons développé une soufflerie munie de moyens de diagnostics optiques.

Tout d'abord, les caractéristiques de la soufflerie sont détaillées. Puis, on vérifie qu'elle reproduit bien l'écoulement de canal plan.

3.1 Réalisation d'une soufflerie

La soufflerie MEETIC (Moyen d'Essais des Ecoulements Turbulents pour l'Intensification des transferts de Chaleur) a été conçue par l'équipe Thermophysique et Ecoulement (laboratoire PROMES) en étroite collaboration avec le laboratoire de Mécanique de Lille (LML). La conception de la soufflerie a été réalisée pendant les thèses de Xavier Daguenet et d'Arnaud Colléoni co-dirigées avec Gabriel Olalde (Directeur de Recherches au laboratoire PROMES). C'est durant ces thèses que j'ai développé, avec Gabriel Olalde, une importante collaboration avec Jean-Marc Foucaut (Maître de Conférences au LML).

L'objectif de cette soufflerie est de caractériser les architectures internes des récepteurs solaires. Ces architectures sont développées pour des écoulements turbulents au sein d'échangeurs à chauffage asymétrique (le rayonnement solaire concentré n'éclaire qu'une face du récepteur). Elles ont pour but d'intensifier les transferts de chaleur tout en maintenant les pertes de charge. La soufflerie MEETIC reproduit à l'échelle 5 un module du récepteur solaire haute température. La soufflerie doit reproduire très fidèlement un écoulement de canal plan afin de pouvoir précisément identifier les modifications d'écoulements provoquées soit par l'architecture interne du récepteur solaire, soit par le chauffage asymétrique, soit par la combinaison de la géométrie et du chauffage asymétrique.

3.1.1 Vue d'ensemble de la soufflerie

La soufflerie MEETIC fonctionne en boucle ouverte. La figure 3.1 en illustre le schéma de principe. La figure 3.2 est une photo de la soufflerie en fonctionnement lors de la réalisation de champs SPIV.

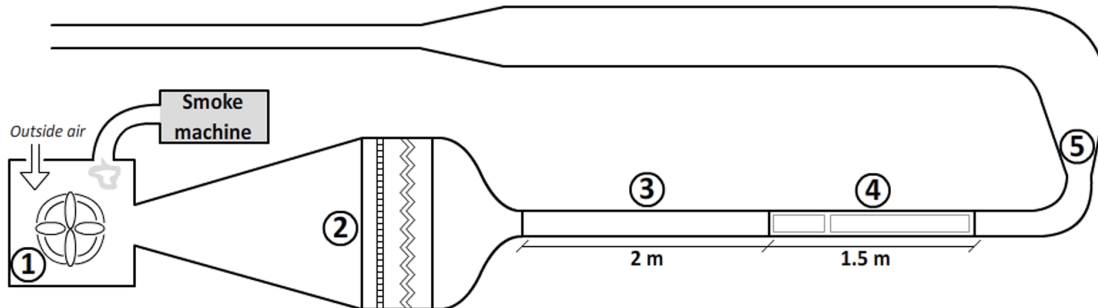


FIGURE 3.1 – Schéma de la soufflerie

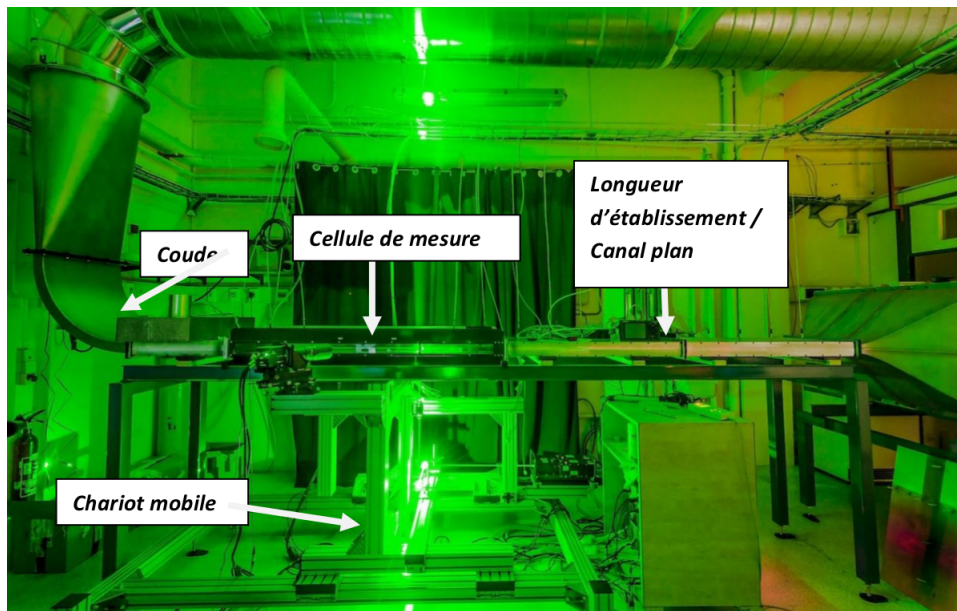


FIGURE 3.2 – Photo de la soufflerie en fonctionnement lors de la réalisation de champs SPIV

1. L'air est aspiré à l'extérieur du bâtiment de la soufflerie par un ventilateur centrifuge Elektror RD82 modulable permettant de travailler sur une large plage de fréquences et donc de débits.
2. Suite à un divergent à 7° , un caisson de tranquillisation comprenant une structure en nid d'abeilles, suivie de deux grillages très fins, permet de casser les structures turbulentes de l'air. Un convergent réduit ensuite la section de passage pour amener l'écoulement vers un conduit à section rectangulaire (50 x 500 mm).
3. Une longueur d'établissement du profil de vitesse de 2 m est présente en amont de la cellule de mesure. Elle est précédée d'un déclencheur de couche limite (composé d'une baguette de diamètre 1 mm et de papier de verre, grain 120, de longueur 40mm) afin de fixer le point de transition vers la turbulence. La longueur d'établissement du canal plan est définie comme étant le point à partir duquel les couches limites inférieures et supérieures se rejoignent. La distance d'interaction des couches limites, Δ , est donnée

par [99]

$$\frac{\Delta}{x} = 0,37 Re_x^{-0,2} \quad (3.1)$$

où Re_x est le nombre de Reynolds basé sur la distance par rapport à l'entrée du canal plan, x . Pour un nombre de Reynolds de 25 000, caractéristique des simulations et des expériences effectuées dans cette étude, la longueur d'établissement nécessaire est de l'ordre de $x = 1,06 m$. La longueur de la veine d'établissement de la soufflerie étant de 2 m, le profil de vitesse est donc établi dans la cellule de mesure.

4. La cellule de mesure de 1,5 m suit la veine d'établissement. Ces dimensions intérieures sont 50x500 mm. Elle permet d'obtenir un écoulement de type canal plan. La plage de fonctionnement du ventilateur principal permet de faire varier la vitesse à l'intérieur de la cellule de mesure entre 2 et 35 m/s. Cela correspond à un nombre de Reynolds, basé sur la hauteur du canal plan (2h=50 mm), compris entre 5 000 et 100 000. De nombreux hublots sur la cellule de mesure permettent de réaliser des diagnostics optiques non intrusifs afin d'obtenir les champs de vitesse. Afin d'éviter les déformations de la cellule fragilisée par la présence des hublots, des raidisseurs ont été installés *a posteriori*.
5. Enfin, un coude, précédé d'un tronçon de canal plan de longueur 0,5 m, est en extrémité de la veine. La présence d'un nid d'abeilles dans ce tronçon permet d'éviter d'éventuelles perturbations dans la cellule de mesure. Le coude est prolongé par le conduit d'évacuation de l'air.

3.1.2 Instrumentation

Afin de pouvoir contrôler l'écoulement ainsi que sa qualité, la soufflerie est instrumentée avec un capteur de débit, plusieurs prises de pression tout au long du canal plan et un dispositif SPIV pour *stereo particle image velocimetry* en anglais.

La mesure de débit sur la soufflerie est située à la sortie, sur le conduit d'évacuation de l'air. Le matériel installé est une sonde Annubar (ou Rosemount 3095) développée par Emerson. La sonde Annubar est équipée d'un tube de Pitot intégrateur sur le diamètre de la section de la conduite. Il en résulte une différence de pression moyennée sur la section débitante qui, après correction en température et en pression permet de remonter au débit massique du fluide. L'erreur fournie par le constructeur sur le débit massique est de 1 % pour un débit supérieur à 165 g/s et de 3 % pour un débit inférieur. De plus, la sonde Annubar permet de connaître la pression absolue et la température de l'air dans la soufflerie en temps réel.

Un ensemble de 17 prises de pression réparties tout le long du canal plan permettent de contrôler la qualité de l'écoulement et de s'assurer de l'établissement de la couche limite (la pression évolue de façon linéaire lorsque la couche limite est établie). La première prise de pression sert de référence pour les mesures de pressions relatives. Il est possible d'instrumenter la plaque d'étude positionnée sur la cellule de mesure avec 11 prises de pression supplémentaires afin de mesurer les pertes de charge générées par les différentes architectures internes étudiées. Les valeurs de pression relative (de l'ordre du pascal à bas nombre de Reynolds) dans la soufflerie sont mesurées par un micro-manomètre FCO510 de Furness Controls. Il possède deux gammes de mesures 20 Pa et 200 Pa. Sa précision est de 0,25 % de la lecture entre 10 % de la gamme la plus basse à 100 % de l'échelle haute. Les multiples points de pression sont mesurés par le micro-manomètre grâce à un commutateur programmable (ou scanneur de points de pression) FCS421 de Furness Controls. Il permet d'envoyer la pression statique de chaque point de prélèvement vers le micro-manomètre et ainsi de mesurer l'évolution de la pression le long de la veine, sans avoir à modifier le montage.

La vélocimétrie par images de particules PIV est une technique d'imagerie permettant d'obtenir la vitesse locale et instantanée du fluide $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. La PIV consiste à prendre, au moyen d'une caméra, des images à des instants rapprochés de particules introduites dans l'écoulement et à mesurer leur déplacement $\delta\mathbf{x}(\mathbf{x}, t)$. Ces particules sont supposées suivre fidèlement la dynamique de l'écoulement. La vitesse se déduit alors du déplacement connaissant le délai entre deux enregistrements Δt :

$$\mathbf{u} = \frac{\delta\mathbf{x}}{M\Delta t} \quad (3.2)$$

où M est le facteur de grossissement. L'utilisation d'une seule caméra ne permet que la mesure des deux composantes de la vitesse situées dans le plan laser. Deux caméras en configuration stéréoscopique (ou SPIV) permettent d'obtenir la troisième composante perpendiculaire au plan laser. La figure 3.3(a) montre les principaux instruments utilisés. En PIV ou SPIV, la densité des particules est telle que l'on a recourt à l'inter-corrélation entre deux images successives pour estimer le déplacement d'un groupe de particules. On note I_1 et I_2 les signaux numériques de la première et de la seconde images. L'inter-corrélation entre ces deux images est calculée par le produit de convolutions des deux signaux numériques (voir figure 3.3(b)) :

$$R(\mathbf{s}) = I_1 * I_2 = \int I_1(\mathbf{x})I_2(\mathbf{x} + \mathbf{s})d\mathbf{x} \quad (3.3)$$

Le déplacement $\delta\mathbf{x}$ du groupe de particules correspond au maximum de ce produit de convolution $R_{Max} = R(\mathbf{s} = \delta\mathbf{x})$. Numériquement, le calcul du produit de convolution est relativement coûteux. On utilise donc la propriété de la transformée de Fourier (notée TF) qui transforme le produit de convolution en un simple produit :

$$TF(R) = \hat{R} = TF(I_1 * I_2) = TF(I_1)TF(I_2) = \hat{I}_1\hat{I}_2 \quad (3.4)$$

Finalement, l'inter-corrélation est calculée ainsi :

$$R(\mathbf{s}) = TF^{-1}(\hat{I}_1\hat{I}_2) \quad (3.5)$$

où TF^{-1} représente la transformée de Fourier inverse.

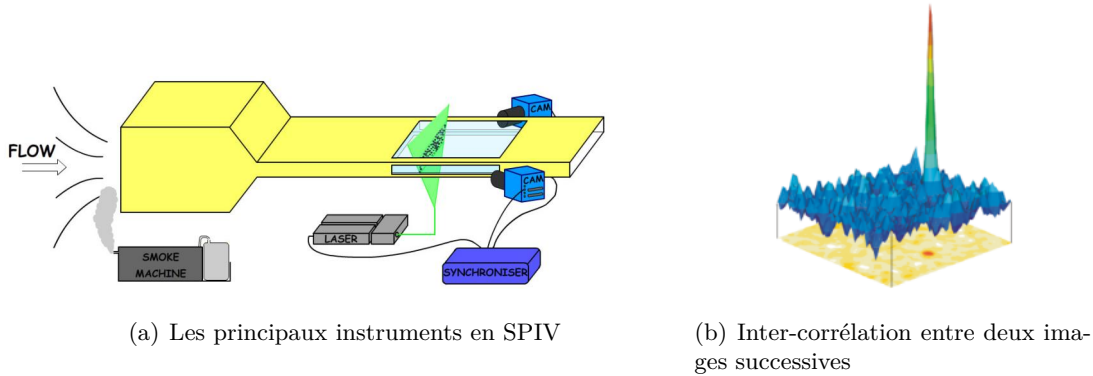


FIGURE 3.3 – Principe de fonctionnement de la SPIV

Dans la soufflerie MEETIC, un laser Quantel Twins CFR possédant 2 cavités de 200 mJ de puissance à la fréquence maximale de 2x15 Hz est utilisé. Un jeu de miroirs haute réflectivité, de lentilles convergentes et de lentilles cylindriques Melles Griot permet d'acheminer le faisceau laser et de le transformer en nappe laser pour éclairer les particules de fumée. Les caméras sont deux Imager sCMOS LaVision. Elles ont des capteurs de 2560 x 2160 pixels sur 16 bits, une fréquence maximale d'acquisition de 50 Hz (en simple exposition), un temps inter-exposition minimal de 2 s et une double connectique camlink. Deux jeux d'objectifs avec mise au point manuelle sont utilisés selon les besoins : deux objectifs de 105 mm d'ouverture maximale $f\#$ 2.8 et deux objectifs de 200 mm d'ouverture maximale $f\#$ 4. Les caméras sont fixées sur des montures spécifiques conçues par le LML permettant un réglage de l'assiette, du tirage, de l'angle de visée et de l'angle de Scheimpflug.

3.2 Caractérisation de la soufflerie de canal plan

La soufflerie MEETIC doit permettre l'étude des écoulements turbulents fortement anisothermes au sein de géométries complexes. On souhaite en particulier savoir si les modifications de l'écoulement sont dues à la géométrie ou au gradient transverse de température. Il est donc nécessaire d'avoir un écoulement de référence auquel se comparer. Dans notre cas, l'écoulement de référence est un écoulement de canal plan. Dans cette partie, on s'assure que, dans la cellule de mesure, l'écoulement présente bien les caractéristiques d'un écoulement en canal plan. Pour ce faire, l'écoulement est étudié pour plusieurs nombres de Reynolds et les résultats sont comparés à la littérature.

3.2.1 Analyse de l'évolution de la pression

L'analyse de l'évolution de la pression est très importante pour évaluer la qualité du canal plan. Afin de s'affranchir du changement des conditions climatiques extérieures, le coefficient adimensionné de pression est utilisé. Comme on peut le constater sur la figure 3.4, l'évolution du coefficient de pression le long du canal plan de la soufflerie est linéaire. Ainsi, l'écoulement est bien établi lorsqu'il arrive sur la cellule de mesure.

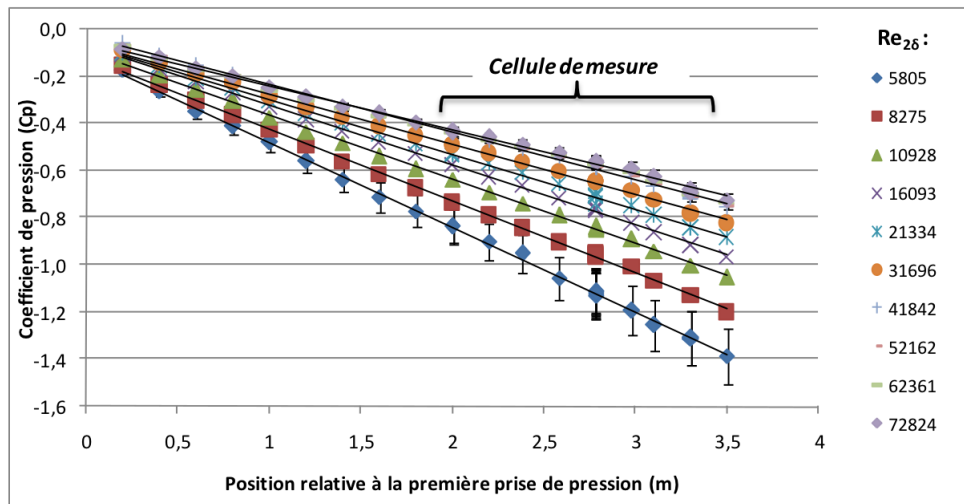


FIGURE 3.4 – Evolution du coefficient de pression dans la soufflerie pour différents nombres de Reynolds

Afin de valider le comportement des pertes de charge dans la soufflerie, une comparaison du coefficient de frottement avec la littérature est effectuée. La définition du coefficient de frottement est :

$$Cf = -\frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x} \frac{Dh}{\frac{1}{2}\rho U_c^2} \quad (3.6)$$

L'écoulement dans la soufflerie est établi sur la hauteur, mais il continue d'évoluer sur la largeur, le but étant d'étudier les écoulements de type canal plan. Ainsi, il n'existe pas de modèle dans la littérature pour le coefficient de frottement dans ce cas de figure. Deux estimations, bornant le coefficient de frottement du canal sont donc utilisées. La première est la corrélation de Blasius, basée sur le diamètre hydraulique et décrivant le comportement d'un écoulement totalement établi :

$$Cf_{Blasius} = 0,316 Re_{Dh}^{-0,25} \quad (3.7)$$

La seconde estimation est issue des équations de Navier-Stokes pour un écoulement statistiquement permanent et spatialement établi d'un canal plan de largeur infinie (n'ayant pas de couches limites latérales). En régime établi et statistiquement stationnaire, la simplification des équations moyennées de Navier-Stokes donne la relation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} - \rho \langle u'v' \rangle \right) = \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x} = cte \quad (3.8)$$

En notant $\tau_w = \mu \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \Big|_{\text{à la paroi}}$ la contrainte de cisaillement pariétale et sachant qu'à la paroi $\langle u'v' \rangle \Big|_{\text{à la paroi}} = 0$, on a :

$$\frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x} = -\frac{\tau_w}{\delta} \quad (3.9)$$

En remplaçant la variation de pression donnée par l'équation précédente dans la définition du coefficient de frottement (3.6), on a :

$$Cf_2 = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_c^2} \frac{Dh}{\delta} = 8 \frac{Dh}{\delta} \frac{Re_\tau^2}{Re_c^2} \quad (3.10)$$

avec $Re_\tau = \frac{u_\tau \delta}{\nu}$ le nombre de Reynolds de frottement basé sur la vitesse de frottement $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ et $Re_c = \frac{u_c \delta}{\nu}$ le nombre de Reynolds défini avec la vitesse au centre. La corrélation entre le nombre de Reynolds au centre et le nombre de Reynolds de frottement est [99] :

$$Re_\tau = 0,09 Re_c^{0,88} \quad (3.11)$$

En combinant les deux dernières équations, on obtient :

$$Cf_2 = 8 \frac{Dh}{\delta} 0,09^2 Re_c^{-0,24} \quad (3.12)$$

De façon similaire à cette deuxième méthode, il est également possible d'utiliser la corrélation de Dean [17] :

$$Cf_{Dean} = 0,073 Re_m^{-0,25} \quad (3.13)$$

où $Re_m = \frac{U_m \delta}{\nu}$ et $U_m = \frac{1}{2\delta} \int_{-\delta}^{\delta} \langle u \rangle dy$ représente la vitesse débitante.

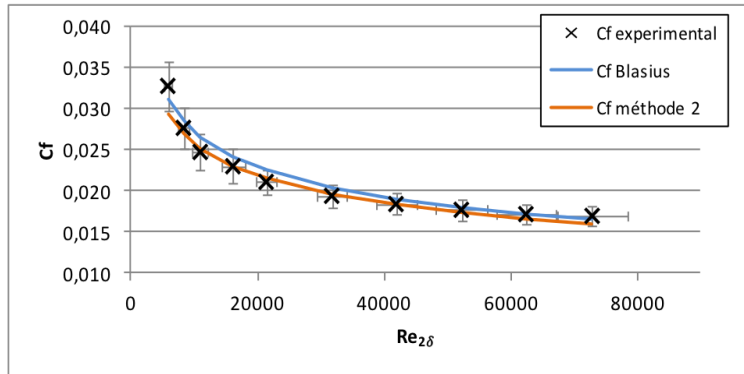


FIGURE 3.5 – Comparaison des coefficients de frottement mesurés expérimentalement avec les deux estimations en fonction du nombre de Reynolds.

La figure 3.5 compare les coefficients de frottement mesurés expérimentalement avec les deux estimations (3.7) et (3.12) en fonction du nombre de Reynolds. On remarque que l'ensemble des valeurs mesurées sont, à leurs incertitudes près, comprises entre les deux estimations. A noter que le premier point ($Re=5800$) s'éloigne de la corrélation. En effet, à bas nombre de Reynolds ($Re < 8000$), la vitesse est trop faible pour être mesurée précisément par le débitmètre. Pour ce qui concerne les pressions, le comportement de la soufflerie est donc en adéquation avec la littérature pour un $Re > 8000$.

3.2.2 Caractère établi et monodimensionnel de l'écoulement

Parler d'établissement spatial dans la configuration étudiée est en réalité abusif. En effet, on cherche à être dans une configuration de canal plan. Par conséquent, les couches limites des parois hautes et basses doivent être pleinement développées mais celles des parois latérales doivent l'être le moins possible. L'équation (3.1) rappelle que les couches limites se développent d'autant plus rapidement que le nombre de Reynolds est faible. Ainsi, pour les faibles nombres de Reynolds, il faut s'assurer que les couches limites latérales ne soient pas trop développées et, pour les grands nombres de Reynolds, il faut s'assurer que les couches limites hautes et basses soient pleinement développées. Cette précision faite, les expressions "établissement spatial" ou "écoulement établi" seront utilisées.

L'évolution linéaire de la pression est une première illustration de l'établissement spatial de l'écoulement. On vérifie également l'établissement spatial directement sur le champ de vitesse pour la gamme des nombres de Reynolds de la soufflerie. La figure 3.6 illustre cette vérification pour un nombre de Reynolds de 10 000. Elle compare les profils de la moyenne et des fluctuations de vitesse obtenus en entrée, au centre et à la sortie de la cellule de mesure. On observe que pour ces trois positions les profils se superposent aux incertitudes près.

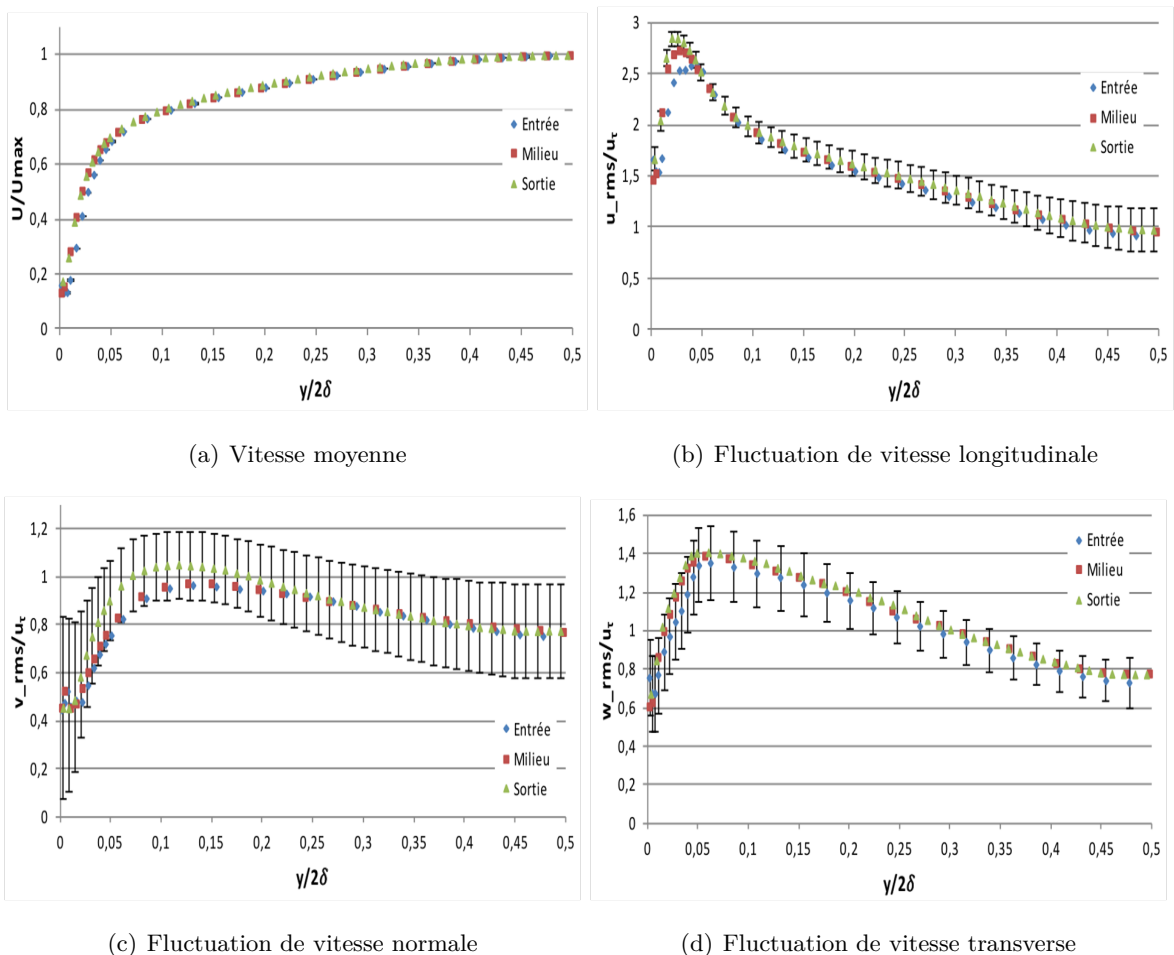


FIGURE 3.6 – Vérification de l'établissement spatial de l'écoulement.

La figure 3.7 illustre que l'écoulement dépend de la direction transverse uniquement à proximité des parois latérales. Au centre de la veine, l'écoulement est bien monodimensionnel : il ne dépend que de la hauteur. Les profils de la vitesse moyenne et de l'énergie cinétique

turbulente réalisés à différentes distances des parois latérales et à différentes distances de l'entrée de la cellule de mesures confirment le caractère monodimensionnel de l'écoulement (voir figure 3.8).

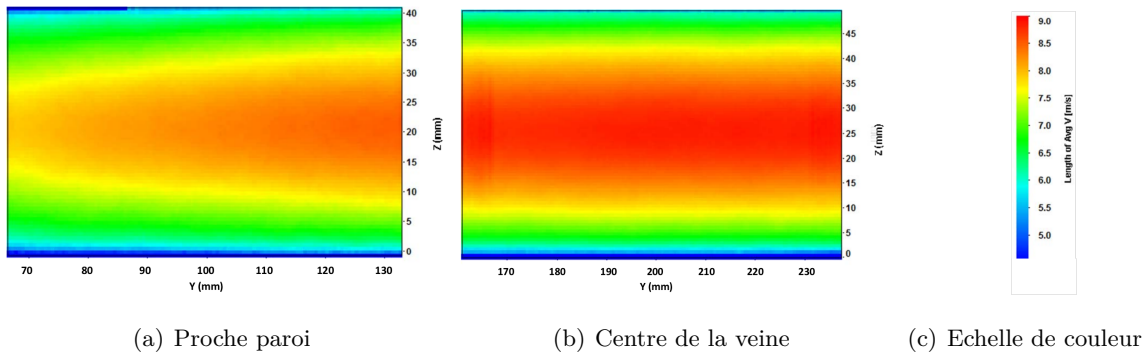


FIGURE 3.7 – Coupe perpendiculaire à l'écoulement de la composante principale de l'écoulement.

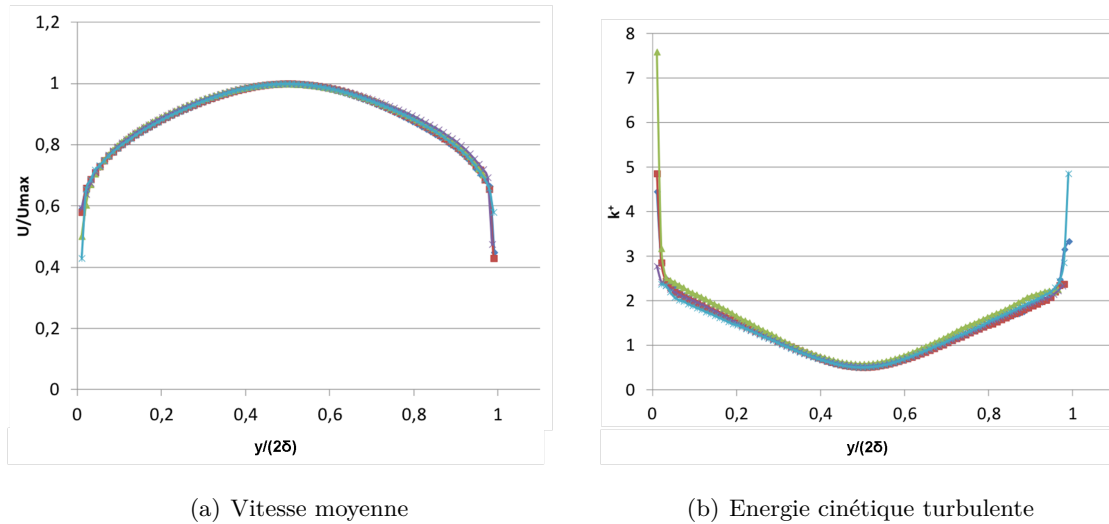


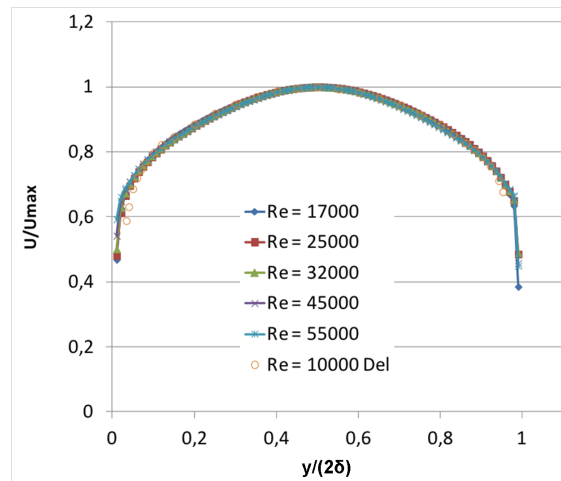
FIGURE 3.8 – Vérification du caractère monodimensionnel de l'écoulement. Réalisation de coupes à différentes positions dans la direction transverse.

La figure 3.9 montre l'évolution de la vitesse moyenne en fonction du nombre de Reynolds. En plus des données expérimentales issues de la caractérisation de la soufflerie MEETIC, des données ($Re = 10000$ Del) issues d'une campagne de mesures par anémométrie au fil chaud effectuée par A. Deldique [21] sur une soufflerie de même type sont présentées sur ce graphique. Les conclusions sont les mêmes que celles de A. Gillio-Ottavy [38] : les résultats obtenus dans la partie centrale du canal sont identiques. Dans les zones pariétales, une différence existe entre les nombres de Reynolds de 10000, de 17000 et les autres profils; plus le nombre de Reynolds augmente, plus le profil s'incurve aux parois. Les autres courbes ($Re = 25000$ à 55000) semblent se superposer parfaitement; le profil est donc indépendant du nombre de Reynolds lorsque ce dernier est supérieur à 20000. Pour les grands nombres de Reynolds, il existe une zone commune entre les régions interne (zone proche de la paroi où les termes convectifs sont négligeables devant la contrainte visqueuse et turbulente) et externe (zone où la contrainte visqueuse est négligeable devant la contrainte turbulente alors du même ordre de grandeur que les termes de convection). En utilisant la méthode des développements asymptotiques pour écrire le raccordement entre les régions interne et externe, on obtient la

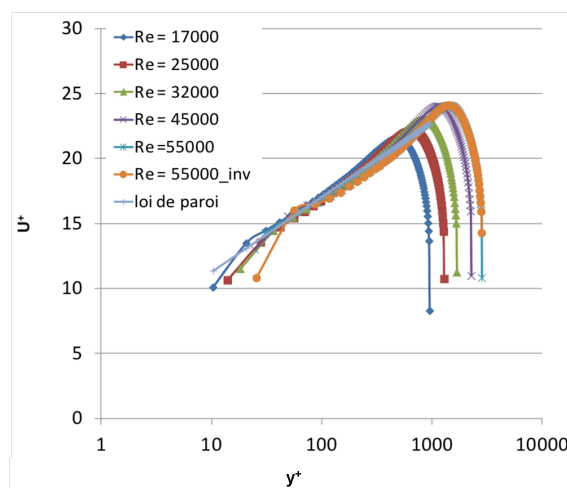
loi logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (3.14)$$

où la constante $C \approx 5,2$ et la constante de Von Karman $\kappa \approx 0,41$ sont généralement considérées universelles. La figure 3.9(b) montre que les profils obtenus aux différents nombres de Reynolds satisfont la loi de paroi logarithmique.



(a) Vitesse moyenne



(b) Vitesse moyenne adimensionnée

FIGURE 3.9 – Influence du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse.

3.2.3 Vitesses moyennes et fluctuantes de l'écoulement

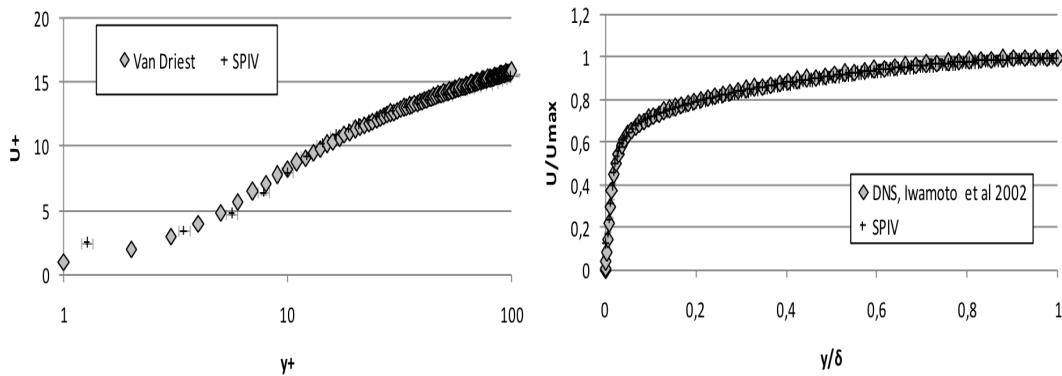
Une comparaison de la moyenne et des fluctuations de vitesse obtenues par SPIV avec la littérature est illustrée ici pour un nombre de Reynolds de 25 000 caractéristique des récepteurs solaires étudiés. Les champs de vitesse présentés ont été obtenus en configuration stéréoscopique avec deux caméras regardant par les hublots latéraux. Pour chaque plan effectué, 1000 paires d'images par caméras ont été enregistrées avec une fréquence de 3Hz. Elles ont été analysées avec le logiciel Davis 8.1.1 de LaVision. Une corrélation sur des fenêtres d'interrogation de forme carrée (Squared) a été appliquée avec une taille de fenêtre d'interrogation finale de 16 x 16 pixels (ce qui correspond à des unités de parois, ou y^+ , qui peuvent

aller de 2 à 21, selon le nombre de Reynolds étudié) avec un recouvrement de 75 %. Le logiciel de traitement PIV est optimisé pour fonctionner sur une carte graphique GPU (Graphical Processing Unit) Nvidia contenant 480 coeurs. Les champs de vecteurs obtenus sont moyennés dans le temps et dans l'espace (dans la direction d'homogénéité) grâce à une routine MatLab.

Les résultats sont présentés en grandeur adimensionnelle. On utilise pour cela une grandeur caractéristique de l'écoulement : la vitesse de frottement. Cette vitesse est définie dans l'annexe B. Dans cette même annexe, on précise la méthodologie utilisée pour la calculer.

Vitesses moyennes

La figure 3.10(a) compare le profil de vitesse adimensionné à la corrélation de Van Driest [127] qui décrit les écoulements en proche paroi. On remarque qu'en dehors du premier point, en $y^+ = 1,27$, qui n'est pas en adéquation avec le modèle de Van Driest, tous les autres points obtenus par SPIV dans la soufflerie sont en parfaite adéquation avec les points théoriques de Van Driest. L'erreur sur le premier point est due à la difficulté d'être précis dans cette zone de fort gradient. Par la suite, les résultats sont comparés à une base de données SND établie par Iwamoto *et al* [52]. La figure 3.10(b) montre la très bonne adéquation des profils de vitesse moyenne obtenus par SPIV et SND.



(a) Vitesse adimensionnée par la vitesse de frottement (b) Vitesse adimensionnée par la vitesse maximale

FIGURE 3.10 – Comparaison des profils de vitesse moyenne obtenus par SPIV avec la corrélation de Van Driest et un résultat de SND de la littérature.

Fluctuations de vitesse

L'énergie cinétique turbulente ainsi que les fluctuations de chaque composante de la vitesse sont représentées sur la figure 3.11. On observe un très bon accord entre les résultats obtenus par SPIV et par SND.

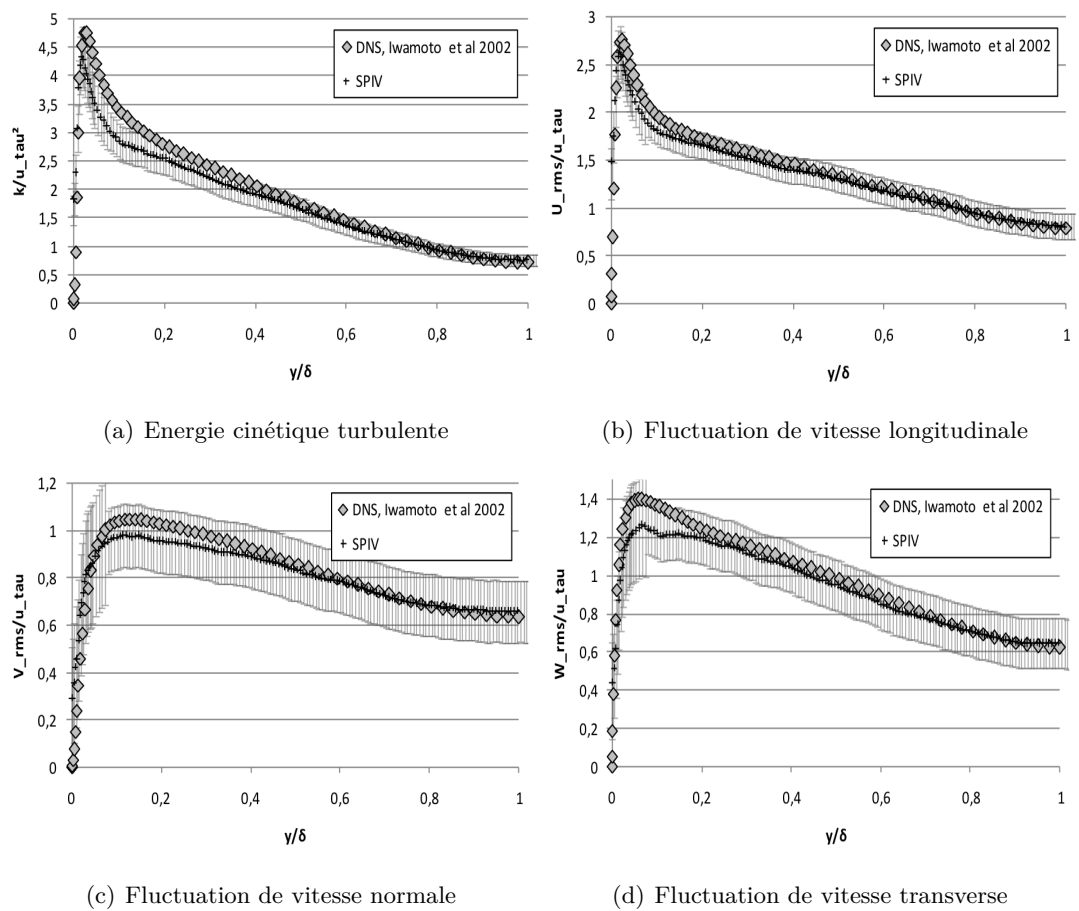


FIGURE 3.11 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente et des fluctuations de vitesse obtenus par SIV avec des résultats de SND de la littérature.

3.3 Conclusion sur les moyens de diagnostics optiques

Le développement de moyens de diagnostics optiques au sein du laboratoire PROMES a été l'occasion de développer une collaboration fructueuse avec le laboratoire de mécanique de Lille, LML, et la plateforme nationale de métrologie optique de Lille, MEOL.

La soufflerie réalisée permet de reproduire avec précision un écoulement de type canal plan. Les modifications engendrées par le gradient de température, par une géométrie complexe ou une combinaison des deux pourront donc être étudiées. Dans cet objectif, la soufflerie MEETIC a récemment été adaptée pour permettre de chauffer fortement la paroi supérieure et pour réaliser des mesures de températures. Il reste à finaliser l'ensemencement par gouttelettes d'huile (l'ensemencement actuel avec gouttelettes d'eau ne permet pas de monter en température).

Les résultats obtenus par SPIV pourront alors être comparés à des résultats issus de SND ou de SGE thermique. En effet, le niveau de description de ces outils est tout à fait comparable. Cependant, le dispositif actuel de SPIV ne permet ni la résolution temporelle de l'écoulement ni le calcul de certaines statistiques de la turbulence du fait de la connaissance du champ de vitesse dans un plan uniquement. Ainsi, il me semble que les méthodes expérimentales et numériques restent complémentaires. Les méthodes expérimentales restent nécessaires pour la validation et les méthodes numériques pour la connaissance détaillée dans le temps et l'espace des différentes grandeurs. Cette complémentarité est renforcée dans le cadre de l'étude de phénomènes physiques complexes comme les couplages entre turbulence et gradient de température. La situation se complique encore lorsqu'on travaille dans le domaine des hautes températures. Le chapitre suivant se propose de décrire la stratégie mise en place pour aborder cette problématique.

Développement d'un code expert

LES MOYENS numériques et expérimentaux qui ont été décrits dans cette première partie correspondent aux échelles d'études fines. Ils correspondent à des recherches amont. Pour aborder des problématiques appliquées, il est nécessaire d'utiliser en plus de ceux-ci des outils adaptés aux échelles industrielles. Il s'agit essentiellement de réaliser des prototypes et de développer des codes experts de dimensionnement. L'objectif essentiel de ce court chapitre est de préciser comment les outils de description fine permettent de développer des corrélations pour l'estimation des pertes de charge et des transferts thermiques fluide-paroi. Ces corrélations peuvent alors être introduites dans un code de dimensionnement. La complémentarité des différents moyens utilisés pour l'établissement des corrélations illustre ce que j'appelle une démarche multi-échelles.

Le code expert a été développé durant la thèse Cifre Total d'Arnaud Colléoni co-dirigée avec Gabriel Olalde (Directeur de Recherches à PROMES). Il constitue une réalisation importante du projet SiCSol (TOTAL-BOOSTEC-PROMES) dont l'objectif est la conception d'un récepteur solaire haute température en carbure de silicium.

Le code expert baptisé DIRSOL pour DIMensionnement de Récepteur SOLaire permet de dimensionner un récepteur solaire haute température en prédisant ses performances thermiques. A partir d'un bilan thermique global, il tient compte de la présence de la cavité, de la géométrie interne utilisée et du flux solaire incident. L'ingrédient clé correspond au verrou technologique des récepteurs solaires haute température : le transfert thermique gaz/paroi quantifié par un coefficient d'échanges convectifs.

Le code de calcul est basé sur un bilan thermique global de chaque élément du récepteur. La puissance solaire absorbée, P_{abs} , doit être égale à la somme des pertes thermiques présentes au sein du récepteur muni ou non d'une cavité :

- pertes convectives (utilisation de différents modèles selon la présence ou non d'une cavité) P_{conv} ,
- pertes et échanges radiatifs (différenciation du spectre solaire et du spectre infrarouge) P_{rad} ,
- échanges conductifs 2D (la température est supposée constante dans l'épaisseur du récepteur) dans l'absorbeur et la cavité P_{cond} ,
- puissance extraite par le fluide à l'aide de corrélations propres à l'architecture interne de l'absorbeur P_{fluide} .

Avec les notations précédentes, le bilan s'écrit :

$$P_{abs} = P_{conv} + P_{rad} + P_{cond} + P_{fluide} \quad (4.1)$$

On calcule également les pertes de charge dans l'ensemble du récepteur en tenant compte des résultats du calcul thermique. En revanche, pour l'instant, on ne tient pas compte des variations de pression dans le calcul thermique mais il est prévu de vérifier leur impact.

La stratégie multi-échelles que j'ai mise en place permet de fournir au code de dimensionnement les corrélations de ce coefficient d'échanges convectifs. Elle repose sur la complémentarité des différents moyens numériques et expérimentaux (voir fig. 4.1). La première étape consiste à réaliser des simulations numériques de type RANS dans les conditions de la soufflerie (moyenne température *i.e.* inférieure à 300°C) ou à plus faible nombre de Reynolds pour pouvoir réaliser des SND ou SGE. La comparaison entre les résultats numériques de type RANS et les résultats issus d'expériences ou de simulations fines permet de quantifier l'erreur commise par le modèle de turbulence de type RANS¹. Dans la deuxième étape, les simulations sont reconduites en condition réelle. Le coefficient d'échange local déduit de ces simulations est corrigé en faisant l'hypothèse que l'erreur commise à moyenne température est représentative de l'erreur commise en condition réelle (haute température). Dans la troisième étape, on calcule à partir des derniers résultats le coefficient d'échange global. Celui-ci est comparé au coefficient global mesuré lors d'essais solaires sur des prototypes en conditions réelles. Ces étapes doivent être répétées pour différents nombres de Reynolds et différents ratio de température. On en déduit une corrélation qui fournit un coefficient d'échange local.

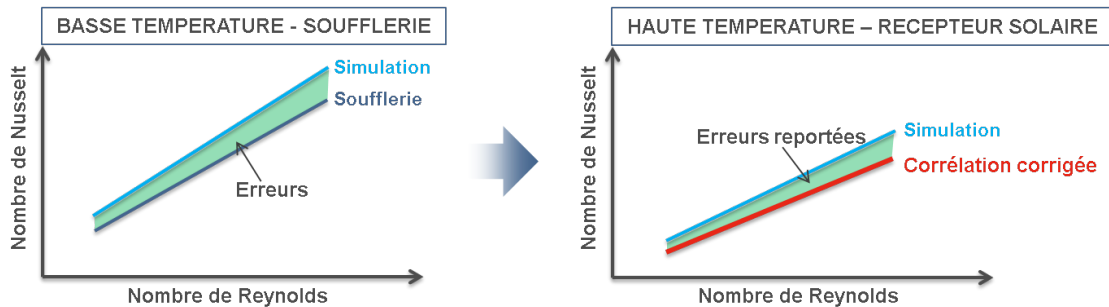


FIGURE 4.1 – Schéma de la méthodologie pour l'obtention des corrélations des coefficients d'échange.

Les premières corrélations obtenues ne sont probablement pas très fiables. Pour les améliorer, il serait intéressant

- de réaliser davantage de simulations numériques fines (SND et SGE) dans les conditions les plus réalistes possibles (c'est à dire à des niveaux de turbulence élevés même si les nombres de Reynolds visés ne sont pas accessibles). Il y a assez peu de simulations numériques fines qui prennent en compte les interactions entre la thermique et la dynamique. Elles sont donc très intéressantes pour la communauté. Les coefficients d'échanges locaux déduits de ces simulations seraient directement utilisables dans le code de dimensionnement.
- d'améliorer les mesures de température dans la soufflerie MEETIC.
- de réaliser des mesures simultanées de température et de vitesse pour pouvoir calculer les corrélations vitesse-température. Ce point est d'une importance capitale pour la compréhension des phénomènes physiques et pour le développement de nouveaux modèles. Il est par ailleurs extrêmement difficile à réaliser techniquement et très peu d'équipes

1. Les niveaux de turbulence, les géométries complexes et les forts gradients de température ne permettent pas de simulations fines. Les erreurs des modèles de type RANS viennent probablement de la mauvaise prise en compte du couplage entre la dynamique et la thermique.

de recherche ont actuellement cette compétence. Il pourrait donc s'agir d'une véritable originalité.

- de progresser dans la compréhension du couplage entre la turbulence et les gradients de température. Ces phénomènes sont encore mal compris et interviennent dans de nombreux domaines. Cela permettrait notamment de proposer de nouvelles modélisations de types SGE thermique et RANS.

Enfin, terminons par préciser que nous utilisons, en plus du code de calcul Trio_U que nous avons profondément modifié pour nos applications, des logiciels commerciaux tels que Fluent et Comsol. En effet, ces logiciels très généralistes sont extrêmement pratiques pour faire des calculs de type RANS en prenant en compte les phénomènes radiatifs dans des géométries complexes. Il y a donc ici aussi complémentarité. Les logiciels commerciaux permettent de modifier relativement rapidement une géométrie pour intensifier les transferts thermiques. Le code Trio_U et les simulations fines en général permettent de mieux comprendre les couplages complexes dans les écoulements turbulents diphasiques et/ou anisothermes. Cette complémentarité des outils permet de proposer des corrélations adaptées à des géométries innovantes. L'aboutissement de la démarche multi-échelles consiste alors à utiliser ces corrélations, grâce au code expert, pour dimensionner un récepteur solaire à haute température. Un exemple d'utilisation du code DIRSOL est donné à la fin du chapitre 6 dans le paragraphe 6.2.4 .

Ce chapitre termine la première partie de ce mémoire dédiée à la description des moyens numériques et expérimentaux développés. La deuxième partie de ce mémoire est consacrée à l'étude des écoulements turbulents fortement anisothermes et/ou diphasiques.

Deuxième partie

Écoulements turbulents fortement anisothermes et/ou diphasiques

Analyse du couplage entre fluctuations de vitesse, gradient de température et/ou interface

LES MOYENS numériques et expérimentaux développés permettent l'étude fine du couplage entre fluctuations de vitesse, interface et/ou gradient de température. Une meilleure compréhension de ces phénomènes d'interaction permet de proposer des procédés innovants et d'améliorer leur prise en compte dans les modèles de turbulence. Pour étudier les mécanismes physiques en jeu, on se place dans des configurations académiques représentatives des situations industrielles visées. Par exemple, l'étude des récepteurs solaires hautes températures est réalisée dans une configuration de canal plan. Ce chapitre commence par l'étude d'écoulements diphasiques turbulents. Elle est conduite à deux échelles différentes. Chacune est décrite avec une méthode adaptée. On débute par le niveau de description le plus détaillé. L'étude des interactions entre interfaces et turbulence concerne une seule inclusion. Elle est réalisée par SND. L'étude d'un écoulement vapeur-gouttes en conduite cylindrique concerne plusieurs centaines d'inclusions. Elle est réalisée avec l'approche Euler-Euler. On passe ensuite aux travaux sur les écoulements turbulents fortement anisothermes. Ces travaux sont réalisés sur deux géométries différentes. On commence par la géométrie la plus simple dite canal plan et on poursuit par une géométrie plus complexe : le té de mélange. Enfin, une conclusion rappelant les résultats les plus marquants et proposant des perspectives de recherches termine ce chapitre.

5.1 Interactions entre interfaces et turbulence

L'étude des interactions entre interfaces et turbulence a été réalisée pendant ma thèse au CEA-Grenoble. Cette étude s'appuie sur les améliorations que j'ai apportées à la méthode front-tracking (voir paragraphe 2.1.1). D'un point de vue phénoménologique, l'interaction entre turbulence et interfaces peut s'interpréter comme un échange énergétique. J'ai étudié cet échange sur trois cas diphasiques :

1. L'interaction bulle/tourbillons contrarotatifs,

2. La montée d'une bulle à contre-courant,
3. L'interaction entre une bulle et une turbulence type turbulence de grille.

Ce dernier cas est le seul dont la géométrie est 3D et dont l'écoulement est réellement turbulent. Il est rapidement présenté ici. La géométrie et les conditions aux limites sont décrites par la figure 2.2 du paragraphe 2.1 au chapitre 2. Dans cette configuration, j'ai réalisé une étude paramétrique en faisant varier la valeur de la tension de surface. J'ai alors pu vérifier grossièrement que le nombre de Weber¹ critique (*i.e.* à partir duquel des phénomènes de rupture apparaissent) se situait autour de 10. Comme la bulle a tendance à se déplacer vers le bas du domaine où l'intensité turbulente est beaucoup moins intense, ce nombre de Weber (autour de 10) est la borne inférieure de ce que Risso et Fabre [102] appellent la troisième catégorie où une unique structure tourbillonnaire peut être responsable d'une grosse déformation sur une bulle initialement sphérique. J'ai aussi constaté que les ruptures dépendaient du temps de séjour de la bulle dans le champ turbulent et nos résultats (voir figure 5.1) semblent en bon accord avec les mécanismes identifiés par Risso et Fabre [102]. Comme je l'ai illustré dans la partie 2.1.1, ce niveau de description peut fournir des informations quantitatives à des modèles moyennés.

1. Puisqu'on se place dans le repère de la bulle, on estime la vitesse relative entre les deux phases par la racine carrée de la densité massique d'énergie cinétique turbulente e_c .

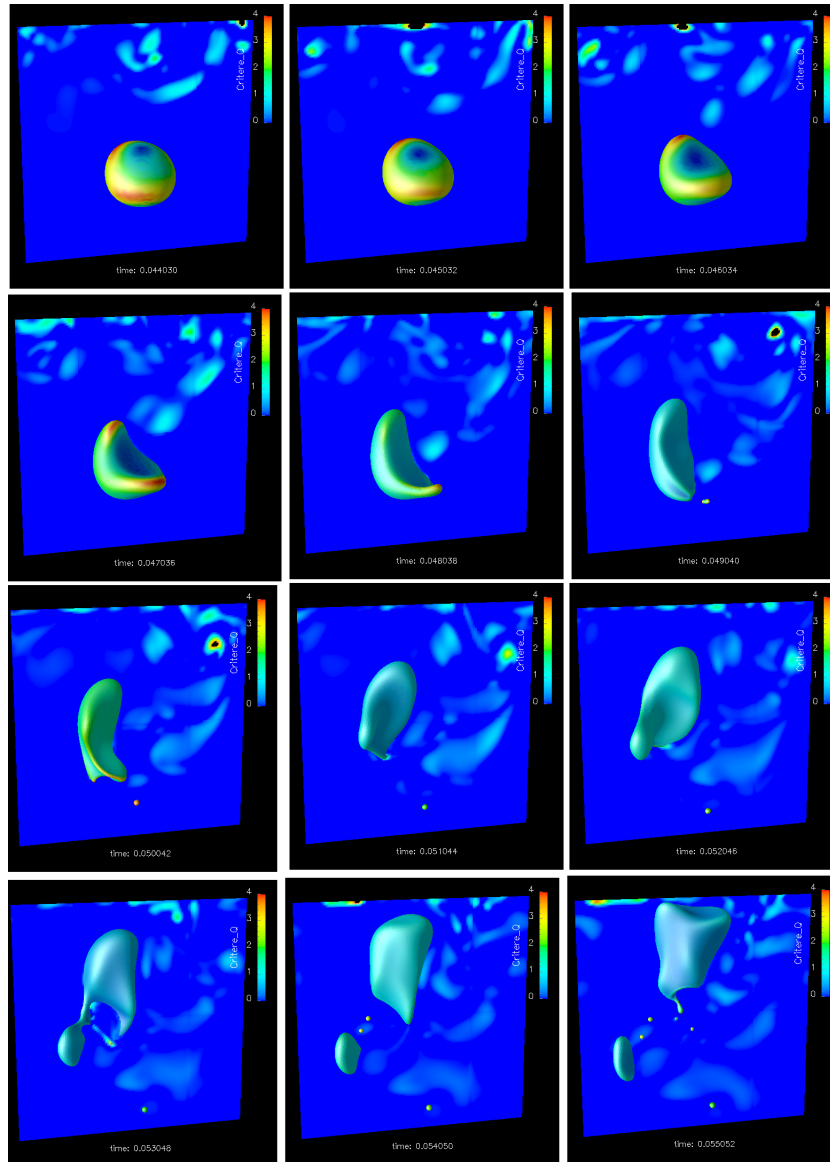


FIGURE 5.1 – Ruptures provoquées par les structures turbulentes $We = 60$

5.2 Écoulement vapeur-gouttes en conduite cylindrique

Les écoulements vapeur-gouttes se rencontrent dans les problèmes de sécurité des systèmes de refroidissement des centrales nucléaires. Ces travaux ont été réalisés par Daoud Baalbaki durant sa thèse co-dirigée avec Françoise Bataille et effectuée en collaboration avec Pierre Ruyer, chercheur à l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire). L'étude présentée ici utilise les modèles décrits dans le paragraphe 2.1.2 concernant l'approche Euler-Euler. Contrairement à l'étude précédente sur les interactions locales entre interface et turbulence, l'écoulement est ici analysé de façon macroscopique. On s'intéresse en particulier aux zones de concentration des gouttes.

La simulation réalisée en axisymétrie représente un tube de 2 cm de diamètre et de 3 m de long. La vapeur chargée de gouttes d'eau avec une fraction volumique de 0,5 % entre par le bas du tube. La paroi latérale est adiabatique. Le diamètre des gouttes est supposé constant et égal à 0,5 mm. La température d'entrée de la vapeur est 573 K, celle des gouttes est 372 K. La vitesse d'entrée de la vapeur est de 10 m/s, celle des gouttes est de 2 m/s.

La figure 5.2 représente la fraction volumique de vapeur. Après l'entrée, les gouttes sont rapidement éloignées du mur. Il se crée alors une zone de concentration des gouttes au centre du tube. Puis, vers le haut du tube, les gouttes retournent vers la paroi. Il y a donc une force qui éloigne les gouttes du mur et une force qui les y ramène. La figure 5.3(a) montre que l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente de la vapeur en entrée augmente la distance de la formation de la zone de concentration des gouttes. Le tenseur de Reynolds des gouttes est donc responsable d'une force qui éloigne les gouttes du centre du tube. La figure 5.3(b) montre que la force de portance joue, elle aussi, un rôle majeur dans la distribution radiale des gouttes, notamment en les éloignant des parois à l'entrée du tube. Ainsi, les gouttes éloignées de la paroi par la turbulence rejoignent les gouttes éloignées du mur par la force de portance. Elles forment une zone de concentration qui remonte dans le tube jusqu'à en atteindre le centre. Du fait de la forte inertie des gouttes, la compétition entre les forces liées à la turbulence et la portance contrôle l'inclinaison de la zone de concentration et donc la hauteur à laquelle elle atteint le centre du tube (voir l'effet de la force liée à la turbulence figure 5.3(a)). Une fois les gouttes concentrées au centre du tube, elles provoquent une importante décélération de la vapeur dans cette zone. Cette décélération inverse le gradient de la vitesse moyenne de la vapeur et change donc le signe du cisaillement ainsi que le sens de la force de portance. Cette dernière pousse alors les gouttes en direction de la paroi. La décélération de la vapeur provoquée par les gouttes est pilotée par la force de traînée. Cette force a donc un effet indirect sur la distribution radiale des gouttes.

La répartition des gouttes influence de façon importante le transfert fluide/paroi. Pour mesurer l'importance du choix des modèles utilisés dans l'estimation de la puissance extraite par le mélange vapeur/gouttes, on réalise la simulation précédente en remplaçant la paroi adiabatique par une paroi dont la température imposée est égale à 573 K. Seuls les modèles de turbulence et de la force de portance sont modifiés. Les différentes combinaisons de modèles utilisés sont :

1. le modèle $k-\epsilon$ pour la turbulence de la vapeur, le modèle Tchen-Hinze pour la turbulence des gouttes et le modèle d'Auton pour la force de portance,
2. le modèle $R_{ij} - \epsilon$ pour la turbulence de la vapeur, le modèle Q2Q12 pour la turbulence des gouttes et le modèle d'Auton pour la force de portance,
3. le modèle $R_{ij} - \epsilon$ pour la turbulence de la vapeur, le modèle Q2Q12 modifié comme proposé au chapitre 2 pour la turbulence des gouttes et le modèle d'Auton pour la force de portance,

- le modèle $R_{ij} - \epsilon$ pour la turbulence de la vapeur, le modèle Q2Q12 modifié comme proposé au chapitre 2 pour la turbulence des gouttes et le modèle de la force de portance proposé également au chapitre 2.

Dans la suite et le tableau 5.1, les simulations correspondant à ces différentes combinaisons de modèles seront notées respectivement cas 1, 2, 3 et 4.

Les résultats du tableau 5.1 montrent que les modèles les plus simples conduisent à une sous-estimation très importante de la puissance extraite par le mélange vapeur/gouttes. Il est donc primordial pour correctement dimensionner les systèmes de refroidissement des centrales nucléaires d'améliorer la compréhension des couplages entre turbulence et phase dispersée ainsi qu'entre turbulence et gradient de température. Précisons que dans le cadre du dimensionnement des systèmes de refroidissement des centrales nucléaires, l'échelle CFD n'est en général pas utilisée. Elle sert à déterminer des lois de coefficients d'échange qui elles sont utilisées pour le dimensionnement. On retrouve ici la démarche multi-échelles décrite au chapitre 4 où les niveaux de description les plus fins servent à renseigner les modèles des niveaux de description plus macroscopiques. A notre connaissance, il n'existe pas de telle démarche pour l'étude des systèmes cylindro-paraboliques à production directe de vapeur. En développer serait très intéressant et permettrait sans doute d'optimiser ces procédés.

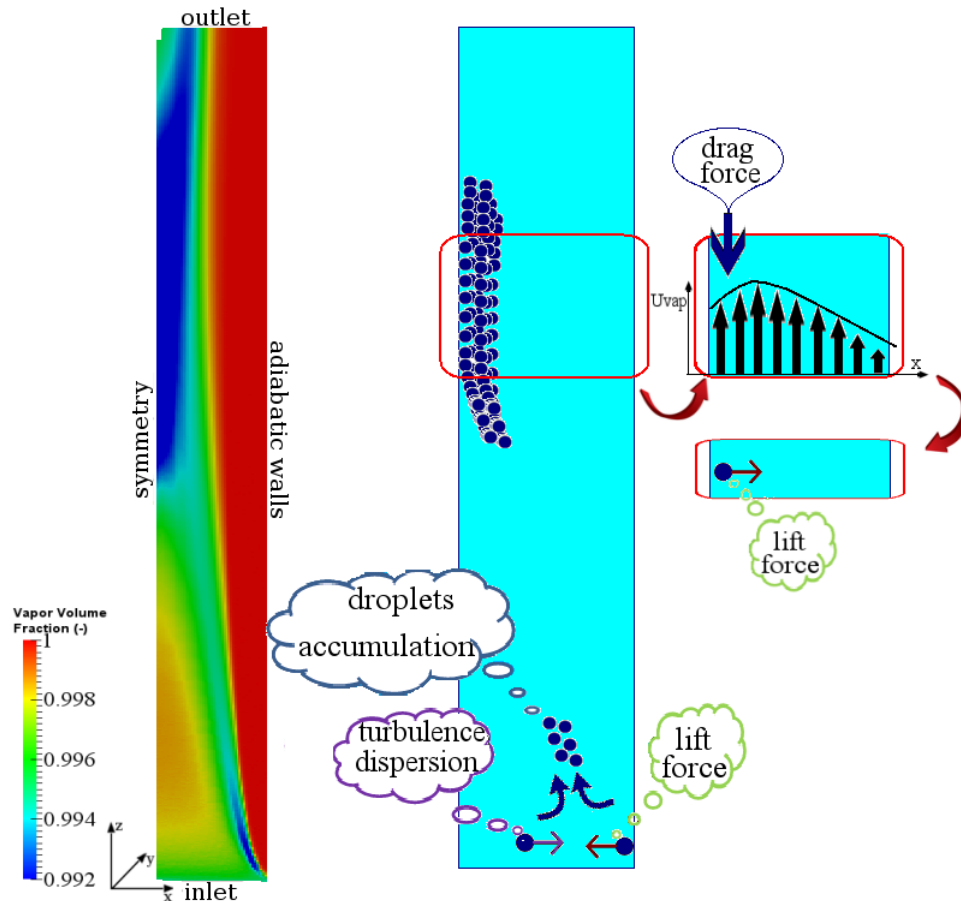
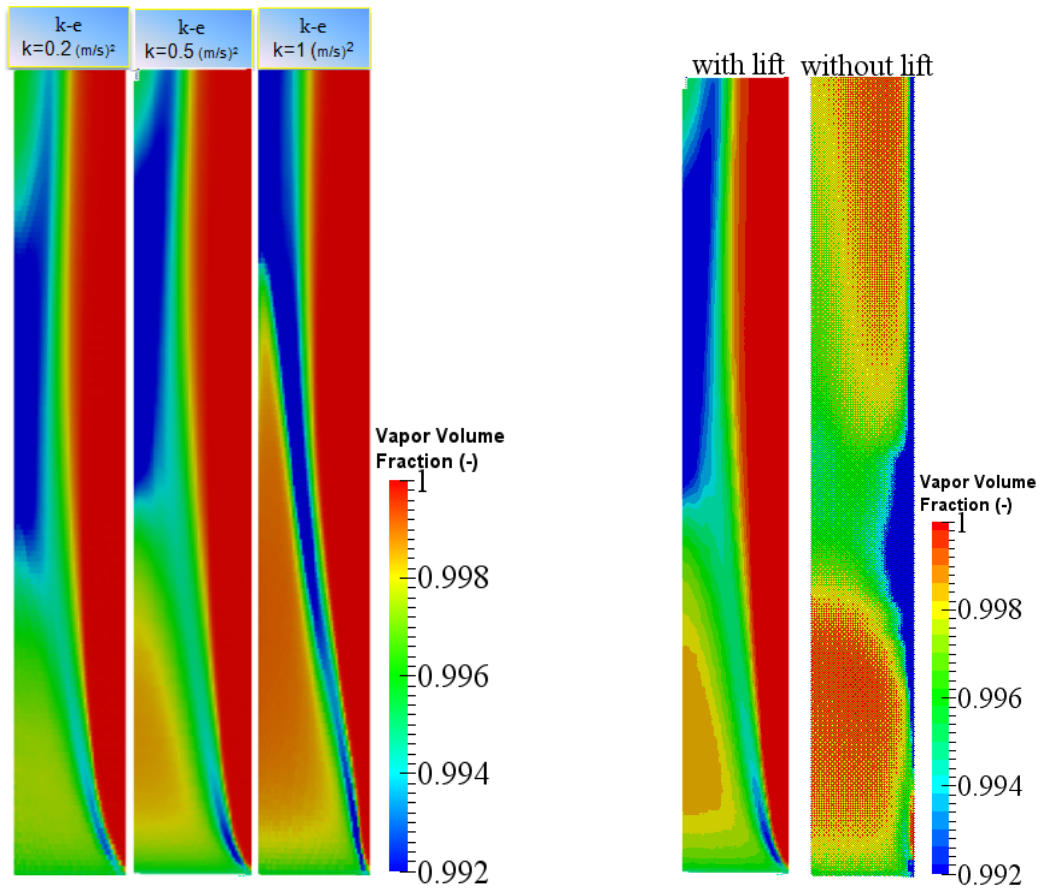


FIGURE 5.2 – Distribution de la fraction volumique de la vapeur dans le tube.

Cas	1	2	3	4
Puissance (W)	12,4	16,4	19,6	27,2

TABLE 5.1 – Puissance extraite par le fluide en fonction des modèles utilisés.



(a) Effet de l'énergie cinétique turbulente en entrée sur la distribution des gouttes

(b) Effet de la force de portance sur la distribution des gouttes

FIGURE 5.3 – Effet des forces liées à la turbulence et à la portance sur la distribution des gouttes.

5.3 Canal plan fortement anisotherme

Les caractéristiques essentielles des récepteurs solaires à haute température sont la turbulence (car les débits nécessaires à l'extraction de la puissance sont importants) et le chauffage asymétrique (car le rayonnement solaire concentré n'éclaire qu'une face du récepteur). Ainsi pour mieux comprendre les écoulements au sein des récepteurs solaires, il semble indispensable de s'intéresser au couplage entre turbulence et gradient de température. De plus, pour distinguer les effets sur l'écoulement du gradient de température de ceux de la géométrie, nous nous sommes intéressés à la géométrie représentative des récepteurs solaires la plus simple possible : le canal plan. Nous présentons d'abord les études que nous avons réalisées sans prise en compte de la paroi puis celles avec prise en compte de la paroi.

5.3.1 Sans prise en compte de la paroi

Les études en canal plan sans prise en compte de la paroi ont principalement été réalisées pendant les thèses ministérielles de Sylvain Serra et de Frédéric Aulery dans l'équipe Thermophysique et Ecoulement du laboratoire PROMES. De façon schématique, Sylvain Serra a mis en évidence les modifications d'un écoulement soumis à un fort gradient de température. Frédéric Aulery a poursuivi ce travail en allant plus loin dans la compréhension du mécanisme grâce à des études dans l'espace spectral. Ces thèses ont été co-dirigées avec Françoise Bataille (Professeur des Universités, PROMES).

Dans les récepteurs solaires à haute température en régime nominal et établi, on rencontre classiquement des écarts de l'ordre de 300°C entre la paroi isolée et celle qui reçoit le rayonnement concentré. Au démarrage, lors d'un passage nuageux et lors d'une erreur de pointage d'un ou plusieurs héliostats, les écarts de température peuvent être encore plus importants mais ils sont difficiles à estimer. Dans un objectif de compréhension du couplage entre turbulence et gradient de température, nous avons choisi des écarts de température arbitrairement importants afin d'exacerber les mécanismes physiques. On note T_1 la température imposée de la paroi froide, T_2 celle de la paroi chaude et $r = \frac{T_2}{T_1}$ le ratio de température (voir fig. 5.4).

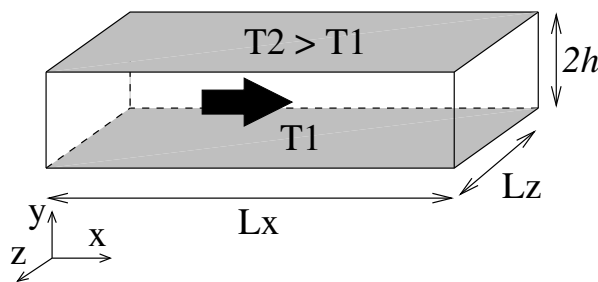


FIGURE 5.4 – Domaine de calcul

Les niveaux de turbulence étudiés correspondent à des nombres de Reynolds de frottement moyen de 180 et 395 pour des raisons de coût de calcul et pour pouvoir réaliser des comparaisons avec la littérature. Le nombre de Reynolds de frottement moyen est défini par :

$$Re_{\tau m} = \frac{Re_{\tau 1} + Re_{\tau 2}}{2} \quad (5.1)$$

où $Re_{\tau 1}$ et $Re_{\tau 2}$ sont les nombres de Reynolds de frottement des parois froide et chaude respectivement. Les travaux de la littérature sont résumés dans le tableau 5.2 en fonction de

$\frac{T_2}{T_1}$	$Re_{\tau m} = 180$		$Re_{\tau m} = 395$	
	DNS	LES	DNS	LES
1	[61] [18]	[6] [49]	[87] [58] [59]	[49]
1,01	[95]	[73] [10] [6] [49]		
1,02		[130]		
1,07				[49]
2	[95]	[73] [49] [107]		[49] [107]
3		[130]		
5		[107]		[107]
6		[74]		
8		[73]		
9		[74]		

TABLE 5.2 – Etudes en canal plan pleinement développé avec propriétés variables du fluide. $Re_{\tau m}$ est le nombre de Reynolds de frottement moyen. T_2 est la température de la paroi chaude et T_1 celle de la paroi froide.

l'intensité turbulente et du gradient de température.

La compréhension du mécanisme de couplage entre la dynamique et la thermique nécessite de réaliser une étude paramétrique en faisant varier la valeur du nombre de Reynolds et celle du ratio de température. Du fait des propriétés variables de l'air, le nombre de Reynolds côté froid peut être beaucoup plus grand que celui du côté chaud. Par exemple, pour un nombre de Reynolds moyen de 395 et un ratio de température de 5, le nombre de Reynolds côté froid est 680 alors que celui côté chaud est 100. Pour des raisons de coût numérique, les simulations réalisées sont essentiellement des simulations des grandes échelles thermiques (SGET). Elles permettent de donner les tendances des statistiques de la turbulence. Nous avons également réalisé quelques simulations numériques directes (SND) afin d'assurer que les tendances observées sont exactes. Nos travaux dans cette thématique ont donné lieu aux publications [107, 109, 108, 106, 118]. Les premiers résultats présentés concernent un canal plan bi-périodique, les seconds un canal plan avec une seule direction de périodicité. Les conditions physiques correspondent aux équations à faible nombre de Mach décrites partie 2.2.1. Le code utilisé est le logiciel Trio_U avec l'algorithme et les schémas numériques présentés parties 2.2.2 et 2.2.3.

Dans cette partie, je présente tout d'abord une simulation numérique directe que j'ai réalisée au CINES. Une étude paramétrique sur le nombre de Reynolds et le ratio de température est alors conduite par SGET dans les espaces physique et spectral. Ensuite, une généralisation du modèle de Kolmogorov propose une explication du changement de pente de la zone inertielle des spectres d'énergie cinétique turbulente. Enfin, pour se rapprocher de la configuration des récepteurs solaires, une première étude sur l'établissement de la couche limite thermique est réalisée.

Simulation numérique directe

J'ai réalisé une simulation numérique directe pour $Re_{\tau m} = 395$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$. Le maillage de la SND contient 470 millions de points. A notre connaissance, c'est le plus gros maillage utilisé pour un problème de mécanique des fluides avec transferts thermiques et propriétés variables. L'algorithme et le logiciel utilisés ont été validés partie 2.2.2. En plus de ces améliorations, ce gros calcul n'aurait pas été possible sans le développement d'une méthode multi-grilles pour la résolution de la pression. Le développement de cette méthode a été réalisé par Benoît Mathieu, expert parallélisme au CEA-Grenoble. Ce développement a permis de gagner un facteur 10 en terme de coûts numériques (diminution du temps de calcul et du nombre de processeurs nécessaires). Il est un exemple supplémentaire de mes collaborations avec le CEA-Grenoble.

Pour la réalisation de SND, nous avons vérifié la convergence en maillage et la décorrélation des grandeurs physiques en milieu de canal. La figure 5.5 montre que le gradient de température augmente les longueurs de corrélation. On constate que la taille du domaine choisie est nécessaire et suffisante.

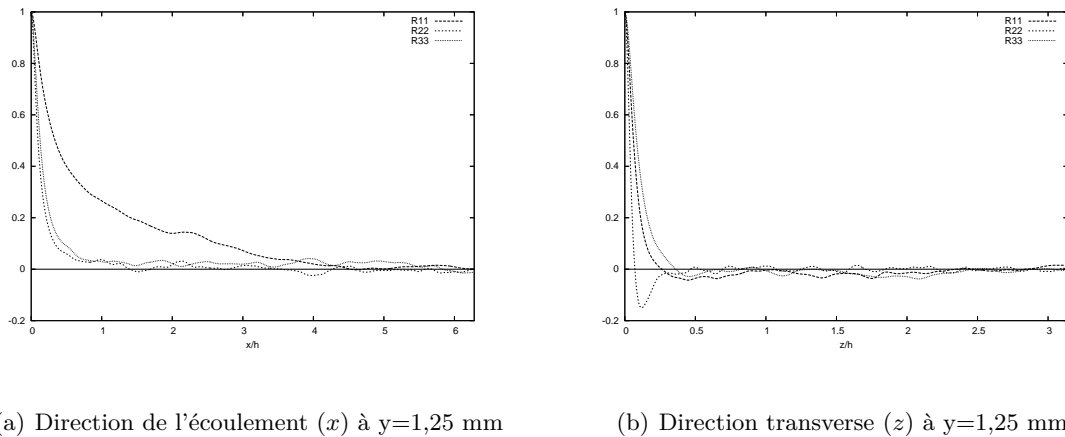


FIGURE 5.5 – Exemples de corrélations en deux points du côté froid dans la direction de l'écoulement et la direction transverse.

La convergence en maillage a été étudiée à partir de trois maillages différents :

- le maillage grossier : 513x265x257,
- le maillage fin : 769x397x385,
- le maillage très fin : 1537x397x769.

Le maillage très fin correspond à la SND. La figure 5.6 illustre que la vitesse moyenne est parfaitement capturée y compris par le maillage grossier. On remarque figure 5.7 de petites différences entre les fluctuations de vitesse des maillages grossier et fin. Les fluctuations des maillages fin et très fin sont en très bon accord. Enfin, les spectres monodimensionnels des corrélations de fluctuations de vitesse assurent que l'essentiel des échelles de la turbulence sont correctement capturées (voir fig. 5.8). La figure 5.9 représente les fluctuations de température instantanées à l'aide de surfaces isothermes. Le raffinement du maillage conduit à la description explicite de structures de plus en plus fines et détaillées.

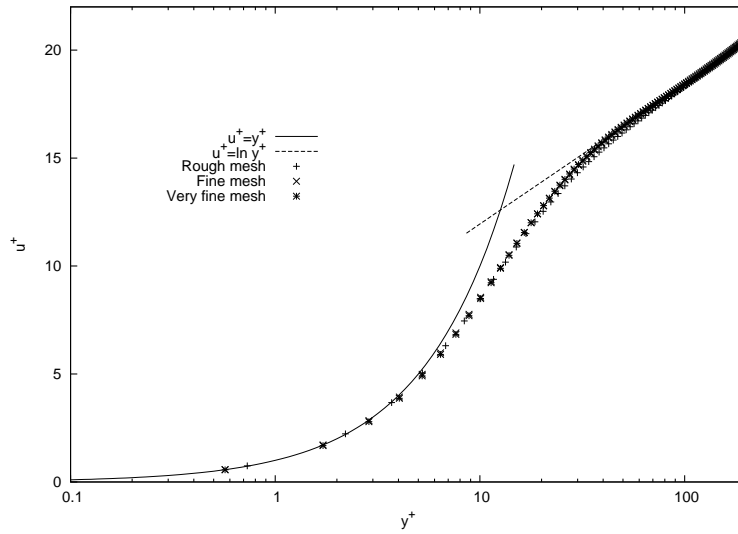
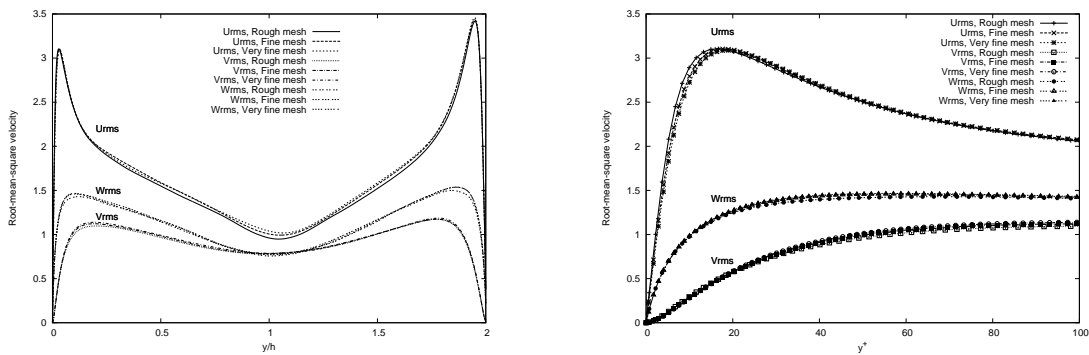
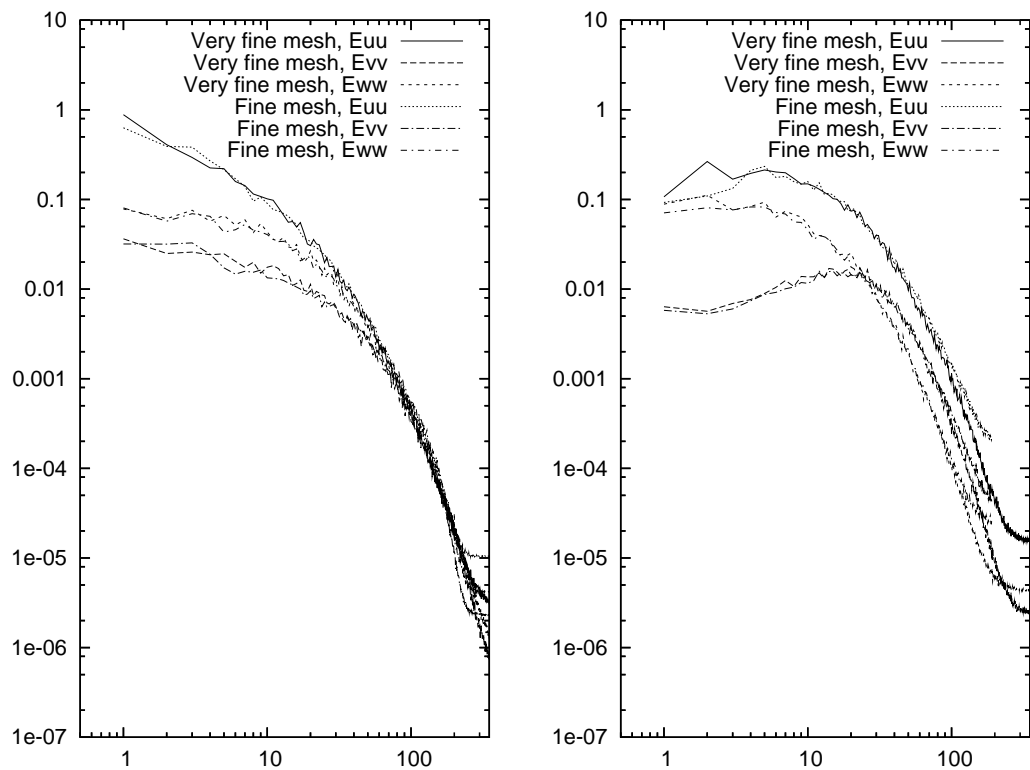


FIGURE 5.6 – Profil de vitesse moyenne côté froid. Comparaison des résultats obtenus avec trois maillages différents.



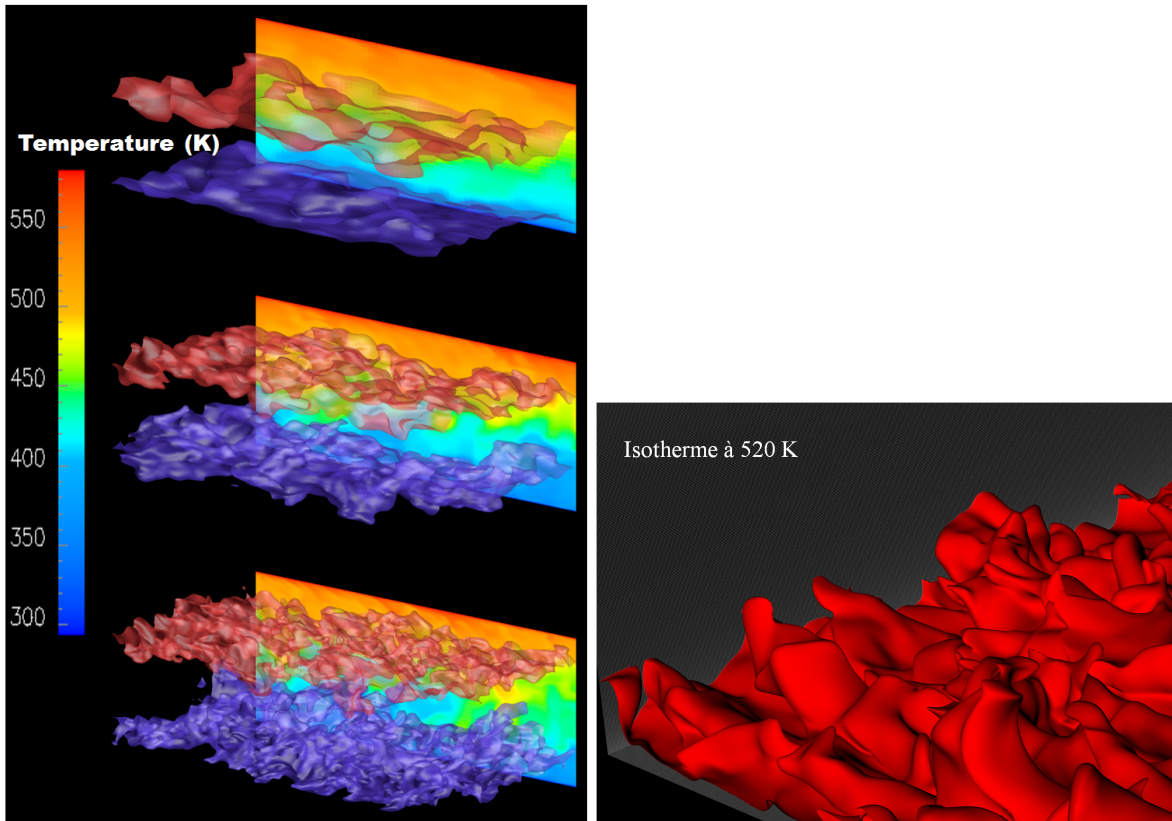
(a) Ecart type de la vitesse en coordonnées physiques (b) Ecart type de la vitesse en unités de paroi

FIGURE 5.7 – Ecart type de la vitesse adimensionné par la vitesse de frottement du côté froid en coordonnées physiques et en unités de paroi. Comparaison des résultats obtenus avec trois maillages différents.



(a) Direction de l'écoulement (x) à $y=1,25$ mm (b) Direction transverse (z) à $y=1,25$ mm

FIGURE 5.8 – Exemples de spectres monodimensionnels des corrélations de fluctuations de vitesse côté froid dans la direction de l'écoulement et la direction transverse. Comparaison des résultats obtenus avec deux maillages différents.



(a) Convergence en maillage (rouge : isotherme à 500 K, bleu : isotherme à 400 K).

(b) Zoom sur l'isotherme à 520 K

FIGURE 5.9 – Représentation des fluctuations de température par des surfaces isothermes instantanées.

Espace physique

Le gradient de température modifie significativement les statistiques de la turbulence par rapport à la référence du canal plan isotherme. L'effet le plus important concerne la dissymétrie des profils des grandeurs moyennes et fluctuantes. La figure 5.10(a) montre que le profil moyen de vitesse longitudinale du côté froid est différent de celui du côté chaud. De plus, aucun de ces deux profils ne suit la loi logarithmique classique. En revanche, en appliquant la transformée de Van Driest [126]

$$u^+ = \frac{2}{Pr_t T_\tau/T_w} \left(1 - \sqrt{1 - Pr_t T_\tau/T_w} u/u_\tau \right) \quad (5.2)$$

les profils obtenus côtés chaud et froid se superposent parfaitement (voir fig. 5.10(b)). On retrouve alors la loi logarithmique classique. Comme l'ont remarqué Nicoud et Bradshaw [92], la transformée de Van Driest est très semblable d'un point de vue mathématique à la transformation de Simpson [114] utilisée pour un écoulement incompressible avec une vitesse d'injection uniforme. Par identification entre ces deux adimensionnements, on peut définir la vitesse d'injection de la transformée de Van Driest :

$$V_{inj} = Pr_t T_\tau/T_w u_\tau \quad (5.3)$$

On constate (voir fig. 5.11) que cette vitesse d'injection est une excellente approximation de la vitesse normale aux parois. Les deux adimensionnements sont donc liés par une raison physique : l'existence d'une vitesse perpendiculaire aux parois. Le gradient de température est responsable de la variation de masse volumique qui engendre une vitesse moyenne normale aux parois. Cette vitesse normale aux parois est responsable de la dissymétrie du profil de la vitesse moyenne longitudinale. A notre connaissance, ce mécanisme physique très simple n'avait pas été identifié dans les études précédentes. Il s'agit d'un résultat original de ces travaux.

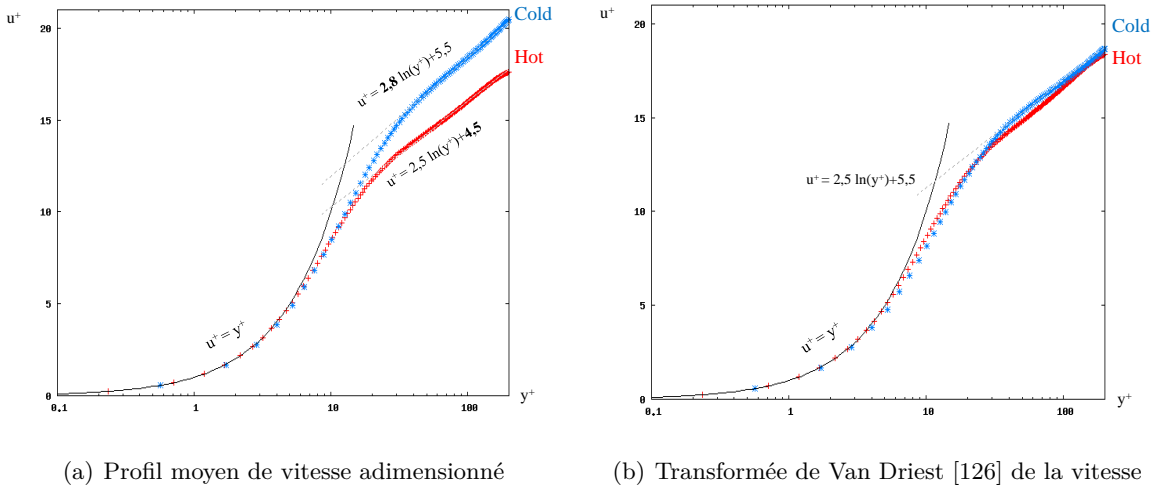


FIGURE 5.10 – Profil moyen de la vitesse longitudinale obtenu par SND avec $Re_{\tau m} = 395$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$.

La transformée de Van Driest permet uniquement d'adimensionner la vitesse moyenne. Pour l'ensemble des autres grandeurs, on peut utiliser l'adimensionnement semi-local [48] qui prend en compte les variations moyennes des propriétés du fluide :

$$u_\tau^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\langle \rho \rangle (y)}} \quad ; \quad y^* = \frac{y u_\tau^*}{\langle \nu \rangle (y)} \quad (5.4)$$

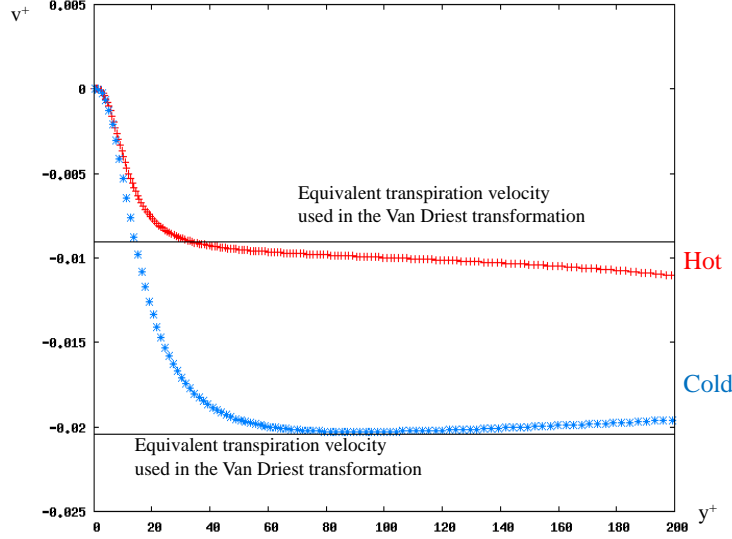


FIGURE 5.11 – Comparaison entre la vitesse normale à la paroi et la vitesse de transpiration équivalente utilisée dans la transformée de Van Driest. SND avec $Re_{\tau m} = 395$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$.

L'adimensionnement semi-local est très intéressant car il permet de vérifier si les modifications des profils sont dues aux variations des propriétés du fluide ou aux interactions entre turbulence et gradient de température. La température moyenne adimensionnée est définie par

$$T^+ = \frac{T_w - \langle T \rangle}{T_\tau} \quad (5.5)$$

où T_w est la température à la paroi, $\langle . \rangle$ un opérateur de moyenne de Reynolds et T_τ la température de frottement

$$T_\tau = \frac{Q_w}{\rho_w C_p u_\tau} \quad (5.6)$$

avec Q_w le flux de chaleur à la paroi. Pour l'adimensionnement semi-local suggéré par [48], la température de frottement devient :

$$T_\tau^* = \frac{Q_w}{\langle \rho \rangle (y) C_p u_\tau^*} \quad (5.7)$$

Pour un écoulement faiblement anisotherme où la température peut être considérée comme un scalaire passif, la loi logarithmique de la température moyenne est donnée par la loi de Kader [54] :

$$T^+ = 2.12 \ln(y^+) + f(Pr) \quad (5.8a)$$

$$f(Pr) = \left(3.85 Pr^{(1/3)} - 1.3\right)^2 + 2.12 \ln(Pr) \quad (5.8b)$$

Sur la figure 5.12 à gauche en adimensionnement classique, les profils obtenus côtés chaud et froid ne suivent pas la loi de Kader. Sur la même figure 5.12 à droite en adimensionnement semi-local, le profil côté froid suit parfaitement la loi classique. En revanche, le profil côté chaud a un comportement très différent.

Ce comportement observé par SND sur le cas $Re_{\tau m} = 395$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$, a été retrouvé sur l'ensemble des SGET réalisées ($Re_{\tau m} = 180$ ou 395 et $\frac{T_2}{T_1} = 1$ ou 2 ou 5). On remarque ainsi que les profils de vitesse et température moyennes s'éloignent d'autant plus des lois classiques (obtenues dans le cas isotherme) que le ratio de température est important (fig. 5.13). De la

même façon, la figure 5.14 montre que les dissymétries des fluctuations de vitesse observées entre les côtés chaud et froid augmente avec le ratio de température. On remarque ainsi que les fluctuations côté chaud sont toujours inférieures à celles obtenues dans le cas isotherme et que les fluctuations côté froid sont toujours supérieures à celles du cas isotherme.

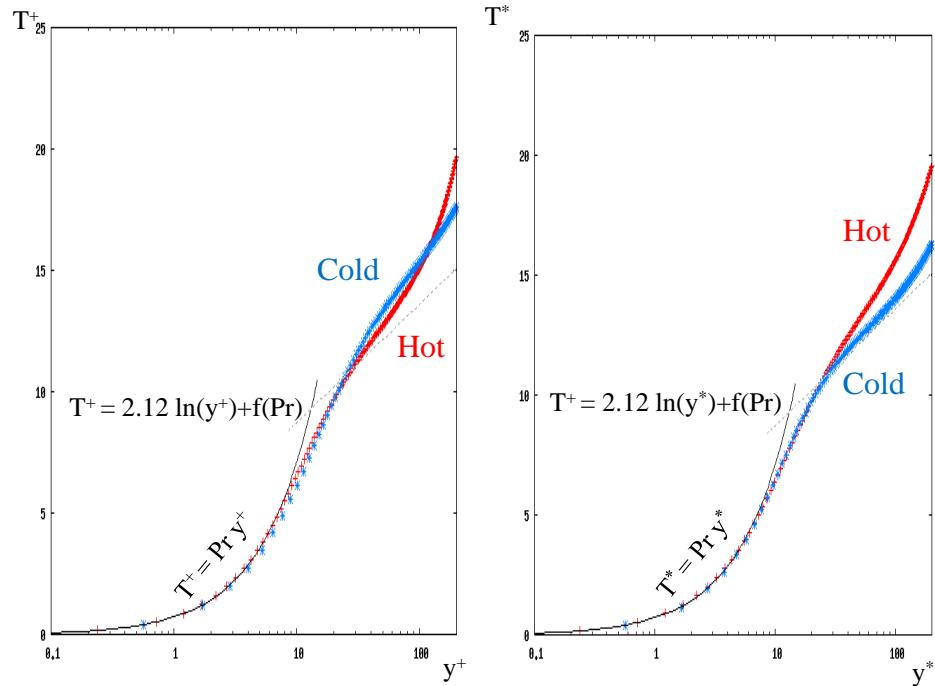


FIGURE 5.12 – Profil moyen de température côtés chaud et froid. SND avec $Re_{\tau_m} = 395$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$. A gauche : adimensionnement classique, à droite : adimensionnement semi-local.

Il est important de noter que la dissymétrie entre les côtés chaud et froid existe aussi bien en adimensionnement classique qu'en adimensionnement semi-local. La dissymétrie observée n'est donc pas la simple conséquence des variations moyennes des propriétés du fluide. Il s'agit d'un couplage complexe entre la turbulence et le gradient de température. Pour s'en assurer, nous avons réalisé des simulations isothermes avec les mêmes caractéristiques que celles imposées de chaque côté des simulations anisothermes. Une partie des résultats est présentée figure 5.15. Excepté le cas $Re_{\tau_m} = 180$ et $\frac{T_2}{T_1} = 5$, on constate que la dissymétrie du cas anisotherme est plus grande que celle des cas isothermes avec les mêmes caractéristiques. Les fluctuations de vitesse côté chaud sont plus faibles que dans le cas isotherme équivalent et les fluctuations de vitesse côté froid sont plus fortes. Ceci montre qu'en plus de l'effet de la variation mécanique du nombre de Reynolds entre les côtés chaud et froid, vient s'ajouter un effet plus complexe lié à l'interaction entre turbulence et gradient de température. Cette interaction conduit à un transfert non-local d'énergie cinétique turbulente depuis le côté chaud vers le côté froid. Il est intéressant de remarquer que le sens de ce transfert est le même que celui de la vitesse moyenne aux parois. On peut donc supposer que la vitesse perpendiculaire aux parois éloigne les structures turbulentes de la paroi chaude et les rapproche de la paroi froide.

Revenons maintenant sur le cas $Re_{\tau_m} = 180$ et $\frac{T_2}{T_1} = 5$ qui semble faire exception. Ce cas est singulier car le nombre de Reynolds de frottement côté chaud correspond à un écoulement laminaire. Par conséquent, la SGE isotherme équivalente conduit à une absence de fluctuations de vitesse. Dans le cas anisotherme au contraire, les fluctuations de vitesse côté chaud sont non-nulles. On est alors dans la situation où les fluctuations de vitesse côté chaud du cas anisotherme sont supérieures à celles du cas isotherme équivalent. Le gradient de température

a donc conduit à la production d'énergie cinétique turbulente. Il s'agit en fait probablement d'un transfert d'énergie cinétique du côté froid vers le côté chaud favorisé par les fluctuations de température et les variations locales des propriétés du fluide qu'elles provoquent.

Pour aller plus loin dans les mécanismes physiques responsables des modifications des statistiques de la turbulence de l'écoulement, il est intéressant de réaliser une étude spectrale. En effet, la turbulence est caractérisée par les interactions de structures tourbillonnaires de tailles différentes. Il est donc important de connaître l'énergie cinétique associée à ces différentes échelles.

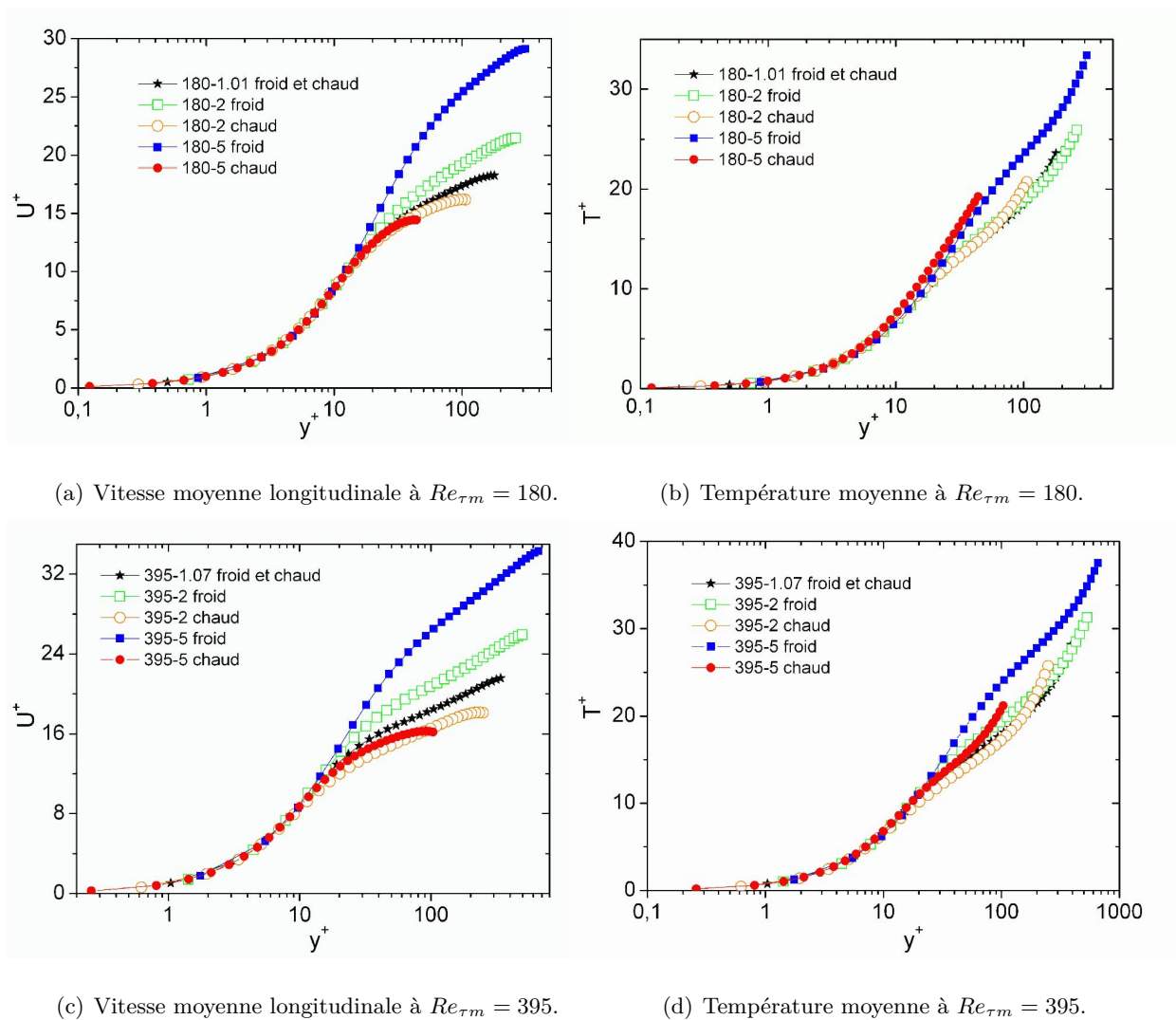


FIGURE 5.13 – Profils moyens adimensionnés de vitesse et de température pour les SGET à $Re_{\tau_m} = 180$ et $Re_{\tau_m} = 395$.

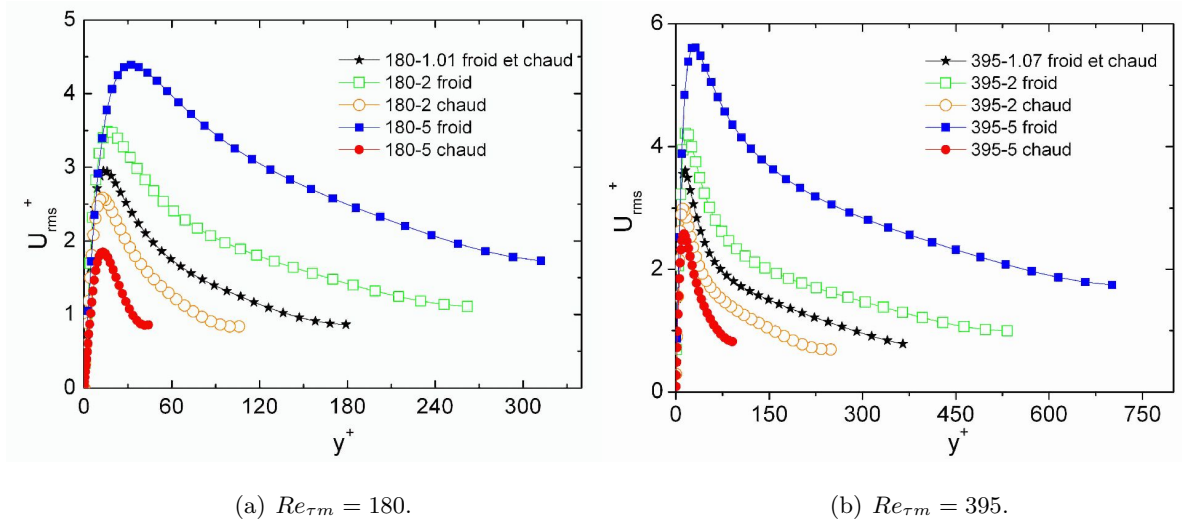
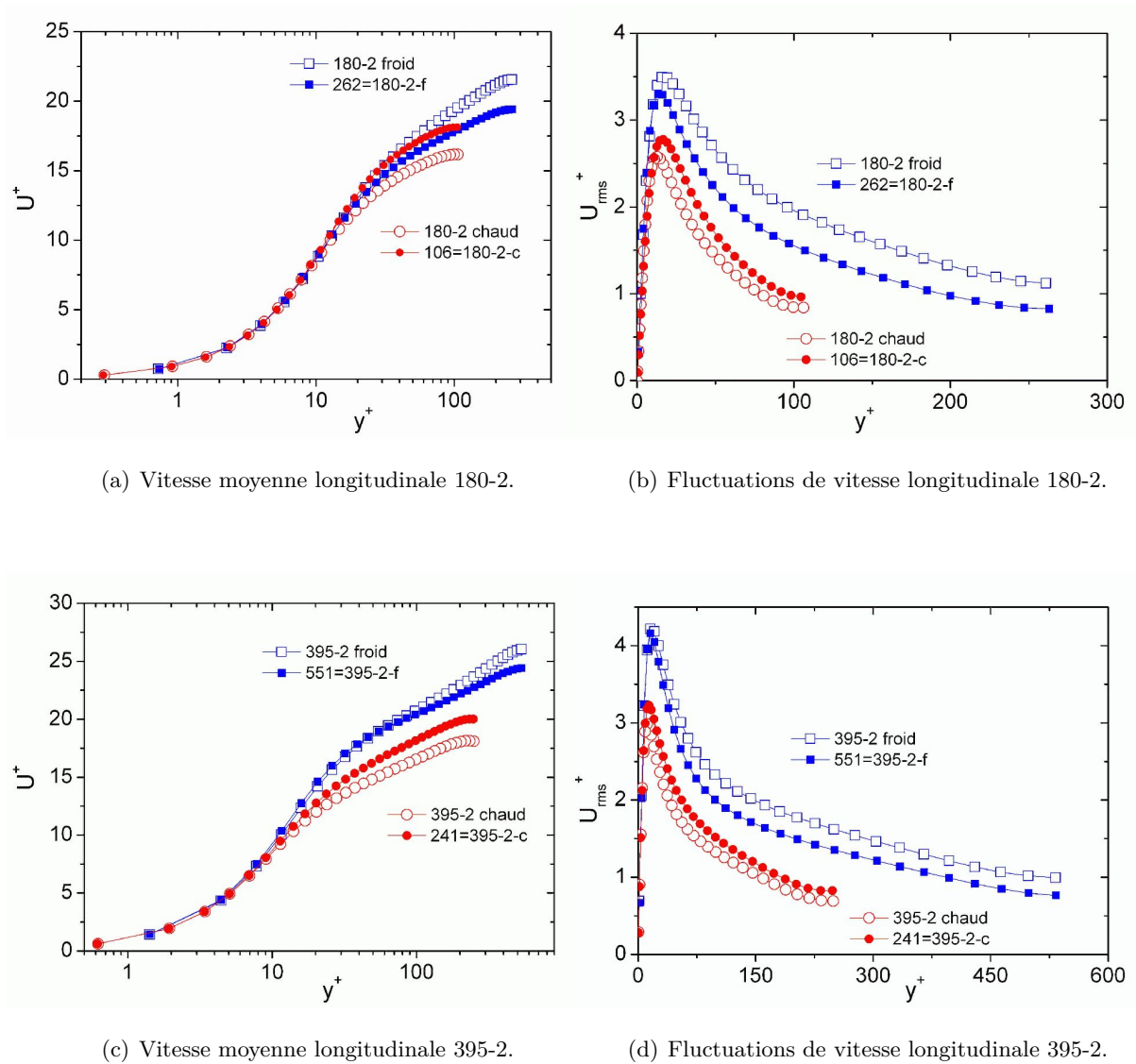
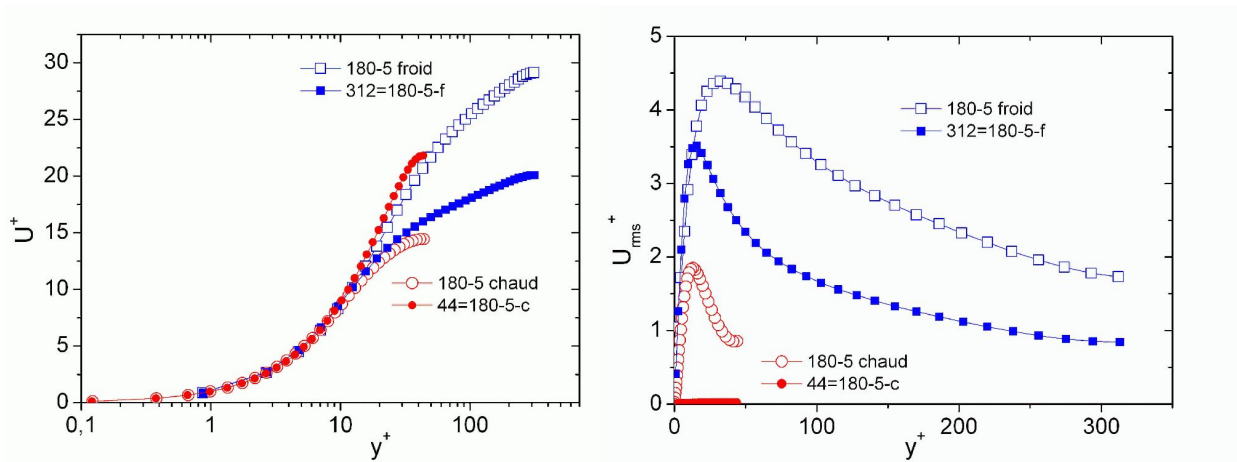


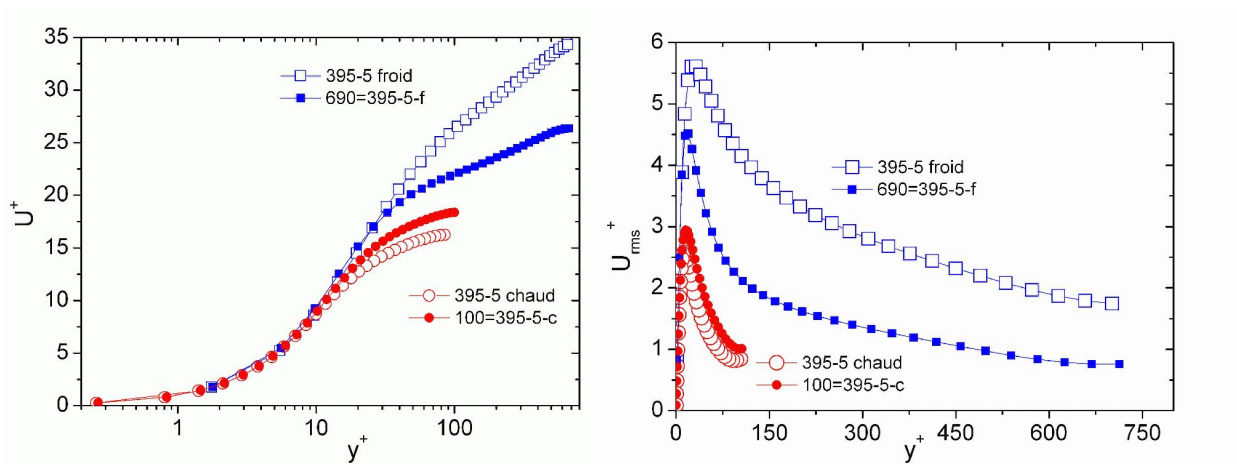
FIGURE 5.14 – Profils adimensionnés des fluctuations de vitesse longitudinale pour les SGET à $Re_{\tau_m} = 180$ et $Re_{\tau_m} = 395$.





(e) Vitesse moyenne longitudinale 180-5.

(f) Fluctuations de vitesse longitudinale 180-5.



(g) Vitesse moyenne longitudinale 395-5.

(h) Fluctuations de vitesse longitudinale 395-5.

FIGURE 5.15 – Comparaison entre les profils des SGE anisothermes et des SGE isothermes ayant les mêmes caractéristiques.

Espace spectral

Dans l'espace spectral, on retrouve bien entendu les dissymétries observées dans l'espace physique : il y a globalement plus d'énergie cinétique turbulente côté froid que côté chaud. Le résultat le plus marquant est la modification de la pente de la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente. En effet, nous avons montré par SGET et SND que, dans certains cas, la pente du spectre ne suivait pas la loi en $-5/3$ de Kolmogorov ! Les pentes obtenues sont présentées dans le tableau 5.3. On retrouve l'exposant $-5/3$ dans les cas isothermes (non précisé dans le tableau). Lorsqu'il est écrit N/A dans une case du tableau, cela signifie que le niveau de turbulence est trop faible pour distinguer une zone inertielle sur le spectre. Pour mieux comprendre ce changement de pente et pour pouvoir le prévoir sans réaliser de simulations fines, nous avons développé un modèle de la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente. Ce modèle est une généralisation du modèle de Kolmogorov aux cas fortement anisothermes (voir annexe C). Il a été construit lors de collaborations avec Ye Zhou, chercheur au LLNL. La figure 5.16 représente graphiquement le nombre de points dont on dispose pour valider le modèle. Il serait bien sûr très intéressant de réaliser une étude paramétrique plus complète pour augmenter le nombre de points de référence et ainsi diminuer la zone d'incertitude du domaine proposé. Par ailleurs, pour des raisons de coûts numériques et de durées de calcul extrêmement longues, les simulations réalisées correspondent à des nombres de Reynolds relativement faibles. Par conséquent, la zone inertielle est très peu développée. Ces résultats doivent donc être interprétés avec précaution et nécessitent d'être retrouvés à des nombres de Reynolds plus importants.

	$Re_{\tau m} = 180$		$Re_{\tau m} = 395$	
	$\frac{T_2}{T_1} = 2$	$\frac{T_2}{T_1} = 5$	$\frac{T_2}{T_1} = 2$	$\frac{T_2}{T_1} = 5$
Côté	Pente $k^{-\sigma}$	Pente $k^{-\sigma}$	Pente $k^{-\sigma}$	Pente $k^{-\sigma}$
Chaud	N/A	N/A	$\sigma \approx 7/3$	N/A
Froid	$\sigma \approx 7/3$	$\sigma \approx 7/3$	$\sigma \approx 5/3$	$\sigma = 7/3$

TABLE 5.3 – Caractéristiques des spectres anisothermes.

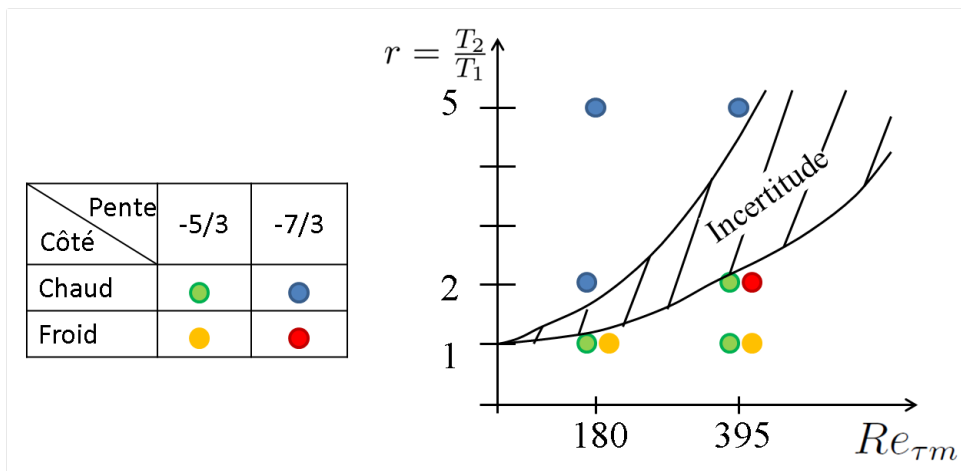
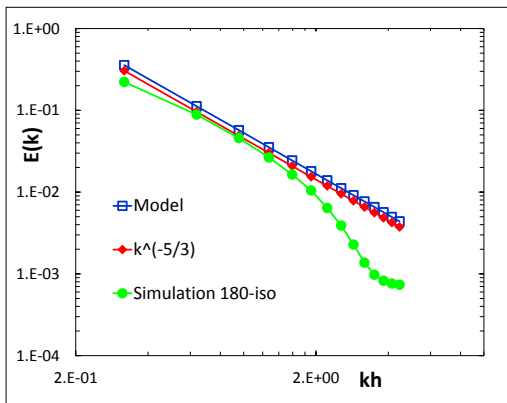
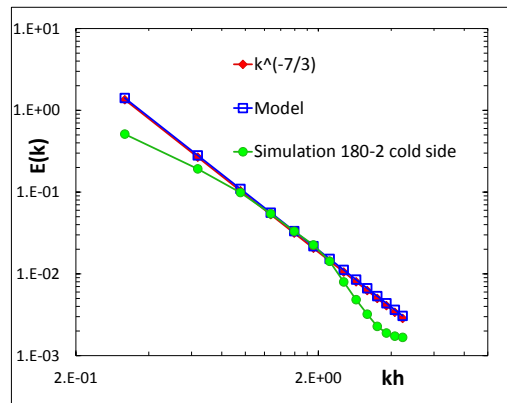


FIGURE 5.16 – Etude paramétrique pour l'étude de l'évolution de la pente de la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente.

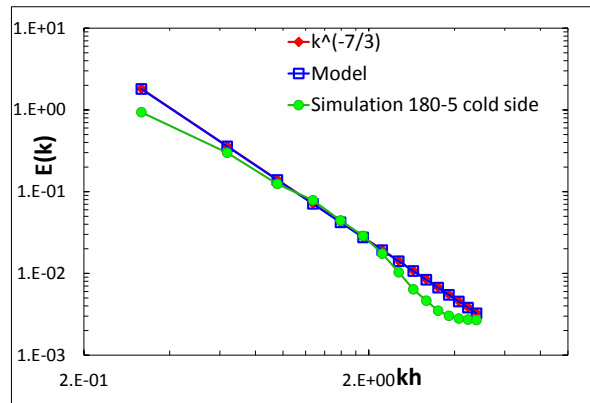
La comparaison entre le modèle et les résultats des SGET est représentée sur les figures 5.17 et 5.18. Le modèle permet de retrouver le bon comportement d'évolution de la pente de la zone inertielle des spectres d'énergie cinétique turbulente suivant le nombre de Reynolds, le gradient de température et le côté considéré (chaud ou froid).



(a) $Re_{\tau_m} = 180, \frac{T_2}{T_1} = 1.$



(b) $Re_{\tau_m} = 180, \frac{T_2}{T_1} = 2$ côté froid.



(c) $Re_{\tau_m} = 180, \frac{T_2}{T_1} = 5$ côté froid.

FIGURE 5.17 – Comparaison des spectres obtenus par SGE et par le modèle analytique pour un nombre de Reynolds turbulent $Re_{\tau_m} = 180.$

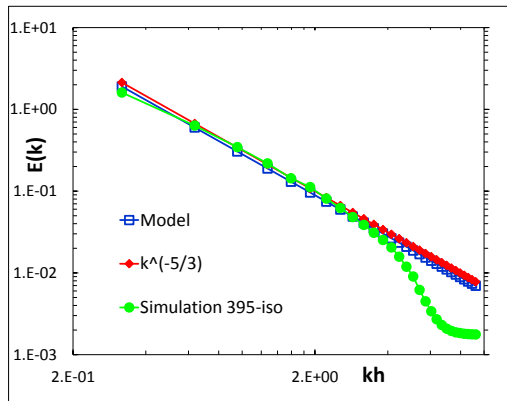
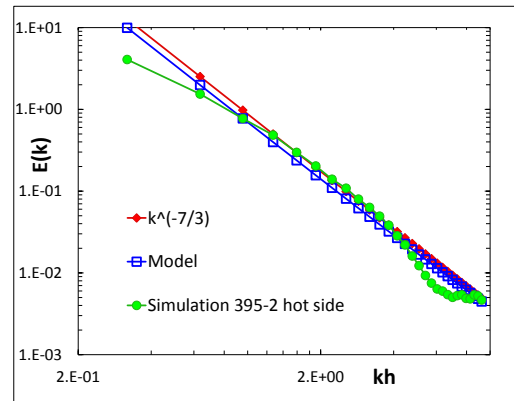
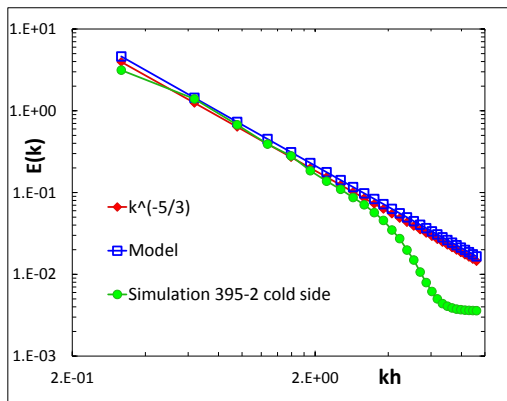
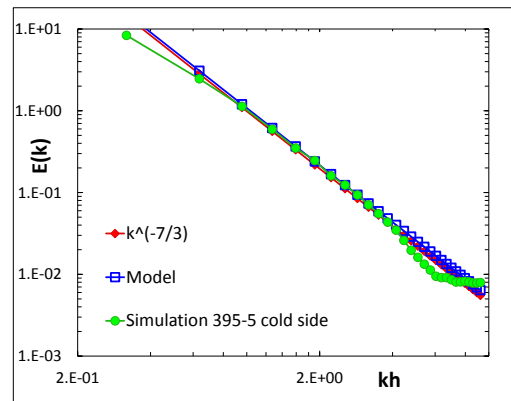

 (a) $Re_{\tau_m} = 395$, $\frac{T_2}{T_1} = 1$.

 (b) $Re_{\tau_m} = 395$, $\frac{T_2}{T_1} = 2$ côté chaud.

 (c) $Re_{\tau_m} = 395$, $\frac{T_2}{T_1} = 2$ côté froid.

 (d) $Re_{\tau_m} = 395$, $\frac{T_2}{T_1} = 5$ côté froid.

 FIGURE 5.18 – Comparaison des spectres obtenus par SGE et par le modèle analytique pour un nombre de Reynolds turbulent $Re_{\tau_m} = 395$.

Pour approfondir l'étude spectrale, nous avons commencé l'étude des mécanismes de production, transfert et dissipation de l'énergie cinétique turbulente. D'un point de vue applicatif, ces mécanismes ont un impact sur les performances des récepteurs solaires à haute température. En effet, la turbulence permet d'intensifier les transferts thermiques. Ainsi, mieux comprendre les phénomènes de production, de transfert et de dissipation de la turbulence pour un écoulement soumis à un chauffage asymétrique permet de proposer de nouvelles géométries favorisant la création de turbulence. D'un point de vue de la modélisation, la connaissance de ces mécanismes permet de proposer des améliorations des modèles de type RANS. Dans l'espace spectral, l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente est

$$\frac{\partial Ec(k, y)}{\partial t} = \Pi(k, y) + \sum_n T_n(k, y) + D(k, y) \quad (5.9)$$

où $k = |\mathbf{k}|$ est la norme du vecteur d'onde, Π est la production turbulente, T_n sont les différents termes de transferts d'énergie cinétique turbulente et D est le terme de dissipation. Les expressions complètes de ces différents termes sont détaillées dans l'annexe D.

Les figures 5.19 à 5.26 présentent uniquement les premiers résultats obtenus par SGET dans les cas $Re_{\tau m} = 395$, $\frac{T_2}{T_1} = 1,01$ et $Re_{\tau m} = 395$, $\frac{T_2}{T_1} = 2$. Par comparaison, on analyse l'effet du gradient de température. L'obtention de ces figures a demandé un gros travail de développement d'outil de posttraitement. En effet, il a fallu notamment implémenter le calcul des différents termes d'évolution de l'énergie cinétique turbulente. Par ailleurs, ce calcul nécessite de stocker de très gros volumes de données qui doivent être traités par un code parallèle efficace.

Les données sont ici représentées sous la forme de plan où l'axe des abscisses est la norme du vecteur d'onde, l'axe des ordonnées la position dans la hauteur du canal (0 étant la paroi froide et 2 la paroi chaude) et l'échelle de couleur les amplitudes. Les figures 5.21 à 5.26 sont adimensionnées par le maximum du terme de production du canal quasi-isotherme. On commence par décrire les mécanismes d'évolutions de l'énergie cinétique turbulente dans le cas isotherme. On constate sur la figure 5.19 que l'énergie cinétique turbulente diminue plus rapidement en centre canal que près des parois. La figure 5.21 montre que la production turbulente a principalement lieu en proche paroi pour un nombre d'onde compris entre 10 et 100. En s'éloignant de la paroi, le maximum de production et les nombres d'onde associés à ces maximums diminuent. Le transfert d'énergie cinétique turbulente redistribue une partie de la production vers la proche paroi pour les grandes échelles (voir fig. 5.23). L'énergie cinétique turbulente est alors dissipée dans cette zone proche paroi et à grandes échelles (voir fig. 5.25). Ces résultats sont en accord avec Bolotnov et al [5] qui observent les mêmes mécanismes pour un nombre de Reynolds plus faible ($Re_{\tau} = 180$). En canal plan anisotherme, l'essentiel du mécanisme est conservé, l'amplitude des termes augmente significativement et de fortes dissymétries apparaissent entre les côtés chaud et froid. On retrouve que l'énergie cinétique turbulente côté chaud diminue plus rapidement que côté froid (voir fig. 5.20). La production turbulente augmente très fortement côté chaud (voir fig. 5.22). La figure 5.24 montre que les transferts sont multipliés par un facteur 5 côté chaud. La zone positive côté chaud s'étend sur une zone plus large qui couvre des distances plus éloignées de la paroi. La dissipation est également en forte augmentation par rapport au canal isotherme (voir fig. 5.26).

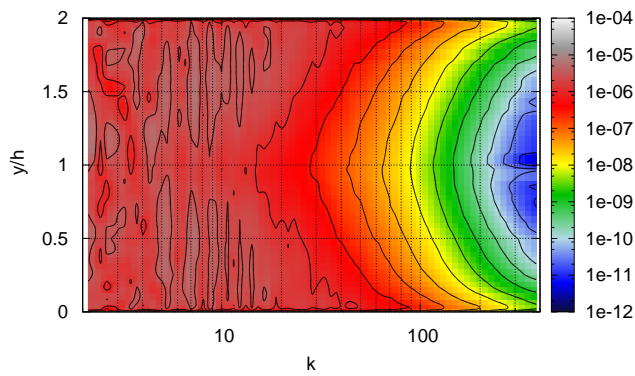


FIGURE 5.19 – Energie cinétique turbulente en canal isotherme.

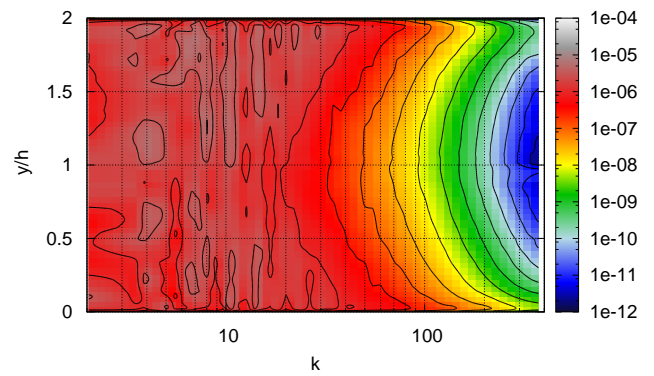


FIGURE 5.20 – Energie cinétique turbulente en canal anisotherme.

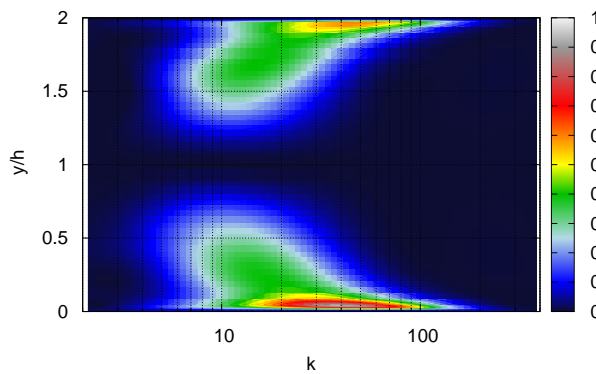


FIGURE 5.21 – Production turbulente en canal isotherme.

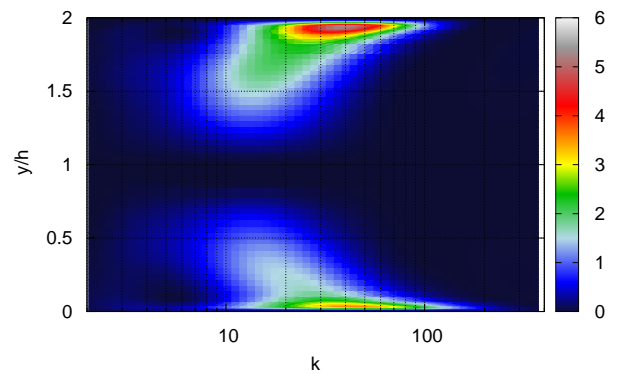


FIGURE 5.22 – Production turbulente en canal anisotherme.

Les informations apportées par les études spectrales sont extrêmement riches. Il serait très intéressant de continuer à conduire ces études en faisant varier le nombre de Reynolds et le ratio de température. Même si les coûts de calcul sont très importants, je prévois également de confirmer ces résultats par SND. Enfin, les mesures locales instantanées du champ de vitesse par SPIV permettra de calculer expérimentalement certains des termes. D'autres ne pourront pas être calculés expérimentalement car ils nécessitent de connaître à un même instant le champ de vitesse dans un volume (la SPIV ne permettant qu'une mesure dans un plan).

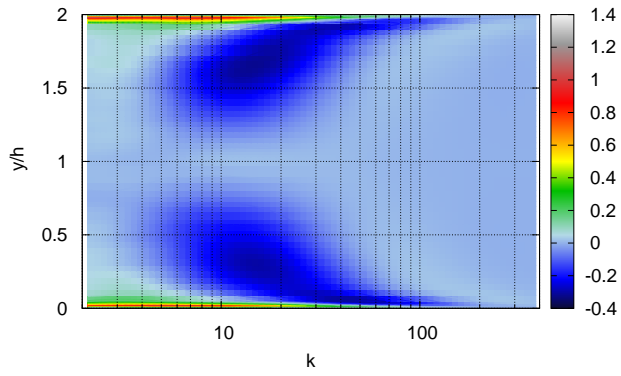


FIGURE 5.23 – Somme des termes de transferts d'énergie cinétique turbulente en canal isotherme.

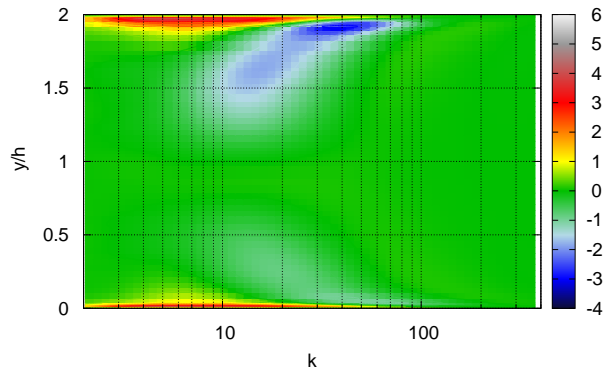


FIGURE 5.24 – Somme des termes de transferts d'énergie cinétique turbulente en canal anisotherme.

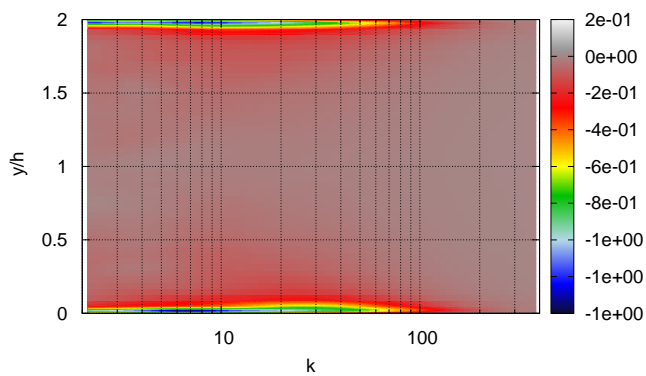


FIGURE 5.25 – Dissipation en canal isotherme.

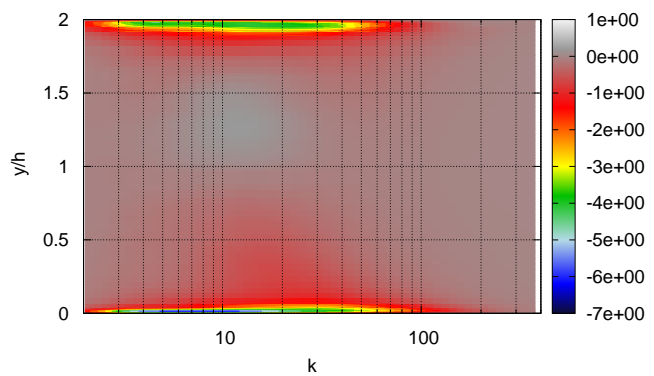


FIGURE 5.26 – Dissipation en canal anisotherme.

Etablissement spatial de la couche limite thermique

Pour se rapprocher davantage des récepteurs solaires, il est important de tenir compte de l'échauffement du fluide caloporteur dans le sens de l'écoulement. Pour ce faire, il est nécessaire de supprimer une direction de périodicité. On étudie alors l'établissement spatial de la couche limite thermique pour un écoulement interne avec chauffage asymétrique. Ce type de calcul nécessite une entrée turbulente. Il existe plusieurs méthodes pour générer ce type d'entrée de façon physique. Nous avons utilisé la méthode des vortex [80] pour le Té de mélange (voir partie 5.4.2). Ici, on utilise un couplage entre deux domaines de calculs (voir figure 5.27). Le premier domaine est isotherme et bi-périodique, il permet d'obtenir un écoulement turbulent pleinement développé. Le second est anisotherme avec une seule direction de périodicité (le fluide s'échauffe). Pour le moment, seule la configuration $Re_{\tau m} = 180$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$ a été simulée par SGET. Nous prévoyons de réaliser une étude paramétrique en faisant évoluer le ratio de température et le nombre de Reynolds de frottement. La figure 5.28 représente l'établissement de la couche limite thermique avec un champ de température instantanée, la température moyenne et l'écart type de température. Comme les propriétés du fluide dépendent de la température, le champ de vitesse établi en entrée évolue en progressant dans le canal. On retrouve alors des résultats similaires au canal plan bi-périodique : les statistiques de la turbulence sont significativement modifiées par rapport à la référence du canal isotherme, des dissymétries entre le côté chaud et froid apparaissent. La différence majeure avec le canal plan anisotherme bi-périodique concerne la vitesse moyenne. En effet, nous avons vu que, dans le cas bi-périodique, la transformée de Van Driest permet de retrouver la loi logarithmique classique. Dans le cas d'établissement spatial, on ne retrouve pas la loi logarithmique classique (voir figure 5.29). La vitesse d'injection de la transformée de Van Driest est très corrélée à la vitesse perpendiculaire aux parois mais l'estimation qu'elle en donne est beaucoup moins bonne (voir figure 5.30).

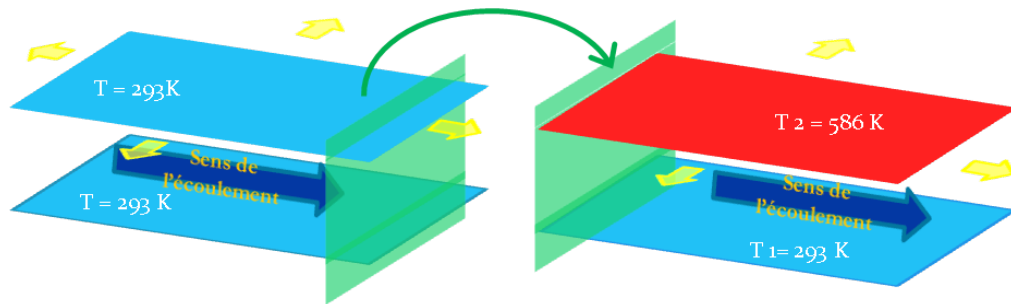


FIGURE 5.27 – Domaine de calcul pour la simulation d'établissement spatial de la couche limite thermique avec $Re_{\tau m} = 180$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$.

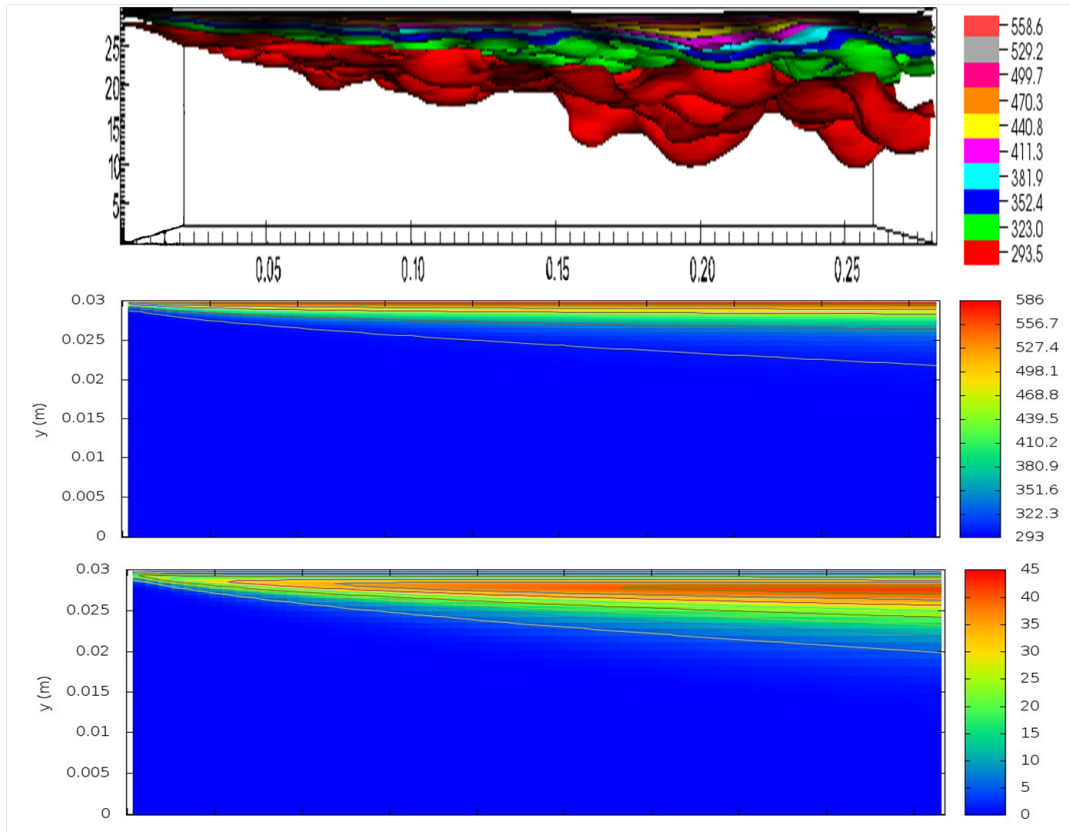


FIGURE 5.28 – Etablissement spatial de la couche limite thermique avec $Re_{\tau m} = 180$ et $\frac{T_2}{T_1} = 2$. Température instantanée, température moyenne et écart type de température.

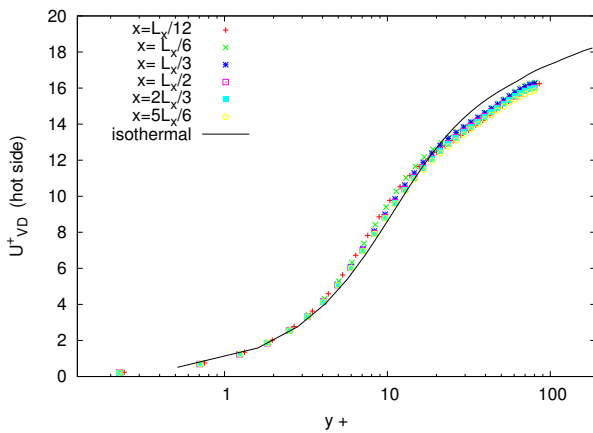


FIGURE 5.29 – Transformée de Van Driest de la vitesse moyenne longitudinale à différentes distances de l'entrée du canal anisotherme.

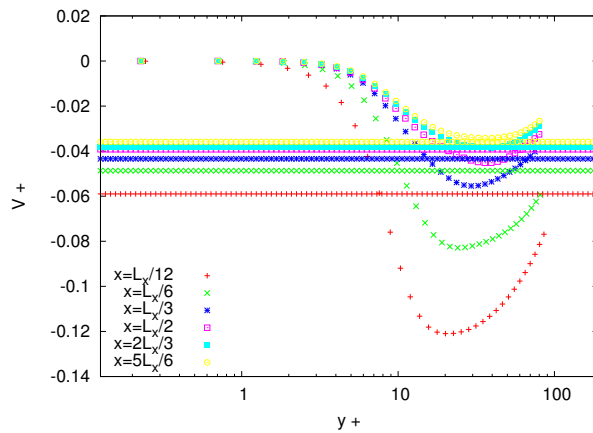


FIGURE 5.30 – Comparaison entre la vitesse d'injection de Van Driest et la vitesse normale à différentes distances de l'entrée du canal anisotherme.

Cette étude sur l'établissement spatial de la couche limite thermique est particulièrement intéressante car elle rend possible des comparaisons directes avec les résultats expérimentaux de la soufflerie MEETIC. La soufflerie MEETIC présentée au chapitre 3 a récemment été équipée d'une cassette chauffante permettant d'imposer une température chaude à la paroi. Il reste à valider l'ensemencement par gouttelettes d'huile pour permettre les mesures SPIV en température. Cependant, réaliser les mesures expérimentales et procéder à leur analyse sera un défi. Un défi d'autant plus intéressant qu'il permettrait des comparaisons avec les études numériques. Ainsi, les résultats uniques sur le couplage entre vitesse et température que nous avons obtenus par simulation pourront être confrontés à des résultats expérimentaux. Pour améliorer les simulations numériques, j'envisage de travailler sur la condition de frontière ouverte [83]. L'étape suivante consistera à réaliser des simulations et des expériences permettant de caractériser l'écoulement dans des géométries complexes. Les comparaisons entre canal plan et géométries complexes permettront d'identifier les modifications de l'écoulement liées aux gradients de températures de celles dues à la géométrie. A terme, ces connaissances seront utilisées pour concevoir des géométries innovantes pour l'intensification des transferts de chaleur dans les échangeurs à chauffage asymétrique.

5.3.2 Avec prise en compte de la paroi

Les travaux en canal plan avec prise en compte de la paroi ont été réalisés en collaboration avec l'IRSN lors de la thèse de Raphaël Monod. Cette thèse a été co-dirigée par Guillaume Brillant (IRSN) ainsi que Françoise Bataille (Professeur des Universités, PROMES) et moi-même.

On se place ici dans le cadre d'un écoulement incompressible anisotherme avec des propriétés constantes et un nombre de Prandtl très petit ($Pr = 0,01$). La géométrie est celle d'un canal plan bi-périodique avec prise en compte de la paroi (voir fig. 5.31). On utilise des lois de parois de Werner et Wengle, le modèle de WALE pour la vitesse et un modèle à nombre de Prandtl dynamique pour la température. Un résultat important est que, dans ces conditions, l'utilisation d'un maillage grossier associé à une loi de paroi pour les équations de Navier-Stokes n'altère pas la qualité des résultats, pour un temps de simulation divisé par 3. Ceci est notamment dû au fait que les échelles dynamiques sont beaucoup plus petites que les échelles thermiques ($Pr \ll 1$).

Les fluctuations de température du fluide en proche paroi dépendent des caractéristiques de la paroi. Sans résoudre la paroi, nous avons montré que l'on obtient une très forte sous-évaluation du niveau de fluctuations avec une condition aux limites de température imposée et une sur-évaluation avec un flux imposé. En résolvant la paroi, le niveau de fluctuation est compris entre ces deux bornes. Par ailleurs, la prise en compte de la paroi est bien sûr indispensable lorsqu'on s'intéresse aux sollicitations thermiques qu'elle subit.

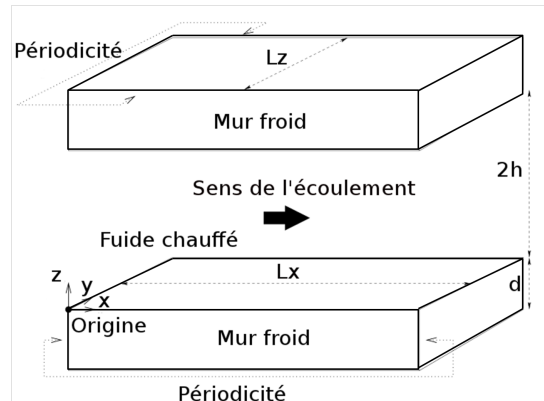


FIGURE 5.31 – Canal plan bi-périodique avec prise en compte de la paroi.

Equations adimensionnées

Il est intéressant d'écrire les équations sous une forme adimensionnée car cela permet de regrouper les problèmes isomorphes. Les variables de références que nous avons choisies sont la vitesse de frottement u_τ , la demi hauteur du canal h , le temps caractéristique $t_\tau = \frac{h}{u_\tau}$, la pression $P_\tau = \rho u_\tau^2$ et la température de frottement T_τ . En écrivant avec l'exposant $+$ les grandeurs adimensionnées, le système à résoudre dans le fluide s'écrit :

– Bilan de masse

$$\nabla^+ \cdot \mathbf{u}^+ = 0 \quad (5.10a)$$

– Bilan de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \mathbf{u}^+}{\partial t^+} + \nabla^+ \cdot (\mathbf{u}^+ \otimes \mathbf{u}^+) = -\nabla^+ p^+ + \frac{1}{Re_\tau} \nabla^{+2} \mathbf{u}^+ \quad (5.10b)$$

– Bilan d'énergie

$$\frac{\partial T^+}{\partial t^+} + \nabla^+ \cdot (\mathbf{u}^+ T^+) = \frac{1}{Pr Re_\tau} \nabla^{+2} T^+ + \frac{u_x^+}{u_B^+} \quad (5.10c)$$

Dans le système d'équations précédent, Re_τ est le nombre de Reynolds de frottement, Pr est le nombre de Prandtl et $\frac{u_x^+}{u_B^+}$ est une source de chaleur pour maintenir la température moyenne du fluide constante au cours du temps. Pour écrire l'équation de la chaleur dans le solide, il faut introduire des rapports caractéristiques entre les propriétés du fluide (notées f) et celles du solide (notées s). On peut définir de très nombreux rapports :

- rapport des conductivités thermiques $H = \frac{\lambda_f}{\lambda_s}$,
- rapport des inerties thermiques $R = \frac{\rho_f C p_f}{\rho_s C p_s}$,
- rapport des diffusivités thermiques $G = \frac{\kappa_f}{\kappa_s} = \frac{\frac{\lambda_f}{\rho_f C p_f}}{\frac{\lambda_s}{\rho_s C p_s}}$,
- rapport des effusivités thermiques $K = \frac{\sqrt{\lambda_f \rho_f C p_f}}{\sqrt{\lambda_s \rho_s C p_s}}$.

Suivant les deux rapports indépendants choisis, les études paramétriques conduiront à des interprétations différentes. Les études réalisées nous ont conduits à choisir les deux rapports K et G plus faciles à interpréter physiquement. De plus, la résolution de l'équation de la chaleur dans le mur fait intervenir un paramètre géométrique supplémentaire : la profondeur du mur notée d , $d^+ = \frac{d u_\tau}{\nu}$ et $d^* = \frac{d}{h}$ pour les profondeurs adimensionnées. L'équation de la chaleur résolue dans le solide s'écrit en adimensionnée :

$$\frac{\partial T^+}{\partial t^+} = \frac{1}{G Pr Re_\tau} \nabla^{+2} T^+ - \frac{K}{d^* \sqrt{G}} \quad (5.11)$$

Le dernier terme de l'équation précédente est un puits de chaleur qui vient compenser la source dans le bilan d'énergie du fluide (5.10c). Le couplage à l'interface (notée i) entre le fluide et le solide est réalisé par les conditions de continuité de température et de flux de chaleur :

$$T_{f,i}^+ = T_{s,i}^+ \quad (5.12a)$$

$$\left. \frac{\partial T_f^+}{\partial y^+} \right|_i = \frac{1}{K \sqrt{G}} \left. \frac{\partial T_s^+}{\partial y^+} \right|_i \quad (5.12b)$$

Etude paramétrique

En ne considérant que les écoulements à faible nombre de Prandtl ($Pr = 0,01$), la configuration étudiée dépend de quatre paramètres adimensionnels : K , G , d^+ et Re_τ . Les figures 5.32 à 5.35 représentent l'évolution de l'écart type de température en fonction de ces paramètres adimensionnels. La figure 5.32 montre que les forts rapports des effusivités thermiques K correspondent à de forts niveaux de fluctuations de température dans le fluide et le solide. Le rapport des diffusivités thermiques G a un effet moins important (voir fig. 5.33). Les fluctuations de température dans le fluide augmentent avec G . Dans le solide, elles augmentent avec G près de l'interface fluide/solide et diminuent avec G loin de l'interface. Le niveau des fluctuations thermiques augmentent pour les faibles valeurs de profondeur de mur d^+ (voir fig. 5.34). L'effet des variations de profondeur est d'autant plus faible que la profondeur est importante. Enfin, la figure 5.35 illustre que des nombres de Reynolds de frottement plus grands conduisent à une augmentation globale des fluctuations de température. Dans le solide, l'effet est moins important loin de l'interface avec le fluide.

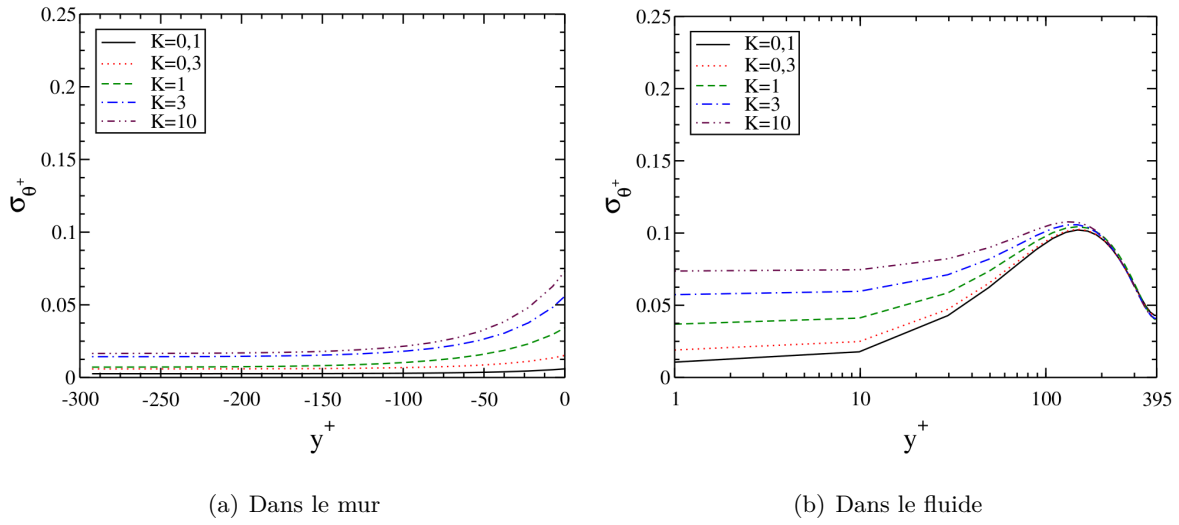


FIGURE 5.32 – Influence du rapport des effusivités thermiques K sur l'écart type de température ($G = 1$, $d^+ = 300$ et $Re_\tau = 395$).

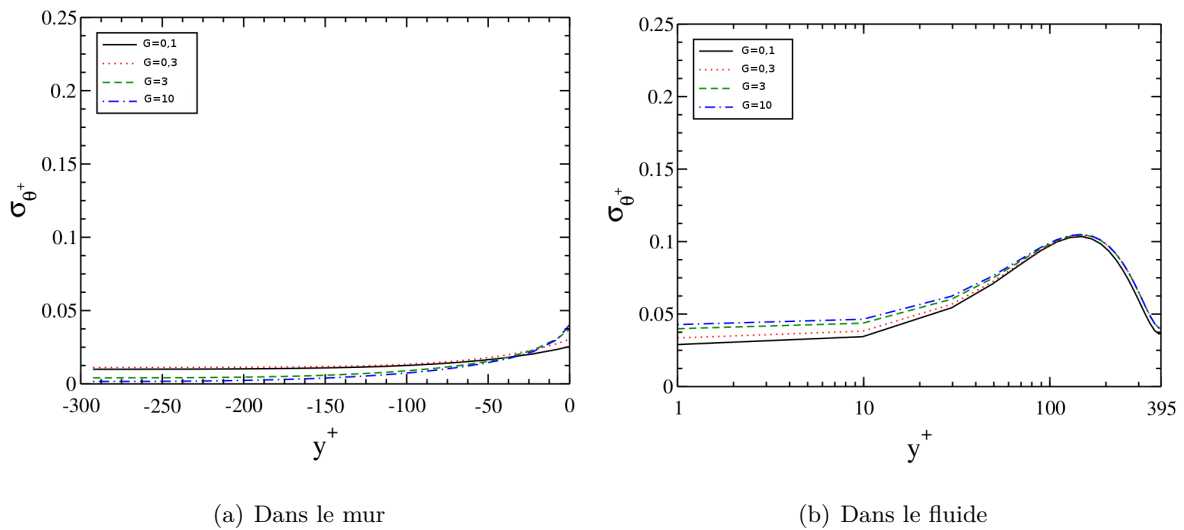


FIGURE 5.33 – Influence du rapport des diffusivités thermiques G sur l'écart type de température ($K = 1$, $d^+ = 300$ et $Re_\tau = 395$).

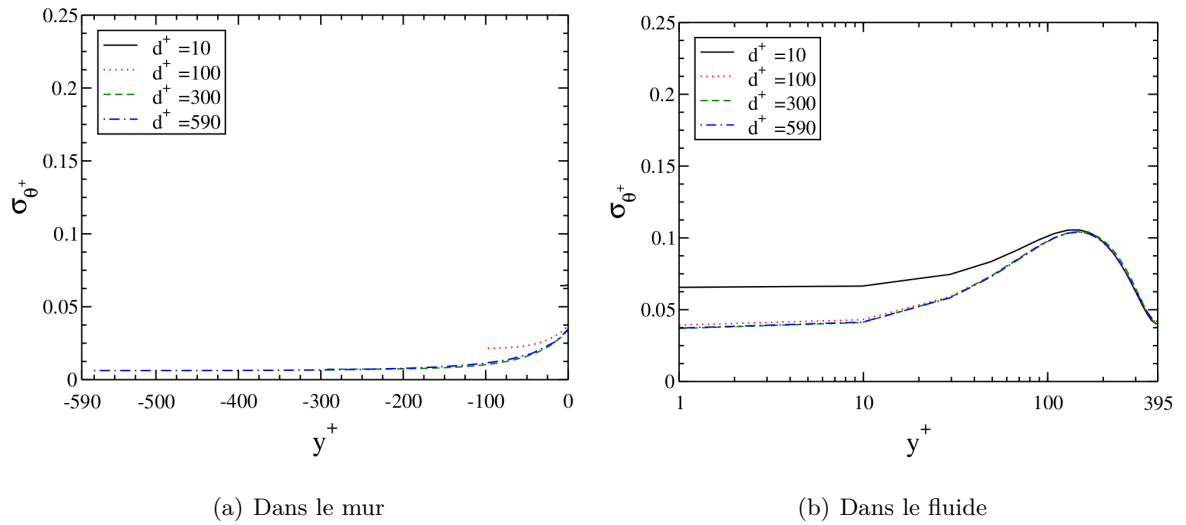


FIGURE 5.34 – Influence de la profondeur du mur d^+ sur l'écart type de température ($G = 1$, $K = 1$ et $Re_{\tau} = 395$).

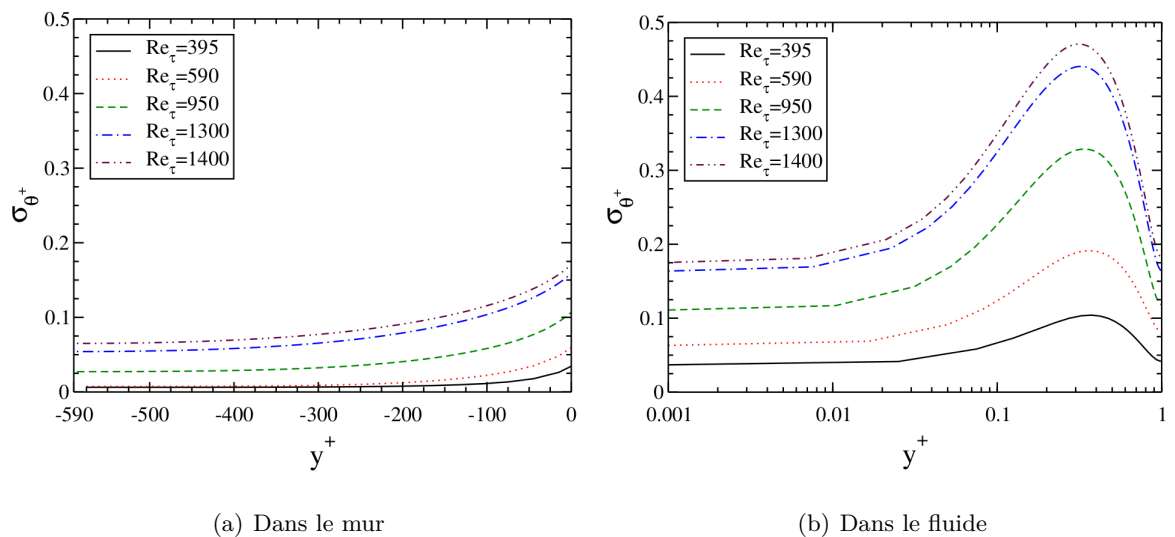


FIGURE 5.35 – Influence du nombre de Reynolds de frottement Re_{τ} sur l'écart type de température ($G = 1$, $K = 1$ et $d^+ = 590$).

5.3.3 Conclusion sur le canal plan fortement anisotherme

La configuration de canal plan est très étudiée en isotherme dans la littérature. A partir de SND, j'ai montré que la présence d'un fort gradient de température modifie les lois classiques des statistiques de la turbulence. En particulier, les lois logarithmiques des vitesses et des températures moyennes sont modifiées. Dans le cas du canal plan bi-périodique, la transformée de Van Driest permet de retrouver la loi logarithmique. Ceci s'explique par le fait que cette transformée tient compte de la vitesse normale aux parois créée par le gradient de température. En revanche, dans le cas de l'établissement de la couche limite thermique, cette transformée ne permet pas de retrouver la loi classique. L'étude paramétrique sur le nombre de Reynolds et le ratio de température réalisée en SGET a détaillé comment l'écoulement est modifié suivant l'intensité de la turbulence et l'importance du gradient de température. En général, le gradient de température conduit à une augmentation du niveau de turbulence côté froid et à sa diminution côté chaud. Ces augmentations et diminutions sont supérieures à celles provoquées par la variation moyenne des propriétés du fluide. Nous avons montré en réalisant des simulations isothermes ayant des caractéristiques équivalentes que les dissymétries étaient liées à un couplage complexe entre turbulence et gradient de température. L'étude dans le domaine spectral permet d'expliquer en partie ce couplage. Nous avons en particulier proposé un modèle généralisant le modèle de spectre de Kolmogorov en considérant que le gradient de température modifie le temps de décroissance des corrélations triples.

Concernant l'étude de canal plan avec prise en compte de la paroi, nous avons proposé un nouvel adimensionnement des équations afin de réaliser une étude paramétrique sur l'ensemble des paramètres adimensionnels. Du point de vue de la problématique du faïençage thermique, le paramètre le plus important semble être le rapport des effusivités thermiques.

5.4 Té de mélange

Le mélange de deux écoulements turbulents à des températures différentes dans une jonction en forme de T se rencontre dans de nombreuses applications industrielles. C'est le cas en particulier des centrales thermiques pour la production électrique. Dans le domaine nucléaire, cette configuration est très étudiée car elle a conduit à des accidents mineurs dus à des phénomènes de faïençage thermique. Celui-ci provient des fluctuations de température au niveau du té qui engendrent des fissurations des canalisations par fatigue thermique. L'industrie plus récente de l'énergie solaire n'a, à notre connaissance, pas encore rencontré de problème de faïençage thermique. Cependant, le développement des récepteurs solaires à haute température nécessite des transferts thermiques très importants entre le fluide caloporteur et la paroi. Les flux de chaleur peuvent être très instationnaires au moins localement. Par conséquent, les études de vieillissement des matériaux des récepteurs solaires hautes températures devront intégrer les problématiques de faïençage thermique.

Les études présentées dans les paragraphes suivants concernent le faïençage thermique rencontré dans la centrale Phénix. Elles consistent essentiellement à estimer les amplitudes des fluctuations thermiques et leur répartition spectrale afin de pouvoir évaluer le risque de faïençage thermique. Comme, dans les gammes de températures étudiées, les propriétés du fluide caloporteur (sodium) varient très peu, celles-ci sont supposées constantes. L'écoulement est considéré incompressible en convection forcée (l'effet de la gravité peut être négligé). Deux configurations ont été étudiées. La première, plus simple, est à section rectangulaire ; la seconde, plus complexe, à section circulaire.

5.4.1 Té de mélange à section rectangulaire

La configuration de té de mélange à section rectangulaire a été étudiée lors de la thèse Cifre IRSN de Raphaël Monod.

Dans cette étude, le code de calcul ISIS développé par l'IRSN a été utilisé pour réaliser des SGE de tés de mélange à section rectangulaire. Dans les cas étudiés, le nombre de Prandtl est égal à 0,01. Ce nombre très faible a pour conséquence une couche limite thermique très épaisse devant la couche limite dynamique. Une étude préliminaire en canal plan montre que, dans ce cas particulier, l'utilisation d'une loi de paroi pour la vitesse permet un gain important en coût calcul sans pour autant altérer les résultats. Les simulations de tés de mélange à section rectangulaire ont donc été réalisées avec une loi de paroi pour la vitesse. Il serait intéressant de vérifier dans le cas du té de mélange que l'utilisation de loi de paroi pour la vitesse ne modifie que faiblement les résultats. En effet, du fait de la présence d'un écoulement non établi et de la variation de la température moyenne du fluide dans le sens de l'écoulement, la transposition des résultats obtenus en canal plan au cas du té n'est pas évidente. L'équation en température dans le solide est résolue uniquement dans la branche principale. L'apparition d'oscillations numériques avec le schéma usuel centré a conduit à utiliser un schéma Quick qui pose à son tour un problème de diffusion numérique. Par ailleurs, la longueur de la branche en aval du té est peut-être un peu courte et peut poser un problème d'influences de la condition aux limites sur l'écoulement en amont. Malgré ces limites, les principaux résultats de cette étude sont synthétisés ici. Deux géométries ont été étudiées. La première géométrie notée *T1* a un diamètre de l'entrée secondaire égal à celui de l'entrée principale. La seconde notée *T2* a un diamètre d'entrée secondaire égal à la moitié de celui de l'entrée principale. Pour rester dans une configuration proche de la configuration étudiée au paragraphe suivant (Té de mélange à section circulaire), seuls les résultats de la configuration *T2* sont présentés. Dans

cette configuration, deux valeurs du nombre de Reynolds turbulent Re_τ sont utilisées pour les entrées turbulentes des branches principale et secondaire : $Re_{\tau_b} = 180$ et $Re_{\tau_h} = 395$. On considère alors trois cas suivant que les valeurs basse ou haute sont associées aux branches principale (indice 1) ou secondaire (indice 2) :

- $Re_{\tau_1} = Re_{\tau_b}$ et $Re_{\tau_2} = Re_{\tau_h}$, ce cas est noté bh,
- $Re_{\tau_1} = Re_{\tau_2} = Re_{\tau_h}$, ce cas est noté hh et
- $Re_{\tau_1} = Re_{\tau_h}$ et $Re_{\tau_2} = Re_{\tau_b}$, ce cas est noté hb.

Ces trois cas permettent de retrouver les trois types de jets suivant les valeurs du nombre adimensionnel M_r défini par l'équation (5.13). Les lignes de courant moyen représentées par la figure 5.36 montrent que le cas T2_bh correspond à un jet impactant, le cas T2_hh à un jet déviant et le cas T2_hb à un jet mural. Les lignes de courant moyen se croisent davantage dans le cas T2_bh où le débit de la branche secondaire est plus important que celui de la branche principale. La température moyenne en aval du té est alors plus homogène. La figure 5.37 représente la vorticité instantanée adimensionn e par u_τ/D . On voit sur cette figure que les structures turbulentes sont moins intenses dans la configuration T2_hb. Ceci est cohérent avec les écarts types de température illustré par la figure 5.38 qui sont également plus faibles pour le cas T2_hb. Cette dernière figure décrit également très bien les trois types de jets impactant, déviant et mural (de gauche à droite).

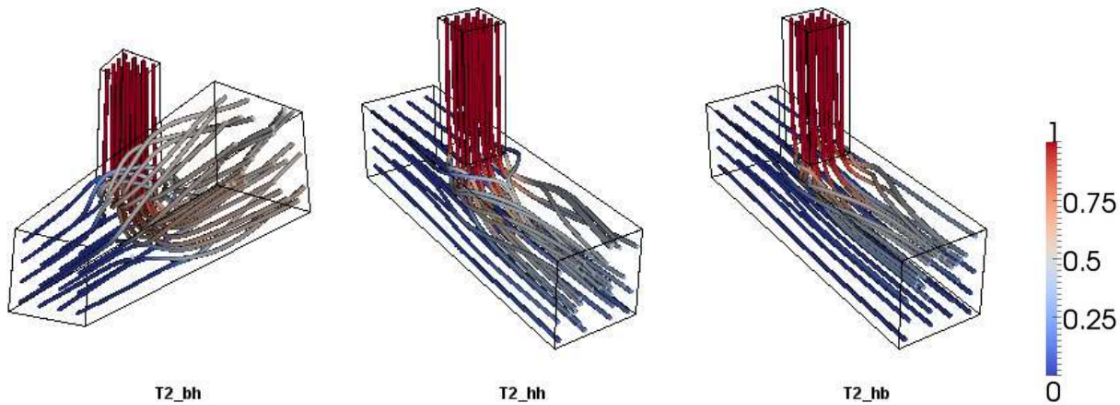


FIGURE 5.36 – Lignes de courant moyen color es par la température moyenne pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire.

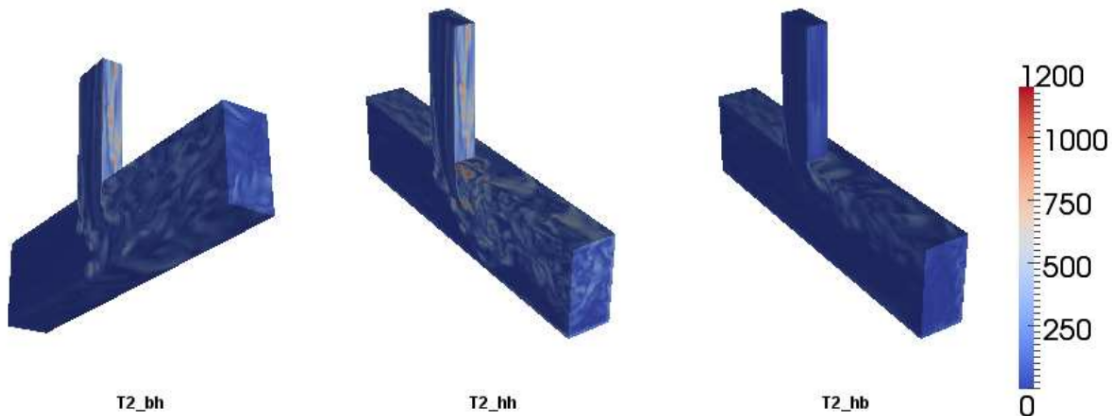


FIGURE 5.37 – Vorticité instantanée adimensionn e par u_τ/D pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire.

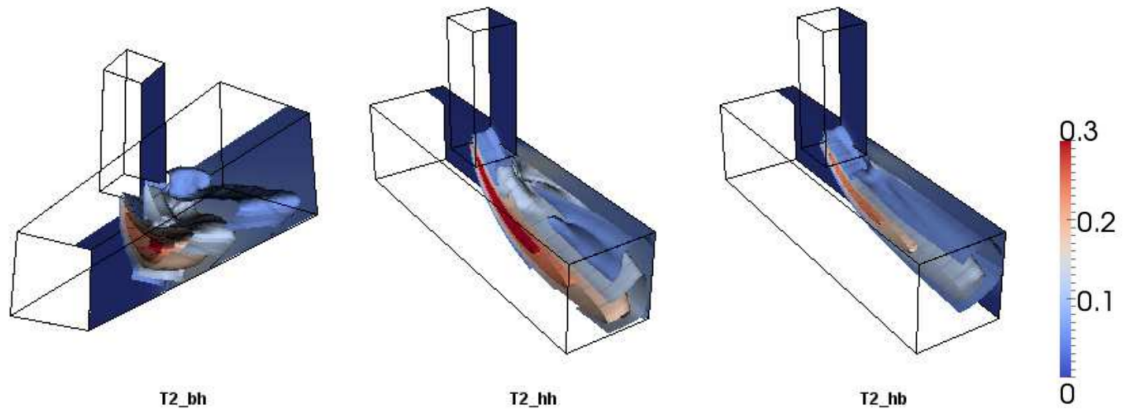


FIGURE 5.38 – Isovaleurs de l'écart type de température pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire. Les isovaleurs vont de 0,05 à 0,3 avec un pas égal à 0,05.

Comme les fluctuations de température ne sont dommageables qu'aux parois, on s'intéresse plus particulièrement à l'écart type de température aux parois (voir figure 5.39). Les résultats indiquent que, suivant les cas, les risques de fatigue thermique se situent sur des faces différentes. Dans le cas du jet impactant (T2_bh), les maximums locaux de l'écart type de température se trouvent sur les faces latérales et inférieure. On trouve un maximum local par face. Dans les cas des jets déviant et mural (T2_hh et T2_bh), les maximums se trouvent sur les faces latérales et supérieure. Sur la face latérale, on trouve un seul maximum local. Sur la face supérieure, on trouve trois maximums locaux pour le jet déviant (T2_hh) et un maximum pour le jet mural (T2_bh). Une analyse spectrale de fluctuations de température est réalisée à chacune des positions correspondant à un maximum de l'écart type de température. Les résultats sont illustrés par la figure 5.40. Ils doivent être interprétés avec précaution notamment parce que l'équation en température dans le solide n'est pas résolue dans la branche secondaire. Illustrons donc simplement l'intérêt de ces résultats pour évaluer les risques de fatigue thermique. Les fréquences dommageables de l'acier AISI 304 utilisé pour la conduite sont comprises entre 0,1 Hz et 20 Hz. On considère un écoulement de sodium liquide à 600°C avec un nombre de Reynolds de frottement égal à 395. A cette température, la masse volumique du sodium liquide est de 808,2 kg/s et sa viscosité dynamique de $2,066 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}^2$. Pour une conduite principale carrée de 25 cm de côté, la gamme de fréquences dommageables se situe entre 62 et 12 400 en fréquence adimensionnée. Pour une conduite de 5 cm de côté, la gamme de fréquences dommageables se situe entre 2,5 et 500 en fréquence adimensionnée. En reportant ces gammes sur les figures 5.40(b) et 5.40(c) correspondant à un nombre de Reynolds de frottement de 395 pour la conduite principale, on remarque que le risque de fatigue thermique est beaucoup plus grand dans le cas de la petite conduite que dans le cas de la grande (les fréquences dommageables sont alors à des fréquences plus hautes où l'intensité des fluctuations est beaucoup plus faible).

L'étude du té de mélange à section rectangulaire est relativement académique. En effet, en situation industrielle, les sections sont généralement circulaires. C'est la configuration de l'étude suivante.

2. Notons au passage une faute de frappe dans la valeur de la viscosité indiquée égale à 31,49 mPa.s au lieu de $31,49 \cdot 10^{-2} \text{ mPa} \cdot \text{s}$ dans la référence [115]. Cette erreur a été reproduite dans le rapport de stage de master de Frédéric Aulery.

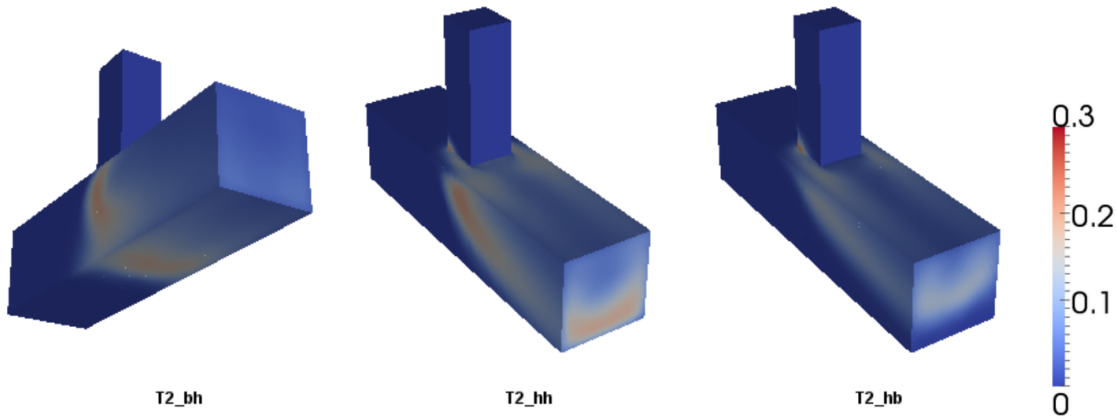
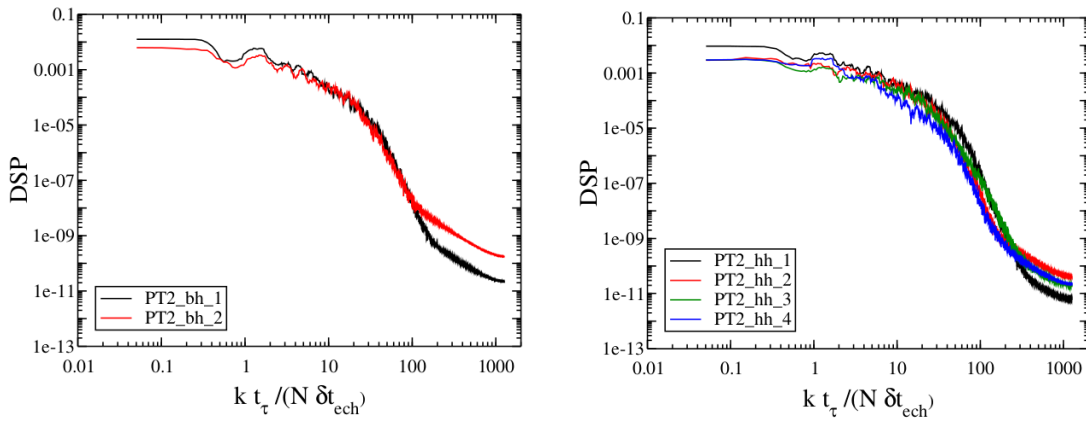
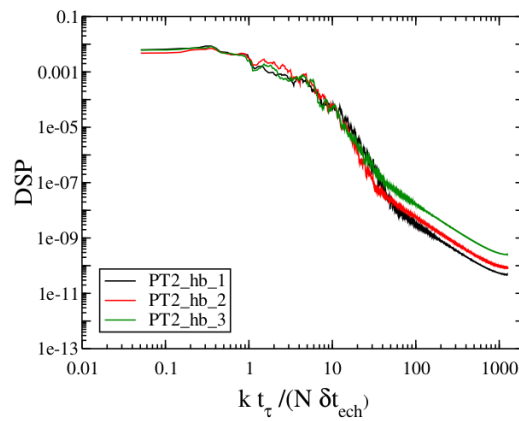


FIGURE 5.39 – Ecart type de température aux parois pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire.



(a) Configuration bh

(b) Configuration hh



(c) Configuration hb

FIGURE 5.40 – Densité spectrale de puissance aux positions des maximums locaux de l'écart type de température pour chacune des trois configurations de la géométrie avec une petite entrée secondaire.

5.4.2 Té de mélange à section circulaire

Le travail concernant la géométrie en té à section circulaire a été réalisé lors du stage de master de Frédéric Auléry. Il s'agissait d'une collaboration entre le laboratoire PROMES (Françoise Bataille et moi-même) et l'IRSN (Raphaël Monod et Guillaume Brillant).

La configuration du té de mélange à section circulaire est représentée à la figure 5.41. Un tube de faible diamètre ($D_b = 68 \text{ mm}$) fournit du sodium à 703 K avec un débit de 7 kg/s dans un tube de diamètre plus important ($D_m = 494 \text{ mm}$) qui transporte également du sodium à 613 K avec un débit de 800 kg/s³. Les nombres de Reynolds des conduites principale et secondaire sont respectivement de l'ordre de 6.10^6 et 5.10^5 . Les épaisseurs de l'acier AISI 304 de ces conduites sont 7 mm et 2.5 mm. Un coude en amont de la conduite secondaire modifie de façon importante l'écoulement principal. Un rapport publié par l'AIEA [35] synthétise les résultats d'un benchmark réalisé dans cette configuration. Dans cette étude, le code de calcul commercial Fluent est utilisé. Des simulations de type RANS avec des maillages de plus en plus fins sont tout d'abord réalisées avec ou sans la prise en compte de la conduction dans le solide. Nous avons ensuite effectué des simulations des grandes échelles avec la prise en compte de la conduction dans le solide et avec une entrée turbulente de type méthode des vortex. Les résultats obtenus sont analysés notamment en les comparant entre eux, avec des données expérimentales et des simulations numériques de la littérature.

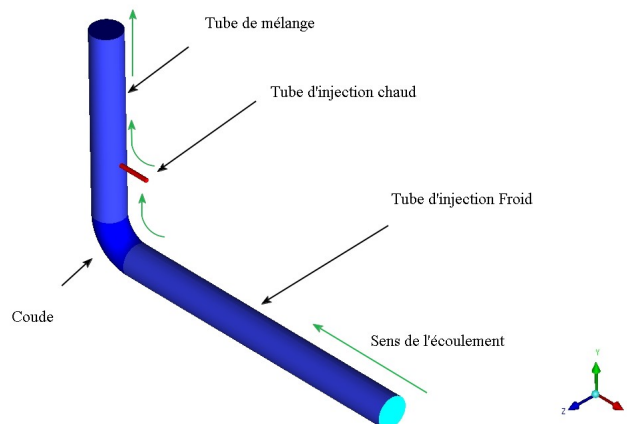


FIGURE 5.41 – Géométrie utilisée pour le maillage

Simulations RANS

Les simulations de type RANS utilisent le modèle de turbulence RSM (*Reynolds Stress Model*) bien adapté aux écoulements anisotropes. Les simulations sont réalisées avec trois maillages différents de plus en plus raffinés :

- Le cas RSM-1 utilise une loi de paroi. Le maillage contient 450 000 mailles.
- Le cas RSM-2 résout l'écoulement jusqu'à la sous-couche visqueuse. Le maillage contient 3,5 millions de mailles.
- Le cas RSM-3 résout l'écoulement jusqu'à la sous-couche visqueuse. La conduction dans la paroi solide en aval du piquage est prise en compte. Le maillage contient 4,8 millions de mailles.

3. Les indices b et m signifient respectivement "branch pipe" et "main pipe".

Pour identifier le type de jet d'un té de mélange, on utilise le nombre adimensionnel M_r :

$$M_r = \frac{4D_m \rho_m V_m^2}{\pi D_b \rho_b V_b^2} \quad (5.13)$$

Suivant la valeur de ce paramètre, on peut identifier jusqu'à quatre types de jet [47]. Cependant, deux d'entre eux ont des caractéristiques tellement proches que l'on identifie plus généralement trois catégories. Pour $M_r < 0,35$, le jet impacte la paroi opposée au piquage, on parle de jet impactant. Pour $0,35 < M_r < 1,35$, le jet se stabilise vers le centre de la conduite principale, on parle de jet deviant. Pour $M_r > 1,35$, le jet se rabat vers la paroi de piquage ou reste le long de la paroi de piquage. Les valeurs de M_r qui correspondent à ces différents types de jets changent en présence d'un coude en amont du piquage. En effet, comme le montre la figure 5.42, la présence du coude accélère l'écoulement principal qui est projeté sur la paroi opposée au piquage. Dans notre cas $M_r \simeq 41$, conformément à [47], nous observons un jet de type réattaché (voir figures 5.42 et 5.44(a)).

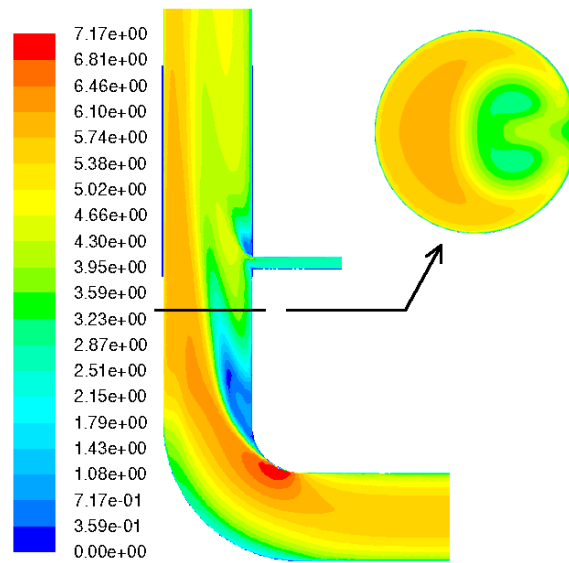


FIGURE 5.42 – Vitesse moyenne (m/s) calculée sur le cas RSM-3.

La figure 5.43 compare les trois profils de température que nous avons obtenus avec un modèle de type RANS aux résultats expérimentaux et à des résultats numériques de la littérature. On remarque qu'augmenter la finesse du maillage des simulations réalisées permet de mieux capturer la décroissance rapide de la température moyenne pour $0,5 < D_b < 1,5$. En revanche, pour $D_b > 1,5$, les simulations RANS RSM-2 et RSM-3 semblent sous estimer la décroissance de la température moyenne. La simulation RSM-1 rattrape elle les points expérimentaux mais ceci est probablement lié à une compensation d'erreur notamment entre le modèle de turbulence et la discrétisation sans doute insuffisante. Le calcul de Stainsby et Martin [115] semblent en meilleur accord avec les points expérimentaux. Cependant, ils n'obtiennent pas le bon type de jet (observé expérimentalement et dans l'ensemble des simulations y compris les nôtres). Le calcul de Lee et al. [72] est beaucoup plus loin des points expérimentaux.

Sur la figure 5.44, on observe une coupe du champ de température dans la zone de piquage sans (RSM-2) et avec (RSM-3) la résolution de la conduction dans le solide. On remarque sur la coupe générale et le zoom sur le piquage (fig. 5.44(a) et 5.44(b)) que la résolution de la paroi modifie la température moyenne. Celle-ci diminue près du piquage et augmente loin de lui dans la zone proche paroi avec la résolution de la paroi. Cette observation illustre la nécessité de prendre en compte la conduction dans le solide.

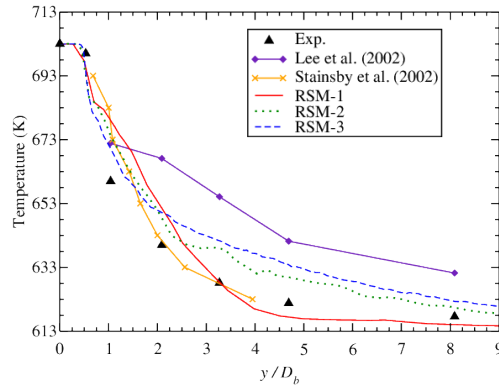


FIGURE 5.43 – Température moyenne le long de la conduite principale en aval du piquage. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.

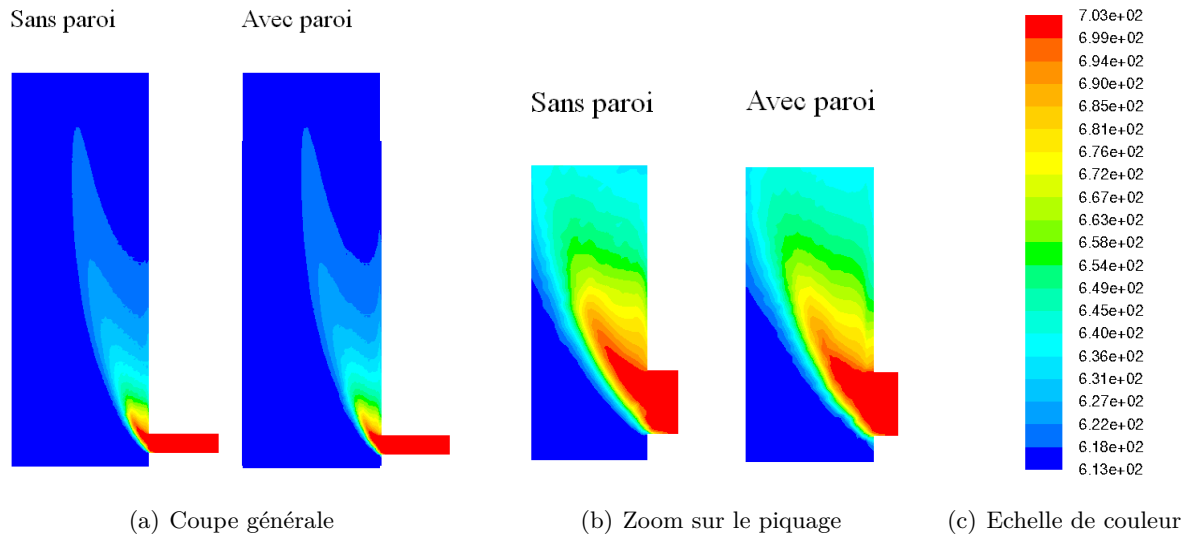


FIGURE 5.44 – Température moyenne dans le plan $Z=0$ avec et sans résolution de la conduction de température dans le solide.

Simulations des grandes échelles

Les simulations des grandes échelles ont été réalisées avec le maillage du cas RSM-3 avec 4,8 millions de mailles et un y^+ à la paroi de l'ordre de 2. Le champ de température est calculé dans l'épaisseur de la conduite principale en aval du piquage. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle WALE [93] pour l'équation de bilan de quantité de mouvement et un modèle à nombre de Prandtl turbulent constant pour l'équation de température. L'entrée turbulente est réalisée au moyen de la méthode des vortex implémentée dans Fluent [80].

Les figures 5.45 comparent les résultats que nous avons obtenus par simulation RANS et SGE aux résultats expérimentaux et à des études numériques de la littérature [35, 89]. Sur la figure 5.45(a), il s'agit du profil de la température moyenne et sur la figure 5.45(b) du profil de l'écart de température crête à crête en surface extérieure de la conduite principale. Le calcul SGE réalisé est en meilleur accord avec les données expérimentales que les études précédentes [35, 89] et que le calcul RSM-3 (fig. 5.45(a)). Par ailleurs, seul ce calcul estime correctement l'écart de température crête à crête (fig. 5.45(b)).

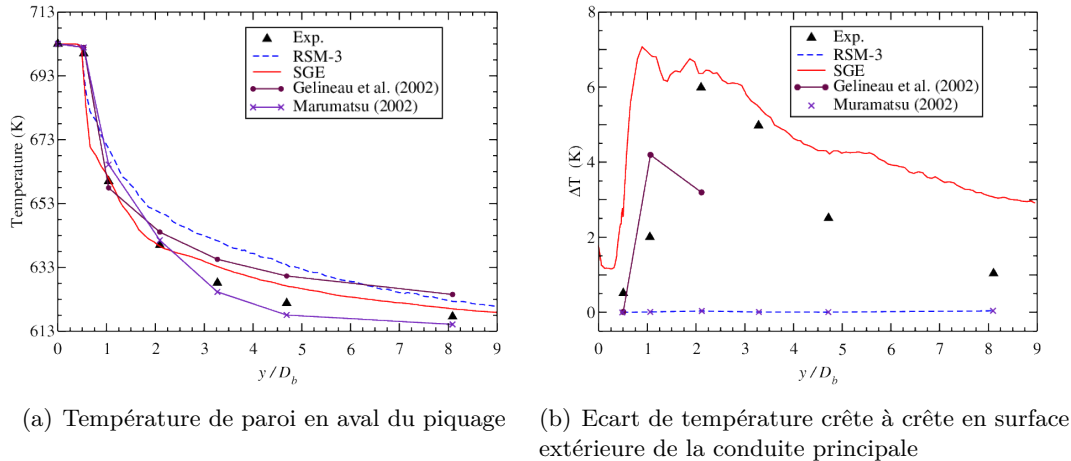


FIGURE 5.45 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux des simulations de type RANS ainsi que SGE.

La figure 5.46 montre que, à proximité de l'interface fluide/solide, les variations de température moyenne estimées par le calcul SGE sont beaucoup plus fortes que celles estimées par le calcul RANS. De plus, les variations instantanées peuvent être encore plus importantes avec un gradient local maximum à l'interface fluide/solide de l'ordre de $2 \cdot 10^4 K/m$. Ceci illustre parfaitement l'importance d'une résolution instationnaire de type SGE pour estimer les sollicitations thermiques de la paroi. L'analyse fréquentielle des fluctuations de température a mis en évidence trois fréquences dans une zone de contraintes importantes pour l'acier AISI 304 : autour de 5, 8 et 12 Hz.

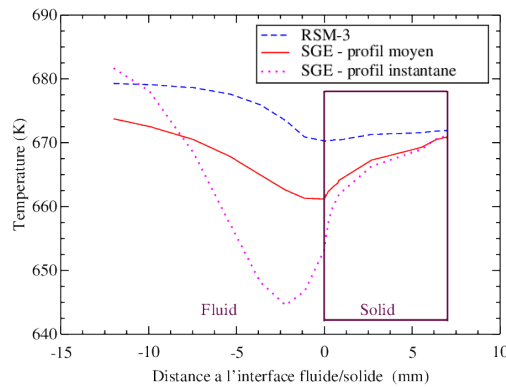


FIGURE 5.46 – Profils de température en fonction de la distance signée à l'interface fluide/solide.

La température moyenne et les fluctuations de température (fig. 5.47) sont en accord avec les observations expérimentales. Ainsi, la première tâche blanche observée autour du piquage correspond à la zone de température élevée. La seconde tâche noire caractéristique d'une oxydation et qui entoure la tâche blanche correspond à la zone où les fluctuations de températures sont élevées. Enfin, les observations de fissurations de part et d'autre du piquage correspondent aux deux zones où les fluctuations de températures sont élevées. La figure 5.47(c) montre la complexité du flux de chaleur qui va du fluide vers la paroi juste en aval du piquage (zone bleue), se propage par conduction à l'intérieur de la paroi (non représenté) et va de la paroi vers le fluide (zone rouge). Ce phénomène contribue aux contraintes thermiques subies par l'acier.

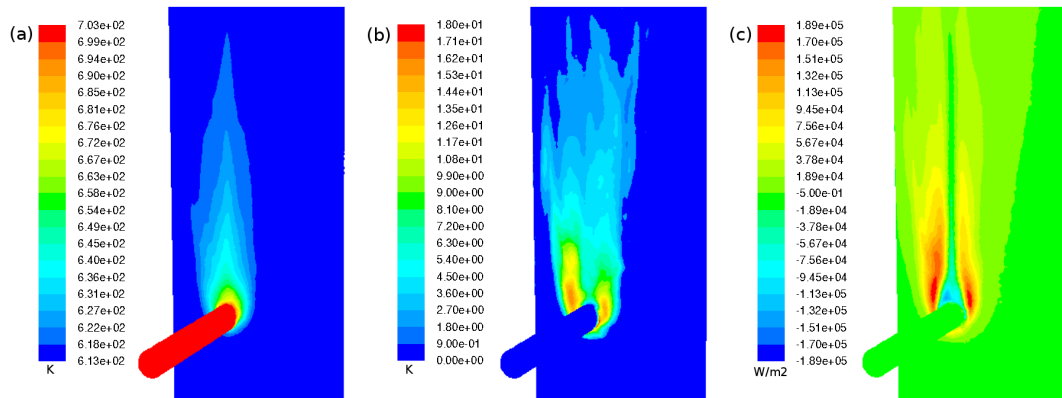


FIGURE 5.47 – Champs de la température moyenne (a), des fluctuations de température (b) et du flux de chaleur à l'interface fluide/solide à l'aval du piquage chaud (c).

5.4.3 Conclusion sur le té de mélange

Ces deux études sur le té de mélange ont été motivées par des problématiques issues de l'industrie nucléaire. On rencontre bien entendu des situations similaires dans le domaine du solaire concentré. Il serait donc intéressant d'analyser les spectres des fluctuations de température dans les configurations des récepteurs solaires. De plus, ces deux études montrent comment les fluctuations de température générées par l'écoulement turbulent peuvent solliciter la paroi solide. Pour décrire ces sollicitations, il semble indispensable de réaliser des simulations numériques fines instationnaires qui résolvent simultanément les équations des domaines fluide et solide. Comme nous le verrons dans le chapitre 6, l'essentiel des études que nous avons réalisées se concentrent sur le domaine fluide. L'interaction entre le fluide et le solide n'a été étudiée que du point de vue de l'échange thermique moyenné par rapport au temps. Des études plus poussées sur le vieillissement des matériaux lié aux fluctuations de température du fluide caloporteur complèteraient de façon intéressante les études conduites au laboratoire PROMES sur la durée de vie des récepteurs solaires soumis à des hauts flux.

5.5 Conclusion sur le couplage entre fluctuations de vitesse, gradient de température et/ou interface

Nous avons vu dans ce chapitre que les propriétés de la turbulence sont fortement modifiées par la présence d'interface et/ou de gradient de température. Dans le cas d'une bulle, j'ai qualitativement retrouvé par SND le nombre de Webber critique déterminé expérimentalement. Dans le cas d'un écoulement vapeur-gouttes, nous avons explicité les mécanismes responsables de la distribution spatiale des gouttes. Nous avons également illustré l'importance de cette distribution sur les transferts de chaleur entre le mélange vapeur-gouttes et la paroi. Nous nous sommes ensuite intéressés aux problèmes de faïçnage thermique dans les configurations de canal plan et de té de mélange. Nous avons montré que seules des simulations numériques fines instationnaires et qui prennent en compte la résolution de la température dans la paroi permettent d'estimer correctement les sollicitations thermiques subies par le solide. Nous avons aussi réalisé une étude paramétrique en fonction des nombres adimensionnels de l'écoulement. Cette étude a montré que les fluctuations de température varie fortement avec le rapport des effusivités thermiques. Enfin, dans la configuration de canal plan fortement anisotherme, nous avons vu que la présence d'un gradient de température modifie les lois classiques des statistiques de la turbulence. Ces modifications ne sont pas simplement un effet de variation du nombre de Reynolds. Elles sont liées à un couplage entre la thermique et la dynamique. Elles ont été mises en évidence par SND et par SGET dans l'espace physique et spectral.

Dans l'ensemble de ces études, on a cherché à isoler un des phénomènes importants des récepteurs solaires. J'envisage de poursuivre ces études en combinant plusieurs de ces phénomènes. Ainsi, il serait intéressant par exemple de résoudre l'équation de température dans la paroi dans le cas de l'établissement de la couche limite thermique. Il est également prévu de travailler avec des géométries plus complexes. Les comparaisons avec les géométries simples permettront de distinguer les effets liés uniquement au gradient de température de ceux liés à la géométrie. Enfin, les résultats présentés ici ont été obtenus par simulation numérique, ils seront complétés par des résultats expérimentaux obtenus notamment en soufflerie par S-PIV.

Ce chapitre présentait les recherches amont réalisées. Davantage tourné vers l'application, le prochain chapitre propose une étude de procédés solaires.

Etude de procédés solaires

LES ÉTUDES amont sur l'analyse du couplage entre fluctuations de vitesse, gradient de température et/ou interface débouchent sur l'optimisation de procédés solaires. J'ai travaillé dans les deux filières productrices d'électricité : le solaire photovoltaïque et le solaire thermodynamique. La mécanique des fluides n'intervient pas dans les mêmes étapes de ces deux filières. Pour le solaire photovoltaïque, les problèmes de mécanique des fluides concernent les procédés d'élaboration du silicium et de dépôt de couches minces antireflets. Pour le solaire thermodynamique, c'est directement le procédé de production d'électricité qui met en jeu des problèmes de mécanique des fluides. Ce chapitre présente d'abord les travaux qui concernent la filière photovoltaïque puis ceux dédiés à la filière thermodynamique.

6.1 Elaboration de silicium photovoltaïque et dépôt de couches antireflets et de passivation

Parmi les nombreuses étapes de la fabrication de cellules photovoltaïques, deux étapes sont particulièrement consommatrices d'énergie : l'élaboration du silicium et le dépôt de couches minces. Ce sont les deux étapes sur lesquelles portent mes travaux réalisés en collaboration avec l'équipe Photovoltaïque, Plasmas, Couches Minces (PPCM) du laboratoire PROMES. Cette collaboration est opportune dans la mesure où l'étude de ces deux étapes de fabrication nécessite des compétences en plasmas, chimie et matériaux d'une part ainsi qu'en mécanique des fluides et turbulence d'autre part. De plus, les études de la littérature concernant ces procédés sont davantage focalisées sur la chimie, le plasma, la physique de la décharge, *etc* que sur l'influence de l'écoulement.

Concernant l'élaboration du silicium, le problème de mécanique des fluides concerne la prédiction de l'écoulement au sein du réacteur. En effet, le réacteur est très consommateur d'énergie : les barreaux de silicium à l'intérieur du réacteur sont chauffés à plus de 1000 °C et les parois sont refroidies pour être maintenues autour de 100 °C. Dans ces conditions, l'écoulement au sein du réacteur est à la fois turbulent et fortement anisotherme. Une meilleure connaissance de l'écoulement et des interactions entre la thermique et la dynamique permettrait d'optimiser le réacteur et ainsi de diminuer les coûts de production.

Concernant le dépôt de couches minces, je m'intéresse à l'influence de l'écoulement sur

la décharge et sur la vitesse de dépôt. Dans les deux cas, une meilleure compréhension de l'écoulement permettrait d'augmenter les cadences de fabrication, de diminuer les pertes en réactifs non utilisés et donc les coûts de production. J'étudie en particulier l'intérêt d'utiliser un écoulement turbulent pour augmenter la vitesse de dépôt.

Les problématiques amont de mécanique des fluides issues de la filière photovoltaïque sont donc en parfait accord avec la thématique de recherche de mon équipe Thermophysique et Ecoulements.

Cette partie présente successivement l'étude dédiée à l'élaboration du silicium puis celle concernant le dépôt de couches minces.

6.1.1 Elaboration de silicium photovoltaïque

Les résultats présentés ici sont issus d'une étude préliminaire réalisée avec Alain Dollet (Directeur de Recherches au sein de l'équipe PPCM du laboratoire PROMES) et Benoît Michel (alors en stage de master).

Le silicium utilisé dans l'industrie photovoltaïque se trouve dans la nature sous forme d'oxyde. Une réaction de carboréduction à haute température permet de produire du silicium métallurgique dont la pureté est comprise entre 96% et 99%. Le silicium est alors purifié le plus souvent par des procédés de dépôt chimique en phase vapeur (CVD) pour obtenir des barreaux d'une pureté de l'ordre de 99,99999%. Enfin, les barreaux sont concassés puis fondus et cristallisés en lingots ensuite débités en wafers (plaquettes).

Dans ce cycle de production, on s'intéresse à l'étape essentielle par CVD qui représente une part importante de la consommation énergétique totale et donc du coût du silicium solaire. Les réacteurs de CVD ont des géométries extrêmement complexes. Dans une première approche, on se place en coordonnées cylindriques avec le barreau de silicium sur l'axe de symétrie. Deux zones annulaires de la paroi du bas correspondent à l'entrée et à la sortie du fluide (voir figure 6.1). La taille du barreau augmente au cours du temps. La vitesse de croissance étant très lente devant les temps caractéristiques de l'écoulement, on travaille en régime stationnaire avec différentes tailles de barreaux. Le fluide est un mélange de dihydrogène et de trichlorosilane (TCS). Il est considéré comme un gaz parfait et ces propriétés sont déterminées à partir de loi de mélange. Le système d'équations à résoudre est constitué de l'équation de conservation de la masse, de l'équation de bilan de quantité de mouvement, de l'équation de conservation de l'énergie totale et de l'équation de transport des espèces. On est dans le cadre des équations quasi-compressible (à faible nombre de Mach). Le couplage entre turbulence et température est renforcé par la convection naturelle. Un phénomène important pour le transport des espèces est la thermo-diffusion. En entrée et en sortie, les vitesses moyennes sont de l'ordre de 0,3 m/s. Le barreau de silicium est chauffé à 1373 K et les parois extérieures (en haut et en bas du réacteur simplifié) sont refroidies par de l'eau à 380 K. Le nombre de Reynolds en entrée indique que l'écoulement sera un jet turbulent. L'écart de température entre le barreau de silicium et les parois refroidies génère une forte convection libre. Le nombre de Grashof supérieur à 10^8 indique que l'écoulement est très probablement turbulent au dessus du barreau de silicium. Les simulations ont été réalisées avec le logiciel commercial Fluent.

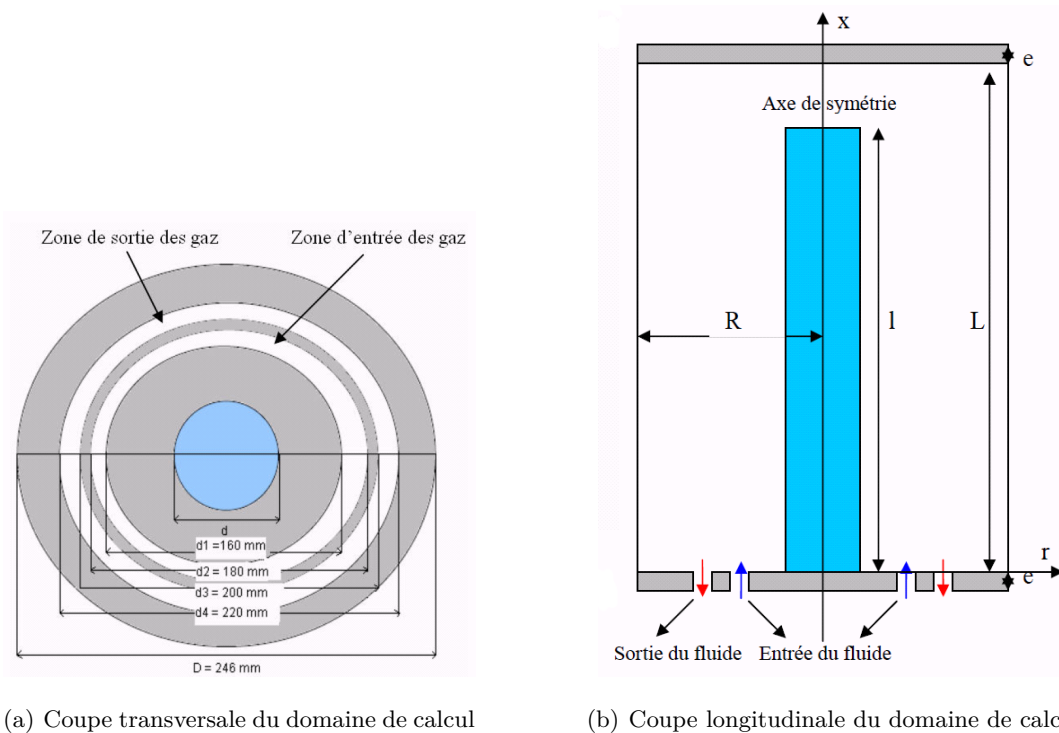


FIGURE 6.1 – Géométrie très simplifiée d'un réacteur CVD pour l'élaboration du silicium photovoltaïque. En bleu le barreau de silicium et en gris les parois en aluminium.

Les études de la littérature dédiées à ce type de réacteur supposent l'écoulement laminaire [20, 19]. Pour évaluer qualitativement l'impact de cette hypothèse, nous avons comparé les résultats obtenus avec ou sans modèle de turbulence. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle RNG $k - \epsilon$. Son utilisation a été préalablement validée à partir de la configuration de référence d'une cavité 2D dont les murs latéraux ont des températures imposées différentes [11, 40]. Dans le cas du réacteur d'élaboration de silicium, la comparaison des résultats montre que l'ajout d'un modèle de turbulence modifie peu la concentration de TCS (voir fig. 6.2). La vitesse de dépôt est donc assez peu impactée par l'ajout d'un modèle de turbulence. En revanche, les transferts thermiques entre le barreau et le fluide sont très fortement diminués lorsqu'on utilise un modèle de turbulence. Ainsi, dans une optique d'optimisation du procédé visant notamment à en minimiser la consommation énergétique, il est indispensable de prendre en compte la turbulence.

La vitesse de dépôt est non uniforme le long du barreau de silicium. La vitesse de croissance moyenne est d'environ $0,82 \mu\text{m}/\text{min}$ ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la littérature [19]. Le facteur limitant est la concentration de TCS qui est faible le long du barreau du fait de la consommation du réactif et des effets de la thermo-diffusion. Ceci implique une diminution de la vitesse de dépôt avec l'augmentation de la taille du barreau (voir fig. 6.3).

Les résultats présentés ici illustrent que, dans le photovoltaïque, une filière *a priori* éloignée des problèmes de mécanique des fluides, une meilleure compréhension des couplages entre turbulence et gradient de température permettrait d'optimiser certains procédés. Les calculs réalisés utilisent des modèles de type RANS dans un domaine bi-dimensionnel (axisymétrique). Par conséquent, les connaissances acquises sont relativement restreintes. Pour les augmenter significativement, il serait très intéressant de réaliser des calculs de SGET de réacteur de dépôt.

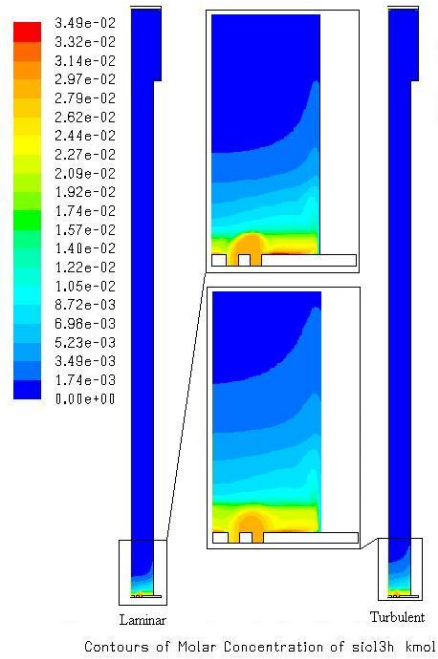


FIGURE 6.2 – Comparaison de la concentration molaire de TCS dans le réacteur de dépôt en laminaire et en turbulent.

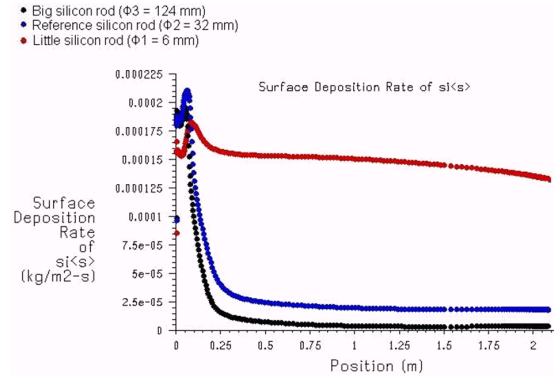


FIGURE 6.3 – Vitesse de dépôt le long du barreau de silicium de petit diamètre (rouge), de diamètre intermédiaire (bleu) et de grand diamètre (noir).

6.1.2 Dépôt de couches antireflets et de passivation

Cette partie résume les travaux réalisés en collaboration avec l'équipe PPCM et plus particulièrement Françoise Massines (Directrice de Recherche au laboratoire PROMES). Ils ont concernés les stages de master de Jonathan Iacono, Bruno Coudour, une partie de la thèse de Thomas Gaudy et le post-doctorat de Harry Nizard.

Pour obtenir de meilleurs rendements, la majorité des cellules photovoltaïques subissent un traitement de surface comprenant une couche antireflet en face avant ainsi qu'une couche de passivation en face avant et arrière. Actuellement, cette couche est généralement réalisée par CVD assisté par plasma à basse pression (LP-PECVD) ou par voie thermique (PVD). Ces techniques font de cette étape l'une des étapes les plus onéreuses dans la chaîne de fabrication des cellules photovoltaïques. Un procédé de dépôt à la pression atmosphérique (PA-PECVD) permettrait d'augmenter la vitesse de production et de réduire les coûts. J'ai travaillé avec Françoise Massines et son équipe pour mieux comprendre les écoulements au sein de deux procédés à pression atmosphériques. Le premier est un procédé en post décharge, le second en traitement direct. Dans les deux cas, la question est d'étudier l'impact d'un écoulement turbulent sur la décharge ou sur la vitesse de dépôt.

Procédé en post décharge

On parle de procédé en post décharge lorsque le traitement de surface se fait en dehors de la zone plasma. Le procédé étudié est appelé PlasmaStream[®]. Deux aiguilles intégrées dans les buses d'arrivée du gaz plasmagène (hélium) permettent de générer le plasma. Le précurseur arrive dans la décharge par une troisième buse d'injection au centre du tube (voir fig. 6.4).

L'étude réalisée a mis en évidence l'existence de deux régimes de fonctionnement : les régimes localisé et diffus. Le régime localisé est constitué d'une décharge se propageant dans deux canaux, le régime diffus d'une décharge se propageant de façon homogène dans tout l'espace de confinement. La figure 6.5 représente la courbe de transition entre ces deux régimes en fonction du gap (distance entre le tube de confinement et la paroi basse) et du débit. Les deux courbes illustrent un phénomène d'hystérésis suivant que la transition est obtenue en augmentant (courbe en pointillé bleu) ou en diminuant le gap (courbe en trait plein rouge).

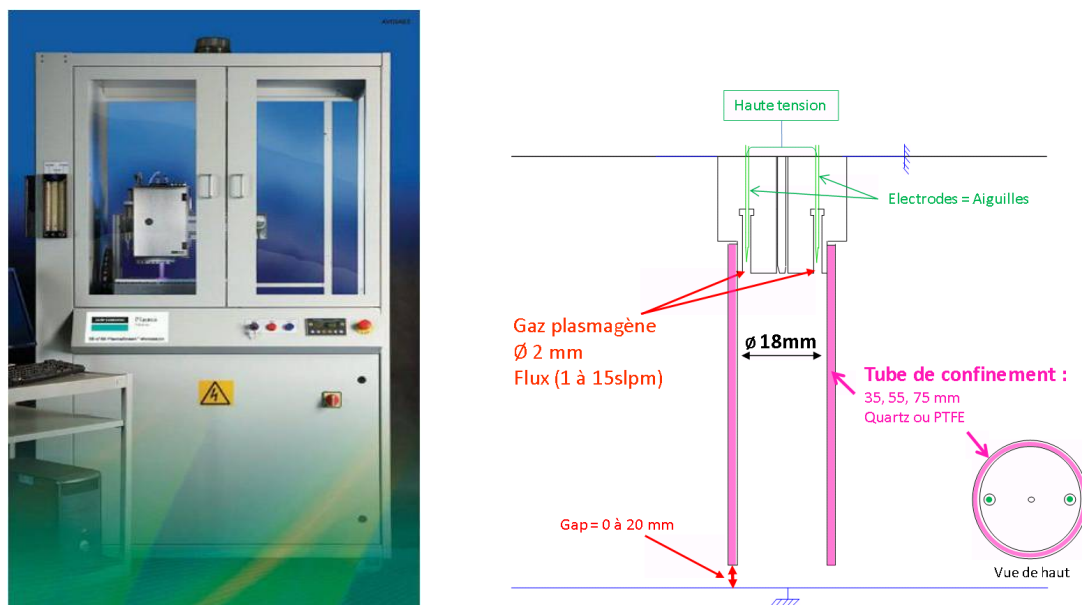


FIGURE 6.4 – Réacteur PlasmaStream[®] : photo de l'ensemble du réacteur et schéma de la tête (coupes verticales et horizontales).

Les simulations numériques de type RANS d'un jet confiné impactant une paroi ont montré un lien entre régime de décharges et régime d'écoulements. Pour simplifier les simulations, on considère une géométrie axisymétrique avec un seul jet positionné au centre du tube de confinement. Le régime de décharge localisé est associé à un écoulement laminaire et le régime de décharge diffus à un écoulement turbulent. On n'est cependant pas en présence d'un couplage entre écoulement et décharge. En effet, la nature de l'écoulement modifie la composition des gaz à l'intérieur de l'espace de confinement qui a son tour influence le régime de décharge. Il s'agit donc d'un effet indirect de l'écoulement sur la décharge. En écoulement laminaire, le jet d'hélium reste localisé au centre du tube. L'essentiel du volume de confinement est occupé par de l'air. La décharge se propageant beaucoup plus facilement dans l'hélium que dans l'air, le régime est localisé. En écoulement turbulent, le jet d'hélium s'ouvre beaucoup plus rapidement et occupe vite toute la section du tube de confinement (voir fig. 6.6). Il chasse alors l'air du volume confiné et la décharge se propage de façon homogène dans l'hélium : le régime est diffus. L'allure de la courbe de transition (voir fig. 6.5 et 6.6) est due à la présence de deux transitions laminaire-turbulent :

- En dessous de 4 slpm, l'écoulement à la sortie de la buse d'injection est laminaire. La réduction du gap en sortie force l'ouverture du jet. L'écoulement devient turbulent et empêche l'entrée d'air.
- Au dessus de 4 slpm, l'écoulement à la sortie de la buse d'injection est turbulent. L'ouverture rapide du jet entraîne une chute de la vitesse en sortie. La diffusion d'air à l'intérieur du tube est alors possible. Elle a pour effet de confiner les jets et donc de re-laminariser l'écoulement. Il faut alors réduire encore le gap pour maintenir le régime turbulent.

Cette analyse a permis de concevoir un nouveau tube de confinement pourvu d'une colerette en

partie basse qui empêche la diffusion d'air. La courbe de transition de cette nouvelle géométrie se caractérise par un domaine du régime turbulent plus grand et par une courbe monotone (le gap critique augmente toujours avec le débit d'entrée).

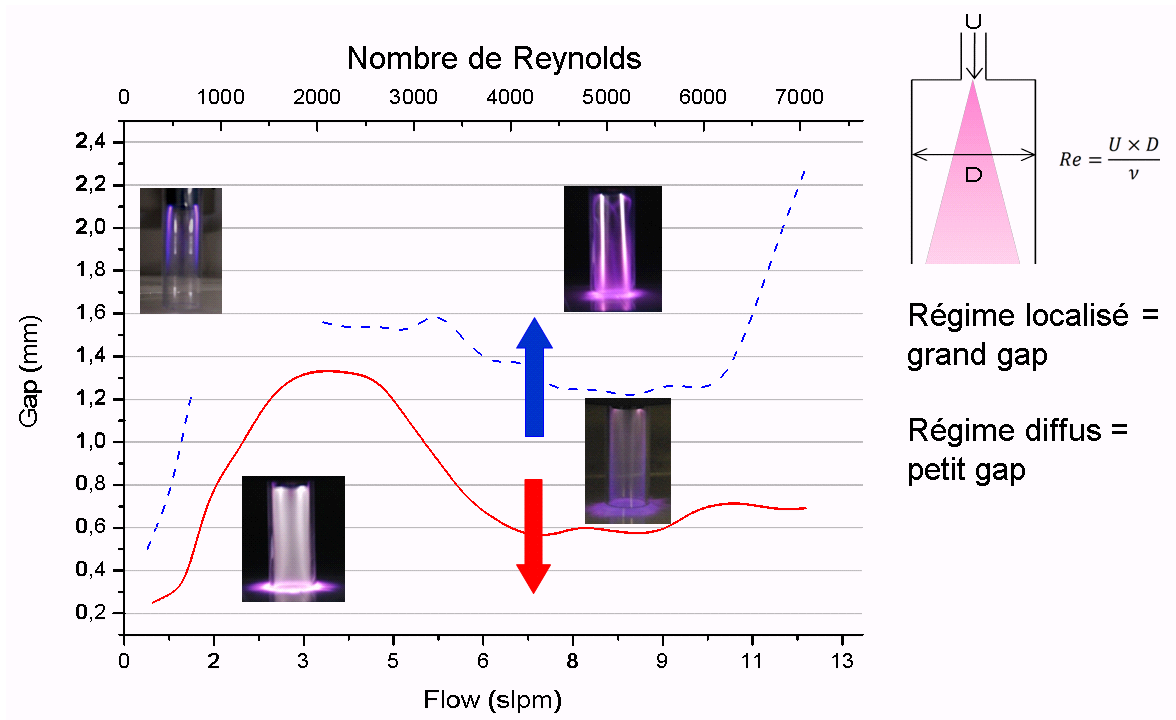


FIGURE 6.5 – Régimes obtenus dans le réacteur PlasmaStream® en fonction du flux de gaz total et de la distance entre le bas du tube de confinement et la surface impactée (gap). La transition est obtenue en faisant varier le gap et à flux de gaz constant. La courbe en trait plein correspond à une diminution du gap, celle en pointillé à une augmentation.

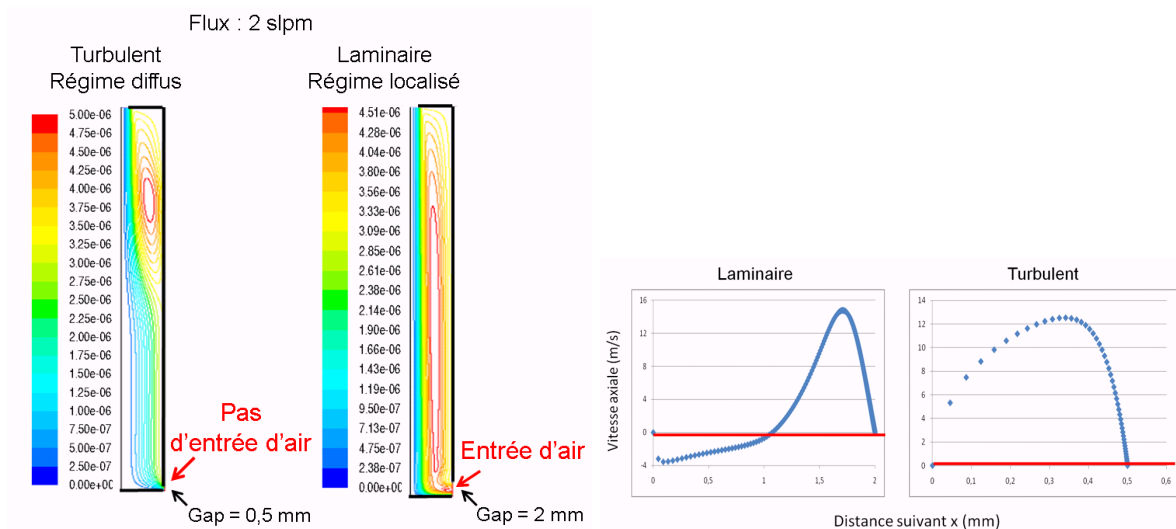


FIGURE 6.6 – Résultats des simulations de l'écoulement du gaz en régime laminaire et turbulent dans le réacteur PlasmaStream® : lignes de courant colorées par la norme de la vitesse à gauche et profils de vitesse au niveau du gap à droite. L'abscisse des profils de vitesse indique la distance au bas du tube de confinement (0 correspond au bas du tube et 2 ou 0,5 mm à la surface respectivement en régime laminaire et turbulent).

Du point de vue de l'application, il est très important que la décharge soit diffuse afin d'éviter la détérioration de la surface voire du wafer. Ainsi, l'étude de l'écoulement et de son effet indirect sur la décharge a permis une optimisation importante du procédé en favorisant le régime turbulent [34, 79]. La compréhension du fonctionnement du réacteur a permis la conception d'un nouveau tube de confinement optimisant l'obtention du régime diffus et le transfert des espèces réactives vers la surface. Le nouveau tube de confinement comporte une collerette en bas afin d'éviter l'entrée d'air. La figure 6.7 montre que cette géométrie conduit à une transition quasi linéaire entre les deux régimes. Du point de vue de la connaissance des transitions laminaire/turbulent, il n'existe pas à notre connaissance de courbe de transition pour des jets confinés impactants. Il serait très intéressant d'établir à l'aide de simulations fines et/ou d'expériences avec des mesures S-PIV la courbe de transition laminaire/turbulent. Un résultat plus quantitatif que la courbe qualitative obtenue visuellement à partir de l'aspect de la décharge serait une donnée importante.

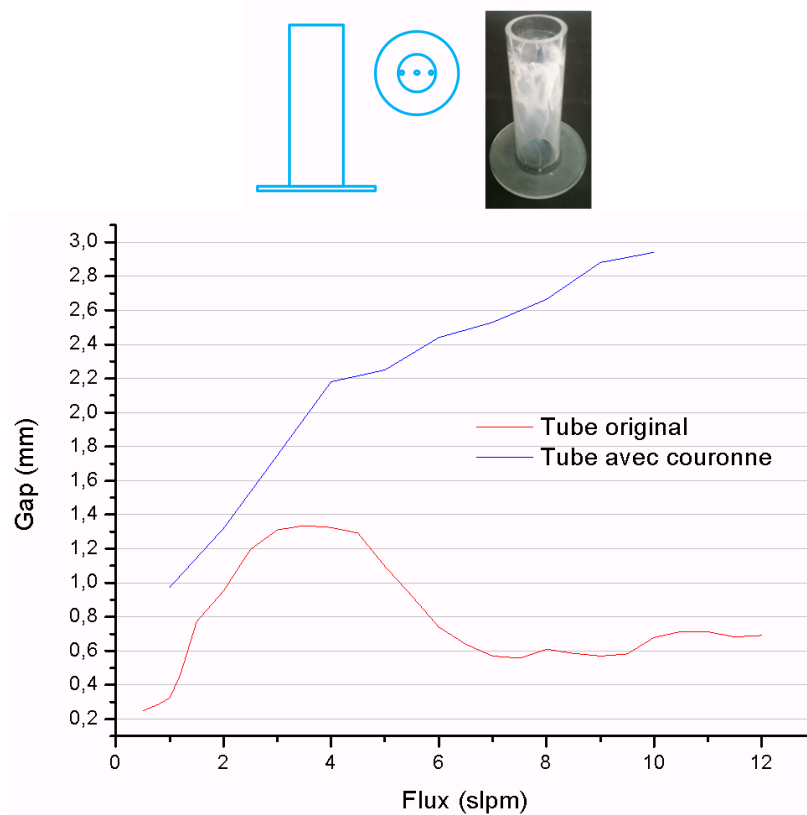


FIGURE 6.7 – Courbes de transition du réacteur PlasmaStream[®] avec le tube original et celui avec collerette. Un schéma et une photo du tube avec collerette sont donnés en haut. En évitant l'entrée d'air en vas du tube, la collerette accroît la plage d'obtention d'écoulement turbulent (faible gap) et donc du régime de décharge diffus.

Procédé en traitement direct

On parle de procédé en traitement direct lorsque le traitement de surface se fait dans la zone plasma. Dans ces procédés, l'écoulement a lieu parallèlement à la surface de dépôt. Dans le cas d'un écoulement laminaire établi, le seul mécanisme de transport des réactifs vers la surface est la diffusion des espèces. Parallèlement à la surface, le mécanisme principal est la convection. La convection étant dominante, une fois les réactifs en proche paroi consommés (collés à la surface), la couche de fluide en proche paroi n'a pas le temps de se repeupler. L'idée consiste à

travailler en écoulement turbulent pour amener vers la surface et par convection turbulente les réactifs restant. Pour évaluer le potentiel de cette idée, nous avons d'abord regardé l'impact de l'intensité turbulente sur la vitesse de dépôt sans simuler la zone de création de turbulence. Puis, nous avons fait abstraction de la zone de dépôt pour étudier différentes géométries permettant de générer de la turbulence. Enfin, nous nous sommes intéressés au cas complet simulant la zone de création de turbulence et la zone de dépôt.

Dans toute cette étude, la chimie est simplifiée à l'extrême. On ne considère qu'une équation de concentration pour les réactifs avec une condition à la limite de consommation (collage des espèces à la surface) dans la zone plasma. En supposant que la consommation est directement proportionnelle à la concentration à la surface, la condition à la limite s'écrit :

$$D\nabla c \cdot \mathbf{n} = \alpha c \quad (6.1)$$

où D est le coefficient de diffusion, c la concentration, \mathbf{n} la normale à la surface et α le coefficient de collage. Plusieurs valeurs du coefficient de collage α ont été essayées. On s'intéresse ici à une valeur forte du coefficient de collage $\alpha = 0,1 \text{ m/s}$ de telle sorte que le mécanisme de transport des espèces vers la surface soit le phénomène limitant.

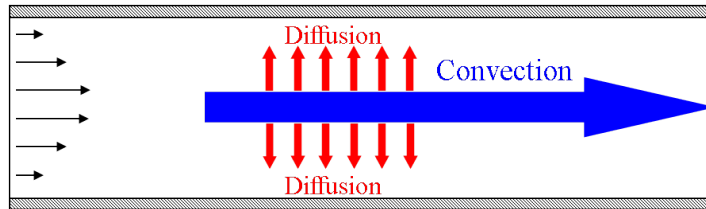


FIGURE 6.8 – Compétition entre les différents mécanismes de transport des réactifs en écoulement laminaire établi.

Tout d'abord, on fait abstraction de la façon dont on génère la turbulence. On se place en canal plan 2D avec une vitesse imposée en entrée (5 m/s), une pression imposée en sortie, une paroi (vitesse nulle et condition à la limite (6.1) pour la concentration) sur la frontière basse et une symétrie en haut. On étudie directement l'impact de la turbulence sur la vitesse de dépôt en faisant varier la valeur de l'énergie cinétique turbulente en entrée. On montre que la turbulence augmente la vitesse de dépôt par deux mécanismes : la modification du profil de vitesse moyen et l'ajout de convection turbulente en direction de la paroi. La figure 6.9 illustre que l'augmentation de l'intensité turbulente en entrée du domaine diminue l'épaisseur de la couche limite dynamique. La figure 6.10 illustre le même phénomène pour le profil de concentration. Ce phénomène est bien sûr favorable à une augmentation de la vitesse de dépôt car il permet d'alimenter la surface en réactifs. Dans le modèle utilisé, la convection turbulente est modélisée par un coefficient de diffusion turbulente avec un nombre de Schmidt turbulent constant. On peut donc isoler l'effet de la modification du profil de vitesse moyenne en mettant artificiellement le coefficient de diffusion turbulente à zéro. Pour une énergie cinétique turbulente en entrée de $703 \text{ m}^2/\text{s}^2$, on montre qu'en moyenne sur toute la zone de dépôt, le gain par rapport au cas laminaire est de 3,7% grâce à la modification du profil de vitesse et de 7,6% grâce à la diffusion turbulente soit de 11% au total. En augmentant l'énergie cinétique turbulente en entrée, on augmente ce gain et la proportion de 1/3 lié au profil de vitesse, 2/3 lié à la diffusion turbulente est conservée. Ce gain est relativement modeste. Cependant, on ne prend pas en compte ici le chauffage de la paroi qui augmente l'effet positif de la turbulence. En effet, la turbulence permet d'intensifier le transfert entre la paroi et le gaz qui est alors plus chaud. La diffusion moléculaire augmentant avec la température, la vitesse de dépôt augmente. De plus, le gain a essentiellement lieu en début de domaine où la turbulence est la plus intense. Ainsi, en réagissant l'écoulement de façon périodique pour homogénéiser le champ

de concentration, il devrait être possible d'augmenter significativement le gain obtenu. Enfin, dans le procédé industriel, les wafers sont en mouvement pendant le traitement de surface. En égalisant la vitesse moyenne du gaz et la vitesse de déplacement des wafers, on annule la vitesse relative du gaz et on supprime ainsi la couche limite en vitesse. Ceci facilite l'alimentation en réactifs de la surface et augmente la vitesse de dépôt. L'augmentation est d'environ 10% pour la valeur d'énergie cinétique turbulente de $703 \text{ m}^2/\text{s}^2$ choisie à titre d'exemple dans ce paragraphe.

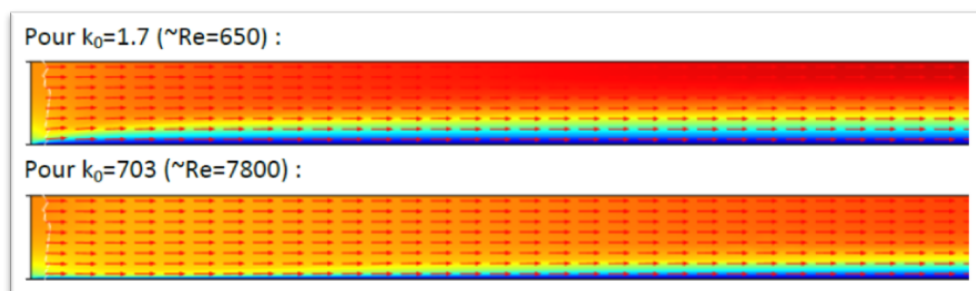


FIGURE 6.9 – Impact de la valeur d'énergie cinétique turbulente en entrée sur le champ de vitesse. Les valeurs du nombre de Reynolds correspondent au nombre de Reynolds de l'écoulement en jet confiné permettant d'obtenir le niveau d'énergie cinétique turbulente imposé en entrée.

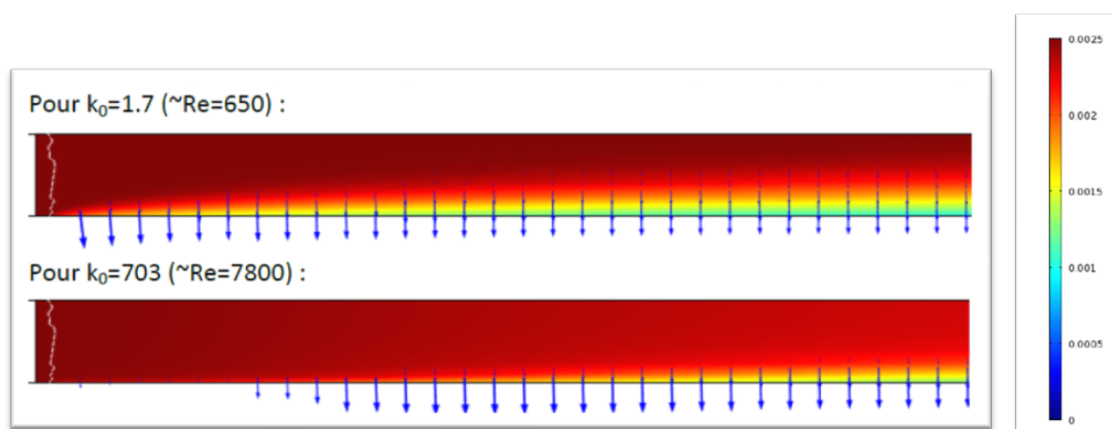


FIGURE 6.10 – Impact de la valeur d'énergie cinétique turbulente en entrée sur le champ de concentration. Les flèches représentent le transport des réactifs par diffusion.

Pour générer de la turbulence sans augmenter le débit moyen, il faut ajouter des obstacles, réduire fortement la section de passage pour créer du cisaillement. L'expérience acquise dans le cas de PlasmaStream nous a orientés vers des configurations de type jet. A l'aide du logiciel commercial Comsol, nous avons étudié à partir de simulations numériques de type RANS l'impact des diamètres des jets, de leur nombre, de la distance les séparant, de leur distance à la paroi impactée, de leur volume de confinement et de leur orientation sur la création de turbulence. La figure 6.11 montre par exemple que l'énergie cinétique turbulente décroît rapidement à partir de l'injection. Il faut donc que la paroi impactée soit la plus proche possible. Ce résultat est cohérent avec ceux de la littérature sur l'intensification des transferts thermiques qui préconise une distance inférieure à 0,5 fois le diamètre du jet. Nous avons aussi montré qu'un faible nombre de jets permet d'obtenir un fort maximum d'énergie cinétique turbulente. En revanche, la distribution est alors très inhomogène. Pour remédier à ce problème d'inhomogénéité qui se répercute forcément sur la qualité de la couche antireflet, nous avons

introduit un fil juste après les jets (voir configuration C fig. 6.12).

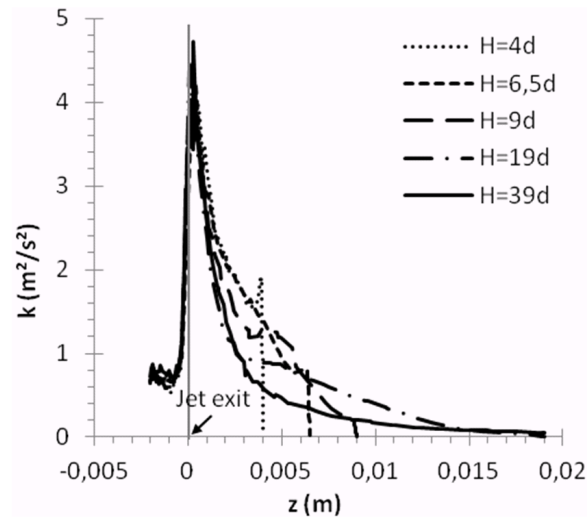


FIGURE 6.11 – Effet de la distance de la paroi impactée.

Dans la dernière étape de l'étude, on s'intéresse au cas complet qui simule à la fois la zone de création de turbulence et la zone de dépôt. Précisons que, dans ce cas, les simulations sont réalisées en anisotherme. En effet, la réaction pour le traitement de surface nécessite un apport de chaleur. Par ailleurs, comme la diffusion des réactifs augmente avec la température, chauffer la surface favorise le transport des réactifs. Trois des nombreuses géométries que nous avons comparées sont présentées figure 6.12. Elles correspondent respectivement au cas laminaire (A), au cas des jets impactant (B) et à celui des jets impactant avec un fil (C). La figure 6.13 montre que la vitesse de dépôt est sensiblement augmentée dans les cas turbulents (B et C). En moyenne, le gain est de 15%. On remarque que la configuration B a une vitesse de dépôt inhomogène (rapide entre les jets). L'ajout du fil dans la configuration C permet d'homogénéiser la vitesse de dépôt en conservant le gain de 15%. L'analyse de l'écoulement montre que le gain est un effet indirect de la turbulence. En effet, l'énergie cinétique turbulente est quasiment nulle dans la zone de dépôt. En revanche, elle est importante à l'impact des jets (en amont de la zone plasma). Cela permet d'augmenter le transfert entre la paroi chauffée et le gaz. La température du gaz et sa diffusion moléculaire sont alors plus élevées et plus homogènes (voir fig. 6.14). Ainsi, dans les configurations B et C, c'est finalement la diffusion moléculaire qui explique l'augmentation de la vitesse de dépôt.

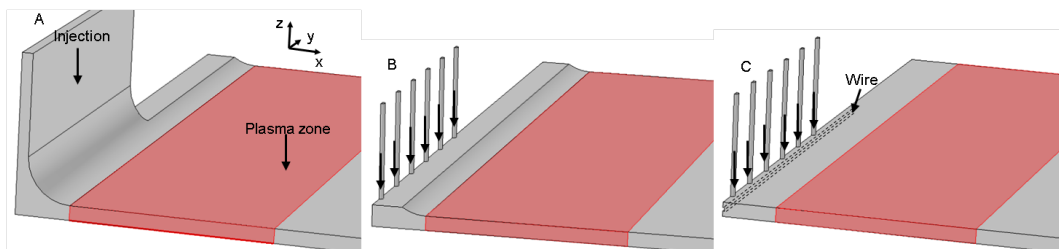


FIGURE 6.12 – Schéma des géométries des cas : laminaires, jets impactants et jets impactants avec un fil.

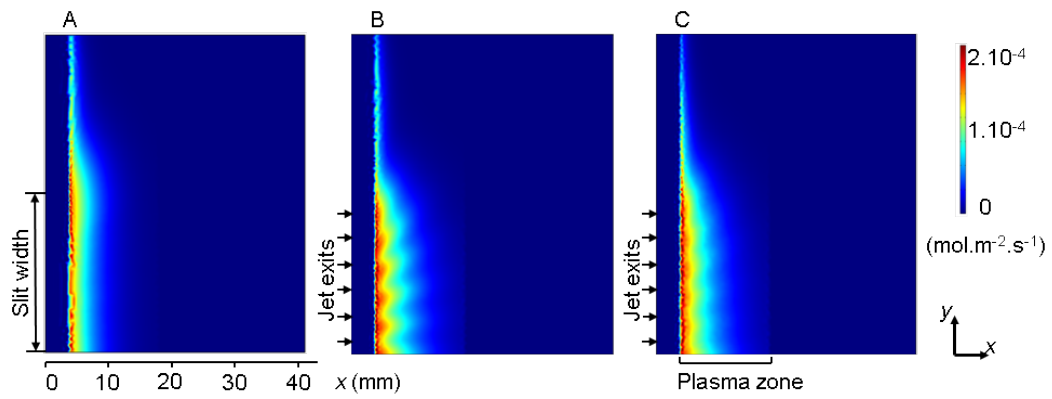


FIGURE 6.13 – Vitesse de dépôt pour les géométries des cas : laminaire, jets impactants et jets impactants avec un fil.

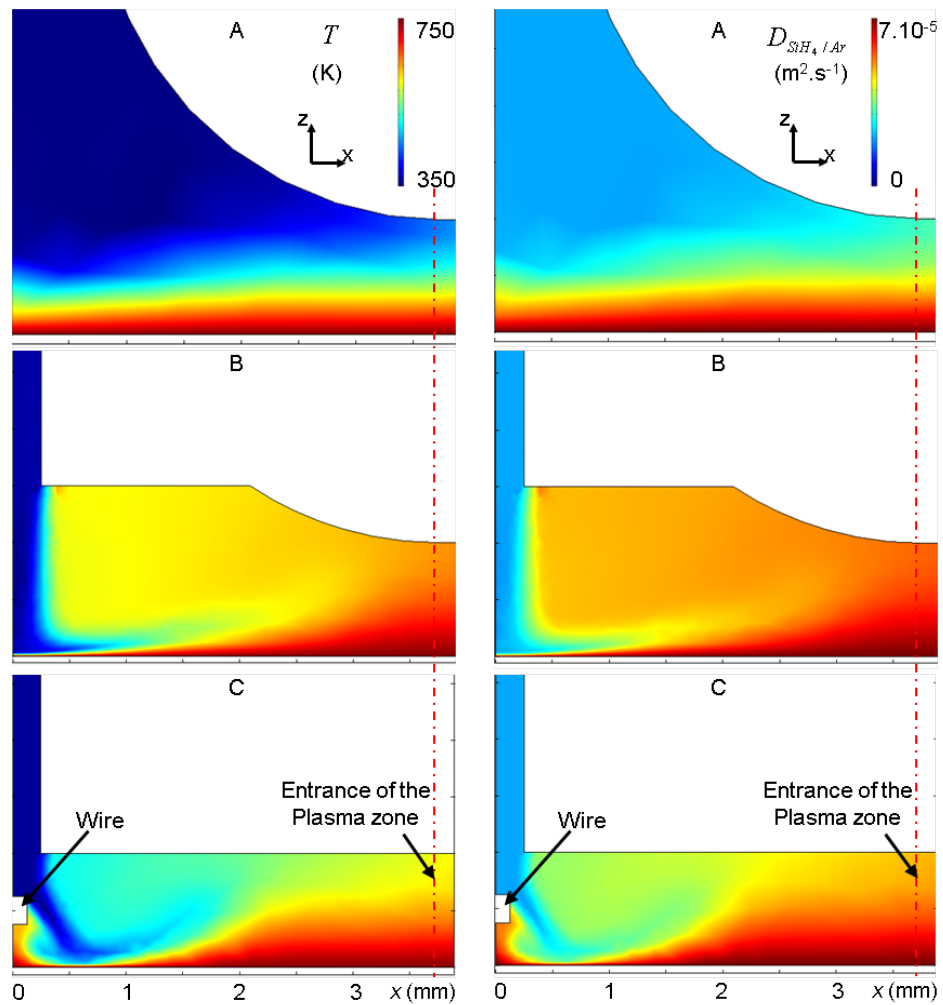


FIGURE 6.14 – Champs de température et de diffusion pour les géométries des cas laminaire, jets impactant et jets impactant avec un fil.

Ce travail sur la vitesse de dépôt pour les procédés à traitement direct est une étude paramétrique préliminaire. Le modèle utilisé ne permet pas de connaître précisément les niveaux de turbulence produits mais il permet de comparer au moins d'un point qualitatif les différentes géométries entre elles. Nous avons montré que la turbulence permet d'augmenter la vitesse de dépôt. Du point de vue de l'application, il est très important que le dépôt soit homogène. Il serait donc intéressant de réaliser des SGET afin d'avoir des résultats plus précis et plus complets. On pourrait alors estimer l'écart type de la vitesse de dépôt dû aux phénomènes turbulents. Des comparaisons entre les échelles de temps de la turbulence et celles des réactions chimiques en jeu devraient permettre d'étudier l'impact de la turbulence sur l'homogénéité du dépôt.

6.1.3 Conclusion sur la filière photovoltaïque

J'ai étudié deux étapes de fabrication des cellules photovoltaïques : l'élaboration du silicium et le dépôt de couches minces. Dans les deux cas, c'est l'écoulement qui permet de transporter les réactifs jusqu'à la surface. Son impact est donc potentiellement important pour l'efficacité de ces procédés.

Concernant l'élaboration du silicium, nous avons vu que la prise en compte de la turbulence modifiait de façon importante les transferts thermiques au sein du réacteur et peu la vitesse de dépôt. Ces résultats sont à considérer avec précaution car la géométrie a été très simplifiée et le modèle de turbulence utilisé ne tient pas compte des phénomènes instationnaires de l'écoulement. Pour étudier de façon plus précise l'écoulement au sein des réacteurs d'élaboration du silicium, il serait intéressant de réaliser des simulations fines de type simulation des grandes échelles.

Concernant le dépôt de couches minces, j'ai étudié un procédé en post décharge et un procédé à traitement direct. Le procédé en post décharge a pu être optimisé grâce à la compréhension de l'effet de l'écoulement sur la décharge. En particulier, nous avons montré que le régime d'écoulement turbulent favorise un régime de décharge diffus nécessaire à l'application visée. L'étude de la transition laminaire/turbulent d'un jet impactant confiné a été réalisée visuellement à partir de l'aspect de la décharge. Il serait très intéressant d'étudier cette transition à partir de simulations numériques fines et de mesures S-PIV. Pour le procédé à traitement direct, les résultats numériques montrent que la turbulence favorise le transport des réactifs vers la surface. Cependant, les gains simulés sont relativement faibles. Je travaille actuellement avec Françoise Massines sur d'autres façons d'augmenter la vitesse de dépôt. Les pistes les plus prometteuses sont le défilement des cellules et la séparation de la zone plasma en différentes sous-zones. Le défilement des cellules permet de diminuer la vitesse relative entre le gaz et les cellules. La séparation de la zone plasma en différentes sous-zones permet d'attendre que les réactifs soient suffisamment proche de la paroi.

6.2 Récepteurs solaires à haute température

L'énergie solaire concentrée représente une source propre virtuellement infinie [103]. La filière thermodynamique des centrales à tour présente un potentiel important de conversion de l'énergie solaire en électricité. Les technologies actuelles utilisent des cycles à vapeur adaptés aux températures de sortie des récepteurs (400 à 600°C). Pour améliorer le rendement de ces centrales, la voie la plus prometteuse est l'utilisation d'un cycle à gaz (voir fig. 6.15). Il faut alors développer des récepteurs délivrant de l'air pressurisé à très haute température tout en maintenant les pertes de charge à des niveaux raisonnables.

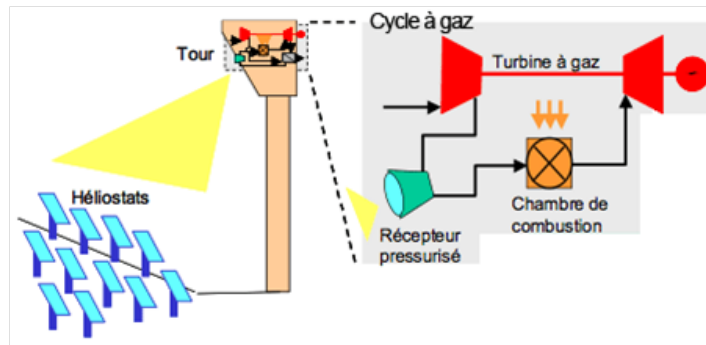


FIGURE 6.15 – Schéma de principe d'une centrale solaire à tour dont le fluide caloporteur est de l'air pressurisé.

Notre stratégie utilise une approche modulaire pour développer un récepteur surfacique délivrant de l'air à 1000°C et à 10 bar. Cette approche consiste à découper le récepteur en module élémentaire (voir fig. 6.16) et à optimiser l'architecture interne du module afin d'intensifier les transferts thermiques tout en maintenant les pertes de charge à des niveaux raisonnables. Les débits et les dimensions sont tels que les écoulements sont turbulents. D'autres études concernent l'intensification des transferts en régime laminaire [65]. Notre travail est original d'une part par l'utilisation du carbure de silicium (SiC) de Boostec et d'autre part par le développement d'une géométrie interne innovante. Il est important de noter que, même si le matériau utilisé impose des contraintes géométriques, il est tout à fait possible de développer d'autres géométries en carbure de silicium et d'usiner la géométrie proposée avec d'autres matériaux (métalliques par exemple). Notre choix s'est porté sur le développement d'un échangeur de type canal plan muni d'une architecture pariétale particulière adaptée à un chauffage asymétrique (le rayonnement solaire concentré n'est reçu que par une face). Afin d'augmenter la surface d'échange et d'intensifier les échanges convectifs locaux, nous avons développé une architecture interne innovante qui associe des générateurs de tourbillons et des riblets (voir fig. 6.17). Pour comparer les performances de cette géométrie à une géométrie classique, nous avons également optimisé une géométrie à ailettes considérée comme la géométrie de référence.

Les travaux décrits dans cette partie ont été réalisés par Xavier Daguenet et Arnaud Colléoni durant leurs thèses co-encadrées avec Gabriel Olalde. Nous présentons d'abord les simulations numériques moyennées qui ont permis d'optimiser la géométrie et les simulations numériques fines qui ont permis de caractériser la géométrie optimisée. Puis, nous utilisons les expérimentations en soufflerie pour évaluer les codes de calcul et pour estimer les coefficients d'échange et de frottement. La conception et le test d'un prototype solaire sont alors réalisés. Enfin, on passe à la dernière étape de l'approche multi-échelles en donnant un exemple de dimensionnement d'un récepteur solaire industriel.

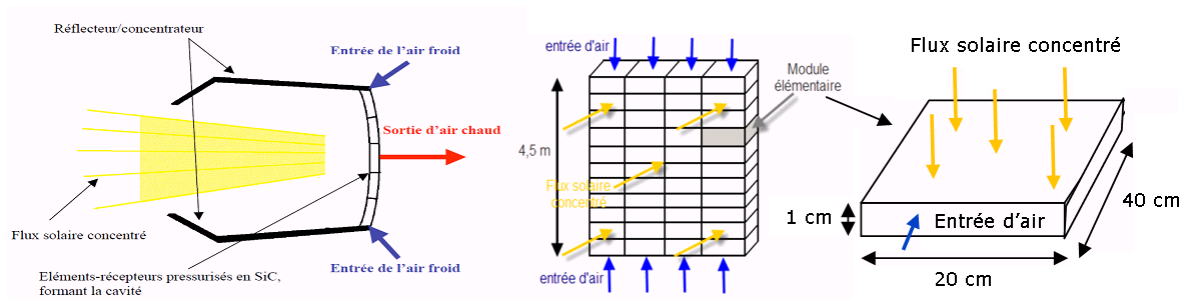


FIGURE 6.16 – Schéma de principe de l'approche modulaire pour l'optimisation des récepteurs solaires.

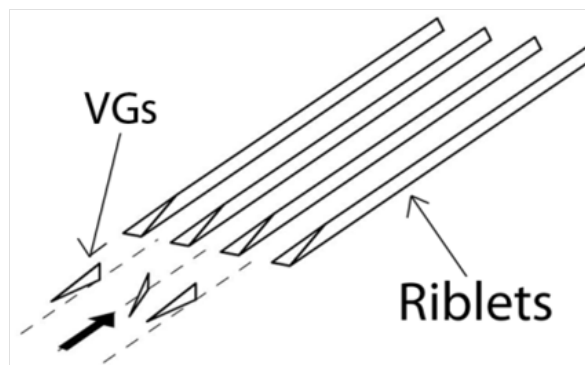


FIGURE 6.17 – Architecture interne innovante associant générateurs de tourbillons (VGs pour *vortex generators* en anglais) et riblets.

6.2.1 Simulations numériques moyennées et fines

Afin de disposer d'une référence pour évaluer le potentiel de la combinaison générateurs de tourbillons et riblets (géométrie innovante), on commence par optimiser une géométrie classique à ailettes.

Géométrie à ailettes

L'étude de la géométrie à ailettes a fait l'objet d'une publication [16].

On appelle géométrie à ailettes un absorbeur solaire constitué de canaux indépendants et de section rectangulaire (voir fig. 6.18). Les ailettes sont les parties solides séparant les canaux. La géométrie à ailettes étant relativement simple, nous avons déterminé le nombre d'étages du récepteur et le nombre d'ailettes en utilisant des corrélations pour le calcul des pertes de charges et de la température de sortie du récepteur. La géométrie choisie (2 étages et 360 ailettes) est celle qui respecte le critère du maximum de pertes de charge autorisé. Cette géométrie est alors étudiée par des simulations de type RANS et SGET avec les équations à faible nombre de Mach. Le logiciel utilisé est le logiciel Trio_U. Les simulations de type RANS étant plus rapides, nous avons montré dans ce cas l'importance de résoudre l'équation de température dans la paroi et de prendre en compte le rayonnement entre les parois solides [16]. La figure 6.19 illustre le fait que seule la résolution dans la paroi permet de tenir compte

précisément du chauffage asymétrique. Par ailleurs, la comparaison des pertes de charge et des températures de sortie obtenues avec les corrélations et avec les simulations RANS et LES montre que les corrélations surestiment les pertes de charge et les températures de sortie.

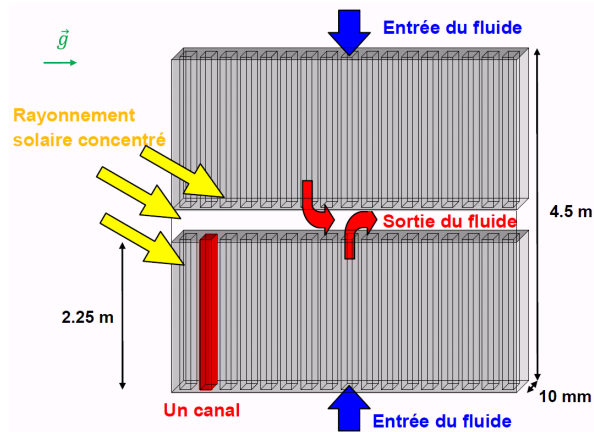
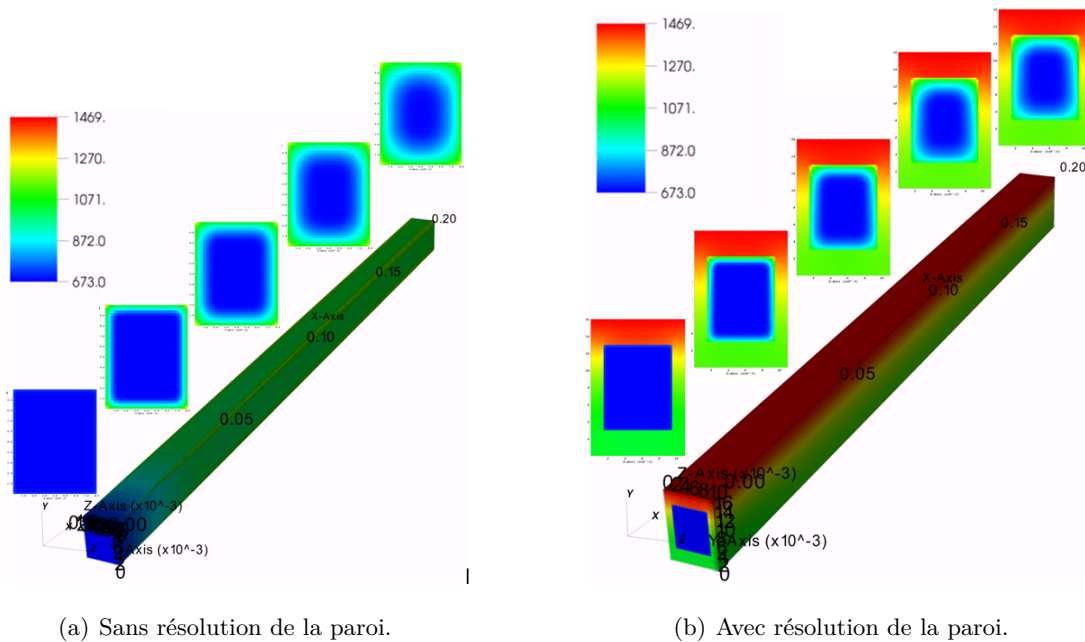


FIGURE 6.18 – Schéma d'un absorbeur solaire à deux étages avec une géométrie classique à ailettes.



(a) Sans résolution de la paroi.

(b) Avec résolution de la paroi.

FIGURE 6.19 – Profils de température moyenne au sein d'un canal de récepteur solaire à ailettes obtenus par simulation numérique de type RANS.

Géométrie innovante

L'étude de la géométrie innovante combinant générateurs de tourbillons et riblets a donné lieu à une publication [14].

Du fait des géométries complexes et de la difficulté de prise en main du logiciel Trio_U¹ (décrit dans le chapitre 1), les simulations ont ici été réalisées avec le logiciel commercial

1. Du point de vue de la prise en main d'un logiciel, il serait intéressant que le laboratoire PROMES possède

Fluent. Il serait intéressant de reconduire les simulations fines avec le logiciel Trio_U pour comparer les résultats obtenus et les temps de calcul. Cela permettrait également de regarder des statistiques d'ordre élevé difficiles à obtenir avec Fluent. De nombreuses simulations ont été réalisées avec le modèle de turbulence RSM, en négligeant la gravité (convection forcée) et en résolvant les équations à bas nombre de Mach pour prendre en compte le couplage vitesse-température. Chaque maillage contient environ six millions de cellules. La sous-couche visqueuse est capturée ($y^+ < 5$ à la paroi). Les calculs sont réalisés sur un serveur local sur 8 processeurs. Chaque géométrie nécessite un temps de calcul d'environ trois jours. Les paramètres géométriques optimisés sont la hauteur des générateurs de tourbillon, l'espacement des riblets, la taille et la forme des riblets. On peut classer en trois grandes familles les géométries de riblets évaluées (voir fig. 6.20) :

- riblets triangulaires,
- riblets dissymétriques,
- riblets elliptiques et demi-ailettes.

Pour comparer les différentes géométries, nous avons utilisé deux critères de comparaison : le coefficient de performance n et l'énergie cinétique turbulente adimensionnée $k^+ = \frac{k}{u_\tau^2}$. Le coefficient de performance prend en compte la modification de la section de passage (Sp), les transferts thermiques (via le nombre de Nusselt Nu) et les pertes de charges (via le coefficient de frottement Cf) :

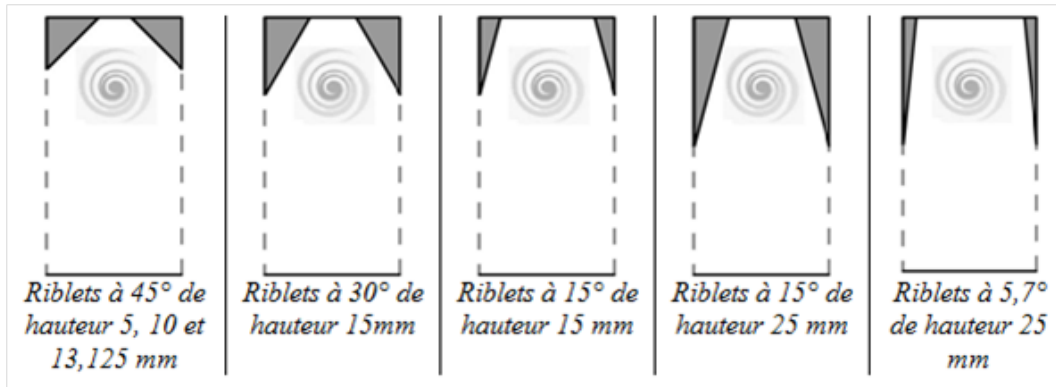
$$n = \frac{Nu}{Nu_0} \left(\frac{Cf}{Cf_0} \right)^{-1/3} \left(\frac{Sp}{Sp_0} \right)^{2/3} \frac{\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} \quad (6.2)$$

L'énergie cinétique turbulente adimensionnée est un critère intéressant car il peut être utilisé avec des résultats expérimentaux obtenus en écoulement isotherme. L'énergie cinétique turbulente est une mesure du mélange et la vitesse de frottement une mesure des pertes de charge. Le classement des géométries est semblable avec ces deux critères mais l'énergie cinétique turbulente adimensionnée n'est pas un critère suffisant. L'étude paramétrique montre que l'espacement doit être le plus faible possible, les riblets doivent être les plus fins et les plus grands possibles, les générateurs de tourbillons doivent être les plus grands possibles et faire au maximum la moitié de la hauteur du canal.

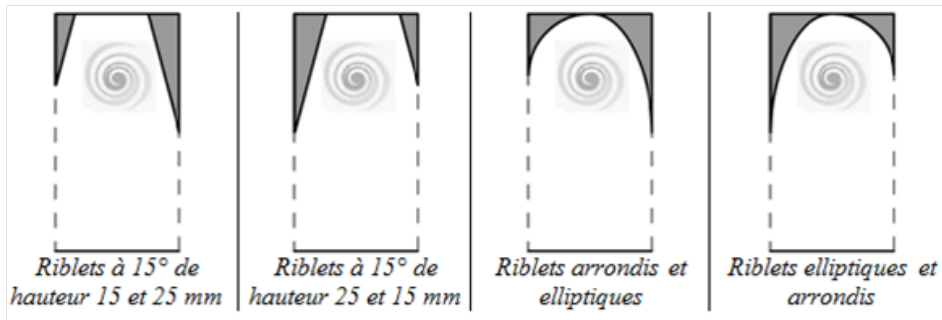
La géométrie optimisée est alors caractérisée à l'aide d'une simulation fine de type SGET. Cette simulation a été réalisée sur une largeur contenant quatre générateurs de tourbillons (voir l'image du haut de la fig. 6.21). Les modèles de sous-maille utilisés sont le modèle de WALE pour la vitesse [94] et le modèle à nombre de Prandtl turbulent constant pour la température. Le maillage contient 65 millions de mailles avec un $y^+ < 4$. Le calcul a été réalisé en trois mois au CINES sur 128 processeurs. Les figures 6.21 et 6.22 comparent les résultats obtenus avec les modèles de type RANS ou SGET. Les différences obtenues sont en accord avec la littérature. Les modèles de type RANS surestiment les pertes de charge et les transferts thermiques (voir fig. 6.21). Il est important de noter que les surestimations des modèles RANS ne modifient pas le classement des géométries lors de l'étude d'optimisation. En revanche, une fois la géométrie sélectionnée cela conduit à une caractérisation erronée. Cela est très problématique pour le dimensionnement du récepteur complet. Pour palier à cette difficulté, notre stratégie consiste à développer des corrélations précises à partir de simulations fines et d'expériences. La figure 6.22 représente les lignes de courant et les profils de vitesse moyenne dans la direction de l'écoulement pour les simulations RANS et SGET à différentes positions. L'amplitude de la vitesse principale est très semblable en RANS et

son propre code de CFD. L'expertise serait alors entièrement au laboratoire et la transmission serait plus aisée. Un outil basé sur les méthodes LBM est une piste que j'envisage (voir la discussion du paragraphe 2.2.5 du chapitre 2). Une autre solution que j'étudie est l'utilisation du logiciel libre OpenFoam. Ce logiciel permet à la fois de profiter d'outils partagés par une vaste communauté d'utilisateurs et de développer des modules spécifiques comme, par exemple, l'implémentation de tel ou tel modèle de turbulence.

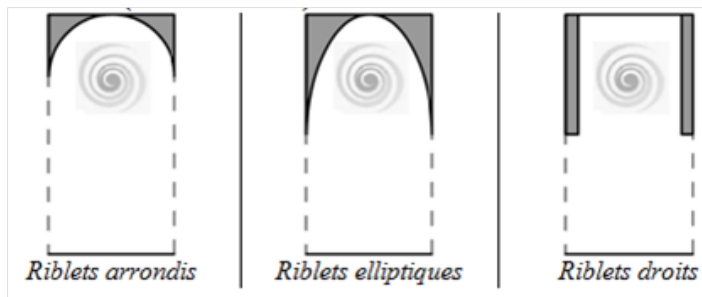
SGET. Les différences entre les deux types de simulations sont plus visibles sur les lignes de courant. Jusqu'à l'entrée du tourbillon dans l'espace inter-riblets ($x/\delta = 6,6$), les lignes de courant sont quasiment identiques en RANS et SGET. En revanche, à partir de $x/\delta = 8$, deux tourbillons secondaires sont créés à la base des riblets : en SGET, ils grossissent alors qu'ils finissent par disparaître en RANS. Enfin, en RANS, la forme du tourbillon devient elliptique alors qu'en SGET, elle reste arrondie.



(a) Riblets triangulaires



(b) Riblets dissymétriques



(c) Riblets elliptiques et demi-ailettes

FIGURE 6.20 – Les trois familles de géométries de riblets évaluées.

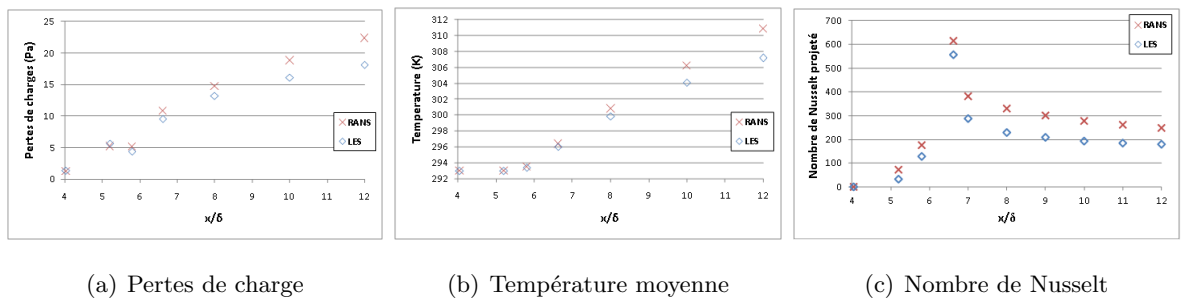


FIGURE 6.21 – Comparaison des pertes de charges, température moyenne et nombre de Nusselt obtenus par simulations de type RANS ou SGET.

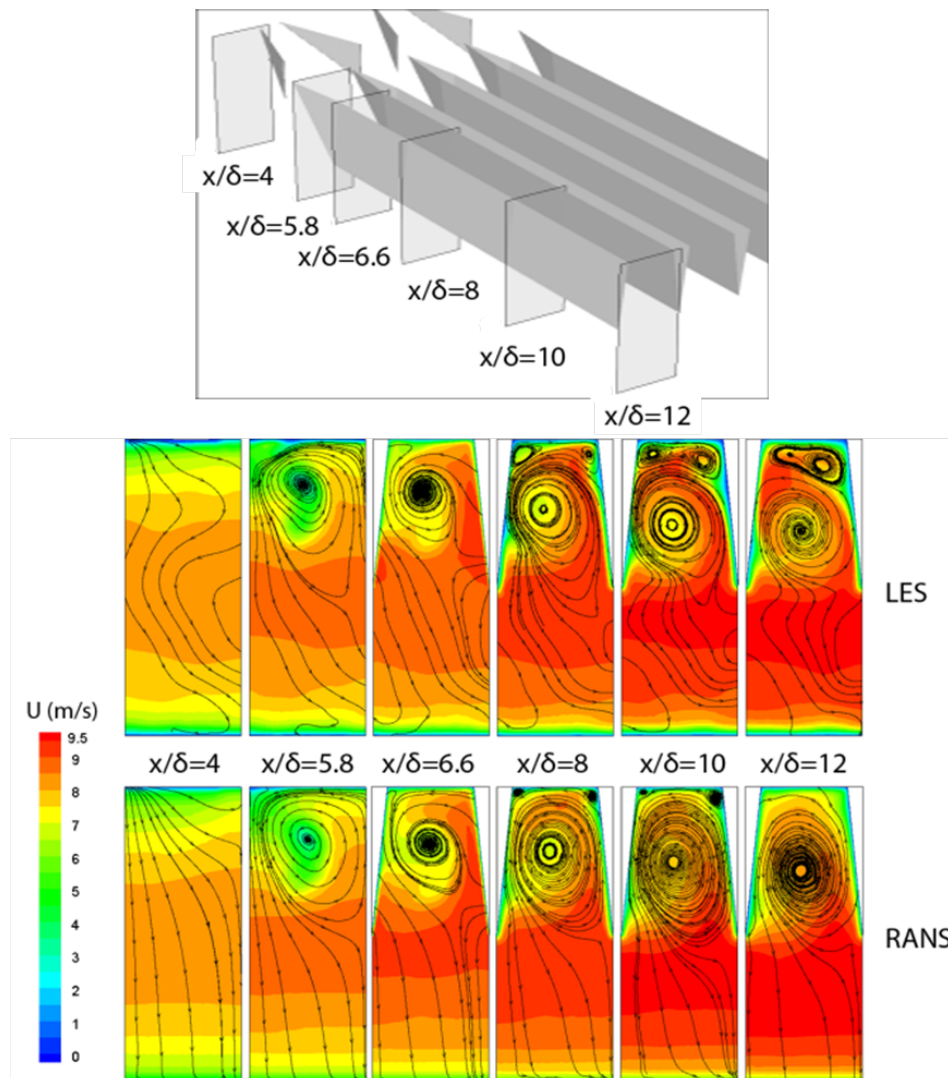


FIGURE 6.22 – Comparaison des lignes de courant et des profils de la vitesse moyenne dans la direction de l'écoulement obtenus par simulations de type RANS ou SGET à différentes positions.

6.2.2 Expérimentations en soufflerie

Au moment de la rédaction de ce mémoire, nous n'avons pas encore réalisé de mesures S-PIV en écoulement anisotherme. Nous présentons donc d'abord les mesures S-PIV dans le paragraphe expérimentations isothermes puis les mesures de pertes de charge et de coefficient d'échange au paragraphe expérimentations anisothermes.

Expérimentations isothermes

Un des grands intérêts des mesures S-PIV est la comparaison avec des codes de calcul. Pour des raisons de temps de calcul, nous n'avons pas conduit en isotherme de SGET sur la géométrie optimisée. Les comparaisons avec l'expérience n'ont donc été réalisés qu'avec une simulation de type RANS. La figure 6.23 montre que les différences entre simulation RANS et mesures S-PIV sont très similaires à celles obtenues entre simulations RANS et SGET (voir fig. 6.22). On retrouve en S-PIV l'accroissement du tourbillon secondaire à la base du riblets et la forme arrondie du tourbillon principal. La figure 6.24 représente les pertes de charge mesurées et simulées en canal plan lisse et texturé. Dans le cas du canal plan lisse, les simulations sont en parfait accord avec les mesures. Dans le cas du canal plan texturé, on retrouve que les simulations de type RANS surestime les pertes de charge.

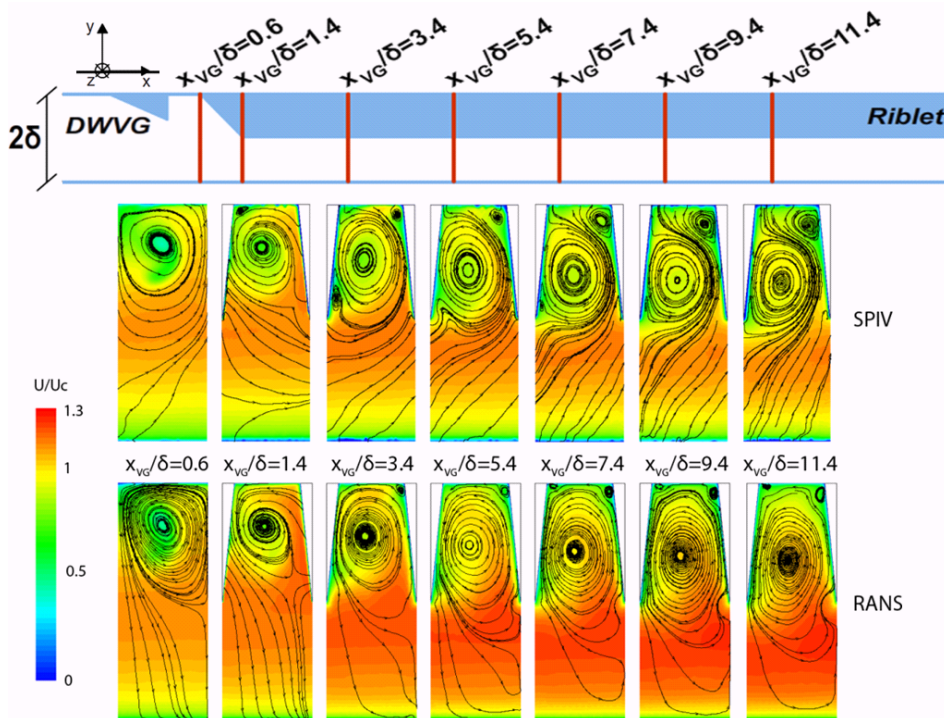


FIGURE 6.23 – Comparaison des lignes de courant et des profils de la vitesse moyenne dans la direction de l'écoulement obtenus par simulation de type RANS ou mesures S-PIV à différentes positions.

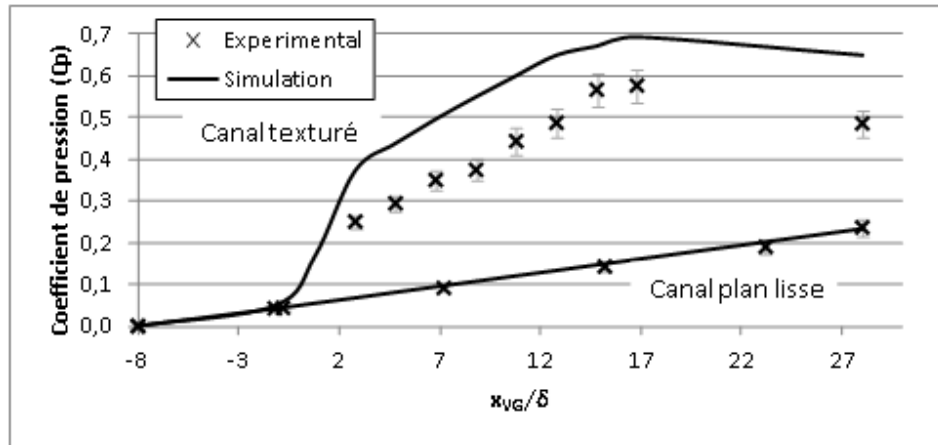


FIGURE 6.24 – Comparaison des pertes de charge obtenues par simulation de type RANS ou mesures SPIV en canal plan lisse et texturé.

Ainsi, les comparaisons entre simulations RANS et simulations SGET ainsi qu'entre simulations RANS et mesures S-PIV montrent très clairement les limites des simulations RANS dans le cas de géométries complexes. Il serait donc très intéressant de poursuivre les campagnes de mesures S-PIV afin de caractériser précisément les écoulements en présence de générateurs de tourbillons et/ou de riblets. A partir des mesures de vitesse, on pourrait par exemple estimer les différents termes de l'équation d'évolution du tenseur de Reynolds afin de mieux comprendre l'origine des erreurs commises par les modèles de turbulence.

Expérimentations anisothermes

Du point de vue de l'application du récepteur solaire, l'objectif principal des expérimentations anisothermes est la détermination de corrélations pour les coefficients d'échange et de pertes de charge. Les figures 6.25 et 6.27 montrent que, dans le cas d'un canal lisse, on retrouve les corrélations classiques à la fois pour les pertes de charge et les transferts thermiques. Pour les pertes de charge (fig. 6.25), la comparaison est effectuée par rapport aux corrélations de Blasius et de canal plan. La corrélation de Blasius correspond à un écoulement établi. Celle du canal plan suppose qu'il n'y a pas de paroi latérale et que les couches limites inférieures et supérieures sont établies. L'écoulement réel présente des couches limites inférieures et supérieures établies tandis que les couches latérales ne le sont pas. Le coefficient de frottement réel doit donc se trouver entre les deux corrélations comme on l'observe sur la figure 6.25. Le nombre de Nusselt global a été déterminé expérimentalement par la méthode des puissances qui consiste à réaliser un bilan thermique sur la cassette chauffante au dessus de la plaque lisse dans ce cas. La température moyenne de la paroi obtenue par thermographie infrarouge est présentée par la figure 6.26. Pour uniformiser l'état de surface et augmenter l'émissivité du matériau, la plaque a été peinte en noire. La ligne au centre de la figure correspond à la jonction des deux hublots en fluorine. Le nombre de Nusselt global en fonction du nombre de Reynolds est donné figure 6.27. La géométrie optimisée permet bien sûr d'augmenter significativement les transferts thermiques tout en maintenant les pertes de charges. La figure 6.28 compare le coefficient de frottement de la géométrie optimisée à celui obtenu avec la corrélation de Blasius qui correspond à un canal lisse. A partir des résultats expérimentaux, on a déterminé la corrélation suivante représentée en trait plein noir sur la

figure 6.28 :

$$Cf_{texturation} = 0,546Re_h^{-0,215} \quad (6.3)$$

On reconnaît sur la figure 6.29 une image de l'architecture interne à travers le champ de température : générateurs de tourbillons en entrée à droite et riblets le long du canal. La température moyenne de paroi décroît fortement au niveau des générateurs de tourbillons illustrant ainsi l'intensification des transferts thermiques réalisée par la géométrie optimisée. La figure 6.30 donne le nombre de Nusselt global en fonction du nombre de Reynolds. Comme attendu, les nombres de Nusselt globaux de la géométrie optimisée obtenus expérimentalement sont très supérieurs à ceux du canal plan lisse obtenu par corrélation. La corrélation déterminée à partir des résultats expérimentaux est tracée en trait plein noir sur la figure 6.30. Elle correspond à :

$$Nu_{texturation} = 0,153Re_h^{0,79} \quad (6.4)$$

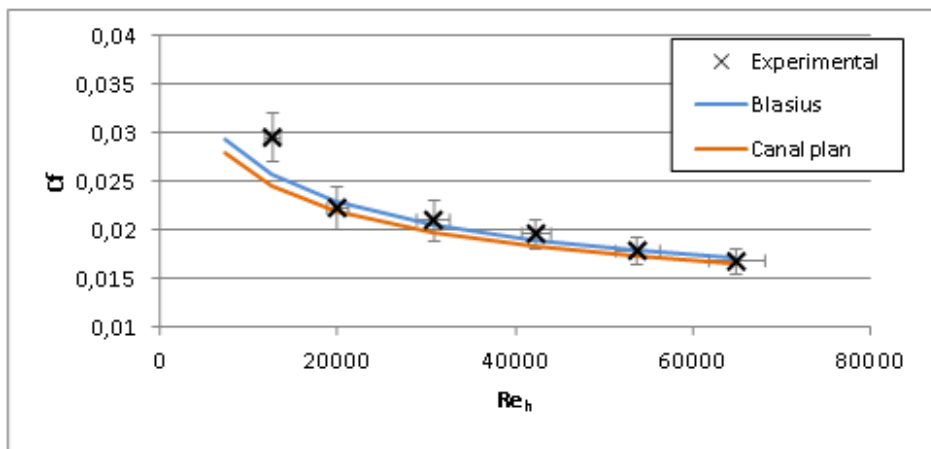


FIGURE 6.25 – Evolution du coefficient de frottement du canal plan lisse en fonction du nombre de Reynolds. Coefficient de frottement obtenu expérimentalement, avec la corrélation de Blasius et avec celle du canal plan.

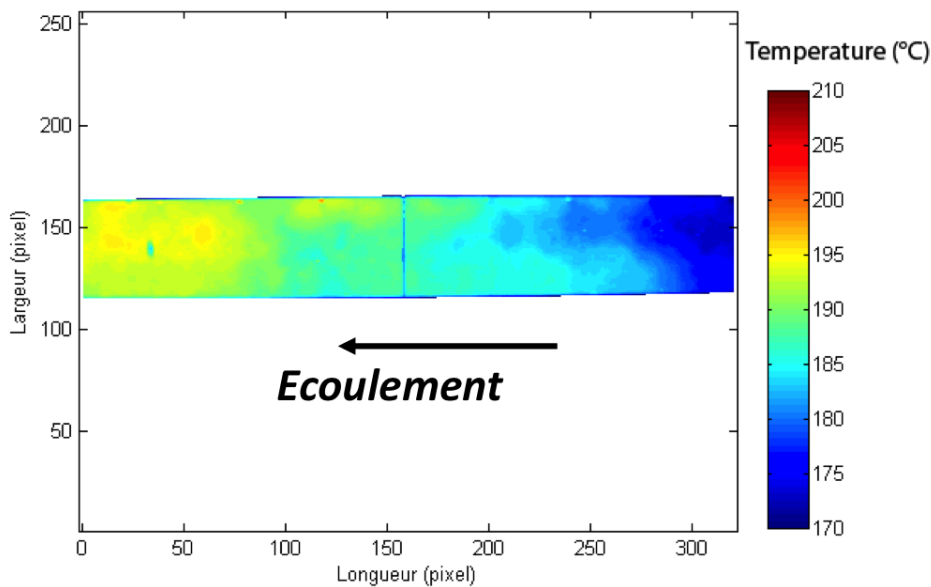


FIGURE 6.26 – Température moyenne de la paroi obtenue par thermographie infrarouge en canal plan lisse.

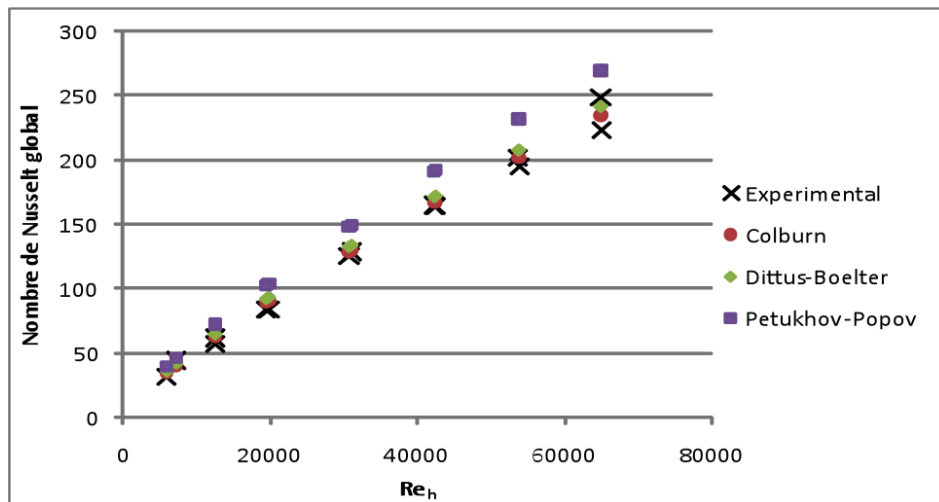


FIGURE 6.27 – Evolution du nombre de Nusselt global du canal plan lisse en fonction du nombre de Reynolds. Nombre de Nusselt global obtenu expérimentalement, avec la corrélation de Colburn, de Dittus-Boelter et de Petukhov-Popov.

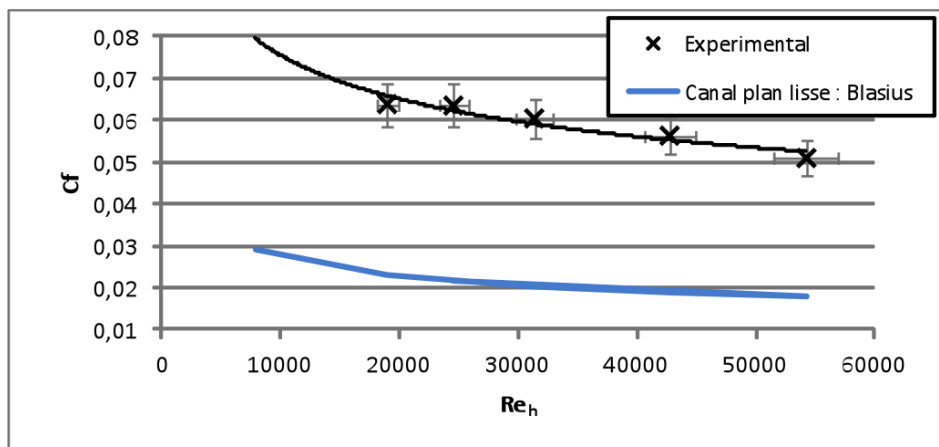


FIGURE 6.28 – Evolution du coefficient de frottement de la géométrie optimisée en fonction du nombre de Reynolds. Coefficient de frottement obtenu expérimentalement et avec la corrélation de Blasius.

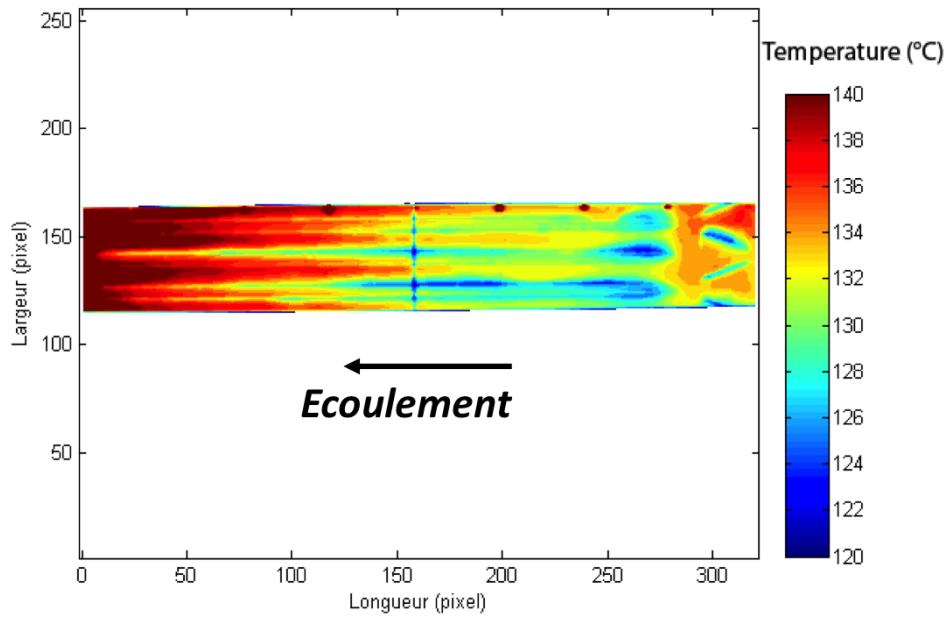


FIGURE 6.29 – Température moyenne de la paroi obtenue par thermographie infrarouge de la géométrie optimisée.

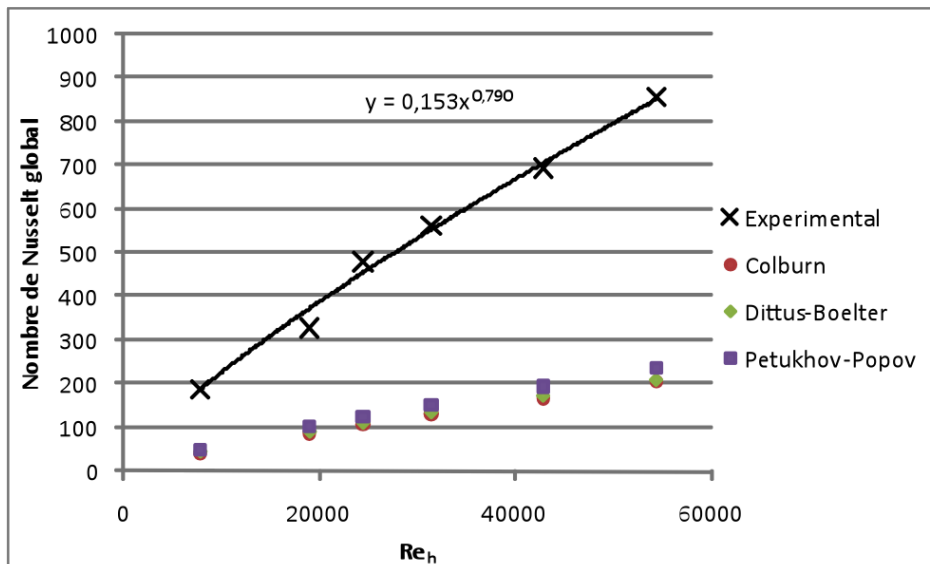


FIGURE 6.30 – Evolution du nombre de Nusselt global de la géométrie optimisée en fonction du nombre de Reynolds. Nombre de Nusselt global obtenu expérimentalement, avec la corrélation de Colburn, de Dittus-Boelter et de Petukhov-Popov.

Les corrélations présentées dans ce paragraphe correspondent à un écoulement à basse température : la paroi est chauffée aux alentours de 200°C. Elles doivent être corrigées par des expériences et des simulations dans les conditions d'un récepteur solaire à haute température dont la paroi est chauffée aux alentours de 1000°C. Les perspectives des expériences anisothermes en soufflerie sont très nombreuses. On souhaite à court terme parvenir à faire des mesures du coefficient d'échange local à partir de thermocouples insérés à deux profondeurs différentes dans la paroi. Les températures du fluide seront mesurées à plusieurs endroits du module à l'aide de micro thermocouples. A moyen terme, nous réaliserons des mesures S-PIV en température. Nous pourrions alors étudier expérimentalement les modifications de l'écoulement générées par la géométrie complexe, celles générées par le gradient de température et celles générées par la combinaison du gradient de température et de la géométrie. A long terme, il serait très intéressant de réaliser des mesures locales de température grâce à une méthode de type LIF (pour *Laser Induced Fluorescence* en anglais). Cette méthode permet d'obtenir des cartographies complètes et non seulement des valeurs ponctuelles de température. On peut alors envisager de faire des mesures simultanées de vitesse et de température pour calculer notamment les corrélations entre ces deux grandeurs. Ceci serait extrêmement riche pour mieux comprendre les interactions entre la dynamique et la thermique. Du point de vue de la modélisation, ceci permettrait de tester et de proposer des modèles de turbulence pour la température.

6.2.3 Conception, tests et simulations de modules solaires

Conception des modules solaires

A l'issue de l'étude paramétrique décrite au paragraphe 6.2.1, un prototype de module solaire a été conçu et testé au grand four solaire d'Odeillo (laboratoire PROMES). Il a permis de montrer la viabilité d'un récepteur surfacique en céramique et de mesurer les performances de l'architecture interne développée dans les conditions réelles de fonctionnement. Ces performances sont comparées à celles obtenues avec un prototype à géométrie classique à ailettes. La conception du module a nécessité l'étude des contraintes thermomécaniques pour assurer la résistance aux forts flux solaires concentrés et l'adaptation de l'architecture interne aux contraintes d'usinage de la céramique. Les gradients thermiques constituant la part prépondérante des contraintes, ils ont été diminués en réduisant l'épaisseur des parois du module (voir fig. 6.31). Il est cependant nécessaire de trouver un compromis car des épaisseurs trop fines ne permettent pas de résister aux contraintes de pression (10 bars dans le module). L'ajout de congés dans les angles permet de diminuer les contraintes dues à la pression. Au final, les contraintes de la géométrie optimisée ont été réduites de 75% par rapport à la géométrie initiale. Par ailleurs, la connectique métal/céramique est essentielle pour absorber les dilatations différentielles. Pour ce faire, une connectique à ressort a été développée et un compensateur axial/radial a été utilisé (voir fig. 6.32). Enfin, pour maintenir d'importants échanges thermiques, le motif "générateurs de tourbillons et ribblets" est répété le long de l'échangeur. Pour la longueur du module réalisé, il a été choisi de le répéter cinq fois (voir fig. 6.33).

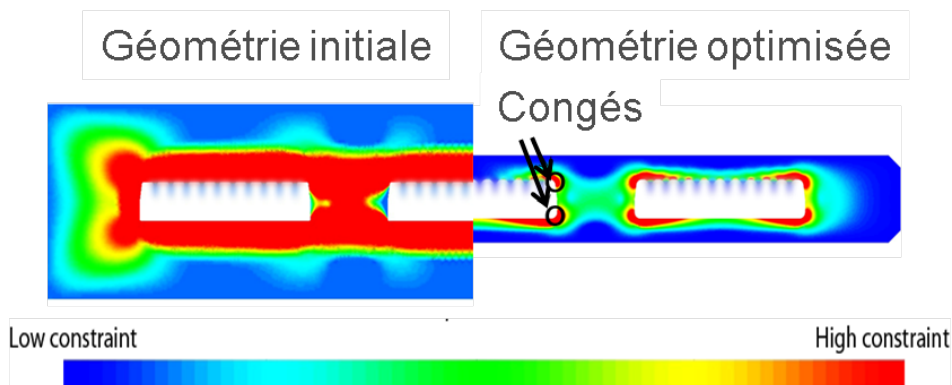


FIGURE 6.31 – Optimisation de la géométrie pour minimiser les contraintes thermomécaniques.

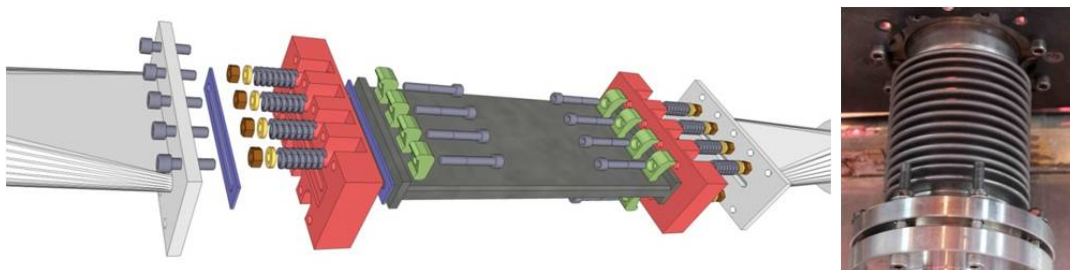


FIGURE 6.32 – Schéma de la connectique métal/céramique à ressorts calibrés (à gauche) et photo du compensateur métallique axial/radial (à droite).



FIGURE 6.33 – Photo des deux demi-coques en céramique constituant le module solaire avant le brasage.

Essais solaires

La réalisation des essais solaires des modules nécessite un dispositif expérimental très complexe. Les photos 6.34 montrent la face avant irradiée du module au foyer du grand four solaire d'Odeillo (laboratoire PROMES). Tout autour du module, on trouve des panneaux refroidis par eau. Les photos 6.35 montrent la face arrière non irradiée du module. On y voit les éléments essentiels permettant de contrôler les conditions de l'expérience : préchauffeur, débitmètre, vanne de régulation de la pression, vanne de régulation du débit, refroidisseur. La face arrière du module est isolée et placée dans un coffrage permettant d'assurer la sécurité en cas d'explosion. Précisons que, pour des raisons de sécurité, le pilotage de l'expérience se fait à distance. Tous ces éléments permettent de comprendre qu'il est impossible dans ces conditions à haute température de réaliser des mesures fines de la température et de la vitesse. Ceci montre l'intérêt de notre stratégie d'utiliser une soufflerie à moins haute température et des simulations numériques pour faire le lien entre les deux conditions opératoires.

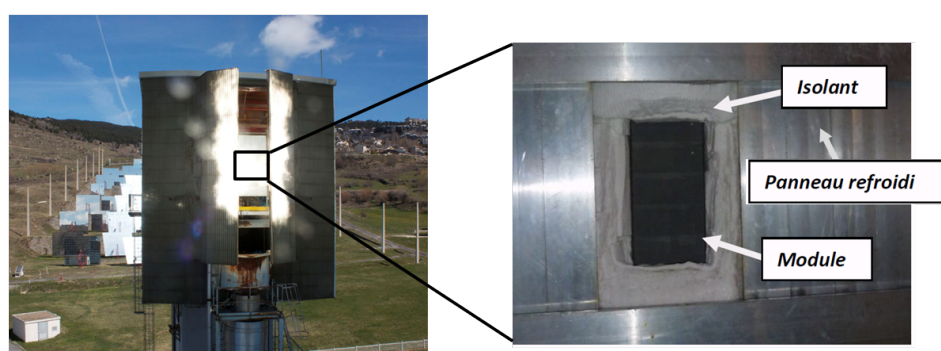


FIGURE 6.34 – Photo d'ensemble du foyer du grand four solaire d'Odeillo et zoom sur la face irradiée du module.

Sous un flux solaire incident moyen de 180 kW/m^2 , les pertes de charge du module à ailettes et du module texturé sont respectivement de 37 et 32 mbar. Les puissances extraites par le fluide sont de 137 kW/m^2 pour le module à ailettes et de 143 kW/m^2 pour le module

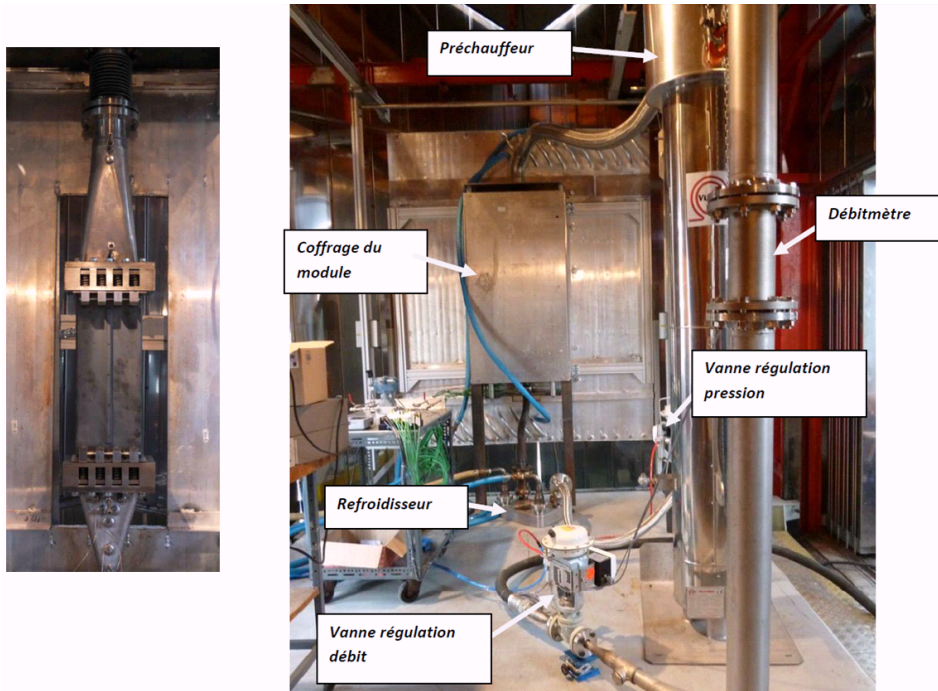


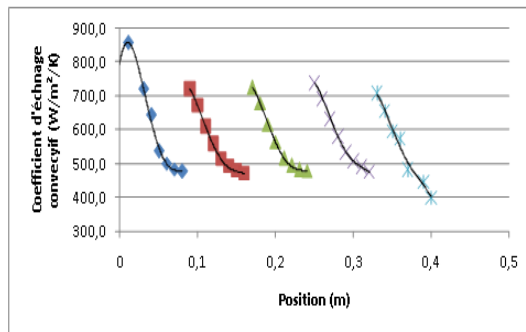
FIGURE 6.35 – Photo du module assemblé avec sa connectique (face arrière non irradiée) et photo d'ensemble du dispositif expérimental au foyer du four solaire.

texturé. La géométrie proposée permet donc de diminuer les pertes de charge de 12,6% et d'augmenter la puissance extraite par le fluide de 4,5% par rapport à une géométrie classique à ailettes. Par ailleurs, pour une température de la face avant du module de l'ordre de 1000°C (conditions non atteintes avec le module à ailettes), la géométrie proposée a permis d'extraire une puissance de l'ordre de 230 kW/m². Enfin, les progrès réalisés concernant la maîtrise technique des liaisons métal/céramique ainsi que l'étude des contraintes thermomécaniques ont permis au module de résister à de forts flux inhomogènes. A court terme, nous allons réaliser sur le site de Thémis des essais solaires sur un module beaucoup plus long. L'objectif est de confirmer les très bonnes performances obtenues sur une longueur plus significative. Par ailleurs, les expériences à la centrale solaire Thémis du projet PEGASE permettront de se rapprocher encore davantage des conditions réelles. En effet, les flux solaires du grand four d'Odeillo sont beaucoup moins homogènes que ceux d'une centrale à tour. Les conditions des tests à venir à Thémis devraient donc être plus favorables que celles au grand four solaire d'Odeillo.

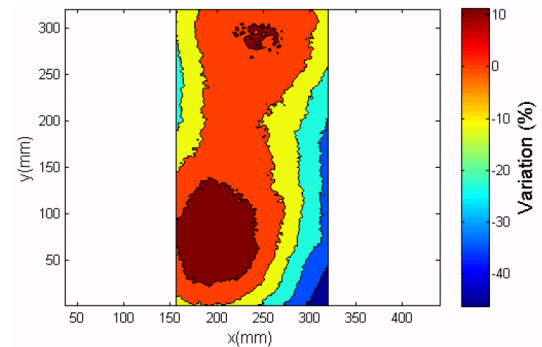
Simulations des modules solaires

L'étude numérique de la géométrie à ailettes paragraphe 6.2.1 a montré qu'il était nécessaire de résoudre la paroi. Cependant, dans le cas d'un module complet, le domaine de calcul est trop important pour résoudre simultanément la mécanique des fluides et la thermique dans le fluide et le solide. Par conséquent, nous avons résolu le domaine fluide avec un modèle de type RANS sur un seul espace inter riblets. A partir de ce calcul, on détermine le coefficient d'échange convectif. L'évolution de ce dernier le long du module est représenté sur la figure 6.36(a). C'est ce motif du coefficient d'échange qui est utilisé pour une des conditions à la limite du problème thermique dans le solide. La condition à la limite de la face irradiée est déterminée par les mesures de flux lors des essais solaires. L'exemple du flux dit

de 250 kW/m^2 est donné par la figure 6.36(b). Les autres parois sont isolées. La figure 6.37 montre les cartographies de température du module obtenues pour le flux dit de 250 kW/m^2 . Les comparaisons des résultats des simulations et des essais solaires n'ont pour l'instant pas été concluantes. Ceci est principalement dû à la difficulté de mesurer, lors des essais solaires, les flux et les températures utilisés comme conditions aux limites par la simulation. L'expérience acquise lors de ces premiers essais permettra d'améliorer les mesures des prochains essais. On pourra ainsi réaliser des comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques.



(a) Coefficient d'échange convectif obtenu par simulation de type RANS



(b) Cartographie du flux dit de 250 kW/m^2 obtenu lors des essais solaires

FIGURE 6.36 – Conditions aux limites du problème thermique dans le solide.

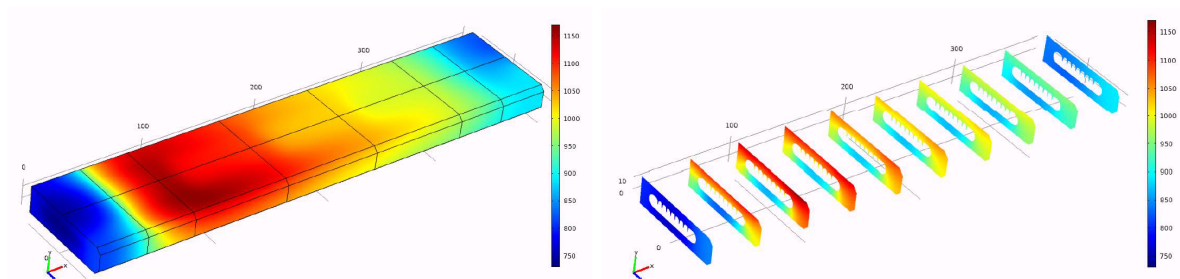


FIGURE 6.37 – Cartographie de température du demi module solaire pour le flux dit de 250 kW/m^2 (obtenue par simulation numérique du solide uniquement).

6.2.4 Dimensionnement d'un récepteur solaire

Cette dernière étude constitue également la dernière étape de la démarche multi-échelles (voir fig. 1 en introduction de ce mémoire). D'une certaine manière, elle en est donc l'aboutissement.

Le module solaire en conditions réelles n'est encore qu'une petite partie du récepteur solaire. Pour démontrer la viabilité d'un pilote industriel, il faut changer d'échelle et donc d'outil d'études. En effet, avec les capacités informatiques actuelles, il est impossible de réaliser une simulation numérique en résolvant la température dans tout le volume du récepteur : un outil de prédiction et de dimensionnement est nécessaire. Celui que nous avons développé a été baptisé DIRSOL pour DIMensionnement de Récepteur SOLAire. Le code de calcul est décrit au chapitre 4.

Le calcul de la puissance extraite par le fluide est le point clé du code DIRSOL. Il né-

cessite des corrélations pour l'échange fluide/solide valables pour la géométrie interne choisie et à haute température. De ce point de vue, le code DIRSOL cristallise une grande partie des travaux présentés dans ce chapitre et la stratégie développée pour la détermination des corrélations.

Le code DIRSOL permet d'obtenir les températures du fluide et de la paroi de l'absorbeur. Il a été validé du point de vue de l'implémentation numérique. En revanche, comme nous l'avons déjà précisé au chapitre 4, les corrélations du coefficient d'échange nécessitent d'être précisées suivant la procédure que nous avons définie et qui combine expérimentation et simulations numériques. Le code DIRSOL est un outil de dimensionnement rapide pour la conception de récepteurs solaires. Il permet par exemple d'étudier les différentes stratégies de distribution de l'air. La figure 6.38 représente les stratégies d'alimentation d'un absorbeur constitué de deux modules de dimensions 1,2 x 0,6 m. Ces stratégies sont les suivantes (de gauche à droite) :

- alimentation simple de l'ensemble du débit de bas en haut,
- alimentation croisée entre les deux modules,
- alimentation avec deux étages de chauffe : l'air entre au centre de l'absorbeur dans un premier module puis il est réinjecté au centre de l'absorbeur dans le second module,
- alimentation centrale où le débit est divisé en deux pour alimenter les deux modules.

Dans ce cas, la géométrie développée n'est plus optimisée pour la plage de débit.

On voit sur la figure 6.38 que la dernière stratégie de distribution d'air est celle qui permet d'obtenir la température de paroi de l'absorbeur la plus homogène. Cette solution est donc *a priori* à privilégier car elle permet de minimiser les contraintes thermomécaniques du récepteur. Pour compléter cette analyse, il faut bien entendu comparer les températures de sortie du récepteur et son rendement suivant les différentes stratégies d'alimentation. Parmi les solutions testées, la solution qui a le meilleur rendement consiste à utiliser une alimentation centrale avec un débit doublé (non présenté ici).

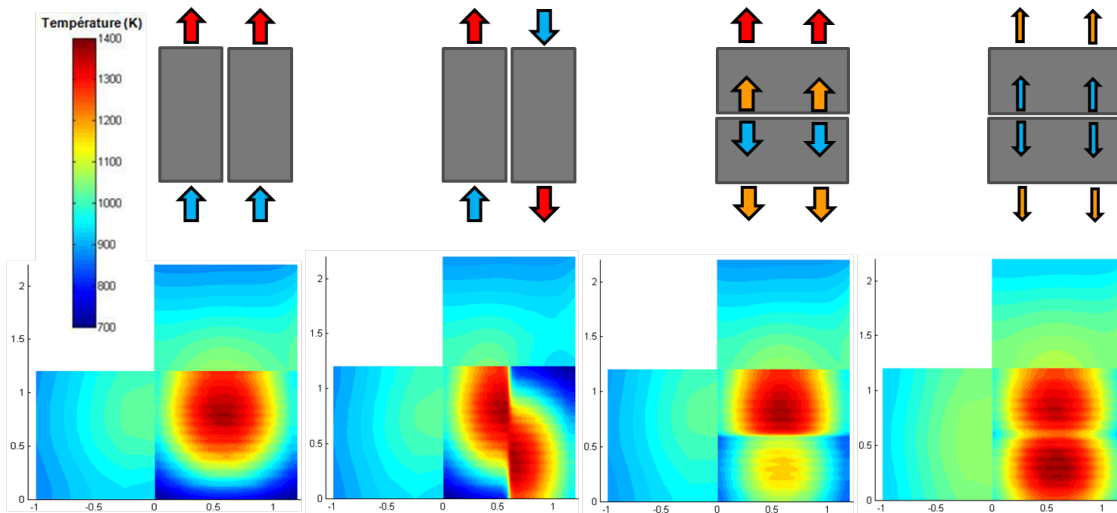


FIGURE 6.38 – Cartographie des températures de parois de l'absorbeur et des cavités de gauche et du haut selon les stratégies de distribution de l'air. Les dimensions sont en mètre.

6.2.5 Conclusion sur la filière thermodynamique

Les travaux que j'ai réalisés dans la filière thermodynamique concernent les centrales solaires à tour. Mes études se concentrent sur un élément clé : le récepteur-absorbeur solaire. Elles couvrent trois niveaux différents : l'échelle du sous-canal, l'échelle du module et l'échelle du prototype.

L'échelle du sous-canal correspond aux quatre schémas de gauche de la figure 1 de l'introduction. L'échelle du module correspond au deuxième schéma le plus à droite et l'échelle du prototype à la photo de droite.

A l'échelle du sous-canal, nous avons caractérisé l'écoulement au sein du récepteur à partir de simulations numériques fines et de mesures S-PIV. Nous avons montré que les SGET étaient plus précises que les simulations de type RANS.

A l'échelle du module, nous avons réalisé des simulations numériques de type RANS afin de proposer une géométrie innovante qui associe des générateurs de tourbillons et des riblets. Cette géométrie a été testée au grand four solaire d'Odeillo. Les résultats des simulations numériques permettent d'estimer le coefficient d'échange fluide/paroi. Actuellement, nous utilisons également les champs tridimensionnels de température de la paroi du récepteur issus des simulations numériques pour connaître les contraintes thermomécaniques et la probabilité de rupture des modules.

A l'échelle du prototype, nous avons utilisé le code de dimensionnement DIRSOL pour étudier différentes stratégies d'irradiation et d'alimentation en air pressurisé du récepteur.

La complémentarité de ces niveaux et la nature différentes des informations qu'ils apportent constituent l'approche multi-échelles.

6.3 Conclusion sur l'étude des procédés solaires

Pour étudier les procédés solaires, nous avons réalisé des simulations numériques et des expériences d'écoulements turbulents fortement anisothermes. Dans la filière photovoltaïque, nous nous sommes concentrés sur les deux étapes de la fabrication des panneaux les plus consommatrices d'énergie : l'élaboration du silicium et le dépôt de couches minces antireflets et de passivation. Dans la filière thermodynamique, le travail porte directement sur le procédé de production d'électricité. Nous avons réalisé une étude paramétrique à l'aide de simulations numériques de type RANS afin d'optimiser l'architecture interne du module solaire. L'architecture optimisée a ensuite été caractérisée par une simulation numérique fine (SGET) et des expériences en soufflerie. Les connaissances acquises ont permis de concevoir un prototype pour tester la géométrie en carbure de silicium dans les conditions réelles. En confrontant les résultats de l'ensemble de ces étapes, nous avons proposé des corrélations pour l'échange fluide/solide. Ces corrélations ont été utilisées dans l'outil de dimensionnement de récepteurs solaires DIRSOL.

Je prévois de poursuivre cette approche multi-échelles combinant expérience fine et réalisation de prototype ainsi que simulation numérique fine, moyenne et code de dimensionnement pour la conception de récepteurs solaires innovants. L'amélioration de chacune des étapes (prise en compte du solide pour la simulation numérique fine, mesure de températures en soufflerie, mesure des flux incidents lors des essais solaires) permet de préciser les corrélations du coefficient d'échange à haute température.

Au chapitre 5, nous avons décrit de façon très précise les écoulements et les mécanismes d'interaction dans le cas de géométries souvent assez académiques. Dans ce chapitre 6 où l'accent est davantage mis sur l'application finale : les centrales solaires à tour, nous n'avons pas caractérisé les écoulements ni les mécanismes de couplage. J'envisage de fournir des informations beaucoup plus détaillées (étude spectrale par exemple) sur les écoulements au sein des récepteurs solaires et dans les situations réelles.

Les techniques d'intensification des transferts thermiques sont très vastes. Pour l'instant, j'ai concentré mes recherches sur la combinaison générateurs de tourbillons et riblets. Nous avons étudié plusieurs formes de riblets mais un seul type de générateurs de tourbillons. Je prévois d'élargir ce champ à d'autres texturations. J'envisage en particulier d'étudier des générateurs de tourbillons de forme trapézoïdale évidée ou non. Une autre stratégie consiste à utiliser des orifices ou des grilles de formes fractales pour générer de la turbulence et du mélange. Des résultats expérimentaux et numériques ont en effet montré que la structure spatiale des fractales était à l'origine de mécanismes physiques capable d'intensifier les transferts de chaleur [70, 91]. Dans toutes ces nouvelles géométries, il faudra bien sûr veiller à limiter les pertes de charge. Pour comprendre plus finement les mécanismes de création de pertes de charge, je projette de décomposer les forces de frottement en différentes contributions comme le proposent Fukagata et al [32] dans le cas d'écoulements moyens bidimensionnels ou Peet et Sagaut [98] dans le cas général. L'extension proposée par ces derniers est très intéressante car elle permet d'étudier les frottements sur des formes de parois complexes. Il serait également intéressant d'adapter cette méthodologie aux transferts thermiques pour isoler les différentes contributions lors d'un échange convectif gaz/solide.

Enfin, il serait intéressant de conduire la démarche multi-échelles des centrales solaires à tour avec de l'air comme fluide caloporteur aux systèmes cylindro-parabolique à production directe de vapeur : écoulements diphasiques turbulents et fortement anisothermes.

Conclusions et perspectives

Les travaux exposés dans ce mémoire s'inscrivent dans une démarche multi-échelles alliant résultats numériques et expérimentaux pour l'étude des procédés solaires. Concernant les écoulements diphasiques et turbulents, cette démarche a été conduite essentiellement du point de vue de la modélisation. Concernant les écoulements turbulents fortement anisothermes, j'ai davantage orienté mes travaux sur l'analyse physique du couplage entre la thermique et la dynamique et sur l'optimisation de l'architecture interne des récepteurs à haute température.

Concernant les écoulements diphasiques, j'ai montré comment, en partant de SND et en procédant par des validations de proche en proche, il était possible de développer et de renseigner des modèles de types SGE et RANS. Nous avons ainsi proposé le modèle ISS (pour Interface and Subgrid Scales), un équivalent de la SGE pour les écoulements diphasiques. Ce niveau de modélisation intermédiaire permet à son tour d'améliorer les modèles de type RANS. Dans le cas d'un écoulement de vapeur chargé de gouttelettes, nous avons proposé des modèles pour la force de portance et pour la turbulence de la phase dispersée. Ce dernier niveau à l'échelle de la mécanique des fluides rend possible l'étude de dimensions importantes et donc le développement de corrélations pour les transferts de chaleur fluide/paroi.

Concernant les écoulements fortement anisothermes, j'ai montré comment la complémentarité des outils numériques et expérimentaux permet d'étudier le couplage entre la dynamique et la thermique en partant de configurations très simplifiées jusqu'à des géométries réelles et innovantes. Ainsi, les simulations numériques fines (SND et SGET) réalisées ont mis en évidence des modifications de l'écoulement du fait du fort gradient de température transverse. Les simulations numériques de type RANS ont permis une étude paramétrique afin d'optimiser l'architecture interne des récepteurs solaires haute température. Les essais solaires de modules de récepteurs ont confirmé le potentiel des géométries développées. Les confrontations des résultats numériques et expérimentaux ont permis de proposer des premières corrélations pour le coefficient d'échange et les pertes de charge. L'utilisation de ces corrélations dans l'outil DIRSOL permet de dimensionner des récepteurs solaires dont l'architecture interne est composée de l'association générateurs de tourbillons et riblets.

Suivant les objectifs fixés, les thématiques abordées n'ont pas été développées avec le même approfondissement. Cela ouvre de très nombreuses perspectives à ces travaux.

Du point de vue de la modélisation, rappelons d'abord que nous avons identifié une limite de l'hypothèse à bas nombre de Mach. En effet, la décomposition de la pression en une pression thermodynamique et une pression dynamique conduit à une pression thermodynamique constante dans l'espace. Or, pour une conduite longue, cette pression doit diminuer du fait des pertes de charge. Il serait intéressant d'étendre le modèle à bas nombre de Mach à ce cas. De façon générale, j'ai travaillé à trois niveaux d'étude : la SGE, le RANS et les corrélations. La méthode de validation de proche en proche développée pour la modélisation de type SGE des écoulements diphasiques pourrait être utilisée pour les écoulements fortement

anisothermes. Il serait intéressant, par exemple, d'étudier par des tests *a priori* le potentiel des modèles de type similarité d'échelles pour les corrélations vitesse-température. Pour les écoulements diphasiques, des travaux récents intègrent dans des modèles sous-maille des déformations d'interface plus petites que la taille du maillage eulérien [43]. Il serait intéressant de les combiner au modèle ISS. Au niveau RANS, nous avons vu que, pour les écoulements diphasiques, il restait beaucoup à faire pour la modélisation des termes de transfert interfacial de quantité de mouvement et d'énergie cinétique turbulente. Des simulations au niveau ISS permettraient de proposer des fermetures. La modification de l'écoulement par le gradient de température n'est pas correctement prédite par les modèles RANS actuels. Des simulations de type SGET, permettrait d'améliorer ces modèles. Des modèles de type RANS améliorés fourniraient les informations pour le développement de corrélations pour les transferts thermiques fluide/solide et les pertes de charge. Pour chaque niveau d'études et dès lors qu'elle est possible, une confrontation avec les résultats expérimentaux validera les modèles proposés.

Du point de vue des expérimentations, nous avons travaillé dans deux configurations : en soufflerie et à haute température. Dans la configuration en soufflerie, nous avons effectué des mesures précises de vitesse par S-PIV. Dans la configuration à haute température, nous avons testé les modules solaires en conditions réelles. Pour l'instant, les mesures de vitesse par S-PIV ont été réalisées en condition isotherme. La soufflerie MEETIC est maintenant équipée d'une cassette chauffante et d'un générateur de gouttelettes d'huile. Nous allons pouvoir réaliser des mesures de vitesse en anisotherme. Il est prévu de réaliser ces mesures d'abord en canal plan lisse puis avec la paroi texturée (association générateurs de tourbillons et riblets). Cela permettra de distinguer les effets dus à la géométrie de ceux dus au gradient de température. Les confrontations avec les résultats numériques permettront d'améliorer la compréhension du couplage entre dynamique et thermique et de valider les modèles de turbulence utilisés.

Du point de vue de la simulation, nous avons utilisé le logiciel Trio_U développé par le CEA-Grenoble et des logiciels commerciaux tels que Fluent et Comsol. J'ai proposé un nouvel algorithme de résolution des équations quasi-compressible et implémenté des schémas d'ordre supérieur dans le logiciel Trio_U afin d'améliorer sa précision dans nos cas d'intérêts. Sur le long terme, il serait intéressant que le laboratoire PROMES développe un outil propre. Cet outil pourrait utiliser les méthodes lattice Boltzmann ou bien se baser sur le logiciel libre Open Foam. J'étudie actuellement ces deux pistes à travers deux thèses en cours.

Du point de vue de l'étude des couplages entre dynamique, interface et/ou thermique, nous avons été assez loin dans la caractérisation et la compréhension des modifications de l'écoulement par un gradient de température transverse. En effet, dans la configuration d'un canal plan bi-périodique, nous avons montré que le gradient de température provoque d'importantes dissymétries entre le côté chaud et le côté froid. Ces dissymétries ne s'expliquent pas par la variation moyenne des propriétés du fluide qui dépendent de la température. Elles sont bien dues à un couplage complexe entre la dynamique et la thermique. Un des effets du gradient de température est la création d'une vitesse moyenne perpendiculaire aux parois. Cette vitesse éloigne les structures turbulentes de la paroi chaude et les rapproche de la paroi froide. Un autre effet est la modification de la pente de la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente. Nous avons proposé une généralisation du modèle de spectre de Kolmogorov en considérant que le gradient de température modifie le temps de décroissance de la corrélation triple. Ce modèle devra être testé pour des écoulements à plus fort nombre de Reynolds. Enfin, un effet important est la modification par le gradient de température des termes de production, transfert et dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Ces résultats issus de la simulation sont extrêmement intéressants, et, à notre connaissance, uniques. Ils nécessitent d'être confirmés dans des conditions plus proches de celles des récepteurs solaires et validés par l'expérience. Pour s'approcher des conditions réelles des récepteurs solaires, j'ai prévu d'é-

tudier numériquement et expérimentalement les interactions vitesse et température d'abord en canal plan lisse, puis en géométrie complexe combinant générateurs de tourbillons (VG pour *vortex generators* en anglais) et riblets. Dans la configuration canal plan anisotherme, on montrera comment le gradient de température modifie les phénomènes de production, de transfert et de dissipation de l'énergie cinétique turbulente par rapport à la configuration du canal plan isotherme. Cette compréhension est essentielle pour l'application aux récepteurs solaires haute température car les transferts thermiques sont fortement liés à l'énergie cinétique turbulente. Cette analyse sera conduite à la fois dans le domaine physique et dans le domaine spectral pour plusieurs températures de paroi imposées et différents nombres de Reynolds. L'analyse dans le domaine spectral permet de déterminer les échelles des différents phénomènes physiques. Les échelles associées à la production de turbulence devront être favorisées par la géométrie "VG-riblets", celles associées à sa dissipation devront être minimisées voire évitées. Une meilleure compréhension des couplages entre les champs dynamique et thermique permettra d'améliorer et de faire évoluer la géométrie "VG-riblets" qui favorise les transferts gaz/paroi en contrôlant les pertes de charge. A plus long terme, il serait intéressant d'étudier l'agitation de gouttes ou de bulles dans un écoulement turbulent et les modifications des propriétés de la turbulence par la présence des inclusions. Dans le cas particulier des fluides à très faible nombre de Prandtl, nous avons résolu par SGE à la fois la thermohydraulique de l'écoulement et la thermique de la paroi. Nous avons notamment montré que ce type de simulations permet d'évaluer les risques de fâiencage thermique. Les problèmes de fatigue thermique sont cruciaux pour les récepteurs solaires industriels à haute température. Il serait donc intéressant de réaliser pour différentes géométries de récepteurs solaires des SGE avec la résolution de la thermique de la paroi.

Du point de vue de l'optimisation de forme, nous avons réalisé une importante étude paramétrique qui a permis de déterminer une association VG-riblets qui maximise les transferts thermiques et maintient les pertes de charge à des niveaux raisonnables. Il reste cependant un très grand nombre de géométries à explorer. J'envisage notamment d'essayer d'autres formes de générateurs de tourbillons, de combiner ensemble plus de deux motifs en ajoutant par exemple des ailettes à la combinaison VG-riblets. De plus, je réfléchis à la possibilité de suspendre les ailettes pour homogénéiser les débits entre les canaux et casser les couches limites. Par ailleurs, du fait de l'augmentation de la température avec l'avancement du fluide dans le récepteur, il paraît intéressant d'utiliser des géométries évolutives. A plus long terme, j'envisage d'étudier des géométries de type fractale [70, 91]. L'idée consiste à utiliser un orifice ou une grille de forme fractale afin de créer des interactions entre les différentes échelles de la turbulence qui favorisent les transferts de chaleur fluide/solide. De la même façon que pour les centrales à tour, une optimisation de l'architecture interne des tubes des centrales à génération directe de vapeur permettrait d'augmenter les transferts thermiques en maintenant les pertes de charge dans le cas d'écoulements diphasiques. Concernant la filière photovoltaïque, les études préliminaires réalisées montrent que la géométrie des réacteurs a un impact important sur le rendement des procédés. Dans le cas des couches minces de passivation et anti-reflets, on peut ainsi augmenter la qualité de la couche et la vitesse de dépôt. Les études dans ces procédés du couplage entre thermique et dynamique permettraient de concevoir de nouvelles géométries. A plus long terme, on peut envisager de coupler la thermique et la dynamique avec la chimie, le plasma et un écoulement diphasique. En effet, certaines techniques injectent les réactifs sous forme de gouttes.

Enfin, la démarche multi-échelles décrite dans ce mémoire correspond à l'étude du composant récepteur solaire. Pour renforcer les interactions entre les équipes du laboratoire PROMES, la démarche pourrait être étendue à l'échelle du système voire à l'échelle du réseau. A l'échelle du système, une fois les performances du récepteur solaire connues, il reste à les intégrer à l'ensemble du système de production (champ solaire, compresseur, turbine, stockage)

pour connaître son rendement global. Des simulations en dynamique du système complet permettrait de déterminer des procédures de démarrage ou en cas de passage nuageux. Lors des expériences réalisées au grand four solaire, des erreurs de pointage des héliostats ont conduit à l'explosion du module. Sans arriver à ces extrêmes, le démarrage ou le passage de nuages correspondent à des périodes de fortes contraintes thermo-mécaniques. Des simulations du système complet permettraient de minimiser ces contraintes. A l'échelle du réseau, les centrales solaires à tour ne seront pas localisées en Europe (à part éventuellement en Espagne, Italie et Grèce). Il faut donc associer au problème de production de l'électricité celui de sa distribution et optimiser l'ensemble du réseau.

J'ai dressé ici les principales perspectives sur lesquelles débouchent mes travaux. Le champ couvert par ces perspectives est extrêmement vaste. Je prévois de structurer mes recherches autour de la conception de géométries innovantes pour les procédés solaires. Elles reposeront sur la modélisation, la simulation et l'analyse des écoulements turbulents fortement anisothermes et diphasiques. Je m'appuierai sur la démarche multi-échelles, les modèles et les moyens expérimentaux déjà développés.

Bibliographie

- [1] T. R. Auton, J. C. R. Hunts & M. PRUD’Hommie. The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 197 : 241–257, 1988.
- [2] D. Baalbaki, A. Toutant, P. Ruyer & F. Bataille. Advantages of reynolds stresses transport model for dispersed droplet flow in a vertical pipe. *International Conference on Multiphase Flow 2010 (ICMF-2010)*, University of Florida, USA, May 30 - June 4, 2010.
- [3] A. Benkenida. *Développement et validation d’une méthode de simulation d’écoulements diphasiques sans reconstruction d’interfaces. Application à la dynamique des bulles de Taylor*. Thèse de Doctorat, INP Toulouse, 1999.
- [4] G. Bois. *Transferts de masse et d’énergie aux interfaces liquide / vapeur avec changement de phase : proposition de modélisation aux grandes échelles des interfaces*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2011.
- [5] I. A. Bolotnov, R. T. Lahey Jr., D. A. Drew, K. E. Jansen & A. A. Oberai. Spectral analysis of turbulence based on the dns of a channel flow. *Computers and Fluids*, 39 : 640–655, 2009.
- [6] G. Brilliant, S. Husson & F. Bataille. Experimental study of the blowing impact on a hot turbulent boundary layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 (7-8) : 1996–2005, 2008.
- [7] J.-P. Caltagirone, S. Vincent & C. Caruyer. A multiphase compressible model for the simulation of multiphase flows. *Computers and Fluids*, 50(1) : 24 – 34, 2011.
- [8] C. Calvin, O. Cueto & P. Emonot. An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software. *Mathematical modelling and numerical analysis*, 36(5) : 907–921, 2002.
- [9] M. Chandesris & D. Jamet. Boundary conditions at a planar fluid-porous interface for a Poiseuille flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49 : 2137–2150, 2006.
- [10] A. Chatelain, F. Ducros & O. Metais. LES of heat transfert : proper numerical schemes for temperature transport. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 44 : 1017–1044, 2004.
- [11] R. Cheesewright, K. J. King & S. Ziai. Experimental data for the validation of computer codes for the prediction of two-dimensional buoyant cavity flows. *ASME Winter Annual Meeting Significant Questions in Buoyancy-Affected Closure or Cavity Flows, HTD-60*, 1986.
- [12] S. Chen & D. Doolen. Lattice Boltzmann method for fluid flows. *Annual Review Fluid Mechanics*, 30 : 329–364, 1998.

- [13] D. R. Chenoweth & S. Paolucci. Natural convection in an enclosed vertical air layer with large horizontal temperature differences. *Journal of Fluid Mechanics*, 169 : 173–210, 1986.
- [14] A. Colleoni, A. Toutant, G. Olalde & J. M. Foucaut. Optimization of winglet vortex generators combined with riblets for wall/fluid heat exchange enhancement. *Applied Thermal Engineering*, 50(1) : 1092 – 1100, 2013.
- [15] A. W. Cook & Y. Zhou. Energy transfer in rayleigh-taylor instability. *Phys. Rev. E*, 66 : 026312, Aug 2002.
- [16] X. Dagueneat, A. Toutant, F. Bataille & G. Olalde. Numerical investigation of a ceramic high-temperature pressurized-air solar receiver. *Solar Energy*, 90 : 164–178, 2013.
- [17] R. B. Dean. Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow. *Journal of Fluids Engineering*, 100 : 215–223, June 1978.
- [18] B. Debusschere & C. J. Rutland. Turbulent scalar transport mechanisms in plane channel and couette flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 : 1771–1781, 2004.
- [19] G. del Coso, C. del Cañizo & A. Luque. Chemical vapor deposition model of polysilicon in a trichlorosilane and hydrogen system. *Journal of the Electronical Society*, 155 (6) : D485–D491, 2008.
- [20] G. del Coso, I. Tobías, C. Cañizo & A. Luque. Temperature homogeneity of polysilicon rods in a siemens reactor. *Journal of Crystal Growth*, 299(1) : 165 – 170, 2007.
- [21] A. Deldique. *Etude de l'influence du nombre de Reynolds sur des écoulements turbulents de Couette-Poiseuille à l'aide d'une approche expérimentale et d'une modélisation aux contraintes de Reynolds*. Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille, 1995.
- [22] E. Deutch. *Dispersion de particules dans une turbulence homogène isotrope stationnaire calculée par simulation numérique directe des grandes échelles*. Thèse de Doctorat, IMFT, 1992.
- [23] D. D'Humières & P. Lallemand. Flow of a lattice gas between two parallel plates : development of the Poiseuille profile. *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 302 (16) : 983–988, 1986.
- [24] C. Duquennoy. *Développement d'une approche de simulation numérique directe de l'ébullition en paroi*. Thèse de Doctorat, INP Toulouse, 2000.
- [25] C. Duquennoy & P. Ledac. Manuel de la formation développeur trio_u/priceles. Technical report, CS SI, CEA, Grenoble, 2002.
- [26] M. V. Dyke. *Perturbation Methods in Fluid Mechanics*. The Parabolic Press, Standford, California, 1975.
- [27] D. Edwards, H. Brenner & D. Wasan. *Interfacial Transport Processes and Rheology*. Butterworth-Heinemann, 1991.
- [28] A. Favre, L. S. G. Kovaszny, R. Dumas, J. Gaviglio & M. Coantic. *La turbulence en mécanique des fluides*. Gauthier-Villars, 1976.

- [29] R. P. Fedkiw, T. Aslam, B. Merriman & S. Osher. A non-oscillatory Eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the Ghost Fluid Method). *J. Comput. Phys.*, 152 : 457–492, 1999.
- [30] U. Frisch. Relation between the lattice Boltzmann equation and the Navier-Stokes equations. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 47(12) : 231 – 232, 1991.
- [31] U. Frisch, B. Hasslacher & Y. Pomeau. Lattice-gas automata for the Navier-Stokes equation. *Phys. Rev. Lett.*, 56 : 1505–1508, Apr 1986.
- [32] K. Fukagata, K. Iwamoto & N. Kasagi. Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, 14(11) : L73–L76, 2002.
- [33] P. Février, O. Simonin & K. D. Squires. Partitioning of particle velocities in gas/solid turbulent flows into a continuous field and a spatially uncorrelated random distribution : theoretical formalism and numerical study. *Journal of Fluid Mechanics*, 533 : 1–46, 6 2005.
- [34] T. Gaudy, J. Iacono, A. Toutant, F. Massines, P. Descamps & P. Leempoel. Role of containment in the development of a helium plasma at atmospheric pressure. *ISPC 20, 24-29 juillet, Philadelphie, USA*, 2011.
- [35] O. Gelineau, M. Sperandio, J. P. Simoneau, J. M. Hamy & P. H. L. Roubin. *Validation of fast reactor thermomechanical and thermohydraulic codes.*, volume tecdoc1318, chapter Thermomechanical and thermohydraulic analyses of a T junction using experimental data, pages 31–62. IAEA, 2002.
- [36] M. Germano. A proposal for a redefinition of the turbulent stresses in the filtered Navier-Stokes equations. *Physics of Fluids*, 29(7) : 2323–2324, 1986.
- [37] F. Gibou, R. P. Fedkiw, L. Cheng & M. Kang. A second-order-accurate symmetric discretization of the Poisson equation on irregular domains. *J. Comput. Phys.*, 176 : 205–227, 2002.
- [38] A. Gilliot-Ottavy. *Caractérisation par anémométrie à fil chauds d'écoulements turbulents de Poiseuille et de Couette-Poiseuille en vue de la validation de modèles de turbulence.* Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1997.
- [39] Z. Guo, C. Zheng, B. Shi & T. S. Zhao. Thermal lattice Boltzmann equation for low mach number flows : Decoupling model. *Phys. Rev. E*, 75 : 036704, Mar 2007.
- [40] K. Hanjalic, S. Kenjeres & F. Durst. Natural convection in partitioned two-dimensional enclosures at higher rayleigh numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(7) : 1407 – 1427, 1996.
- [41] X. He & L.-S. Luo. Lattice Boltzmann model for the incompressible Navier-Stokes equation. *Journal of Stat. Phys.*, 88(3-4) : 927–944, 1997.
- [42] X. He, S. Chen & G. D. Doolen. A novel thermal model for the lattice Boltzmann method in incompressible limit. *Journal of Computational Physics*, 146(1) : 282 – 300, 1998.
- [43] M. Herrmann. A sub-grid surface dynamics model for sub-filter surface tension induced interface dynamics. *Computers and Fluids*, pages –, 2013.
- [44] M. Herrmann & M. Gorokhovski. A large eddy simulation subgrid model for turbulent phase interface. *ICLASS 2009, 11th Triennial International Annual Conference on Liquid and Spray Systems*, Colorado USA, 2009.

- [45] J. Hinze. Introduction to turbulence modeling. *Mc Graw-Hill*, 2, 1975.
- [46] J.-R. Ho, C.-P. Kuo, W.-S. Jiaung & C.-J. Twu. Lattice Boltzmann scheme for hyperbolic heat conduction equation. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 41 (6) : 591–607, 2002.
- [47] S. M. Hosseini, K. Yuki & H. Hashizume. Classification of turbulent jets in a T-junction area with a 90-deg bend upstream. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(9-10) : 2444–2454, 2008.
- [48] P. G. Huang, G. N. Coleman & P. Bradshaw. Compressible turbulent channel flows : DNS results and modelling. *Journal of Fluid Mechanics*, 305 : 185–218, 1995.
- [49] S. Husson. *Simulations des grandes échelles pour les écoulements turbulents anisothermes*. Thèse de Doctorat, INSA de Lyon, 2007.
- [50] T. Inamuro. A lattice kinetic scheme for incompressible viscous flows with heat transfer. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 360(1792) : 477–484, 2002.
- [51] M. Ishii. *Thermo-fluid Dynamics Theory of Two-phase Flow*. Eyrolles, 1975.
- [52] K. Iwamoto, Y. Suzuki & N. Kasagi. Reynolds number effect on wall turbulence : toward effective feedback control. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23(5) : 678 – 689, 2002.
- [53] D. Jamet. *Etude des potentialités de la théorie du second gradient pour la simulation numérique directe des écoulements liquide-vapeur avec changement de phase*. Thèse de Doctorat, ECP, 1998.
- [54] B. A. Kader. Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(9) : 1541–1544, 1981.
- [55] S. Kakac & B. Bon. A review of two-phase flow dynamic instabilities in tube boiling systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(34) : 399 – 433, 2008.
- [56] M. Kang, R. Fedkiw & X.-D. Liu. A boundary condition capturing method for multi-phase incompressible flow. *J. Sci. Comput.*, 15 : 323–360, 2000.
- [57] I. Kataoka. Local instant formulation of two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 12 (5) : 745–758, 1986.
- [58] H. Kawamura, H. Abe & Y. Matsuo. DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effect. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20 : 196–207, 1999.
- [59] H. Kawamura, H. Abe & K. Shingai. DNS of turbulence and heat transport in a channel flow with different Reynolds and Prandtl numbers and boundary conditions. Y. Nagano, K. Hanjalic & T. Tsuji, editors, *3rd International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Aichi Shuppan, Tokyo*, pages 15–32, 2000.
- [60] S. Kida & S. A. Orszag. Energy and spectral dynamics in decaying compressible turbulence. *Journal of Scientific Computing*, 7 : 1–34, 1992.
- [61] J. Kim, P. Moin & R. Moser. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 177 : 133–166, 1987.
- [62] S. Komori & R. Kurose. The effects of shear and spin on particle lift and drag in shear flow at high reynolds numbers. *Advances in turbulence*, 4 : 551–554, 1996.

- [63] R. H. Kraichnan. Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *Physics of Fluids*, 10 (7) : 1417–1423, 1967.
- [64] J. D. Kulick, J. R. Fessler & J. K. Eaton. Particle reponse and turbulence modification in fully developed channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 277 : 109–134, 1994.
- [65] P. Kumar, F. Topin & L. Tadrist. Enhancement of heat transfer over spatial stationary and moving sinusoidal wavy wall : a numerical analysis. *Diffusion in solids and liquids VII*, volume 326-328 of *Defect and diffusion forum*, pages 341–347, 2012.
- [66] R. Kurose & S. Komori. Drag and lift forces on a rotating sphere in a linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 384 : 183–206, 1999.
- [67] R. Kurose, R. Misumi & S. Komori. Drag and lift forces acting on a spherical water bubble in a linear shear flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 27 : 1247–1258, 2001.
- [68] E. Labourasse, D. Lacanette, A. Toutant, P. Lubin, S. Vincent, O. Lebaigue, J. Caltagirone & P. Sagaut. Towards Large Eddy Simulation of isothermal two-phase flows: governing equations and *a priori* tests. *Int. J. Multiphase Flow*, 33(1) : 1–39, 2007.
- [69] B. Lafaurie, C. Nardonne, R. Scardovelli, S. Zaleski & G. Zanetti. Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER. *J. Comp. Phys.*, 113 : 134–197, 1994.
- [70] S. Laizet & J. C. Vassilicos. Fractal space-scale unfolding mechanism for energy-efficient turbulent mixing. *Phys. Rev. E*, 86 : 046302, Oct 2012.
- [71] O. Lebaigue, D. Jamet, C. Duquennoy & N. Coutris. Review of existing methods for direct numerical simulation of liquid-vapor two-phase flows. *6th International Conference on Nuclear Engineering*, May 1998.
- [72] H.-Y. Lee, J.-B. Kim & B. Yoo. *Validation of fast reactor thermomechanical and thermohydraulic codes.*, volume TecDoc1318, chapter Recent activities related to thermo-mechanical fatigue, creep and fracture mechanics in Korea nuclear fields, pages 145–152. IAEA, 2002.
- [73] B. Lessani & M. V. Papalexandris. Time-accurate calculation of variable density flows with strong temperature gradients and combustion. *Journal of Computational Physics*, 212 : 218–246, 2006.
- [74] B. Lessani & M. V. Papalexandris. Numerical study of turbulent channel flow with strong temperature gradients. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 18 : 545–556, 2007.
- [75] X.-D. Liu, R. P. Fedkiw & M. Kang. A boundary condition capturing method for Poisson’s equation on irregular domains. *J. Comput. Phys.*, 160 : 151–178, 2000.
- [76] S. Magdeleine. *Démonstration de la potentialité des méthodes de SND diphasique à renseigner les modèles moyennés : Application à la colonne à bulles.* Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2009.
- [77] A. Majda & J. Sethian. The derivation and numerical solution of the equations for zero mach number combustion. *Combust. Sci. Tech.*, 42 : 185–205, 1985.
- [78] E. Masi, O. Simonin & B. Bédard. The mesoscopic eulerian approach for evaporating droplets interacting with turbulent flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 86(3-4) : 563–583, 2011.

- [79] F. Massines, T. Gaudy, A. Toutant, P. Descamps, P. Leempoel & V. Kaiser. Plasma treatment of substrats. Brevet n° EP10305808.7 déposé le 21 juillet 2010 par Dow Corning et le CNRS, 2010.
- [80] F. Mathey, D. Cokljat, J. P. Bertoglio & E. Sargent. Assessment of the vortex method for large eddy simulation inlet conditions. *Progress in Computational Fluid Dynamics*, 6(1-3) : 58–67, 2006.
- [81] B. Mathieu. *Etude physique, expérimentale et numérique des mécanismes de base intervenant dans les écoulements diphasiques*. PhD thesis, University of Provence, 2003.
- [82] B. Mathieu. Demonstration of a 3d parallel implementation of the Front-tracking method : Simulation of fluid mixing with a moving boundary and a free surface. *Proceedings of Advances in the Modeling Methodologies of Two-Phase Flows Meeting*, Lyon, France, 24-26 november 2004.
- [83] M. Medale & A. Haddad. A 3d low mach number model for high performance computations in natural or mixed convection newtonian liquid flows. *6th European Thermal Sciences Conference (Eurotherm 2012)*, volume 395 of *Journal of Physics Conference Series*, 2012.
- [84] R. Mei, J. F. Klausner & C. J. Lawrence. A note on the history force on a spherical bubble at finite reynolds number. *Physics of Fluids*, 6(1) : 418–420, 1994.
- [85] S. C. Mishra, A. Lankadasu & K. N. Beronov. Application of the lattice Boltzmann method for solving the energy equation of a 2-d transient conduction-radiation problem. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(17) : 3648 – 3659, 2005.
- [86] M. Moreau, O. Simonin & B. Bédard. Development of gas-particle euler-euler les approach : A priori analysis of particle sub-grid models in homogeneous isotropic turbulence. *Flow, Turbulence and Combustion*, 84(2) : 295–324, 2010.
- [87] R. Moser, J. Kim & N. Mansour. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$. *Physics of Fluids, database http://turbulence.ices.utexas.edu/MKM_1999.html*, 11(4) : 943–945, 1999.
- [88] R. D. Moser, J. Kim & N. N. Mansour. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $re[\text{sub } \tau] = 590$. *Physics of Fluids*, 11(4) : 943–945, 1999.
- [89] T. Muramatsu. *Validation of fast reactor thermomechanical and thermohydraulic codes.*, volume TecDoc1318, chapter Thermohydraulics computer code system and computational results on thermal striping phenomena at a Tee junction of LMFR secondary circuit with the system, pages 117–144. IAEA, 2002.
- [90] D. Q. Nguyen, R. P. Fedkiw & M. Kang. A boundary condition capturing method for incompressible flame discontinuities. *J. Comput. Phys.*, 172 : 71–98, 2001.
- [91] F. C. Nicolleau, S. M. Salim & A. F. Nowakowski. Experimental study of a turbulent pipe flow through a fractal plate. *Journal of Turbulence*, 12 : N44, 2011.
- [92] F. Nicoud & P. Bradshaw. A velocity transformation for heat and mass transfer. *Physics of Fluids*, 12(1) : 237–238, 2000.
- [93] F. Nicoud & F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62 : 183–200, 1999.
- [94] F. Nicoud & F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62 : 183–200, 1999.

- [95] F. C. Nicoud. Numerical study of a channel flow with variable properties. *Center for Turbulent Research, Annual Research Briefs*, pages 289–309, 1998.
- [96] R. Nourgaliev, T. Dinh, T. Theofanous & D. Joseph. The lattice Boltzmann equation method : theoretical interpretation, numerics and implications. *International Journal of Multiphase Flow*, 29(1) : 117 – 169, 2003.
- [97] S. Paolucci. On the filtering of sound from the Navier-Stokes equations. Technical Report SAND82-8257, SANDIA National Labs., Livermore, CA (USA), 1982.
- [98] Y. Peet & P. Sagaut. Theoretical prediction of turbulent skin friction on geometrically complex surfaces. *Physics of Fluids*, 21(10) : 105105, 2009.
- [99] S. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000. ISBN 9780521598866. URL <http://books.google.fr/books?id=HZsTw9SMx-0C>.
- [100] P. L. Quéré, R. Masson & P. Perrot. A chebyshev collocation algorithm for 2d non-boussinesq convection. *Journal of Computational Physics*, 103(2) : 320 – 335, 1992.
- [101] W. J. Rider & D. B. Kothe. Reconstructing volume tracking. *J. Comp. Phys.*, 141 : 112–152, 1998.
- [102] F. Risso & J. Fabre. Oscillations and breakup of a bubble immersed in a turbulent field. *J. Fluid Mech.*, 372 : 323–355, 1998.
- [103] M. Romero & A. Steinfeld. Concentrating solar thermal power and thermochemical fuels. *Energy Environ. Sci.*, 5 : 9234–9245, 2012.
- [104] P. G. Saffman. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 224 : 385–400, 1965.
- [105] P. Sagaut. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer Verlag, 2003.
- [106] M. Sanchez, F. Aulery, A. Toutant & F. Bataille. Large eddy simulations of thermal boundary layer spatial development in a turbulent channel flow. *submitted in Journal of Fluids Engineering*, 2013.
- [107] S. Serra, A. Toutant & F. Bataille. Thermal large eddy simulation in a very simplified geometry of a solar receiver. *Heat Transfer Engineering*, 33(6) : 505–524, 2012.
- [108] S. Serra, A. Toutant, F. Bataille & Y. Zhou. High-temperature gradient effect on a turbulent channel flow using thermal large-eddy simulation in physical and spectral spaces. *Journal of Turbulence*, 13(49) : 1–25, 2012.
- [109] S. Serra, A. Toutant, F. Bataille & Y. Zhou. Turbulent kinetic energy spectrum in very anisothermal flows. *Physics Letters A*, 376(45) : 3177 – 3184, 2012.
- [110] J. Sethian. *Level Set Methods*. Cambridge University Press, 1996.
- [111] S. Shin & D. Juric. Modeling three-dimensional multiphase flow using a level contour reconstruction method for front-tracking without connectivity. *J. Comp. Phys.*, 180 (2) : 427–470, 2002.
- [112] O. Simonin. Statistical and continuum modeling of turbulent reactive particulate flows. part II : Application of a two-phase second-moment transport model for prediction of turbulent gas-particle flows. *In VKI Lectures On Combustion and Turbulence in Two-Phase Flows*, 2000.

- [113] O. Simonin. Statistical and continuum modelling of turbulent reactive particulate flows. part 1 : theoretical derivation of dispersed eulerian modelling from probability density function kinetic equation. *Theoretical and Experimental Modelling of Particulate Flows*, Lecture Series 2000-06, 2000.
- [114] R. L. Simpson. Characteristics of turbulent boundary layers at low reynolds numbers with and without transpiration. *Journal of Fluid Mechanics*, 42 : 769–802, 1970.
- [115] R. Stainsby & D. Martin. *Validation of fast reactor thermomechanical and thermo-hydraulic codes*, volume TecDoc1318, chapter Thermal striping benchmark exercise : thermal hydraulic analysis of the PHENIX fast reactor secondary pipework T-junction, pages 206–226. IAEA, 2002.
- [116] K. Sugioka & S. Komori. Drag and lift forces acting on a spherical water droplet in a homogeneous linear shear air flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 570 : 155–175, 2006.
- [117] C. Tchen. *Value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in turbulent fluid*. Thèse de Doctorat, Technische Hogeschool Delft, 1947.
- [118] A. Toutant & F. Bataille. Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient. *International Journal of Thermal Sciences*, 74 : 104–118, 2013.
- [119] A. Toutant, M. Chandesris, D. Jamet & O. Lebaigue. Jump conditions for filtered quantities at an under-resolved discontinuous interface Part 1 : theoretical development. *Int. J. Multiphase Flow*, 35(12) : 1100–1118, 2009.
- [120] A. Toutant, M. Chandesris, D. Jamet & O. Lebaigue. Jump conditions for filtered quantities at an under-resolved discontinuous interface Part 2 : *a priori* tests. *Int. J. Multiphase Flow*, 12(12) : 1119–1129, 2009.
- [121] A. Toutant, E. Labourasse, O. Lebaigue & O. Simonin. Interaction between a deformable buoyant bubble and a homogeneous isotropic turbulence. *Proceedings of Conf. on Turbulence and Interaction*, Porquerolles, France, 29 May - 2 June 2006. URL <http://www.onera.fr/congres/ti2006/program.php>.
- [122] A. Toutant, E. Labourasse, O. Lebaigue & O. Simonin. Dns of the interaction between a deformable buoyant bubble and a spatially decaying turbulence : A priori tests for les two-phase flow modelling. *Computers and Fluids*, 37(7) : 877 – 886, 2008.
- [123] A. Toutant, B. Mathieu & O. Lebaigue. Volume-conserving mesh smoothing for front-tracking methods. *Computers and Fluids*, 67(0) : 16 – 25, 2012.
- [124] A. Toutant & P. Sagaut. Lattice Boltzmann simulations of impedance tube flows. *Computers and Fluids*, 38(2) : 458 – 465, 2009.
- [125] S. O. Unverdi & G. Tryggvason. A front-tracking method for viscous incompressible multi-fluid flows. *J. Comput. Phys.*, 100 : 25–37, 1992.
- [126] E. R. Van Driest. Turbulent boundary layer in compressible fluids. *Journal of Aero. Sciences*, 18(3) : 145–160, 1951.
- [127] E. R. Van Driest. On turbulent flow near a wall. *Journal of Aerospace Science*, 23 : 1007–1011, 1956.
- [128] S. Vincent, J. Larocque, D. Lacanette, A. Toutant, P. Lubin & P. Sagaut. Numerical simulation of phase separation and a priori two-phase les filtering. *Computers and Fluids*, 37(7) : 898 – 906, 2008.

- [129] G. Wallis. *One Dimensional Two-Phase Flow*. Mcgraw-Hill (Tx), 1969.
- [130] W. Wang & R. Pletcher. On the large eddy simulation of a turbulent channel flow with significant heat transfer. *Physics of Fluids*, 8(12) : 3354–3366, 1996.
- [131] D. Wolf-Gladrow. A lattice Boltzmann equation for diffusion. *Journal of Statistical Physics*, 79(5-6) : 1023–1032, 1995.
- [132] L. Zeng, F. Najjar, S. Balchandar & P. Fischer. Forces on a finite-sized particle located close to a wall in a linear shear flow. *Physics of fluids*, 21 : 033302, 2009.
- [133] R. K. Zeytounian. *Les modèles asymptotiques de la mécanique des fluides I, Lecture Notes in Physics*. Springer-Verlag, Berlin, 1986.
- [134] Y. Zhou. A phenomenological treatment of rotating turbulence. *Physics of Fluids*, 7 : 2092–2094, 1995.
- [135] D. Zwillinger. *Handbook of Differential Equations*. Academic Press, Boston, 1989.

Annexes

Annexe A

Généralisation à un fluide quelconque de l'algorithme de résolution des équations quasi-compressibles

Dans la partie 2.2, on a proposé un nouvel algorithme pour la résolution des équations quasi-compressibles. Cet algorithme a été d'abord développé dans le cas particulier d'un gaz parfait. Dans cette annexe, on généralise l'algorithme à un fluide quelconque.

Dans le cas d'un gaz parfait, la loi d'état liant la pression thermodynamique, la masse volumique et la température permet de transformer aisément la dérivée particulaire de la température en dérivée particulaire de la pression

$$\frac{dT}{dt} = \frac{dP_{thermo}}{r\rho} = \frac{1}{r\rho} \frac{dP_{thermo}}{dt} - \frac{P_{thermo}}{r\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{A.1})$$

où $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla$. Ce faisant, on fait apparaître la dérivée particulaire de la masse volumique. Pour éliminer cette dernière, on utilise l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot U \quad (\text{A.2})$$

Sans faire d'hypothèse sur la loi d'état, on peut conserver cette même démarche :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial P_{thermo}} \frac{dP_{thermo}}{dt} + \frac{\partial T}{\partial \rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{A.3})$$

Quelque soit le gaz considéré, l'équation de conservation de la masse reste inchangée (eq. (A.2)). La généralisation à un gaz quelconque de l'équation de bilan d'énergie s'écrit

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = \beta T \frac{dP_{thermo}}{dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S \quad (\text{A.4})$$

où β est le coefficient d'expansion thermique défini par :

$$\beta = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (\text{A.5})$$

La seule différence entre l'équation de bilan d'énergie pour un gaz parfait (eq. (2.26c)) et celle pour un gaz quelconque (eq. (A.4)) est le facteur βT devant la dérivée lagrangienne de la pression thermodynamique¹. En éliminant dans l'équation (A.3) les dérivées lagrangiennes de la température et de la masse volumique en utilisant respectivement l'équation de bilan d'énergie (eq. (A.4)) et l'équation de conservation de la masse (eq. (A.2)), on obtient

$$\frac{1}{\rho c^2} \frac{dP_{thermo}}{dt} = \frac{\beta}{\rho C_p} \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \frac{\beta}{\rho C_p} S - \nabla \cdot U \quad (\text{A.6})$$

où c est la vitesse du son définie par :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\rho \beta \frac{\partial T}{\partial P_{thermo}} - \frac{\beta^2 T}{C_p}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\partial \rho}{\partial P_{thermo}} - \frac{\beta^2 T}{C_p}}} \quad (\text{A.7})$$

L'équation (A.6) permet

1. de calculer la pression thermodynamique lorsqu'elle est intégrée sur le domaine de calcul,
2. de calculer la pression dynamique pour imposer sa forme locale (contrainte sur la divergence de la vitesse).

L'algorithme proposé dans le corps du manuscrit est ainsi généralisé à tout type de fluide.

1. Dans le cas d'un gaz parfait, on a bien sûr $\beta = \frac{1}{T}$.

Détermination de la vitesse de frottement

LA vitesse de frottement est une grandeur caractéristique de l'écoulement utilisée pour adimensionner les résultats. Il existe plusieurs façons de la déterminer dans un écoulement de type canal plan (voir par exemple [99]). Certaines de ces méthodes sont évaluées afin de choisir celle adaptée aux moyens de mesures de la soufflerie.

La vitesse de frottement est définie par :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{B.1})$$

La contrainte de cisaillement totale s'écrit comme la somme des contraintes visqueuse et turbulente :

$$\tau = \mu \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} - \rho \langle u'v' \rangle \quad (\text{B.2})$$

Comme à la paroi $\langle u'v' \rangle|_w = 0$, la contrainte de cisaillement pariétale est :

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right|_w \quad (\text{B.3})$$

La vitesse de frottement peut ainsi être déterminée grâce à l'estimation du gradient de vitesse à la paroi :

$$u_\tau = \sqrt{\nu \left. \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right|_w} \quad (\text{B.4})$$

Dans la partie pleinement turbulente de l'écoulement ($50 < y^+ < 500$), la contrainte visqueuse devient négligeable devant la contrainte turbulente :

$$\tau = -\rho \langle u'v' \rangle \quad (\text{B.5})$$

En intégrant la relation (3.9) entre 0 et y , on trouve :

$$\tau(y) = cte y + \tau_w \quad (\text{B.6})$$

Par conséquent, la vitesse de frottement peut être déterminée en extrapolant la partie linéaire des corrélations $\langle u'v' \rangle$:

$$u_\tau = \sqrt{-\langle u'v' \rangle_e} \quad (\text{B.7})$$

où l'indice $_e$ signifie qu'il s'agit d'une grandeur extrapolée. Les méthodes évaluées consistent donc à :

- calculer directement le gradient de vitesse à la paroi,
- utiliser les lois universelles $u^+ = f(y^+)$, Van Driest (1956),
- extrapoler la partie linéaire du profil de la contrainte turbulente,
- calculer sa valeur théorique à l'aide de la corrélation $Re_\tau = 0,09Re^{0,88}$.

Dans nos conditions de mesures, l'estimation du gradient de vitesse à la paroi est trop imprécise pour obtenir une bonne valeur de la vitesse de frottement. Les trois autres méthodes donnent des résultats proches avec une variation des résultats de 0,7 %. La méthode expérimentale retenue pour déterminer la vitesse de frottement est donc l'extrapolation de la partie linéaire de la contrainte turbulente (eq. (B.7)).

Généralisation du modèle de Kolmogorov aux cas fortement anisothermes

Les simulations numériques directes et des grandes échelles réalisées montrent que la présence d'un gradient de température perpendiculaire à l'écoulement peut modifier la pente de la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente (voir partie 5.3). Cette annexe propose une généralisation du modèle de Kolmogorov aux cas fortement anisothermes. Ce travail est le résultat de collaborations avec Ye Zhou, chercheur au LLNL.

D'après Kraichnan [63], en utilisant le bilan d'énergie cinétique, la dissipation ϵ est donnée par

$$\epsilon = C\tau_3(k)E^2(k)k^4 \quad (\text{C.1})$$

où C est une constante, τ_3 l'échelle de temps de décroissance de la corrélation triple, E l'énergie cinétique turbulente. Le temps de retournement des tourbillons est :

$$\tau_{NL}(k) = \left(k^{3/2}E^{1/2}(k)\right)^{-1} \quad (\text{C.2})$$

On en déduit une nouvelle expression de la dissipation :

$$\epsilon = C\tau_3(k)\tau_{NL}^{-1}(k)E^{3/2}(k)k^{5/2} \quad (\text{C.3})$$

Dans le cas classique, on peut supposer que :

$$\tau_3(k) = \tau_{NL}(k) \quad (\text{C.4})$$

On retrouve alors le modèle de spectre de Kolmogorov :

$$E(k) = C_K\epsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (\text{C.5})$$

où C_K est la constante de Kolmogorov. Dans les cas complexes, le temps de décroissance de la corrélation triple est lié au temps de retournement mais également à une action extérieure [134]. Dans notre cas, l'action extérieure est le gradient de température. L'échelle de temps de décroissance des corrélations triples due à la température est notée $\tau_{\Delta T}$. Le choix simple

$$\frac{1}{\tau_3(k)} = \frac{1}{\tau_{NL}(k)} + \frac{1}{\tau_{\Delta T}(k)} \quad (\text{C.6})$$

satisfait les cas extrêmes : $\tau_3(k) \rightarrow \tau_{NL}(k)$ sans gradient de température et $\tau_3(k) \rightarrow \tau_{\Delta T}$ avec un gradient de température très important. En utilisant ce choix dans l'équation (C.3) de la dissipation, on obtient une généralisation du modèle de spectre pour un écoulement soumis à un gradient de température. Avant cela, on cherche à exprimer l'échelle de temps de décroissance des corrélations triples due à la température. En supposant que le gradient de température s'applique aux grandes échelles, on postule la forme

$$\tau_{\Delta T}(k) = \tau_{NL}(k) f k h \quad (\text{C.7})$$

où $f = f(Re_{\tau L}, Re_{\tau H}, Re_{\tau m}, r)$ est une fonction du nombre de Reynolds de frottement local $Re_{\tau L}$, du nombre de Reynolds de frottement côté chaud $Re_{\tau H}$, du nombre de Reynolds de frottement moyen $Re_{\tau m}$ et du ratio de température r . D'après les résultats des SGET, une forme possible pour f est :

$$f(Re_{\tau L}, Re_{\tau H}, Re_{\tau m}, r) = C_1 \frac{1}{r^\alpha - 1} (\tanh(\beta(Re_{\tau H} - Re_{\tau c})) + 1) \left(\frac{Re_{\tau L}}{Re_{\tau m}} \right)^\gamma \quad (\text{C.8})$$

où C_1 , α , β , γ and $Re_{\tau c}$ sont des constantes positives déterminées en minimisant l'écart entre le modèle et les résultats des SGET. Les valeurs de ces constantes sont données dans le tableau C.1. Le modèle de spectre généralisé aux écoulements soumis à un gradient de température est :

$$E(k) = C_K \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \left(1 + \frac{1}{f k h} \right)^{2/3} \quad (\text{C.9})$$

Pour de très forts gradients de température, on a $f \rightarrow 0$, $\tau_3 \rightarrow \tau_{\Delta T}$ et donc $E \sim k^{-7/3}$. Dans un cas isotherme, on a $f \rightarrow \infty$, $\tau_3 \rightarrow \tau_{NL}$ et donc le modèle de Kolmogorov $E \sim k^{-5/3}$.

α	β	γ	$Re_{\tau c}$	C_1
2	1	10	135	2

TABLE C.1 – Valeurs des paramètres du modèle de spectre

Equation de l'énergie cinétique turbulente dans l'espace spectral

ON s'intéresse à l'équation de l'énergie cinétique turbulente dans l'espace spectral afin de mieux comprendre les mécanismes de couplage entre les fluctuations de vitesse et le gradient de la température. Cette annexe donne l'expression détaillée des différents termes de cette équation. Certains de ces termes sont représentés et analysés à titre d'illustrations dans la partie 5.3.

Pour déterminer l'équation d'évolution d'énergie cinétique turbulente dans l'espace spectral, on effectue une transformée de Fourier 2D dans les plans (Oxz) parallèles aux parois. On note $F_k^y[g(x, y, z)]$ ou \widehat{g} la transformée de Fourier 2D de la fonction g . Dans l'espace spectral, l'équation d'évolution d'énergie cinétique turbulente est

$$\frac{\partial Ec(k, y)}{\partial t} = \Pi(k, y) + \sum_n T_n(k, y) + D(k, y) \quad (\text{D.1})$$

où $k = |\mathbf{k}|$ est la norme du vecteur d'onde, Π est la production turbulente, T_n sont les différents termes de transferts d'énergie cinétique turbulente et D est le terme de dissipation. L'expression de chacun de ces termes est :

Production turbulente :

$$\Pi = \int_k -2\Re \left[\widehat{v_x^*} \widehat{u_y'} \frac{\partial \widehat{V_x}}{\partial y} \right] d\mathbf{k} \quad (\text{D.2a})$$

Transfert triadique dans le plan :

$$T_{in} = \int_k -2\Re \left[\sum_i \sum_{j=x,z} \widehat{v_i^*} \frac{\partial \widehat{v_i' u_j'}}{\partial x_j} \right] d\mathbf{k} \quad (\text{D.2b})$$

Transfert triadique non-standart dans le plan :

$$T_{ns} = \int_k -2\Re \left[\sum_i \widehat{v_i^*} \widehat{U_x} \frac{\partial \widehat{v_i'}}{\partial x} \right] d\mathbf{k} \quad (\text{D.2c})$$

Transfert triadique inter-plan :

$$T_{it} = \int_k -2\Re \left[\sum_i \widehat{v}_i'^* \frac{\partial \widehat{v}_i' u_y'}{\partial y} \right] d\mathbf{k} \quad (\text{D.2d})$$

Transfert lié au gradient de température :

$$T_{\nabla T} = \int_k -2\Re \left[\sum_i \left[\widehat{v}_i'^* \overline{U}_y \frac{\partial \widehat{v}_i'}{\partial y} + \frac{1}{2} \widehat{v}_i'^* \widehat{v}_i' \frac{\partial \overline{U}_y}{\partial y} - \sum_j \frac{1}{2} \widehat{v}_i'^* \left(v_i' \frac{\partial u_j'}{\partial x_j} \right) + \sum_j \widehat{v}_i'^* \overline{V}_i \frac{\partial \widehat{u}_j'}{\partial x_j} \right] \right] d\mathbf{k} \quad (\text{D.2e})$$

Transfert par la pression dans le plan :

$$T_{\text{pression in}} = \int_k -2\Re \left[\sum_{i=1,3} \widehat{v}_i'^* \left(b \frac{\partial \widehat{P}_{dyn}}{\partial x_i} \right) \right] d\mathbf{k} \quad (\text{D.2f})$$

Transfert par la pression inter-plan :

$$T_{\text{pression it}} = \int_k -2\Re \left[\widehat{v}_y'^* \left(b \frac{\partial \widehat{P}_{dyn}}{\partial y} \right) \right] d\mathbf{k} \quad (\text{D.2g})$$

Dissipation :

$$D = \int_k 2\Re \left(\widehat{v}_i'^* F_k^y \left[b \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - b \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) \right] \right) d\mathbf{k} \quad (\text{D.2h})$$

Dans les expressions précédentes, on a introduit le changement de variables $V_i = \rho^{\frac{1}{2}} U_i$ et $b = \rho^{-\frac{1}{2}}$. Ce changement de variables est adapté à l'étude d'écoulements soumis à de fortes variations de masse volumique [15, 60]. La notation $\Re(\cdot)$ signifie que l'on prend la partie réelle.

Annexe **E**

Tirés à part d'un choix de publications

Cette annexe regroupe un choix de trois publications récentes et représentatives de mes travaux de recherches.

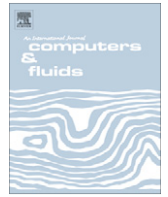
La première illustre une partie du travail réalisé en développement de méthode numérique pour les écoulements diphasiques.

La seconde montre certaines des analyses conduites sur le couplage entre la thermique et la dynamique dans le cas d'écoulements turbulents fortement anisothermes.

La troisième davantage tournée vers l'application résume l'optimisation de l'architecture interne d'un récepteur solaire à haute températures.

Contents lists available at [SciVerse ScienceDirect](#)

Computers & Fluids

journal homepage: www.elsevier.com/locate/compfluid

Volume-conserving mesh smoothing for front-tracking methods

A. Toutant^{a,b,c,*}, B. Mathieu^c, O. Lebaigue^c^a PROMES-CNRS, UPR 8521, Perpignan, France^b Université de Perpignan Via Domitia, France^c STMF/LMSF, CEA-Grenoble, Grenoble, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 5 December 2011

Received in revised form 27 April 2012

Accepted 19 June 2012

Available online 29 June 2012

Keywords:

Two-phase flow

Surface tension

Curvature

Front-tracking

Mesh refinement

ABSTRACT

Among the various direct numerical simulation (DNS) methods dedicated to multiphase flow, the front-tracking methods that use a Lagrangian mesh to describe explicitly the interfaces are generally considered as a very accurate and complex method. In this family of methods, while a fine Lagrangian mesh is desirable for a better representation of the interfacial area, the surface forces and the bubble or droplet volume, one cannot arbitrarily choose the Lagrangian mesh size. Indeed, the Lagrangian mesh displacement algorithm is unstable if the number of Lagrangian degrees of freedom does not match the number of involved Eulerian velocity points. As a consequence, in traditional front-tracking implementations, an accurate description of the interfaces is expensive in terms of Eulerian mesh cells. We demonstrate that a front-tracking interface smoothing (FTIS) method can reduce the constraints on the mesh sizes. It consists in damping the highest spatial frequency components of the Lagrangian mesh to compensate for the lack of Eulerian velocity points. The test case of fundamental proper frequency of a bubble proves the validity of the FTIS method. An example of a 3D-bubble rising shows the interest and the potential applications of the FTIS method.

© 2012 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Two phase flows are very common flows in natural environment and industrial processes. The direct numerical simulation (DNS) of interfaces is interesting to understand micro-level phenomena (e.g. mass or heat transfers at the interfaces, such as in [1]) that potentially drive macro-level phenomena (e.g. global efficiency of a heat exchanger). One difficulty to simulate interfaces is the discretization of surface tension. This force is proportional to the mean curvature of the interface, which is a second order derivative of the surface geometry. Among the DNS methods, we can distinguish the moving mesh methods, the front-tracking methods and the fixed mesh methods. The moving mesh methods consist in using a moving mesh where a surface tracks the shape of the interfaces. These methods are very efficient when bubbles are spherical [2,3]. Among these methods, one finds the ALE methods (Arbitrary Lagrangian Eulerian) [4]. The front-tracking methods use a fixed mesh for the volume variables and a moving surface mesh to represent the position of the interfaces [5,6]. This paper is dedicated to this kind of methods. The fixed mesh methods only use an Eulerian mesh. The balance equations of fluids and interfaces are solved with this fixed mesh. The interface capturing methods are the volume of fluid (VOF) methods [7,8] or the level-set methods [8]. The

VOF methods use a phase indicator equal to 1 in one phase and to 0 in the other one. The level-set methods use a function where the interface position is implicitly defined by a level-set value of the function (e.g. the signed distance at the interface).

In the front-tracking methods, the interface is represented by a Lagrangian surface mesh. In some front-tracking implementations, high order polynomial elements are used to represent the interfaces in order to obtain good approximations of the curvature and of the interface position during the remeshing steps. See for example [10–12] where cubic splines are used. These implementations provides a reasonable accuracy with a relatively low Lagrangian markers density, but interpolation steps and exact volume computation of the phase volume and surface energy are quite difficult to implement [13]. In this paper, we present an implementation of a front-tracking based method where simpler plane surface elements are used to describe the interface. In this case, the exact calculation of the volume fraction and of the interface surface is much easier. These elements are then used to provide an exact discrete mass balance of the phases (including phase change), and a control of the discrete surface energy, which is strongly related to spurious currents.

The drawback of these low order surface elements is the lack of precision when only a few Lagrangian markers are used, which is normally the case because of the earlier mentioned stability issues. This paper describes a simple algorithm component to allow for a higher marker density in the simulations: the front-tracking

* Corresponding author at: PROMES-CNRS, UPR 8521, Perpignan, France.
E-mail address: adrien.toutant@univ-perp.fr (A. Toutant).

interface smoothing (FTIS). It is worth noting that although front-tracking, VOF and level-set methods are originally DNS methods, several recent works try to extend these methods to some kind of Large Eddy Simulation (LES) for two-phase flows [14–19]. The FTIS method is especially useful in that context.

In Section 2, we examine the interest of the FTIS. Then, we describe the algorithm and properties. Finally, Section 3 is dedicated to the validation of the FTIS. Three test cases are realized. The first one concerns the oscillations of a 2D elliptical bubble. The second one verifies that the equilibrium of a gas bubble without any parasitic currents can be reached. The third one compares the terminal velocity and the bubble shape obtained with the FTIS method and an ALE reference simulation.

2. Front-tracking interface smoothing (FTIS)

2.1. Influence of the Lagrangian markers density on the stability and the accuracy of the front-tracking method

Since only linear elements are used to describe the interface, the computed volume and surface of any discretized interface geometry converges to the exact value with second order accuracy with respect to the Lagrangian markers spacing. Because buoyancy forces depend on the volume and viscous forces depend on the surface, the density of Lagrangian markers directly affects the accuracy of the simulations.

For example, let us consider a unity radius circle discretized with N Lagrangian markers. The area A and perimeter P of this discretized two dimensional bubble are:

$$A = N \sin\left(\frac{\pi}{N}\right) \cos\left(\frac{\pi}{N}\right) \quad (1a)$$

$$P = 2N \sin\left(\frac{\pi}{N}\right) \quad (1b)$$

The real area is π and the real perimeter is 2π . Let x be the ratio $\frac{\pi}{N}$. The relative errors committed on the area E_A and on the perimeter E_P are:

$$E_A(x) = 1 - \cos(x) \frac{\sin(x)}{x} \quad (2a)$$

$$E_P(x) = 1 - \frac{\sin(x)}{x} \quad (2b)$$

Fig. 1 represents the discretization errors as a function of the number of Lagrangian markers in the 2D case. The error on the bubble volume is higher than the error on the surface. In order to

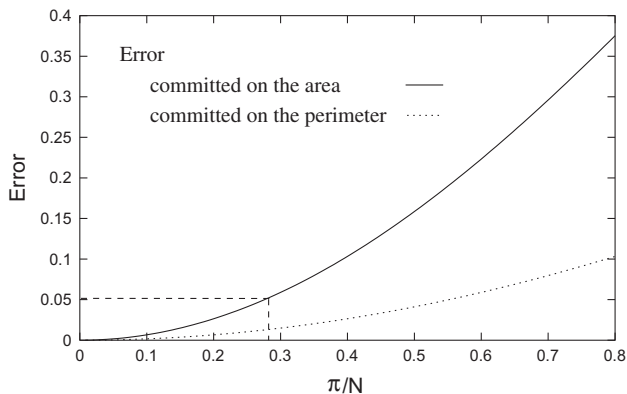


Fig. 1. Error coming from the discretization of the perimeter and impacting the value of the area of a circular interface in function of the number of Lagrangian markers N .

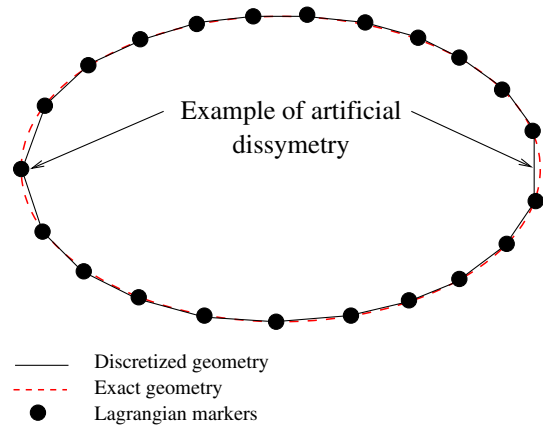


Fig. 2. Example of dissymmetry due to the discretization

obtain a volume error below 5%, we must have $x < 0.28$, which means that the distance between markers must be three times smaller than the local radius of curvature.

Furthermore, too few Lagrangian markers lead to an artificial asymmetry of the interface (see Fig. 2). The interfacial forces and the velocity field around the bubble are then asymmetric. The bubble trajectory could be directly affected by this numerical error [20].

Using a finer Lagrangian mesh is the simplest way to increase the accuracy of the method. Unfortunately, the traditional velocity interpolation used to update the Lagrangian mesh position is unstable if the Lagrangian mesh is too fine, as it will be shown in the next section.

2.2. Numerical instabilities related to the Lagrangian mesh refinement

In traditional implementations of the front-tracking method, the Lagrangian mesh position is updated by moving the mesh nodes with an interpolation of the Eulerian velocity field. One constraint for the numerical scheme to be stable, is that the interface shape can evolve towards an equilibrium position with a minimum of the surface energy (which, in the front-tracking method, is a Lagrangian mesh with the minimum surface, for a given phase volume). If the interface shape is not at mechanical equilibrium, the surface tension source term tends to accelerate the fluid in such a way that the surface energy will decrease (Fig. 3).

If the Lagrangian mesh node number exceeds the number of Eulerian velocity degrees of freedom involved in the displacement of these nodes, there exists a subspace of the set of all possible velocity fields of the Lagrangian mesh that cannot be generated by any interpolated Eulerian velocity field. This subset corresponds to high frequency oscillations of the surface mesh that produce no change of the discrete phase indicator function on the Eulerian mesh (Fig. 3). During the computation, these high spatial frequency oscillations will develop on the interfaces and no discrete Eulerian velocity field will be able to control them.

To sum up, the coupling between the Eulerian and the Lagrangian mesh quantities is effective only for spatial scales larger than the size of Eulerian cells. If a finer Lagrangian mesh is used, the physical damping of the high spatial frequencies on the Lagrangian mesh must be modelled by additional equations in the Lagrangian mesh transport equation.

2.3. The FTIS algorithm

The purpose of FTIS is to provide an appropriate damping of high frequency perturbations of the Lagrangian mesh not handled by the coupling with the Eulerian velocity field (see Fig. 4).

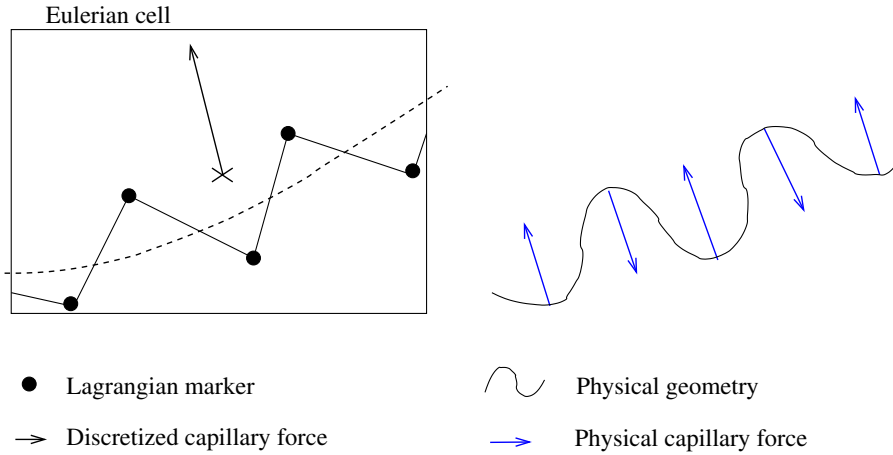


Fig. 3. Numerical instability in the case of using too many Lagrangian markers. Because the capillary force is discretized at the scale of the Eulerian cell, numerically, only the mean geometry of the bubble is affected: no feedback force mechanism allows avoiding the fan folding instability (instability in accordion, left). Physically, the surface tension is a feedback force that tends to minimize the surface and viscous forces dissipate kinetic energy resulting from the transfer with interface energy. These two conjugated forces avoid instabilities.

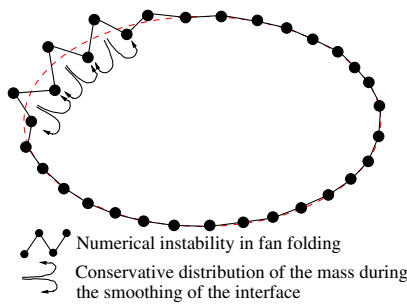


Fig. 4. Schematic representation of FTIS

The main requirement for the damping model is that it provides the correct physical behavior at scales larger than the Eulerian mesh size. We will show that it is not necessary that the chosen model accurately represents the effect of surface tension and viscosity at small scales. Indeed, a simple model of local surface energy dissipation is sufficient.

2.4. The FTIS principle for continuous variables

Let us call Γ the geometrical place that describes a closed interface of surface S . Because our interfaces are non-material, only normal displacements have a sense. The time evolution of the position vector \mathbf{OM} is given by

$$\frac{\partial \mathbf{OM}}{\partial t} = v \mathbf{n} \quad (3)$$

where M is a point of the interface, v is the velocity corresponding to the displacement of the FTIS and \mathbf{n} is the normal at the interface. One chooses the following velocity

$$v = -\alpha \Delta_s \kappa \quad (4)$$

where α is a positive constant and Δ_s is the surface Laplacian operator. One shows that at the first order the temporal variation of the surface is:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = - \int_{\Gamma} \kappa v d\Gamma \quad (5)$$

Consequently, the FTIS velocity (Eq. (4)) implies that:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \alpha \int_{\Gamma} \kappa \Delta_s \kappa d\Gamma \quad (6)$$

Integrating by parts, one gets:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\alpha \int_{\Gamma} \|\nabla_s \kappa\|^2 d\Gamma \quad (7)$$

Thus, the displacement that we define guarantees the damping of the surface S . In the following, we show that this displacement is equivalent to a 4th order space filter. This relatively high order allows filtering the high frequencies of the interface deformations without damping the low frequencies. Although the previous definitions are very general and do not make any hypothesis of the number of space dimensions, we now consider a 1D interface. This interface is described by its height h in function of the horizontal coordinate x and the time t : $h = h(x, t)$. Because the height of the interface can be decomposed in its harmonics using Fourier transform, we only consider one harmonic h_k where k corresponds to the spatial pulsation. The harmonic of the interface height can be written

$$h_k(x, t) = A(t) e^{jkx} \quad (8)$$

where j is the square root of -1 (i.e. $j^2 = -1$) and A is the amplitude of the harmonic. At the first order in A supposed to be small enough, the Eq. (4) gives:

$$A'(t) = -\alpha k^4 A(t) \quad (9)$$

Finally, one gets

$$A(t) = A_0 e^{-\alpha k^4 t} \quad (10)$$

where A_0 is the amplitude at $t = 0$. One has constructed a 4th order space filter that smoothes the high frequencies of the interface deformations and does not affect low frequencies. Indeed, the effects of the filter on low spatial frequencies ($k \rightarrow 0$) are very quickly negligible in front of the viscous damping in $e^{-\nu k^2 t}$, where ν is the kinematic viscosity. We precise that the damping modifies the amplitude of the interface deformations in function of the time t but the damping intensity depends on the spatial pulsation k .

2.5. Conservative formulation of the FTIS

In order to conserve the volume of the bubbles or droplets, let us introduce the flux, ϕ , defined by:

$$\phi = \alpha \nabla_s \kappa \quad (11)$$

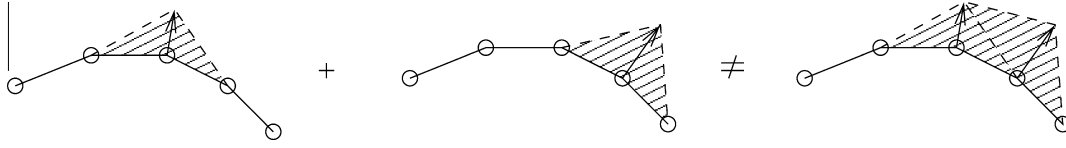


Fig. 5. Displacement of lagrangian nodes to generate a prescribed volume change on each node. When moving one point at a time, the displacement is a linear function of the volume change and it can be determined analytically. When moving all points simultaneously, the dependence of the volume change on the displacement is non-linear and finding an appropriate displacement to realize a prescribed volume change in one step is difficult.

We deduce that the velocity of FTIS displacement (Eq. (4)) can be written:

$$v = -\nabla_s \cdot \phi \quad (12)$$

The volume variation δV induced by the FTIS displacement is

$$\delta V = \int_S \mathbf{v} \mathbf{n} \cdot \mathbf{n} d\Gamma \delta t = - \int_S \nabla_s \cdot \phi d\Gamma \delta t \quad (13)$$

where δt is an arbitrary time step (this time step will be given in more details in the following). Because the flux ϕ is tangential to the interface, the surface divergence theorem allows us to transform the previous surface integral into a line integral

$$\delta V = - \oint_C \phi \cdot \boldsymbol{\tau} dC \delta t \quad (14)$$

where C is the curve that bound the surface S . If the surface S is closed, the length of C is zero. Thus, this last equation guarantees that the FTIS conserves the volume of closed interfaces.

2.6. Discretization of the FTIS

In this section, we provide a discrete definition of the different variables used by the FTIS. In particular, we have to explain whether the variables are evaluated at the markers of the Lagrangian mesh or at the center of the segment that joins them. The FTIS method requires a discretization of the mean curvature κ_i and of the mass flux ϕ_{ij} between each couple of adjacent nodes in the surface mesh. At the marker i , one estimates:

- the mean curvature κ_i ,
- the volume variation δV_i ,
- the FTIS displacement d_i .

At the center of the segment $[x_i x_j]$, one calculates:

- the length of the segment $L[x_i x_j]$,
- the flux ϕ_{ij}

$$\phi_{ij} = \alpha \frac{\kappa_i - \kappa_j}{L[x_i x_j]}.$$

The interface tracking algorithm implements a function that moves the Lagrangian mesh nodes in order to produce a prescribed volume change at each node. Assuming that only one node is moved, the displacement can be calculated exactly. Doing this and because in the general case all the nodes are moved, an error is committed on the volume (see Fig. 5). This error is corrected by a new displacement. Thus, it is an iterative procedure that moves each point in the normal direction until the prescribed volume change is realized with a specified tolerance. The convergence speed of the iterative method is quadratic. In practice, four iterations give a relative error equal to 10^{-10} for the prescribed volume.

The FTIS method consists in calling this interface tracking function with the prescribed volume change computed from Eq. (14) at each node. The discretization of Eq. (14) is described afterwards in 2D and 3D. Since the damping of the high frequencies provided by the FTIS method does not follow a physical law, the discretization

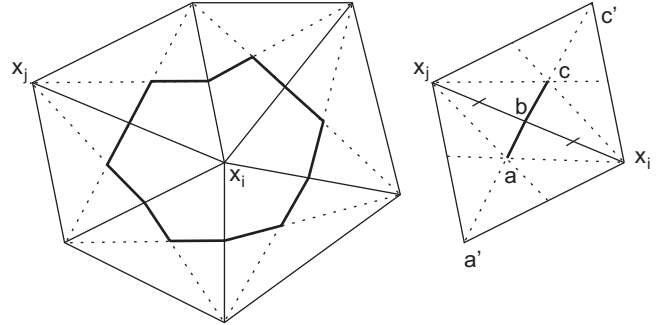


Fig. 6. Contour of integration for the discretization of Eq. (14) as computed in our implementation (the choice of the discretization is not critical). The contour is based on the medians of the adjacent triangles and the gradient of the curvature is supposed to be constant and parallel to the $\vec{x}_i \vec{x}_j$ vector on each segment $[ab]$ and $[bc]$.

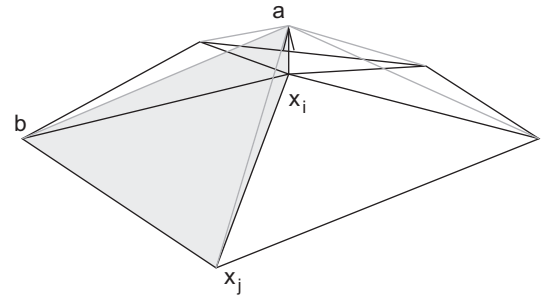


Fig. 7. Computation of the signed volume variation resulting from a single node displacement (node x_i moves to $a = x_i + d_i \mathbf{n}_i$, where \mathbf{n}_i is the normal and the direction of displacement and d_i a scalar. The volume is the sum for all neighbor triangles of the volumes of the generated tetrahedra. This is $\frac{d_i}{6} \sum \mathbf{n}_i \cdot (\vec{x}_j \vec{x}_i \times \vec{x}_j \vec{b})$ where the sum is over all neighbor triangles (x_i, x_j, b) . This expression is a linear function of d_i . Hence, computing the appropriate value of d_i to achieve a prescribed volume variation by moving a single point is straightforward.

choice of the correction mass flux is not critical. The proposed discretization works and is quite simple to implement.

The main differences between the 2D and 3D discretizations are the estimations of the volume variations δV_i and the initial FTIS displacement d_i . In 2D, one gets

$$\delta V_i = (\phi_{ij} - \phi_{ik}) \delta t$$

$$d_i = 2 \frac{\delta V_i}{L[x_k x_j]}$$

where j and k are the two adjacent markers of the marker i and $L[x_k x_j]$ the distance between the markers k and j . In 3D, one has (see Figs. 6 and 7)

$$\delta V_i = \sum_{j \in N(i)} \phi_{ij} \frac{|\vec{ab} \times \vec{x}_i \vec{x}_j| + |\vec{bc} \times \vec{x}_i \vec{x}_j|}{L[x_i x_j]} \delta t$$

$$d_i = 6 \frac{\delta V_i}{\sum_{j \in N(i)} \mathbf{n}_i \cdot (\vec{x}_j \vec{x}_i \times \vec{x}_j \vec{b})}$$

where $N(i)$ are the neighbors of the node i and \times is a cross product.

The previous discretization is developed for the front-tracking method that we use. Other front-tracking methods could require small adaptations. However, the FTIS principle for continuous variables is very general and is very easy to implement for all front-tracking methods.

2.7. Stability analysis of the FTIS

In 2D for the sake of simplicity, we precise in this section the condition of the FTIS stability in function of the constant α . We assume that the abscissa, x_i , of the Lagrangian mesh markers are regularly spaced out by Δx :

$$x_i = i\Delta x$$

The discretized height of the interface (equivalent to the Eq. (8)) is

$$h_{m,i}^n = A^n e^{\frac{j\pi}{m\Delta x}x_i} \quad (15)$$

where the superscript n represents the time, A^n is the amplitude, m is a strictly positive integer. Using the explicit Euler scheme for the time discretization and 2nd order centered finite differences for the space discretization, the Eq. (4) becomes at the first order in regard with the amplitude A^n :

$$\frac{h_i^{n+1} - h_i^n}{\Delta t} = -\alpha \frac{h_{i-2}^n - 4h_{i-1}^n + 6h_i^n - 4h_{i+1}^n + h_{i+2}^n}{\Delta x^4} \quad (16)$$

Using the harmonic m given by the Eq. (15), one finds

$$h_{m,i}^{n+1} = A^n \left[1 - 4 \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^4} \left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{m}\right) \right)^2 \right] e^{\frac{j\pi}{m\Delta x}x_i} \quad (17)$$

or also:

$$A^{n+1} = A^n \left[1 - 4 \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^4} \left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{m}\right) \right)^2 \right] \quad (18)$$

Because the stability condition is equivalent to

$$A^{n+1} < A^n, \quad (19)$$

the stability is guaranteed for a time step Δt that verifies for all integer m :

$$\alpha \Delta t < \frac{\Delta x^4}{4 \left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{m}\right) \right)^2} \quad (20)$$

Consequently, it is sufficient that:

$$\alpha \Delta t < \frac{\Delta x^4}{16} \quad (21)$$

2.8. Damping of the high frequencies of the interface deformations

In this section, we determine the intensity of the interface deformation damping. The FTIS is developed in order to model the effects of the surface tension and the viscosity on the high frequencies of the interface deformations. However, the high frequencies of the interface deformations that we want to damp with the FTIS have essentially been created by numerical instability. Consequently, these high frequencies of the interface deformations are not physical and there is no reason to damp them with a proper physical time scale. One can imagine a flow in which the viscosity is so small that the physical damping is much smaller than numerical noise. This would lead necessarily to the instability of the simulation. On the contrary, in the case of a very viscous flow, the damping of the high frequencies with good physical time scale would have an important and undesirable effect on the low

frequencies (however, in most cases, the 4th order allows the proposed filter to results into a negligible effect on the low frequencies; we explain in the next section how to further reduce the effect on the low frequencies). These are the reasons why we have chosen to damp high frequencies independently from viscosity and surface tension physical values. Physically, one considers that locally the system returns to equilibrium. This is perfectly justified because the damping of the FTIS is smaller than the viscous damping but big enough to remove high frequencies without affecting significantly the low frequencies.

This choice has an important consequence on the limitations of the FTIS in the framework of front-tracking simulations coupled to LES modelling of turbulence. Because the FTIS filters all small¹ interfacial fluctuations, physically induced small interfacial fluctuations due to interaction between turbulence and interface would be filtered too. Consequently, we recommend using FTIS with LES modelling only when surface tension is big enough to avoid small physical interfacial fluctuations.

The time step of the FTIS has nothing to do with the physical time step of the simulation. It is a relaxation time step that corresponds to the equation of the curvature artificial diffusion that allows the smoothing of the interface. Consequently, this time step is directly linked to the parameter α and it is not required to precise both of them: the definition of the product $\alpha \Delta t$ is enough. Accordingly of the Eq. (21), one chooses:

$$\alpha \Delta t = \frac{\Delta x^4}{20} \quad (22)$$

One looks for the number of iterations, N_{it} , required to damp p percent of the highest sub-grid frequency. Using the previous equation and the Eq. (18), one gets:

$$A^{n+N_{it}} = A^n \left[1 - \frac{1}{5} \left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{m}\right) \right)^2 \right]^{N_{it}} \quad (23)$$

One wants that

$$A_{hf}^{n+N_{it}} < \frac{100-p}{100} A_{hf}^n$$

where the subscript hf means highest frequency. Thus, the number of iterations must satisfy

$$N_{it} > \frac{\ln\left(\frac{100-p}{100}\right)}{\ln\left[1 - \frac{1}{5} \left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{m_{hf}}\right) \right)^2\right]} \quad (24)$$

where \ln is the natural logarithm and

$$m_{hf} = \frac{\Delta_x^{Euler}}{2\Delta x}$$

where Δ_x^{Euler} is the size of the Eulerian cells. One effectively verifies that the number of iterations increases with the ratio $\frac{\Delta_x^{Euler}}{\Delta x}$. Using Taylor series for $m_{hf} \rightarrow +\infty$, one gets:

$$N_{it} > \ln\left(\frac{100-p}{100}\right) \frac{20}{\pi^4} m_{hf}^4 \quad (25)$$

2.9. Effect on the low frequencies of the interface deformations

In order to decrease the effect of the smoothing on the low frequencies, we test the use of a second filter. To avoid that the flux ϕ (defined by Eq. (11)) has low frequency components, we subtract its mean value $\bar{\phi}$ defined numerically by:

¹ "Small" means here smaller than the Eulerian grid cell size.

$$\bar{\phi}_i = \frac{1}{2N+1} \sum_{j=i-N}^{i+N} \phi_j \quad (26)$$

This second filter still smoothes the high frequency deformations with a smaller effect on the low frequency deformations.

3. Validation

In this section, three relevant test cases are realized. The first one concerns the fundamental proper frequencies of a 2D gas bubble. The second one shows that the FTIS method does not create spurious currents. The third one studies the rise of a spherical cap bubble in a stagnant liquid.

As explained in Section 2.6, the FTIS displacement is realized by an iterative method with a specified tolerance on the prescribed volume change. For the three test cases, the mass conservation is numerically conserved with a relative error equal to 10^{-10} . The numerically observed stability shows, for the three test cases, that the damping time step of Eq. (22) is stable. The two proposed

filters (Eqs. (11) and (26)) give the same results for the three realized test cases.

3.1. Fundamental proper frequencies

The considered 2D test case is the time evolution of an initially slightly deformed bubble of air in a square box full of water. At the equilibrium, the bubble diameter is equal to 3.5 mm. The side of the square is equal to 14 mm. Initially the bubble gets an elliptical shape that corresponds to the fundamental mode. The eccentricity of the initial ellipse is around 0.2. Thus, the difference between initial and equilibrium radius is smaller than 1%. Oscillations between this elliptical shape and the circle shape occur. As shown by Fyfe et al. [21], the theoretical frequency of the bubble is

$$f_{th} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n(n^2 - 1)\sigma}{(\rho_{air} + \rho_{water})r^3}} \quad (27)$$

where σ is the surface tension, r the radius of the bubble, ρ the density and n the mode number. For the elliptical shape $n=2$, $r=$

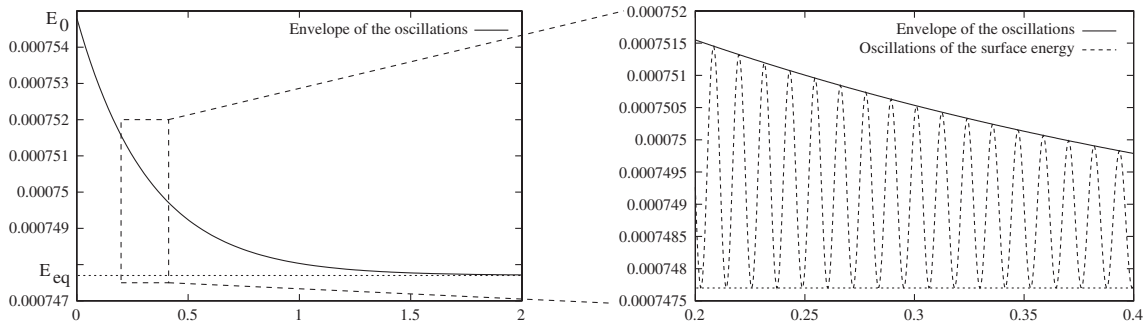


Fig. 8. Oscillations of the surface energy (four Lagrangian points per Eulerian grid cell with FTIS).

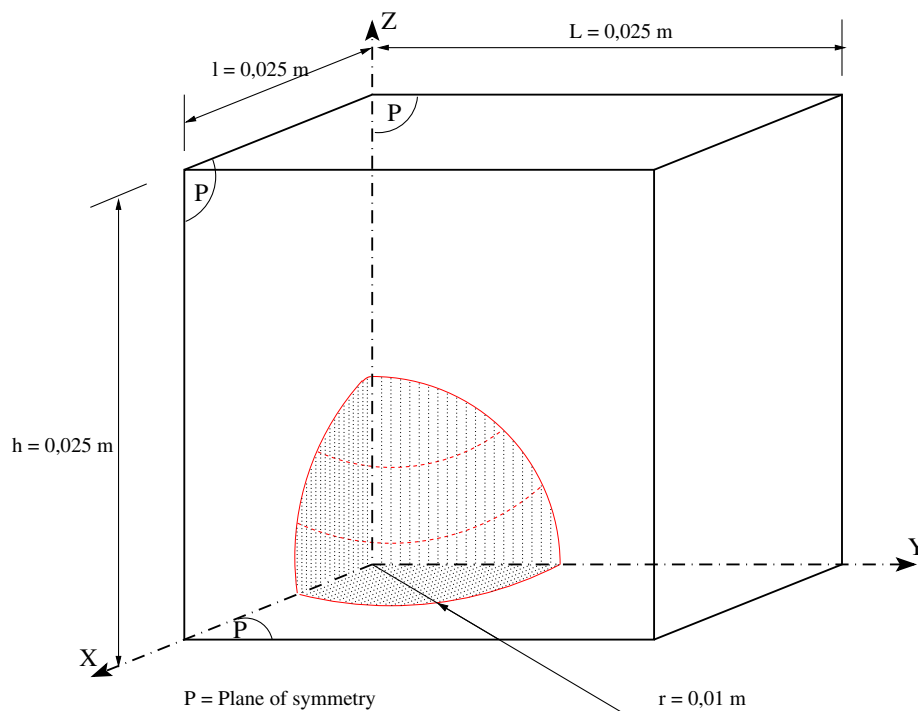


Fig. 9. Numerical set-up.

1.75 mm, $\sigma = 68 \text{ mN m}^{-1}$, $\rho_{\text{air}} = 1.29 \text{ kg m}^{-3}$ and $\rho_{\text{water}} = 998 \text{ kg m}^{-3}$, one gets $f_{\text{th}} = 43.9 \text{ Hz}$. The dynamic viscosities of air and water are respectively $\mu_{\text{air}} = 0.00002 \text{ Pa s}$ and $\mu_{\text{water}} = 0.001 \text{ Pa s}$.

Five simulations of this same case are realized. The first one is the simulation of reference with 160×160 grid points. The four other simulations are realized with 80×80 grid points. The reference simulation gives a frequency very near the theoretical frequency $f_{\text{ref}} = 43.5 \text{ Hz}$. The error lower than 1% is certainly due to the confinement. Tryggvason et al. [22] are able to approach the theoretical frequency within 1.9% with a 128×128 grid under similar condition. The time scale of the physical damping given by the reference simulation is $\tau_{\text{ref}} = 0.34 \text{ s}$. At our knowledge, it does not exist analytical equation to calculate theoretically this damping time scale. In a practical way, the damping time scale, τ , is estimated by fitting the local maxima of the surface energy oscillations with the envelope of the oscillations (see Fig. 8)

$$E(t) = (E_0 - E_{\text{eq}})e^{-\frac{t}{\tau}} + E_{\text{eq}} \quad (28)$$

where t is the time, $E_{\text{eq}} = 2\pi r\sigma$ is the surface energy at the equilibrium ($t \rightarrow +\infty$) and $E_0 = E(t=0)$ the surface energy at the beginning of the simulation ($E_{\text{eq}} < E_0$). Although the semi-analytical solutions derived by Prosperetti [23] for the initial value problem of viscous droplet/bubble are different from exponentially-damped sine functions, our reference simulation matches with an error lower than 0.5% with this type of function.² Consequently, we use exponentially-damped sine functions to fit numerical results and to quantify the differences between the five simulations.

The reference simulation is compared to the four other simulations realized with the coarse mesh (80×80). In order to prove the interest of the FTIS, we change the number of Lagrangian points per Eulerian grid cell and smooth or not the curvature. The four coarse simulations have respectively:

1. one Lagrangian point per Eulerian grid cell,
2. two Lagrangian points per Eulerian grid cell without FTIS,
3. two Lagrangian points per Eulerian grid cell with FTIS
4. four Lagrangian points per Eulerian grid cell with FTIS.

We respectively observe the following results:

1. the frequency of the oscillations varies with time, one does not find again the exponential damping,
2. the simulation quickly becomes unstable,
3. the frequency of the oscillations is equal to 43.2 Hz, the relative error with the reference simulation is lower than 1%, the damping time scale is $\tau = 0.36 \text{ s}$ (bigger than the reference simulation $\tau > \tau_{\text{ref}}$),
4. one finds the same frequency that the previous simulation and a damping time scale $\tau = 0.33 \text{ s}$ (lower than the reference simulation ($\tau < \tau_{\text{ref}}$)).

In brief, the FTIS method allows, for this test case, dividing by two the number of grid points in each direction without any loss of information. With the same number of degrees of freedom and without the FTIS method, the results are not exploitable.

In order to check that the intrinsic accuracy of front-tracking is maintained by FTIS, one more simulation with 160×160 Eulerian grid points and two Lagrangian points per Eulerian grid cell with FTIS is performed. This simulation gives the same frequency than the reference simulation $f_{\text{ref}} = 43.5 \text{ Hz}$. It shows that, when the Eulerian grid is fine enough, the FTIS has no effect and the intrinsic accuracy is maintained.

² It could be explained by the very small initial deformation of the ellipsoidal bubble and the fact that the initial shape corresponds to the fundamental mode.

3.2. Parasitic currents induced by surface tension

This 3D test case proposed by Vincent et al. [24] verifies the equilibrium of a spherical bubble of gas in a stagnant liquid without gravity. Theoretically, the gas (inside the bubble) and the liquid should remain stagnant. Numerically, numerous methods create parasitic currents. Mathieu [25,26] proposed a discretization of surface tension without any parasitic current.

The curvature of a smooth surface has the following variational interpretation. Be Ω a small piece of interface, and V a regular variation vector field that goes to zero at the boundary of Ω . Then, the mean curvature over Ω can be defined by:

$$\kappa(\Omega) = -\lim_{|V| \rightarrow 0} \frac{d\text{Area}(V)}{d\text{Volume}(V)} \quad (29)$$

where $d\text{Area}$ is the variation of the area of the interface under the given displacement V and $d\text{Volume}$ is the variation of the volume defined by the interface under the same displacement (the sign of the computed curvature depends on the chosen side for the volume variation). This definition can obviously be extended to discretized surfaces. We use the following definition for triangulated surfaces: the mean curvature at a given mesh point is

$$\kappa(x_i) = -\lim_{t \rightarrow 0} \frac{d\text{Area}(t)}{d\text{Volume}(t)} \quad (30)$$

where the displacement V is generated by moving the mesh point x_i by the vector $t\mathbf{n}$, \mathbf{n} being the normal vector to the interface and all other mesh points being fixed. This differential quantity is analytically computed from the coordinates of the mesh nodes connected to x_i . The normal vector is defined as following: the volume variation $d\text{Volume}(t)$ is a linear scalar function of the displacement t of the node x_i , and the normal vector is defined as the unit vector pointing in the direction of the gradient of this scalar function.

Our discretization of the surface tension currently works when the surface tension σ is uniform without parasitic currents. It is proven to work on a staggered grid discretization (pressure at the center of cells, pressure gradient and momentum at the faces of the cells), and consists in discretizing the surface tension source term in the Navier–Stokes equations like this:

$$\mathbf{f}_\sigma = \sigma\kappa\nabla I \quad (31)$$

where κ is a scalar field computed for each node of the Lagrangian mesh and then interpolated on the Eulerian mesh at the discretization points of the velocity. The gradient of the phase indicator function ∇I is discretized exactly like the pressure gradient in the projection step. The method relies on the fact that there exist

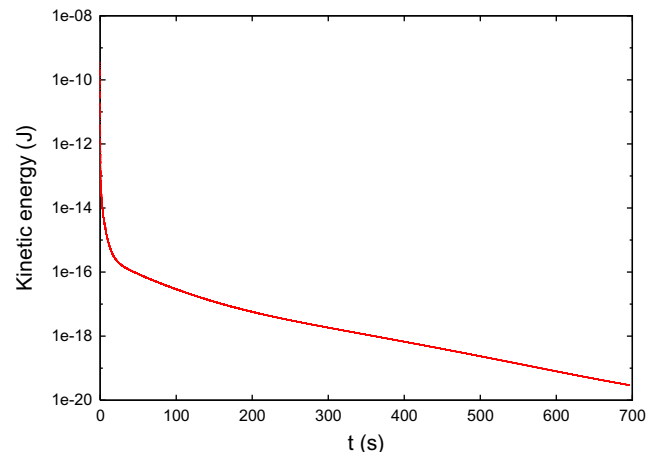


Fig. 10. Time evolution of the kinetic energy.

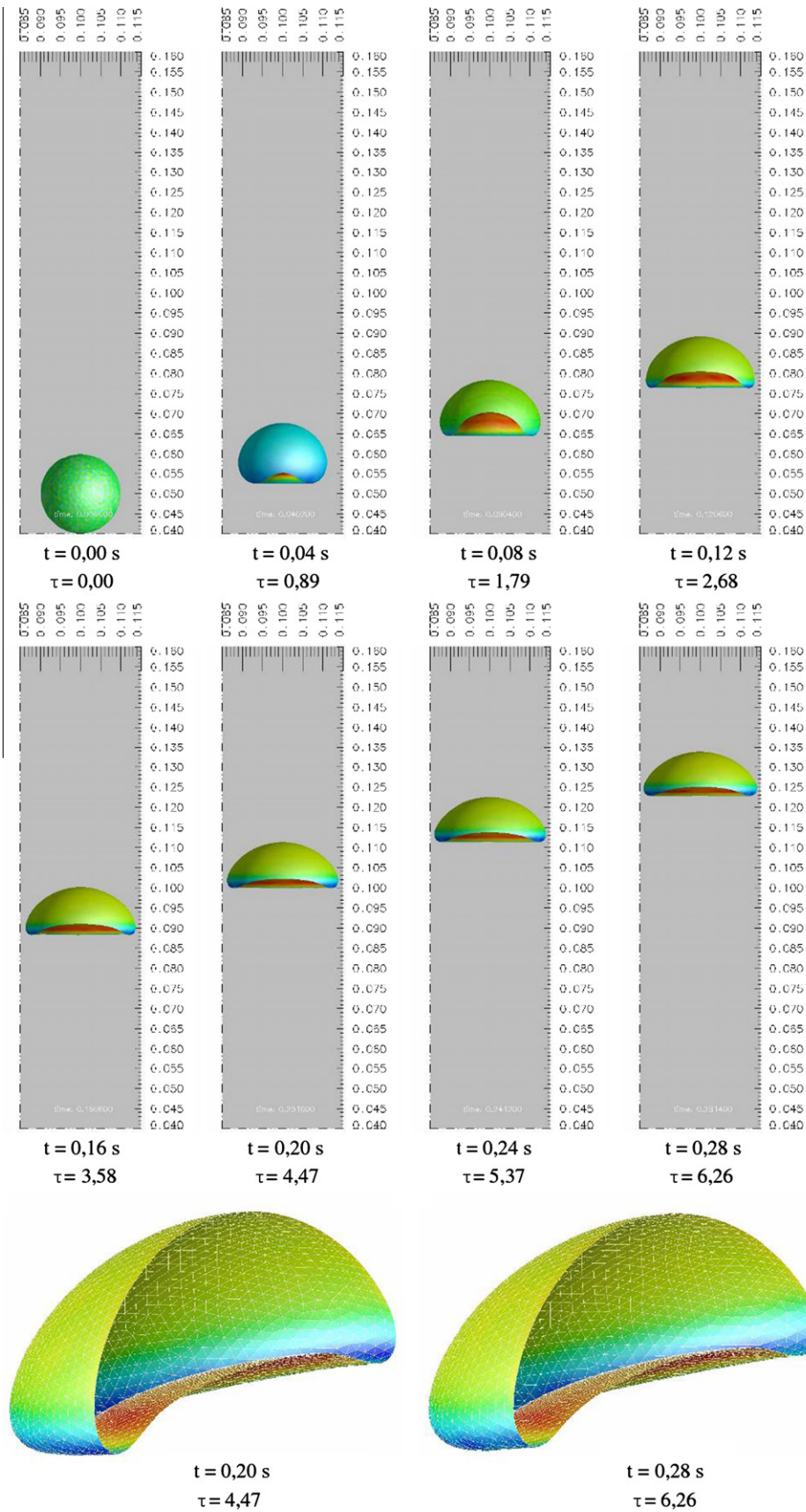


Fig. 11. Time evolution of the bubble shape. τ is the non-dimensional time $\tau = \frac{t}{\sqrt{gd}}$ where g is the gravity and d the bubble diameter.

equilibrium triangulated Lagrangian meshes for which the discrete curvature κ_i is uniform over the nodes of each connex component of the mesh (with our definition of the curvature, these meshes are those which minimize the total surface for a given volume). It also relies on the fact that the interpolation on the Eulerian mesh preserves this uniformity. If the Lagrangian mesh is at mechanical equilibrium for the surface tension (e.g. it has a uniform discrete curvature), then \mathbf{f}_σ is irrotational in the discrete space and is entirely absorbed by the pressure gradient in the projection step of the Navier–Stokes solver. In order to avoid parasitic currents, the discretized system of equations must be able to reach this equilibrium state (which is only proven when the Lagrangian mesh is coarser than the Eulerian mesh). We must therefore check that the FTIS method still allows the system to reach an equilibrium state.

In the present paper, we used this original discretization and the aim of this section is to show that the FTIS method does not create any parasitic current.

The domain is a square box of side equal to 0.025 m (see Fig. 9). Using the planar symmetries, we simulate only an eighth of the bubble. The bubble radius is 0.01 m. The Eulerian mesh has $10^3 = 1000$ cells: 8 Eulerian cells in the bubble diameter. The mean distance between two Lagrangian markers is 0.0002 m. Consequently, the Lagrangian mesh is about 12 times finer than the Eulerian mesh and there are around 144 Lagrangian markers by Eulerian cell including an interface. In this case, the Eulerian mesh is pretty coarse and the Lagrangian mesh is relatively thin. The number of Lagrangian markers by Eulerian cell is taken very high on purpose to test the FTIS method.

The time evolution of the mean kinetic energy shows that the parasitic currents are very low from the beginning of the simulation and decay very quickly (see Fig. 10). Indeed, at the beginning of the simulation, the kinetic energy is equal to 310^{-10} J; at 0.8 s, it is equal to 10^{-13} J and at 20 s, it is equal to 10^{-16} J. The Laplace's relation given by

$$P_G - P_L = \frac{2\sigma}{r} \quad (32)$$

where P_G is the gas pressure, P_L the liquid pressure, σ the surface tension and r the local radius, is satisfied at 0.004%. Without the FTIS method, the same test case realized with an Eulerian mesh two times finer ($100^3 = 1,000,000$ cells) satisfies the Laplace's relation at 4.8%. In this particular case, the FTIS method allows gaining time and precision.

3.3. Rise of a spherical cap bubble in a stagnant liquid

The 3D test case of this section was, for instance, proposed by Lebaigue et al. [27]. It concerns a gas bubble in a stagnant liquid in presence of gravity. The bubble rapidly accelerates to its terminal velocity. The value of the terminal velocity is determined by the effect of the capillary forces and by the balance between the buoyant rise force and the drag force. The results obtained with the FTIS method are compared to the results of Blanco-Alvarez [28]. Blanco-Alvarez used an ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) method. These methods are very accurate.

The density and the dynamic viscosity of liquid are respectively $\rho_L = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ and $\mu_L = 0.273556 \text{ Pa s}$. Those of gas are $\rho_G = 10 \text{ kg m}^{-3}$ and $\mu_G = 0.00273556 \text{ Pa s}$. The surface tension coefficient is $\sigma = 0.1 \text{ N m}^{-1}$. The gravity g is taken equal to 10 m s^{-2} .

The size of the domain is 0.2 m along the x axis, 0.1 m along y and 0.2 m along z . Only the half of the bubble is simulated and a symmetry plane is used at $y=0$. The bubble diameter d is equal to 0.02 m. Initially, the bubble is at a distance of 0.5 m from the bottom wall. The Eulerian mesh has $144 \times 72 \times 144 = 1,492,992$ cells: about 14 Eulerian cells in the bubble diameter. The mean distance between two Lagrangian markers is about 0.0005 m.

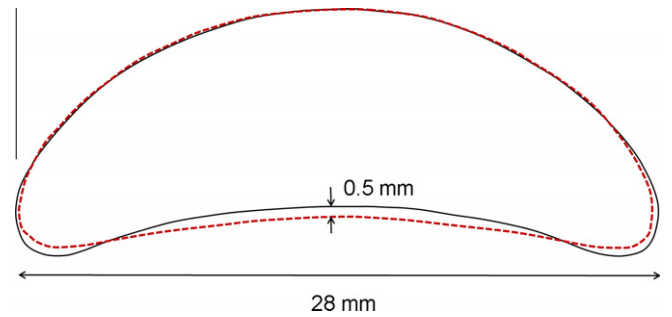


Fig. 12. Cross-sections of the bubble shape: dashed line, results obtained by Blanco-Alvarez; plain line, results obtained by FTIS.

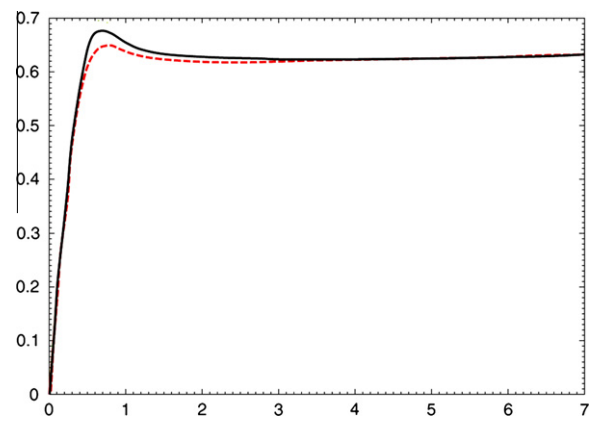


Fig. 13. Time evolution of rise velocities: dashed line, results obtained by Blanco-Alvarez; plain line, results obtained by FTIS. X-axis: non-dimensionalised time $\tau = \frac{t}{\sqrt{gd}}$; Y-axis: non-dimensionalised velocity $\frac{u}{\sqrt{gd}}$

Consequently, the Lagrangian mesh is about three times finer than the Eulerian mesh and there are around 10 Lagrangian markers by Eulerian cell that includes an interface.

The time evolutions of the bubble position and of the bubble shape are shown in the Fig. 11. The final shape of the bubble obtained with FTIS is compared to the shape obtained by Blanco-Alvarez Fig. 12. The most important difference between the two shapes corresponds to a distance of 0.5 mm. The relative error calculated with the initial diameter of the bubble is equal to 2.5%. Fig. 13 depicts the evolution in time of rise velocities. The first part of the bubble acceleration and the terminal velocity are very well predicted. However, the results are quite different in the final part of the bubble acceleration. It could be explained by the small distance between the bubble and the bottom wall. The relative error committed on the terminal velocity is smaller than 0.1%. Without the FTIS method, only one Lagrangian markers by Eulerian cell could be used. Consequently, the Eulerian mesh must be much more finer to reach the same precision.

4. Conclusion

The proposed front-tracking interface smoothing (FTIS) method allows refining the Lagrangian mesh to describe accurately an interface without refining the Eulerian mesh. The aim consists in greatly improving the precision of the results without increasing the calculation time or the numerical cost. The idea is to damp the highest spatial frequency components of the Lagrangian mesh. It is done by diffusing the local curvature. We show that the FTIS method is intrinsically conservative for the volume of a closed bubble or droplet. We also determine that the FTIS method is a 4th order spatial filter that allows eliminating high frequencies without modifying

low frequencies. Finally, we prove the validity and the interest of the FTIS method by realizing three relevant test cases. In the three realized test cases, the Eulerian mesh is pretty coarse on purpose. A classical front-tracking method gives very bad results with such a mesh. The FTIS method gives very good results in perfect agreement with analytical results or simulation of reference.

Future work concerns the framework of FTIS/front-tracking simulations coupled to LES. In the general case, this coupling needs a subgrid velocity to generate the potential physical interfacial fluctuations and a physical damping.

References

- [1] Bois G, Jamet D, Lebaigue O. Towards Large Eddy simulation of two-phase flow with phase-change: direct numerical simulation of a pseudo-turbulent two-phase condensing flow. In: Proc 7th int conf on multiphase flow, ICMF 2010, Tampa, FL, USA; 2010.
- [2] Legendre D, Magnaudet J. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *J Fluid Mech* 1998;368:81–126.
- [3] Legendre D, Magnaudet J, Mougou G. Hydrodynamic interactions between two spherical bubbles rising side by side in a viscous liquid. *J Fluid Mech* 2003;497:133–66.
- [4] Maury B. Characteristics ALE method for the unsteady 3d Navier–Stokes equations with a free surface. *Int J Comput Fluid Dyn* 1996;6:175–88.
- [5] Shin S, Juric D. Modeling three-dimensional multiphase flow using a level contour reconstruction method for front-tracking without connectivity. *J Comput Phys* 2002;180(2):427–70.
- [6] Unverdi SO, Tryggvason G. A front-tracking method for viscous incompressible multi-fluid flows. *J Comput Phys* 1992;100:25–37.
- [7] Lafaurie B, Nardonne C, Scardovelli R, Zaleski S, Zanetti G. Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER. *J Comput Phys* 1994;113:134–97.
- [8] Rider WJ, Kothe DB. Reconstructing volume tracking. *J Comput Phys* 1998;141:112–52.
- [8] Sethian J. Level set methods. Cambridge University Press; 1996.
- [10] Monaghan J. Particle methods for hydrodynamics. *Comput Phys Rep* 1985;3(2):71–124.
- [11] Walsh J, Ahlberg J, Nilson E. Best approximation properties of the spline fit. *J Math Mech* 1962;11(2):132–44.
- [12] Press W, Flemming B, Teukolsky S, Vetterling W. Numerical recipes. The art of scientific computing. Cambridge University Press; 1989.
- [13] Popinet S, Zaleski S. A front-tracking algorithm for accurate representation of surface tension. *Int J Numer Methods Fluids* 1999;30:775–93.
- [14] Labourasse E, Lacanette D, Toutant A, Lubin P, Vincent S, Lebaigue O, et al. Towards Large Eddy simulation of isothermal two-phase flows: governing equations and a priori tests. *Int J Multiphase Flow* 2007;33(1):1–39.
- [15] Toutant A, Labourasse E, Lebaigue O, Simonin O. DNS of the interaction between a deformable buoyant bubble and a spatially decaying turbulence: a priori tests for LES two-phase flow modelling. *Comput Fluids* 2008;37(7):877–86.
- [16] Vincent S, Larocque J, Lacanette D, Toutant A, Lubin P, Sagaut P. Direct numerical simulation of phase separation and a priori two-phase LES filtering. *Comput Fluids* 2008;37(7):877–86.
- [17] Toutant A, Chandris M, Jamet D, Lebaigue O. Jump conditions for filtered quantities at an under-resolved discontinuous interface. Part 1: Theoretical development. *Int J Multiphase Flow* 2009;35(12):1100–18.
- [18] Toutant A, Chandris M, Jamet D, Lebaigue O. Jump conditions for filtered quantities at an under-resolved discontinuous interface. Part 2: A priori tests. *Int J Multiphase Flow* 2009;35(12):1119–29.
- [19] Lakehal D, Smith BL, Milelli M. Large-Eddy simulation of bubbly turbulent shear flows. *J Turbul* 2002;3:025.
- [20] Toutant A. Modélisation physique des interactions entre interfaces et turbulence. PhD thesis, Polytechnic National Institute of Toulouse, France; 2006.
- [21] Fyfe DE, Oran ES, Fritts MJ. Surface tension and viscosity with Lagrangian hydrodynamics on a triangular mesh. *J Comput Phys* 1988;76(2):349–84.
- [22] Tryggvason G, Bunner B, Ebrat O, Tauber W. Computations of multiphase flows by a finite difference/front tracking method. I. Multi-fluid flows, Department of Mechanical Engineering and Applied Mechanics, University of Michigan; 1998.
- [23] Prosperetti A. Free oscillations of drops and bubbles: the initial-value problem. *J Fluid Mech* 1980;100(02):333–47. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112080001188>.
- [24] Vincent S, Caltagirone J-P, Gouez J-ML. Test-case number 10: parasitic currents induced by surface tension. *Multiphase Sci Technol* 2004;16(1–3):69–74.
- [25] Mathieu B. Etude physique, expérimentale et numérique des mécanismes de base intervenant dans les écoulements diphasiques. PhD thesis, University of Provence; 2003.
- [26] Mathieu B. A 3D parallel implementation of the front-tracking method for two-phase flows and moving bodies. In: Proceedings of Advances in the modeling methodologies of two-phase flows meeting. Lyon, France; 2004.
- [27] Lebaigue O, Duquenois C, Vincent S. Test-case number 1: rise of a spherical cap bubble in a stagnant liquid. *Multiphase Sci Technol* 2004;16(1–3):1–5.
- [28] Blanco-Alvarez A. Quelques aspects de l'écoulement d'un fluide visqueux autour d'une bulle déformable: une analyse par simulation directe, Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France; 1995.



Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient



Adrien Toutant*, Françoise Bataille

PROMES-CNRS, UPR 8521, University of Perpignan Via Domitia, Perpignan, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 17 September 2012
 Received in revised form
 29 May 2013
 Accepted 12 June 2013
 Available online 26 July 2013

Keywords:

Forced convection
 Turbulence
 Direct numerical simulation
 Temperature gradient
 Channel flow

ABSTRACT

Direct numerical simulations of a turbulent channel flow submitted to a high temperature gradient are performed. The temperatures of the channel walls are imposed to 293 K for the cold one and 586 K for the hot one. In this configuration, the flow is subsonic, while temperature variations can be strong and induce significant variations of the fluid properties. The unsteady low Mach number Navier–Stokes equations are solved numerically at a Reynolds number of 6400, based on mean centreline velocity, mean centreline viscosity and channel half-width. The mesh that contains about 470 millions of grid points allows to resolve all essential turbulence scales and no subgrid model is used. The independence of the mesh resolution is shown. A large number of turbulence statistics are computed. The profiles obtained at the cold and at the hot walls are compared using different non-dimensionalizations. The coupling between the turbulence and the temperature gradient is shown to modify the mean and the fluctuation profiles.

© 2013 Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

1. Introduction

Wall-bounded turbulent flows represent a very active area of research [16,20,35]. Many industrial processes have temperature gradients in the near wall region (concentrated solar power tower as presented by Ref. [5]; nuclear power plants, piston engines, propulsion systems, heat exchangers...). In the case of small temperature gradients, the turbulent boundary layer with heat transfer remains an incompressible flow [22,36]. In the situation of high temperature gradients, the interactions between the energy and the momentum equations are strong and the classical isothermal models are no longer valid. The temperature gradient can be considered as a strong external agency that modifies the turbulence properties [30]. Turbulence modifications have been shown, for example, for strong magnetic field, rotation, or stratification [18,37,38]. In the case of supersonic compressible flow, the coupling between turbulence and high temperature gradients has been studied extensively to increase the understanding of the turbulent boundary layer mechanism [4,10,21,32,33]. In the case of low speed flow, only very few studies are dedicated to this coupling. In particular, there is no reference data about subsonic flow without low Reynolds number effect and with dilatational effect due to

strong thermal gradient. This case is missing in the literature. The present paper gives the results of a direct numerical simulation (DNS) that studies this very specific situation. The configuration is represented by Fig. 1. It is a bi-periodic channel flow with a cold wall and a hot one. The lengths of the periodic directions (L_x and L_z) are different according to literature. The turbulent Reynolds number used in this table is defined by the mean Reynolds number of the cold (subscript 1) and the hot (subscript 2) walls:

$$Re_{\tau m} = \frac{Re_{\tau 1} + Re_{\tau 2}}{2} \quad (1.1)$$

The turbulent Reynolds number is based on the friction velocity $u_{\tau} = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$ (where τ_w is the wall shear stress), the kinematic viscosity at the wall ν_w and the channel half-width h :

$$Re_{\tau} = \frac{u_{\tau} h}{\nu_w} \quad (1.2)$$

Table 1, that presents the previous studies dedicated to fully developed channel flow, illustrates well the lack of reference data concerning high temperature gradients and high Reynolds number. Kim et al. [15,23] realized a key direct numerical simulation (DNS) with a temperature ratio of 1 (the incompressible limit case). Debussche and Rutland [6] made DNS of passive heat transfer in a plane channel and Couette flow. These simulations appear only for a temperature ratio of 1 in the table because they consider the

* Corresponding author.

E-mail address: adrien.toutant@univ-perp.fr (A. Toutant).

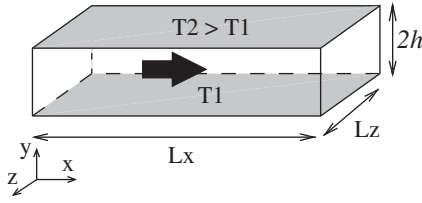


Fig. 1. Computational domain.

temperature as a passive scalar (no dynamical effect). Kawamura et al. [13,14] realized DNS with different heat flux at the wall. Again, these simulations appear only for a temperature ratio of 1 in the table because the fluid properties are supposed constant (temperature is a passive scalar).

Nicoud [25] realized the only DNS in this configuration and with a significant temperature ratio. He considered temperature ratios of 1.01, 2 and 4 with two kinds of law for the property variations. The mean and the turbulent profiles are asymmetric even with semi-local scalings. Nevertheless, these studies consider only a low mean turbulent Reynolds number ($Re_{tm} = 180$). Consequently, it is impossible to be sure that the observations are due to the temperature gradient or to a low Reynolds number effect. Indeed, in Ref. [25]; the turbulent Reynolds number at the hot side is $Re_{\tau_2} = 82$ and the author makes the hypothesis that some of the obtained results may be due to a low Reynolds number effect. In our previous work [28–30], we realized LES parametric studies for different temperature ratios and turbulent Reynolds numbers. It allowed to investigate the influence of the variations of the viscosity and the conductivity, the effect of the choice of thermal subgrid-scale models and the modifications induced by a rise in the temperature ratio. We observed that when the temperature ratio increases, the profiles become asymmetric. Moreover, the levels and the locations of the peaks of the fluctuations and correlations are modified. We are very confident of the tendency of the obtained LES results. However, it is required to realize DNS for quantify precisely the different peak levels.

The objective of the present work is to generate data which are not available for low speed flow with large temperature gradient and without low Reynolds number effect. The mean turbulent Reynolds number of the present study is $Re_{tm} = 400$ with at the cold side $Re_{\tau_1} = 565$ and at the hot side $Re_{\tau_2} = 235$. It corresponds to a Reynolds number of 6400, based on the mean centreline velocity, mean centreline viscosity and channel half-width. The numerical method is described in Section 2. The Section 3 is dedicated to the domain size and the grid spacing of the mesh. Statistics are calculated and discussed in Section 4.

2. Numerical method

A low Mach number approximation is applied to the 3D Navier–Stokes equations (see Refs. [19,26]). This decouples the density from the pressure and avoids the acoustics and the corresponding CFL (Courant–Friedrich–Levy) restriction on the time step. In the

Table 1

Direct numerical simulations in fully developed channel flow with variable properties. Re_{tm} is the mean turbulent Reynolds number. T_2 is the temperature of the hot wall and T_1 the temperature of the cold wall.

T_2/T_1	$Re_{tm} = 180$	$Re_{tm} = 395$
1	[15]	[23]
	[6]	[13]
		[14]
1.01	[25]	
2	[25]	

case of an ideal gas without volume force (the gravity is negligible) and heat source, the low Mach number equations are the following.

- Conservation of mass equation

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1 \text{ a})$$

- Conservation of momentum equation

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P_{\text{dyn}}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) \quad (2.1 \text{ b})$$

- Conservation of energy equation

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial P_{\text{thermo}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.1 \text{ c})$$

- Equation of state

$$P_{\text{thermo}} = r \rho T \quad (2.1 \text{ d})$$

- The thermodynamic pressure is a spatial constant

$$\frac{\partial P_{\text{thermo}}}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1 \text{ e})$$

In this set of equations, ρ is the density, U_i are the velocity components, T is the temperature, t represents the time, x_i are the coordinates, λ and μ are the conductivity and the dynamic viscosity, C_p is the constant pressure heat capacity, P_{dyn} is the dynamic pressure, P_{thermo} is the thermodynamic pressure and r is the ideal gas specific constant. The gas considered in this study is air. The ideal gas specific constant is $r = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. We chose a Prandtl number Pr equal to 0.71. We assume that the constant pressure heat capacity is constant: $C_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. At the beginning of the simulation, the thermodynamic pressure is $P_{\text{thermo}} = 10^5 \text{ Pa}$. The conductivity λ and the dynamic viscosity μ are solved using Sutherland law:

$$\mu(T) = 1.461 \cdot 10^{-6} \frac{T^{1.5}}{T + 111} \quad (2.2)$$

$$\lambda(T) = \frac{\mu C_p}{Pr} = \frac{1.468 \cdot 10^{-3}}{Pr} \frac{T^{1.5}}{T + 111} \quad (2.3)$$

The low Mach number equations are solved in a fully developed non-isothermal channel flow (see Fig. 1). The DNS is carried out with the Trio_U code [2] developed at the French Atomic Agency (CEA). To solve a fully developed flow, we use a periodic boundary condition in the streamwise and spanwise directions. The DNS assumes a constant mass flux. For the wall boundary condition, we use constant temperature and no slip condition. The temperature at the lower wall is $T_1 = 293 \text{ K}$ and at the upper wall $T_2 = 586 \text{ K}$. Time integration is carried out by a third order Runge–Kutta scheme. The convection scheme for the velocity is a second order centered

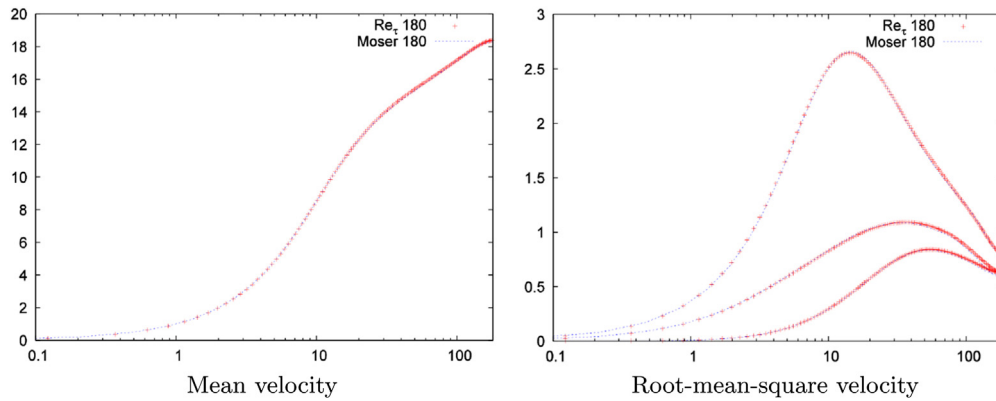


Fig. 2. Comparison of mean and root-mean-square velocities with the DNS of [15].

scheme [1]. For the temperature, we use a third order quick scheme, as recommended by Refs. [1,3]. The numerical method used to solve the low Mach number equations is described in detail by Ref. [7].

The mesh contains about 470 millions of grid points. At our knowledge, it is the biggest mesh for computational fluid dynamic with heat transfer. The simulation is realized in several cores. The mesh is partitioned in $32 \times 8 \times 16 = 4096$ sub-domains. Each sub-domain is attributed to a core and contains 115,000 cells. The mesh is also realized in parallel. The projection step that calculates the dynamic pressure uses a parallel multigrid method. The multigrid method allows to divide by ten the time of this projection step. It uses 5 grid levels (4 agglomerations: 2 in y and 2 isotropic).

The coarse level is about 100 times lighter than the fine level. In the five grid levels, seven multigrid V-cycles allow to divide the residual by a factor of 1010. We use a Jacobi smoother with 12 iterations of pre-smoothing and 12 iterations of post-smoothing. The preconditioned conjugate gradient with the symmetric successive over relaxation (SSOR) preconditioner that resolves the dynamic pressure on the coarse level grid represents 40 percent of the CPU time for the projection step.

The statistics of Section 3 are realized by time integration. The statistics of Section 4 are realized by time integration and by averaging over horizontal planes (homogeneous directions). The period of time integration for the turbulence statistics is about 3000 non-dimensional units of time after the flow reaches the fully developed state. The non-dimensional unit of time is calculated at the hot wall $\nu_2/(u_{\tau 2})^2$ (because it is bigger at the hot wall than at the cold one). This time period (3000 non-dimensional units of time) corresponds to 11 diffusion times ($h/u_{\tau m}$ where $u_{\tau m} = u_{\tau 1} + u_{\tau 2}/2$ is the mean friction velocity). The statistically steady state is identified by the convergence of the root-mean-square velocity and temperature fluctuations.

3. Computational domain and grid spacing

The computational domain and the coordinate system are shown in Fig. 1. In a fully developed channel flow, the streamwise (x) and the spanwise (z) directions are homogeneous and periodic boundary conditions are applied. The size of the domain has to assure that the turbulence fluctuations are uncorrelated at the half of the channel. The streamwise and the spanwise lengths are chosen to be $Lx = 4\pi h$ and $Lz = 2\pi h$ where $2h$ is the distance between the walls and $h = 0.015$ m. The computation is carried out with $1537 \times 397 \times 769 = 469235341$ grid points for a temperature ratio $T_r = T_2/T_1 = 2$ and a Reynolds number of 6400, based on mean centreline velocity, mean centreline viscosity and channel half-

width. The mesh is non-uniform in the normal direction (y) and uniform in the streamwise and spanwise directions. The grid points in the normal direction are determined by the following hyperbolic tangent transformation

$$y_k = h \left\{ 1 + \frac{1}{a} \tan h \left[\left(-1 + 2 \frac{k-1}{N_y-1} \right) a \tan h(a) \right] \right\}, \quad k \in [1, N_y] \quad (3.1)$$

where $N_y = 397$ is the number of grid points on the y axis and a is a constant equal to 0.857745. The non-dimensional grid spacings are scaled by wall variables

$$y^+ = \frac{y u_{\tau}}{\nu} \quad (3.2)$$

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \quad (3.3)$$

where ν is the kinematic viscosity and τ_w the wall shear stress. Because the upper wall is two times warmer than the lower wall, the kinematic viscosity ν and the wall shear velocity u_{τ} are bigger at the upper wall. At the opposite, the wall shear velocity divided by the kinematic viscosity is bigger at the lower wall (the cold one). Consequently, we use the kinematic viscosity and the wall shear velocity of the cold wall to calculate the non-dimensional grid spacings. With this choice, we maximize the non-dimensional grid spacings and make sure that the grid resolution is sufficiently fine. The non-dimensional grid spacings in the streamwise and in the spanwise directions are the same:

$$\Delta x^+ = \Delta z^+ = 4.5 \quad (3.4)$$

In the normal direction, the first mesh point away from the wall is at $y^+ = 0.5$ and the maximum spacing at the centreline of the channel is 4.2 wall units.

Despite the very large number of grid-points used, the resolution quality is not *a priori* guaranteed since the spectral resolution of classical scheme are relatively poor (see Ref. [17]). In order to check the resolution quality, we realize a comparison with the DNS of [15] with the same numerical method and the same non-dimensional grid spacings. The agreement of the results (Fig. 2) shows that the resolution quality is very good for turbulence statistics in physical space.

Two-point correlations, mean velocity, velocity fluctuations and energy spectra are shown in Figs. 3–9 to demonstrate the correctness of the domain size and the grid resolution. The two-point correlations shown in Figs. 3 and 4 are calculated in the streamwise and in the spanwise directions at two distances from the wall (one

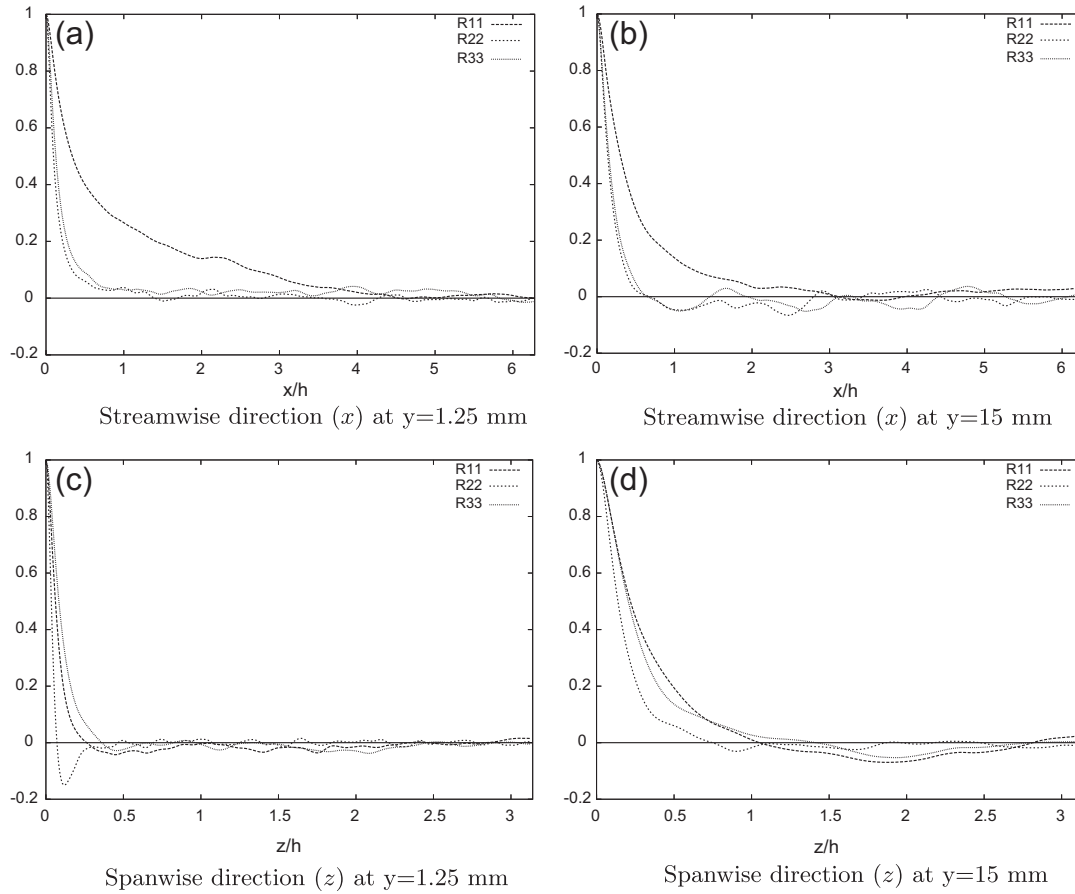


Fig. 3. Two-point velocity correlations at the cold side and at the middle of the channel in the streamwise and spanwise directions.

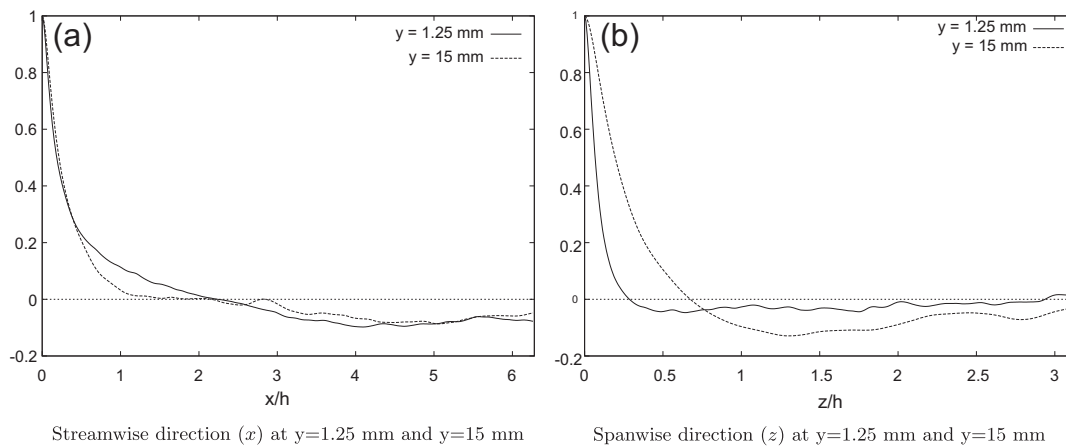


Fig. 4. Two-point temperature correlations at the cold side and at the middle of the channel in the streamwise and spanwise directions.

very close and the other close to the centreline). Fig. 3 concerns two-point velocity correlations and Fig. 4 two-point temperature correlations. The two-point velocity and temperature correlations fall off to zero values. Therefore, the computational domain is sufficiently large. To demonstrate the adequacy of the grid resolutions, we study the mesh convergence. Three simulations with different grid resolutions are realized:

- Rough mesh: $513 \times 265 \times 257$,
- Fine mesh: $769 \times 397 \times 385$,
- Very fine mesh: $1537 \times 397 \times 769$.

The very fine mesh corresponds to the DNS studied in details in this contribution. Fig. 5 shows the mean velocity profile for the three grid resolutions: the three profiles match very well. In Fig. 6, the root-mean-square velocity fluctuations normalized by wall shear velocity of the cold side are plotted in global coordinates and wall coordinates. One can note small differences between the rough mesh and the fine mesh and a very good adequacy between the fine and very fine meshes. The three profiles of the mean temperature for the three grid resolutions match perfectly in Fig. 7. The root-mean-square temperature fluctuations normalized by friction temperature of the cold side are plotted with global coordinates in Fig. 8. Although there are

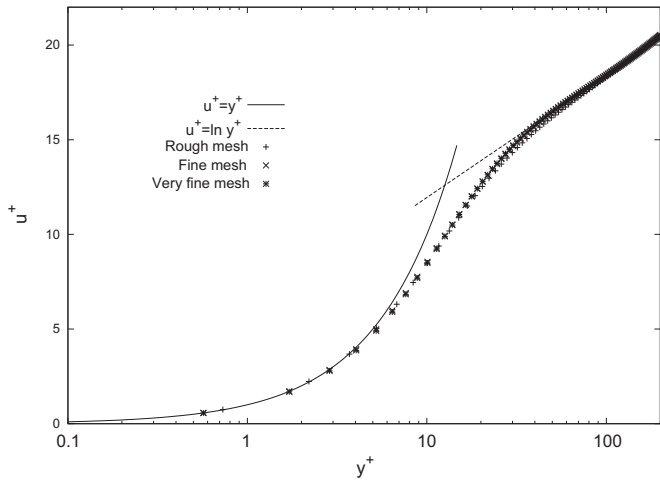


Fig. 5. Mean velocity profiles at the cold wall. Comparison of the results obtained with three different meshes.

differences between the rough and fine meshes, the profiles of the fine and very fine meshes are in very good agreement. To improve the convergence quality, we use the extrapolation of [27] for the root-mean-square temperature fluctuations:

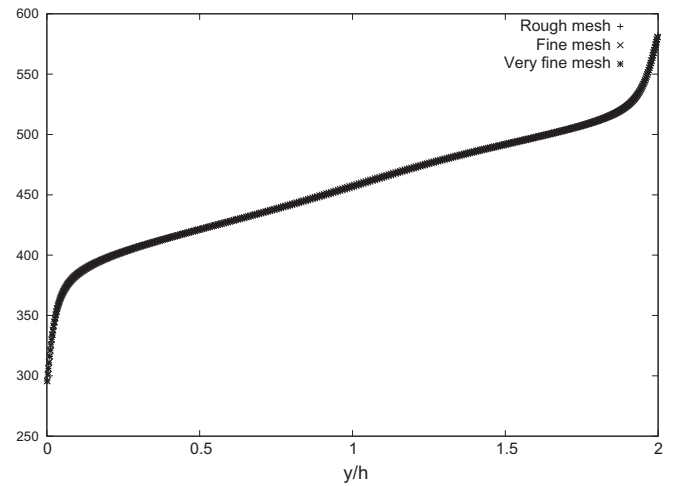


Fig. 7. Mean temperature profiles. Comparison of the results obtained with three different meshes.

$$T_{\text{rms}} = \frac{R^p T_{\text{rms}}^{vf} - T_{\text{rms}}^f}{R^p - 1} + O(\Delta^{p+1}) \quad (3.5)$$

where R is the ratio between the grid spacing of the very fine mesh and the fine mesh, p the order of the numerical method, the superscripts f and vf mean respectively fine and very fine mesh. We can see in Fig. 8 that the extrapolation and the result of the very fine mesh match very well. For ideal gas, the density is inversely proportional to temperature. The low-Mach number assumption implies that the thermodynamic pressure is constant in space. The density and the thermodynamic pressure have not been studied. Consequently, mesh convergence is obtained and the very fine mesh allows to resolve all essential turbulence scales. Finally, Fig. 9 represents the one-dimensional energy spectra for the fine and the very fine meshes. The shape of these spectra is the same for the two grid resolutions: the energy level and the slope of the spectra are identical. For the very fine mesh, the energy level associated with the high wavenumbers is six decades lower than the energy level associated to low wavenumbers. Since the smallest scales of the very fine mesh are not resolved by the fine mesh and the spectrum shapes are the same for the two grid resolutions, we can see that the dynamical roles of the non-resolved small scales is negligible.

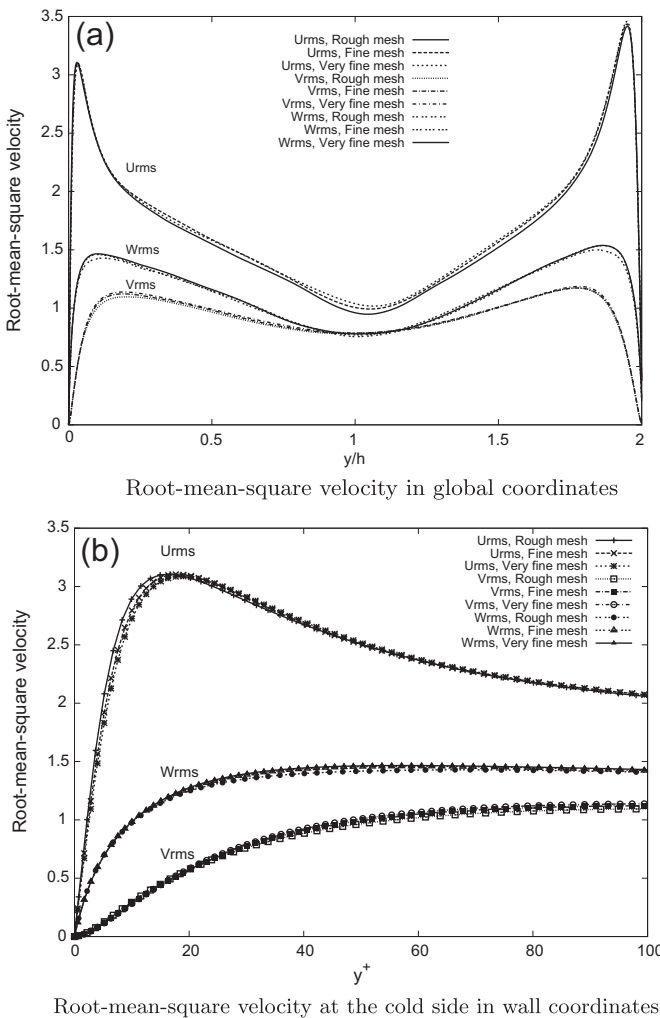


Fig. 6. Root-mean-square velocity fluctuations normalized by wall shear velocity of the cold side in global coordinates and wall coordinates. Comparison of the results obtained with three different meshes.

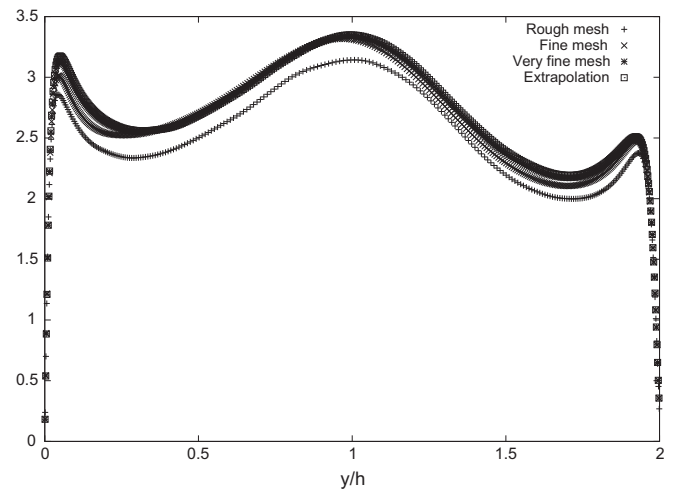


Fig. 8. Root-mean-square temperature fluctuations normalized by friction temperature in global coordinates. Comparison of the results obtained with three different meshes and the extrapolation of [27].

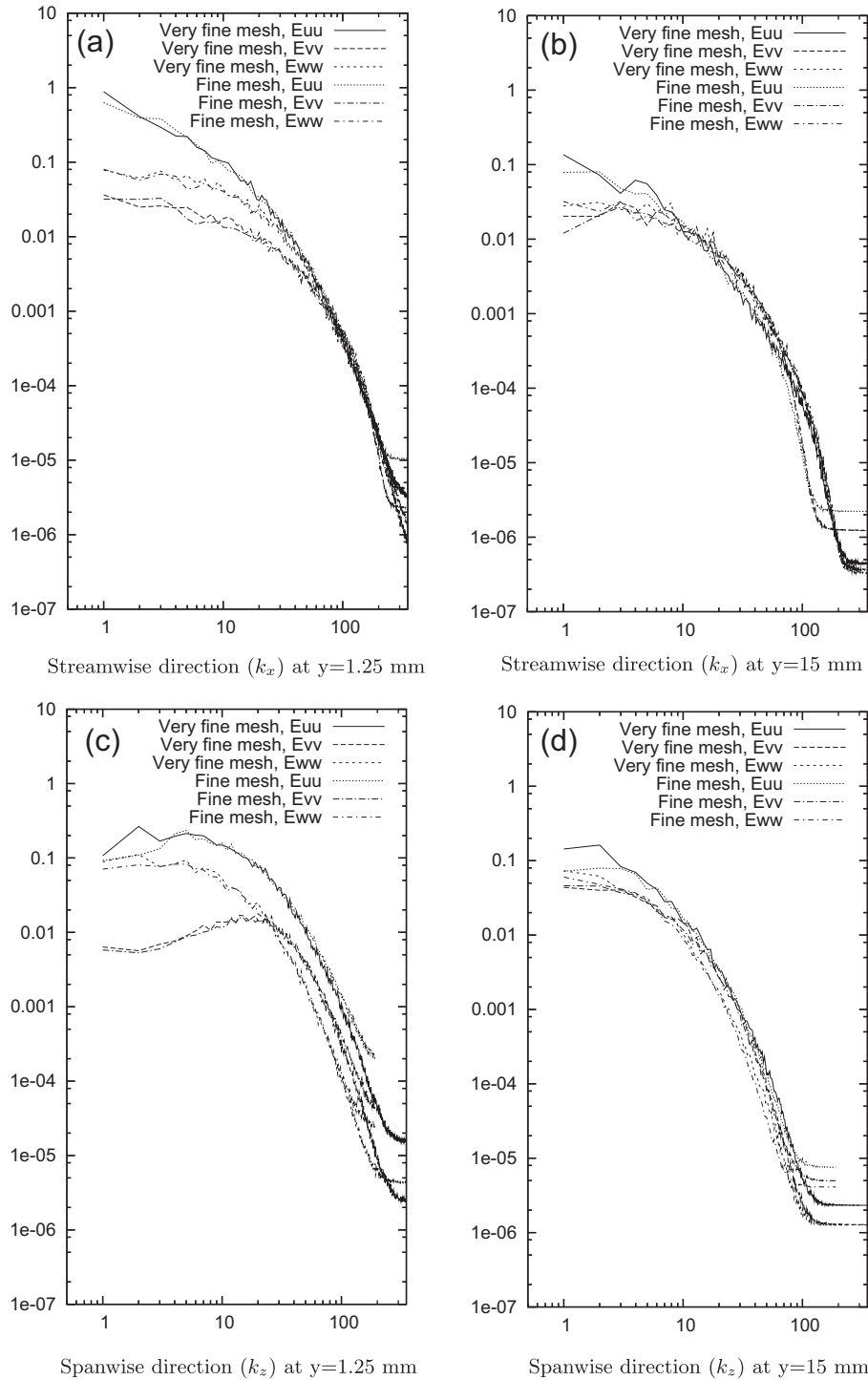


Fig. 9. One-dimensional energy spectra at the cold side and at the middle of the channel in the streamwise and spanwise directions. Comparison of the results obtained with two different meshes. k_x and k_z are the wavenumbers of the streamwise and spanwise directions. They are scaled by h .

The evaluation of the dissipation using the equality of homogeneous isotropic turbulence [9]

$$\varepsilon = 30\nu \int_0^\infty k^2 E_{11}^{(1)}(k) dk \quad (3.6)$$

shows that the result of the fine mesh is about 10% bigger than the one of the very fine mesh. It means that the present second-order

computation gives high-fidelity data in the physical space and only qualitative results in the spectral space. Fig. 10 shows the one-dimensional temperature spectra. It illustrates again that the grid resolution is adequate since the level of temperature spectra associated with the high wavenumbers is five decades lower than the level of temperature spectra corresponding to low wavenumbers.

According to these results, we can conclude that the domain size is large enough. We also see that the grid resolution is sufficient as

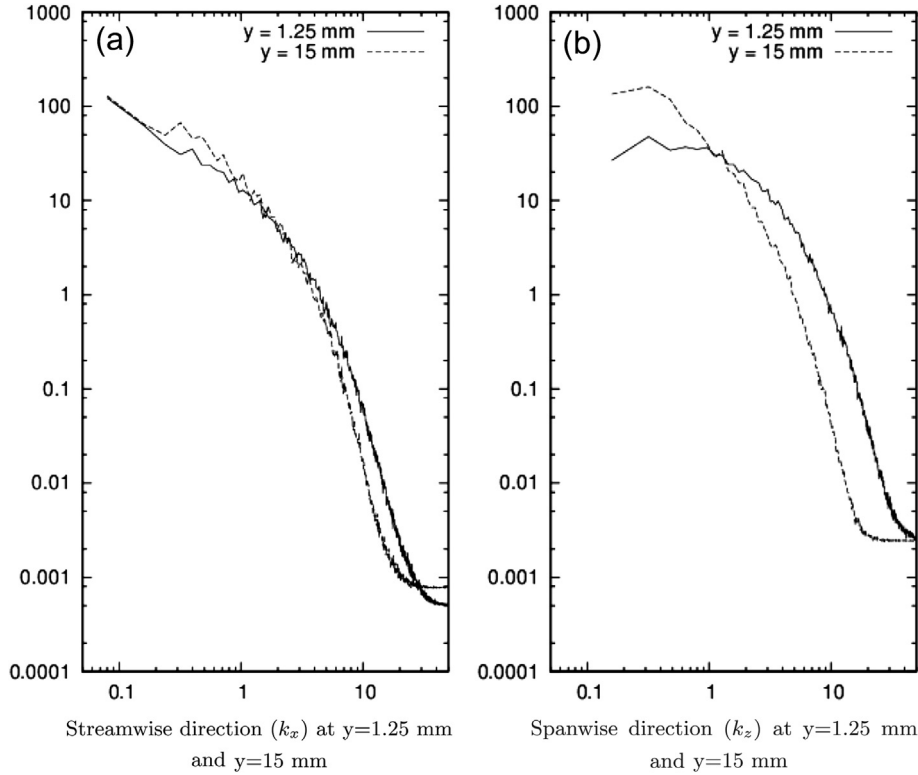


Fig. 10. One-dimensional temperature spectra at the cold side and at the middle of the channel in the streamwise and spanwise directions. k_x and k_z are the wavenumbers of the streamwise and spanwise directions. They are scaled by h .

required to resolve all essential scales of turbulence for velocity and temperature.

4. Turbulence statistics

We recall that in the present study the mean turbulence Reynolds number is $Re_{\tau m} = 400$ with at the cold wall $Re_{\tau 1} = 565$ and at the hot wall $Re_{\tau 2} = 235$.

4.1. Velocity

In this section, some comparisons are done with the incompressible case at a turbulent Reynolds number $Re_{\tau} = 395$. In the

incompressible case, the fluid properties do not depend on the temperature and the turbulent Reynolds number are the same at the two walls ($Re_{\tau} = Re_{\tau m} = Re_{\tau 1} = Re_{\tau 2}$). The data are provided by the database of [12]. In Fig. 11, we can see in a semi-log plot that the mean velocity profile of the cold and hot walls scaled by the local friction velocity (the friction velocity is different at the cold and the hot walls) does not collapse. Furthermore, these profiles do not matched the classical law-of-the-wall:

$$u^+ = 2.5 \ln(y^+) + 5.5 \tag{4.1}$$

We observe that, at the hot wall, the additive constant is modified (4.5 instead of 5.5) and that, at the cold wall, the slope is

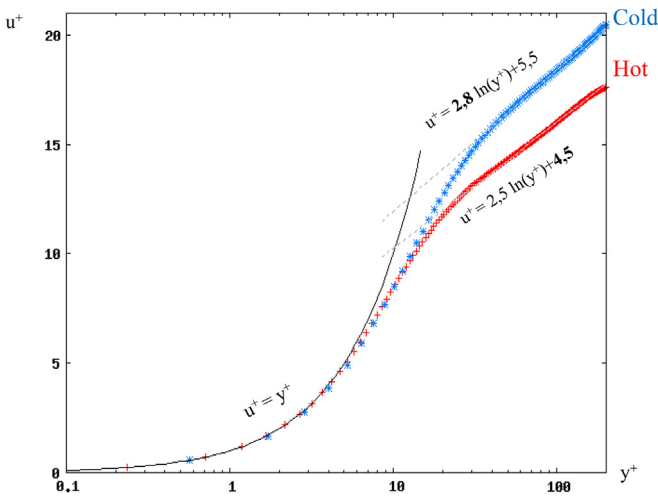


Fig. 11. Non-transformed mean velocity profile in wall units at the cold and hot walls.

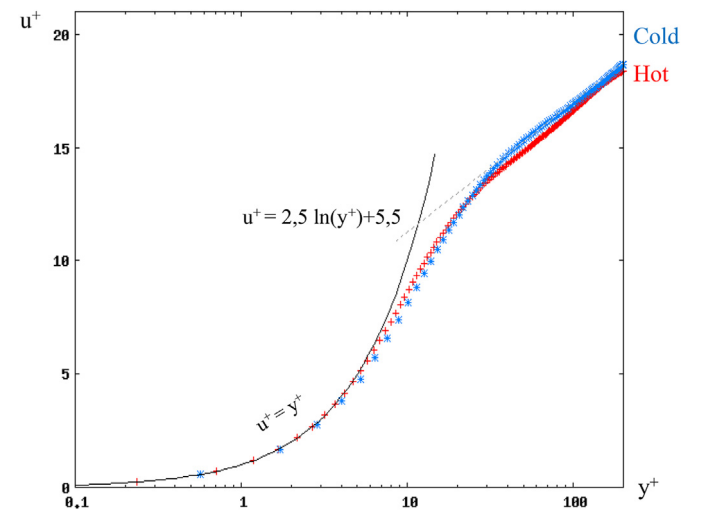


Fig. 12. Transformed [34] mean velocity profiles in wall units at the cold and hot walls.

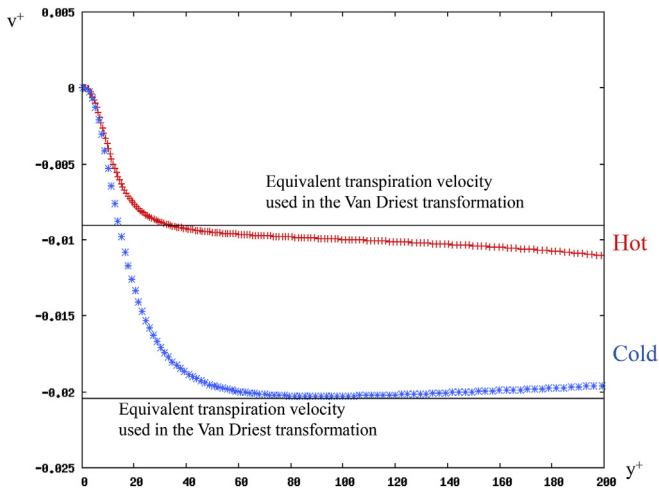


Fig. 13. Comparison in wall units between the wall-normal velocity and the equivalent transpiration velocity used in the Van Driest transformation at the cold and hot walls.

Identifying the two transformations, one finds that the equivalent transpiration velocity used in the Van Driest scaling is:

$$V_{inj} = Pr_t T_\tau / T_w u_\tau \tag{4.3}$$

Fig. 13 shows that this equivalent transpiration velocity is a very good approximation of the wall-normal velocity at the cold and the hot walls.¹ Consequently, a possible mechanism of the interaction between the dynamic and thermal fields is the following:

- the temperature gradient creates a significant variation of density,
- the density variation creates a mean wall-normal velocity (mass conservation),
- the mean wall-normal velocity modifies the mean streamwise velocity.

This mechanism illustrates that the mathematical analogy between the Simpson and the Van Driest transformations has a physical basis. The mean streamwise velocity is modified by the wall-normal velocity created by the temperature gradient or coming from the injection.

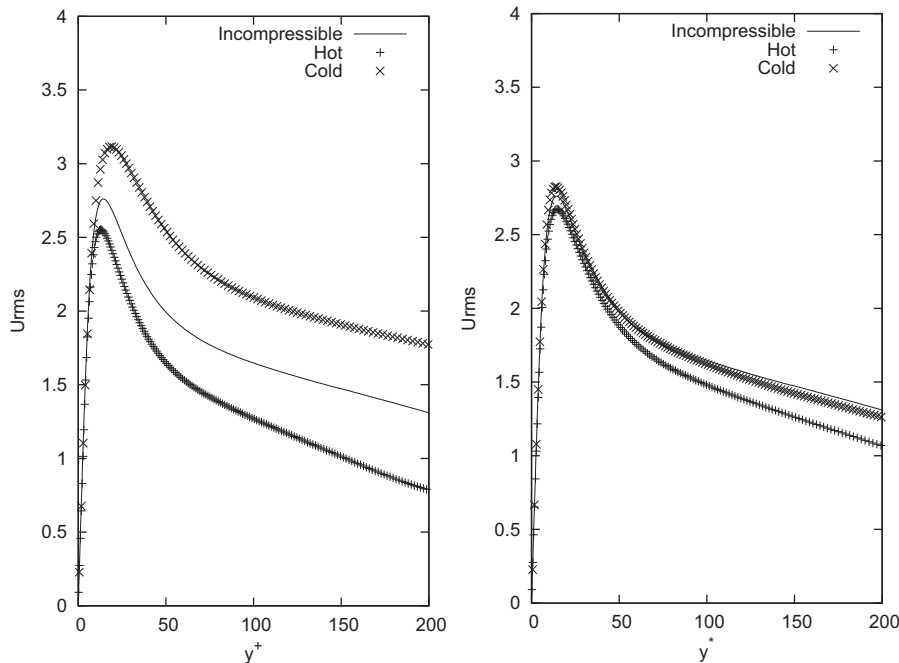


Fig. 14. Root-mean-square velocity fluctuations in the streamwise direction at the cold and hot walls. Left side: classic scaling, right side: semi-local scaling.

increased by the temperature gradient (2.8 instead of 2.5). However, once transformed as proposed by Ref. [34]

$$u^+ = \frac{2}{Pr_t T_\tau / T_w} \left(1 - \sqrt{1 - Pr_t T_\tau / T_w u / u_\tau} \right) \tag{4.2}$$

where $Pr_t = 0.9$ is the turbulent Prandtl number, T_τ the friction temperature (Eq. (4.7)) and T_w the wall temperature, the cold and the hot profiles collapse perfectly (see Fig. 12). Moreover, the classical incompressible behavior is clearly obtained for the slope and the additive constant (see Fig. 12). This result shows that, the modification of the additive constant obtained by Ref. [25] seems to be due to low Reynolds effect. Nicoud and Bradshaw [24] underlined the fact that the Van Driest transformation is mathematically analogous to the Simpson transformation of the velocity profile for incompressible turbulent wall flows with uniform injection [31].

Figs. 14–16 plot the root-mean-square (rms) velocity fluctuations at the cold and hot walls with classic and semi-local scalings in the streamwise, normal and respectively spanwise directions. The semi-local scaling suggested in Ref. [10] is performed using the following equations,

$$u_\tau^\star = \sqrt{\frac{\tau_w}{\langle \rho \rangle (y)}}; \quad y^\star = \frac{y u_\tau^\star}{\langle \nu \rangle (y)} \tag{4.4}$$

where $\langle . \rangle$ is a Reynolds average operator. In the 3 directions, the root-mean-square velocity fluctuations are very different at the hot and cold walls: the temperature gradient creates an important

¹ In the incompressible case, the mean wall-normal velocity is equal to zero.

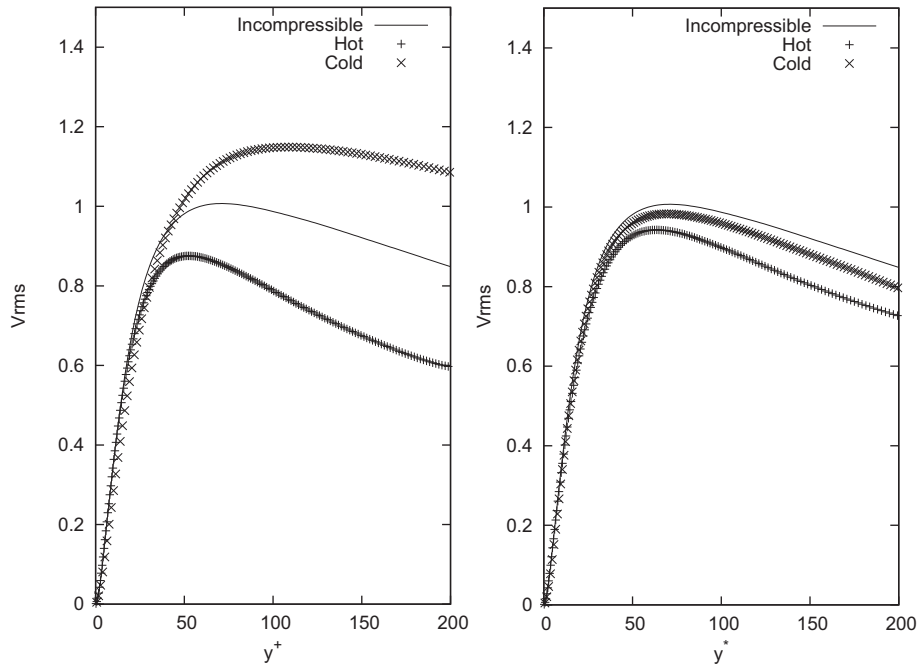


Fig. 15. Root-mean-square velocity fluctuations in the wall-normal direction at the cold and hot walls. Left side: classic scaling, right side: semi-local scaling.

asymmetry. The root-mean-square velocity fluctuations are always more important at the cold wall that is the most turbulent side. Moreover, the velocity fluctuation peak location of the hot side is always closer to the wall than the one of the cold side when classic scaling is used. Both the level and the peak location of the incompressible rms velocity fluctuations are included between the hot and the cold rms velocity fluctuations. The semi-local scaling allows to reduce significantly the differences between the hot and the cold walls. In particular, with the semi-local scaling, the peak location of the hot side matches the one on the cold side. Furthermore, with the semi-local scaling, the rms velocity

fluctuations of the cold side are in very good agreement with the incompressible case. However, even with this scaling, the fluctuation profiles of the hot and cold sides do not collapse. This suggests that the interactions between the turbulence and the temperature gradient are more complex than a simple effect of the fluid property variations. We can note that the most important differences between hot and cold sides are in the spanwise direction; then, we get the normal direction and finally the streamwise direction. It seems that the asymmetry increases when the mean velocity decreases (the minimum of asymmetry is obtained in the streamwise direction).

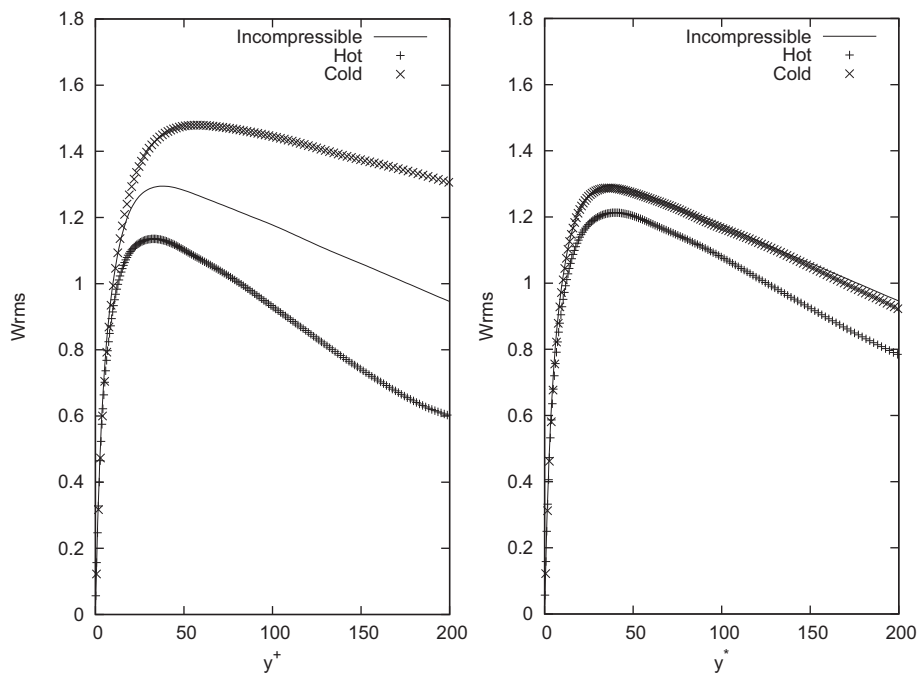


Fig. 16. Root-mean-square velocity fluctuations in the spanwise direction at the cold and hot walls. Left side: classic scaling, right side: semi-local scaling.

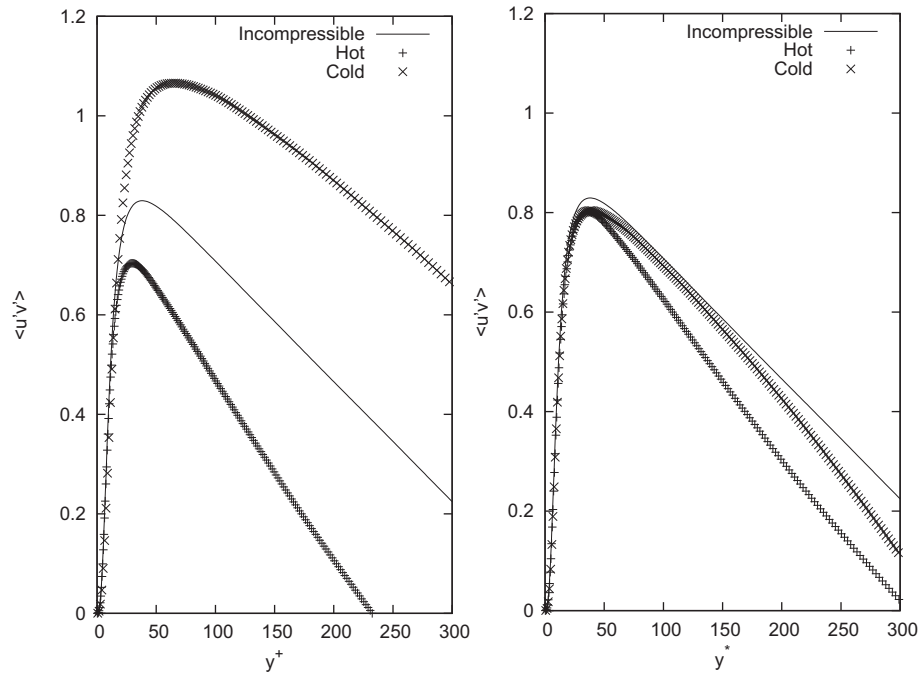


Fig. 17. Correlation of the streamwise and wall-normal velocity fluctuations at the cold and hot walls. Left side: classic scaling, right side: semi-local scaling.

Fig. 17 shows the correlations between the streamwise velocity and the wall-normal velocity. With the classic scaling, the profiles of the hot and cold sides are very different. The correlations of the cold side are much bigger than those obtained at the hot side. With the semi-local scaling, the profiles of the cold and hot sides collapse until $y^* = 30$. However, the asymmetry remains important for $y^* > 50$. The cold side profile matches well with the incompressible case. Fig. 18 plots the correlation coefficient of the streamwise and wall-normal velocity fluctuations at the cold and hot walls:

$$R_{uv} = -\frac{\langle u'v' \rangle}{U_{rms}V_{rms}} \quad (4.5)$$

Again, we observe an asymmetry between the hot and cold side profiles. For $y/h < 0.1$, the cold side and the incompressible case plots are in perfect agreement. However, for $y/h > 0.1$, none of the hot and cold side profiles match with the incompressible case. Moreover, the correlation coefficient of the hot side is bigger than

the one of the cold side contrary to the velocity fluctuation profiles. It suggests that there is a turbulence production phenomena at the hot side due to the temperature gradient. This result is coherent with those of [28] who compare the fluctuation profiles of isothermal and anisothermal flows at equivalent Reynolds number. The maximum of the hot side correlation coefficient is located further from the wall than the cold one. It implies that, for the cold side, the local peak has the same location than the maximum streamwise velocity fluctuation as observed by Ref. [15]. Nevertheless, for the hot side, these two peaks have a different location.

In summary, the fluid property variations explain well the modifications of the mean velocity but do not explain the modification of the velocity fluctuations. The Van Driest transformation allows the hot and cold mean velocity profiles to collapse. Neither the classic nor the semi-local scaling allows the hot and cold velocity fluctuations to match. The same trend was observed by Ref. [25] for a mean turbulent Reynolds number equal to 180.

4.2. Temperature

In Figs. 20–24 presented in this section, the graphs for the “incompressible case” correspond to fluid properties independent of temperature. For density, it is realized by a very small temperature ratio $T_r = 1 + \epsilon$ with $\epsilon = 0.01$. The non-dimensionalized mean temperature is defined by

$$T^+ = \frac{T_w - \langle T \rangle}{T_\tau} \quad (4.6)$$

where T_w is the temperature at the wall, $\langle . \rangle$ is a Reynolds average operator, T_τ is the friction temperature

$$T_\tau = \frac{Q_w}{\rho_w c_p u_\tau} \quad (4.7)$$

with Q_w the heat flux at the wall. For the semi-local scaling suggested by Refs. [10]; the previous friction temperature is replaced by:

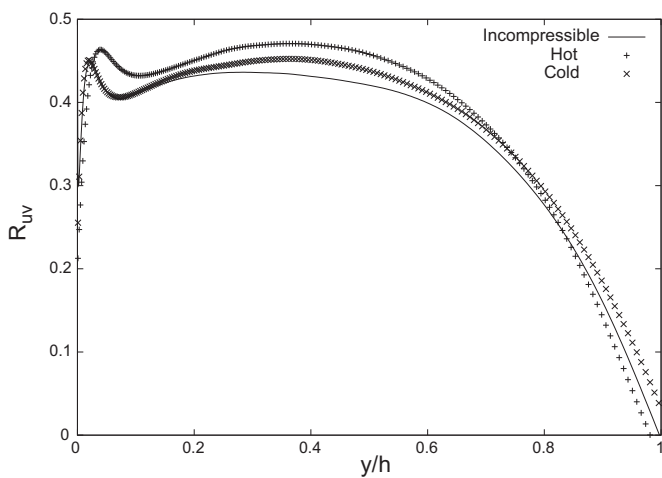


Fig. 18. Correlation coefficient of the streamwise and wall-normal velocity fluctuations at the cold and hot walls.

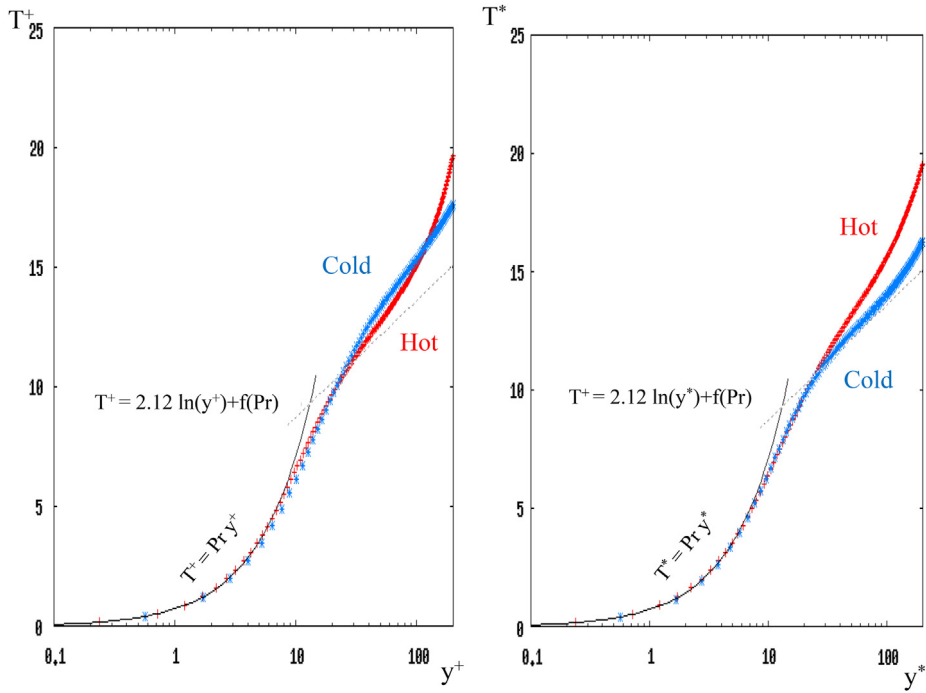


Fig. 19. Mean temperature profile in wall units at the cold and hot walls. Left side: classic scaling, right side: semi-local scaling.

$$T_{\tau}^{\star} = \frac{Q_w}{\langle \rho \rangle (y) C_p u_{\tau}^{\star}} \quad (4.8)$$

$$T^+ = 2.12 \ln(y^+) + f(Pr) \quad (4.9)$$

The mean temperature profiles at the hot and cold walls are plotted Fig. 19 using the classic and the semi-local scalings. The mean profiles of the hot and cold sides seem to roughly collapse with the classic scaling. However, one can note that the curves realized with the classic scaling do not match with the standard law suggested by Ref. [11]. In the logarithmic region, the Kader's law is:

$$f(Pr) = \left(3.85 Pr^{(1/3)} - 1.3 \right)^2 + 2.12 \ln(Pr) \quad (4.10)$$

The semi-local scaling allows the mean temperature profile of the cold side to be in perfect agreement with Kader's law. At the opposite, the profile of the hot side does not collapse with this law. Nicoud [25] observed the same trend for a mean turbulent

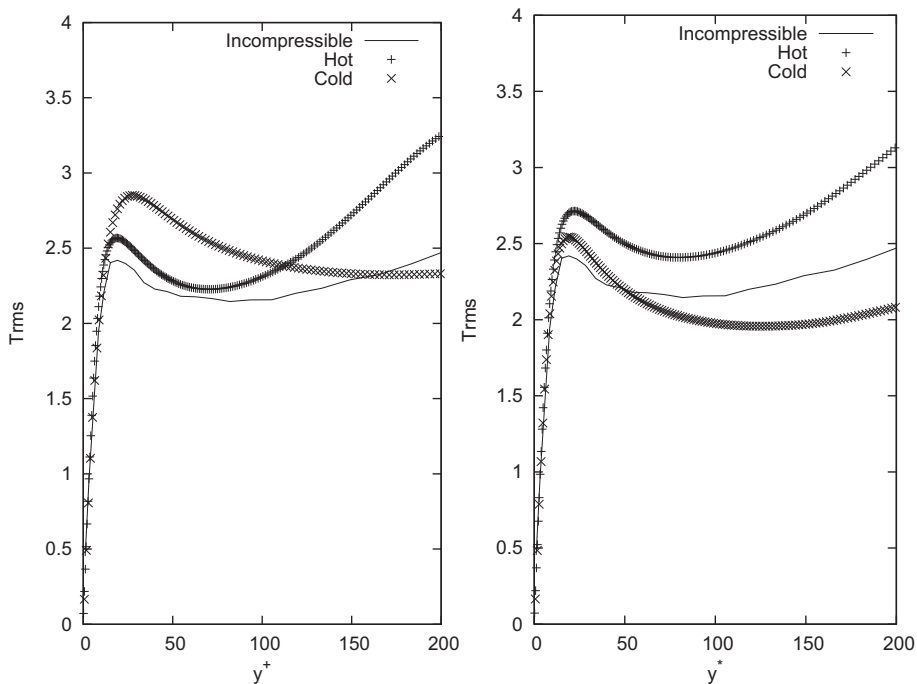


Fig. 20. Root-mean-square temperature fluctuations in wall units at the cold and hot walls. Left side: classic scaling, right side: semi-local scaling.

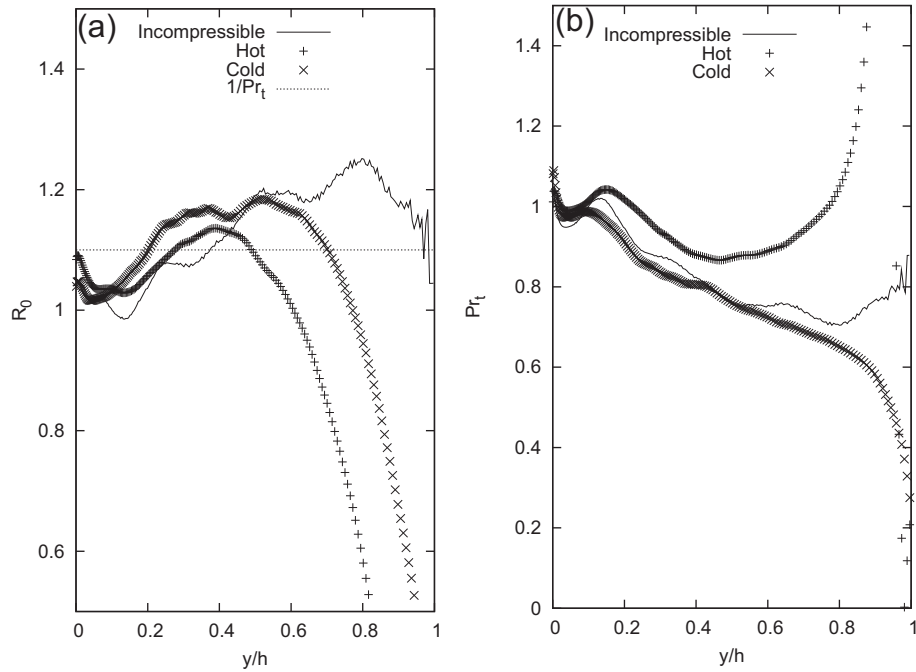


Fig. 21. R_0 coefficient (left) and turbulent Prandtl number (right) from DNS at the hot and cold walls.

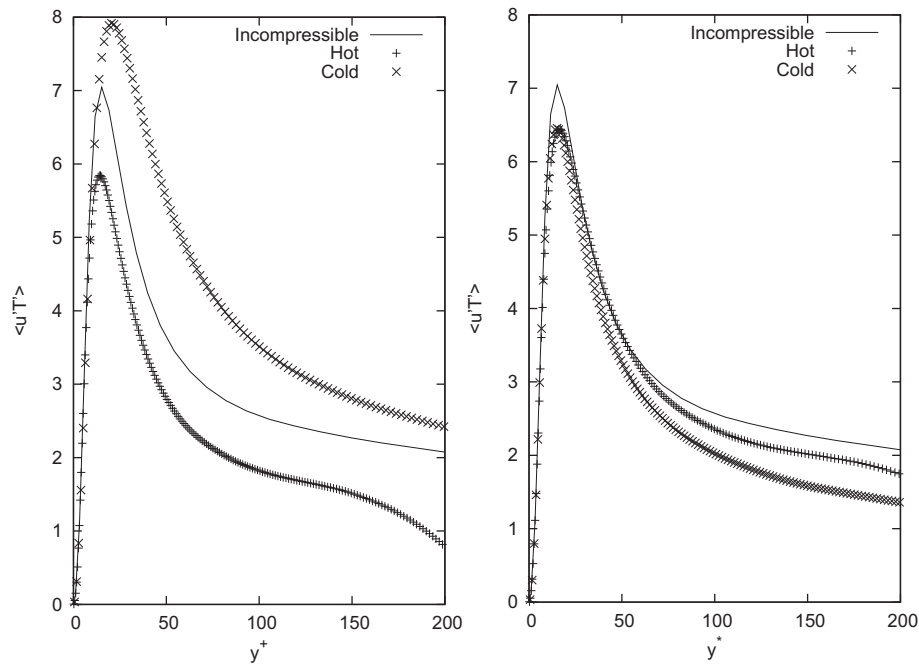


Fig. 22. Correlation of the streamwise velocity and temperature fluctuations at the cold and hot walls. Left side: classic scaling, right side: semi-local scaling.

Reynolds number equal to 180. As he explained, in this case, it is due to a low Reynolds number effect: at the hot wall, the Peclet number ($Pe_{2,Nicoud} = 62$) is too low for seeing the logarithmic region before the inflexion point. In the present case, this explanation is no longer valid. Indeed, as the turbulent Reynolds number ($Re_{\tau m} = 400$) is higher, the Peclet number of the present DNS at the hot wall ($Pe_2 = 166$)² is bigger than the Peclet number at the cold wall ($Pe_{1,Nicoud} = 152$) in the DNS of [25]. Consequently, a

logarithmic region exists at the hot side but the mean temperature profile does not match with Kader's law. Again, it suggests that the asymmetries created by the high temperature gradient cannot be reduced to a simple effect of the fluid property variations. The strong coupling between turbulence and temperature gradient modifies the standard law. Fig. 20 presents the root-mean-square temperature fluctuations at the hot and cold sides. The profiles do not collapse neither for the classic nor for the semi-local scalings. Contrary to the rms velocity fluctuations, the semi-local scaling does not allow the rms temperature fluctuations of the cold side to be in very good agreement with the incompressible

² The Peclet number of the present DNS at the cold wall is $Pe_1 = 401$.

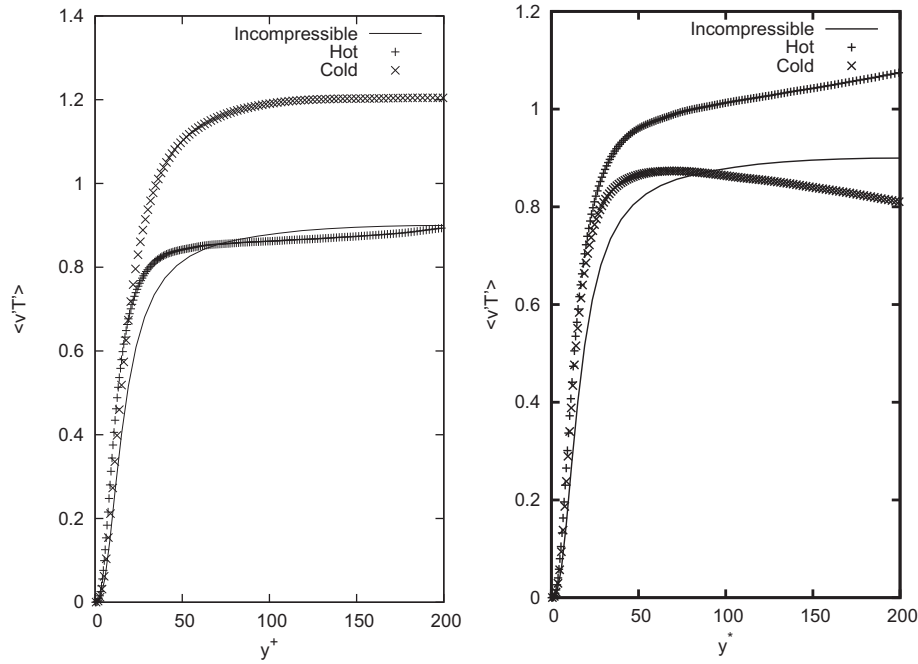


Fig. 23. Correlation of the wall-normal velocity and temperature fluctuations at the cold and hot walls. Left side: classic scaling, right side: semi-local scaling.

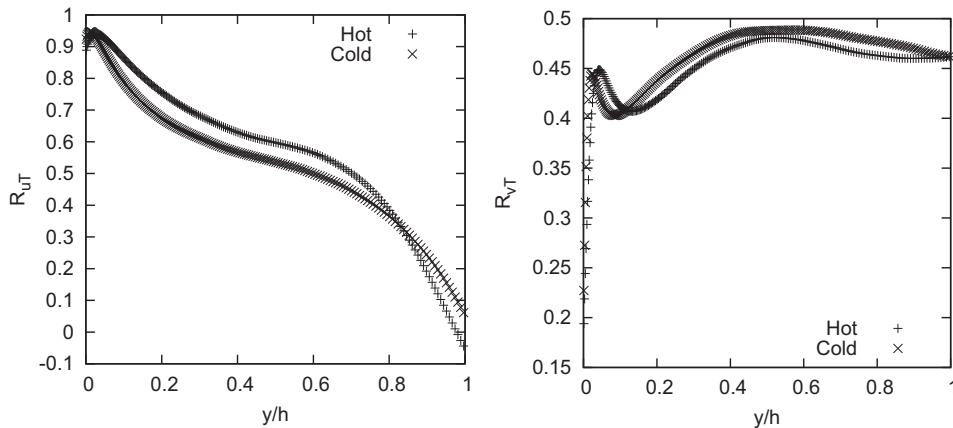


Fig. 24. Coefficient correlation of the velocity and temperature fluctuations at the cold and hot walls. Left side: streamwise velocity, right side: wall-normal velocity.

case. In particular, the rms temperature plots for the incompressible case and the cold wall deviate considerably for $y^+ > 50$. Contrary to the rms velocity fluctuations, the semi-local scaling allows the rms temperature of the hot side to be higher than the one of the cold side which is physically coherent. Indeed, the more important rms velocity fluctuations are, the more efficient mixing is and the more homogeneous temperature is.

Gaviglio [8] shows that temperature and velocity fluctuations are highly correlated within large coherent structures. Defining the characteristic length as $l_u = U_{rms}/\partial\langle u \rangle/\partial y$ for the velocity and as $l_T = T_{rms}/\partial\langle T \rangle/\partial y$ for the temperature, he assumes that $l_u \propto l_T$ and derives:

$$\frac{T_{rms}}{U_{rms}} \frac{\left| \frac{\partial\langle u \rangle}{\partial y} \right|}{\left| \frac{\partial\langle T \rangle}{\partial y} \right|} = R_0 \quad (4.11)$$

Fig. 21(a) illustrates this hypothesis that appears to be a reasonable representation of the present results. One can note that

$R_0 = 1/Pr_t$ with $Pr_t \approx 0.9$ proposed by Ref. [10] is a good choice. The turbulent Prandtl number is calculated from the DNS results using:

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t} = \frac{\langle u'v' \rangle / \partial\langle T \rangle / \partial y}{\langle v'T' \rangle / \partial\langle u \rangle / \partial y} \quad (4.12)$$

The profiles are given by Fig. 21(b). The turbulent Prandtl numbers of the cold and hot sides of the channel look more similar than for smaller turbulent Reynolds number ($Re_{tm} = 180$). In particular, the absence of peak at the wall of the hot side showed by Ref. [25] for $Re_{tm} = 180$ seems to be a low Reynolds effect. The present results with $Re_{tm} = 400$ show a peak at the wall of the cold and hot sides. However, the profiles of the hot and cold sides have an opposite behavior for $y/h > 0.4$. The peak at the hot side is due to the asymmetry created by the temperature gradient. The asymmetry has for consequence that the location of sign change is different for the velocity–velocity correlation $\langle u'v' \rangle$ and for the mean velocity gradient $\partial\langle u \rangle/\partial y$.

Figs. 22 and 23 give the correlations of the streamwise velocity respectively the wall-normal velocity and the temperature. With the classic scaling, the profiles of the hot and cold sides are very different. The correlations obtained at the cold side are much higher than the one of the hot side. With the semi-local scaling, the correlations of the streamwise velocity and temperature are almost identical for the hot and cold sides. For the correlations of the wall-normal velocity and temperature, the asymmetry remains even with the semi-local scaling. More interesting, the correlations at the hot side are higher than at the cold side. Fig. 24 plots the coefficient correlation of the velocity and temperature fluctuations for the streamwise velocity

$$R_{uT} = \frac{\langle u'T' \rangle}{U_{rms}T_{rms}} \quad (4.13)$$

and the wall-normal velocity:

$$R_{vT} = \frac{\langle v'T' \rangle}{V_{rms}T_{rms}} \quad (4.14)$$

The maximum of R_{uT} and R_{vT} is located further from the wall at the hot side. The same trend is obtained by Ref. [25]. In agreement with [25]; we find also that the profile of R_{uT} is higher at the hot side. However, the differences are lighter in our case. Indeed, at $y/h = 0.5$, we have $R_{uT,1} \approx R_{uT,1,Nicoud} \approx 0.5$ compared to $R_{uT,2} \approx 0.6 < R_{uT,2,Nicoud} \approx 0.8$. Consequently, it seems that the asymmetry of the coefficient correlation of streamwise velocity and temperature fluctuations is linked to the turbulent intensity.

5. Conclusion

Direct numerical simulations of a turbulent channel flow submitted to a high temperature gradient are carried out with 470 millions ($1537 \times 397 \times 769$) mesh points at a Reynolds number of 6400. The computed results of the cold and hot walls are compared. The non-dimensionalization that takes into account the variations of the fluid properties damps the asymmetry between the cold and the hot walls. In particular, the Van Driest non-dimensionalization allows to recover the classical log law for the mean velocity. We show that the mean velocity normal to the wall and due to temperature gradient creates the asymmetry. It explains that the mathematical analogy between the Van Driest and the Simpson transformations has a physical basis: the wall-normal velocity created respectively by the temperature gradient or the injection. The Kader's law is not recovered for the mean temperature profile. It illustrates that the coupling between the turbulence and the temperature gradient is more complex than the mean variations of fluid properties. The rms velocity fluctuations are higher at the cold side and, at the opposite, the rms temperature fluctuations are higher at the hot side. The following physical mechanism can explain this behavior:

- the increase of viscosity at the hot side tends to dissipate turbulent kinetic energy (rms velocity fluctuations are higher at the cold side),
- consequently the turbulent mixing is smaller at hot side, the temperature is less homogeneous and rms temperature fluctuations are higher.

It is worth noting that one observes the same behavior at the channel flow center where rms velocity fluctuations are small and rms temperature fluctuations are high. It is also important to precise that the high rms temperature fluctuations at the hot side produce turbulent kinetic energy thanks to dilatational effect. This production process is in competition with the viscous effect

(dissipation mechanism). This behavior has also been shown in a previous work where we compare the rms velocity profiles of isothermal and anisothermal case at equivalent Reynolds number (see Ref. [29]). The correlations (velocity–velocity, temperature–velocity) of the hot and cold walls do not collapse. Finally, we showed and identified the low Reynolds effects and the influence of the temperature gradients on the turbulent statistic quantities.

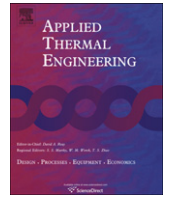
Acknowledgment

The authors would like to acknowledge the support of the CINES (France), which provided computer resources to carry out the simulations. They are also thankful to the CEA (France Atomic Agency), for their support with the Trio_U code.

References

- [1] G. Brillant, S. Husson, F. Bataille, Large eddy simulations of heat and mass transfers in case of non isothermal blowing, in: W. Rodi, M. Mulas (Eds.), *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 6*, ERCOFTAC, Sardinia, Italy, 2005, pp. 751–760.
- [2] C. Calvin, O. Cueto, P. Emonot, An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software, *Mathematical Modelling and Numerical Analysis 36* (5) (2002) 907–921.
- [3] A. Châtelain, F. Ducros, O. Métais, LES of turbulent heat transfer: proper convection numerical schemes for temperature transport, *International Journal for Numerical Methods in Fluids 44* (9) (2004) 1017–1044.
- [4] G.N. Coleman, J. Kim, R.D. Moser, A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow, *Journal of Fluid Mechanics 305* (1995) 159–183.
- [5] Xavier Daguene-Frick, Jean-Marc Foucaut, Sebastien Coudert, Adrien Toutant, Gabriel Olalde, Experimental analysis of the turbulent flow behavior of a textured surface proposed for asymmetric heat exchangers, *Flow, Turbulence and Combustion 89* (2012) 149–169.
- [6] B. Debusschere, C.J. Rutland, Turbulent scalar transport mechanisms in plane channel and couette flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer 47* (2004) 1771–1781.
- [7] M. Elmo, O. Cioni, Low mach number model for compressible flows and application to HTR, *Nuclear Engineering and Design 222* (2003) 117–124.
- [8] J. Gaviglio, Reynolds analogies and experimental study of heat transfer in the supersonic boundary layer, *International Journal Heat and Mass Transfer 30* (5) (1987) 911–926.
- [9] J. Hinze, *Introduction to Turbulence Modeling*, vol. 2, Mc Graw-Hill, 1975.
- [10] P.G. Huang, G.N. Coleman, P. Bradshaw, Compressible turbulent channel flows: DNS results and modelling, *Journal of Fluid Mechanics 305* (1995) 185–218.
- [11] B.A. Kader, Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers, *International Journal of Heat and Mass Transfer 24* (1981) 1541–1544.
- [12] H. Kawamura, DNS Database of Wall Turbulence and Heat Transfer, Kawamura Lab, 2008. <http://murasun.me.noda.tus.ac.jp/turbulence/index.html>.
- [13] H. Kawamura, H. Abe, Y. Matsuo, DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effect, *International Journal of Heat and Fluid Flow 20* (1999) 196–207.
- [14] H. Kawamura, H. Abe, K. Shingai, DNS of turbulence and heat transport in a channel flow with different Reynolds and Prandtl numbers and boundary conditions, in: Y. Nagano, K. Hanjalic, T. Tsuji (Eds.), *3rd International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer*, Aichi Shuppan, Tokyo, 2000, pp. 15–32.
- [15] J. Kim, P. Moin, R. Moser, Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics 177* (1987) 133–166.
- [16] M. Latha, J. Kim, J.D. Eldredge, X. Zhong, A numerical study of compressible turbulent boundary layers, *Physics of Fluids 23* (015106) (2011).
- [17] Sanjiva K. Lele, Compact finite difference schemes with spectral-like resolution, *Journal of Computational Physics 103* (1) (1992) 16–42.
- [18] A. Mahalov, B. Nicolaenko, Y. Zhou, Energy spectra of strongly stratified and rotating turbulence, *Physical Review E 57* (5) (1998) 6187–6190.
- [19] A. Majda, J.A. Sethian, The derivation and numerical solution of the equations for zero mach number combustion, *Combustion Science and Technology 42* (1985) 185–205.
- [20] I. Marusic, B.J. McKeon, P.A. Monkewitz, H.M. Nagib, A.J. Smits, K.R. Sreenivasan, Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: recent advances and key issues, *Physics of Fluids 23* (065103) (2011).
- [21] Y. Morinishi, S. Tamano, K. Nakabayashi, Direct numerical simulation of compressible turbulent channel flow between adiabatic and isothermal walls, *Journal of Fluid Mechanics 502* (2004) 273–308.
- [22] Youhei Morinishi, Shinji Tamano, Eisuke Nakamura, New scaling of turbulence statistics for incompressible thermal channel flow with different total heat flux gradients, *International Journal of Heat and Mass Transfer 50* (9–10) (2007) 1781–1789.

- [23] R.D. Moser, J. Kim, N.N. Mansour, Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$, *Physics of Fluids* 11 (4) (1999) 943–945. Database, http://turbulence.ices.utexas.edu/MKM_1999.html.
- [24] F. Nicoud, P. Bradshaw, A velocity transformation for heat and mass transfer, *Physics of Fluids* 12 (1) (2000) 237–238.
- [25] F.C. Nicoud, Numerical Study of a Channel Flow with Variable Properties, Center for Turbulent Research, 1998, pp. 289–309. Annual Research Briefs.
- [26] S. Paolucci, On the Filtering of Sound from the Navier-stokes Equations. Tech. Rep. SAND82–8257, SANDIA National Labs., Livermore, CA, USA, 1982.
- [27] L.F. Richardson, The approximate arithmetical solution by finite differences of physical problems involving differential equations, with an application to the stresses in a masonry dam, in: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, vol. 210 (459–470), 1911, pp. 307–357.
- [28] Sylvain Serra, Adrien Toutant, Franoise Bataille, Thermal large eddy simulation in a very simplified geometry of a solar receiver, *Heat Transfer Engineering* 33 (6) (2012a) 505–524.
- [29] Sylvain Serra, Adrien Toutant, Franoise Bataille, Ye Zhou, High-temperature gradient effect on a turbulent channel flow using thermal large-Eddy simulation in physical and spectral spaces, *Journal of Turbulence* 13 (49) (2012b) 1–25.
- [30] Sylvain Serra, Adrien Toutant, Franoise Bataille, Ye Zhou, Turbulent kinetic energy spectrum in very anisothermal flows, *Physics Letters A* 376 (45) (2012c) 3177–3184.
- [31] R.L. Simpson, Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration, *Journal of Fluid Mechanics* 42 (1970) 769–802.
- [32] E.F. Spina, A.J. Smits, S.K. Robinson, The physics of supersonic turbulent boundary layers, *Annual Review of Fluid Mechanics* 26 (1994) 287–319.
- [33] S. Tamano, Y. Morinishi, Effect of different thermal wall boundary conditions on compressible turbulent channel flow at $m = 1.5$, *Journal of Fluid Mechanics* 548 (2006) 361–373.
- [34] E.R. Van Driest, Turbulent boundary layer in compressible fluids, *Journal of Aeronautical Sciences* 18 (3) (1951) 145–160.
- [35] Liang Wei, Andrew Pollard, Direct numerical simulation of compressible turbulent channel flows using the discontinuous Galerkin method, *Computers and Fluids* 47 (1) (2011) 85–100.
- [36] Xiaohua Wu, Parviz Moin, Transitional and turbulent boundary layer with heat transfer, *Physics of Fluids* 22 (8) (2010) 085105.
- [37] Y. Zhou, Renormalization group theory for fluid and plasma turbulence, *Physics Reports* 488 (1) (2010) 1–49.
- [38] Y. Zhou, S. Oughton, Nonlocality and the critical Reynolds numbers of the minimum state magnetohydrodynamic turbulence, *Physics of Plasmas* 18 (7) (2011).



Optimization of winglet vortex generators combined with riblets for wall/fluid heat exchange enhancement



Arnaud Colleoni^{a,b,*}, Adrien Toutant^a, Gabriel Olalde^a, Jean Marc Foucaut^c

^a Laboratoire PROMES, UPR CNRS 8521, 7 rue du four solaire, 66120 Odeillo, France

^b TOTAL, Energies Nouvelles, 2 place Jean Miller, La Défense 6, 98078 Paris La Défense Cedex, France

^c ECLille, LML, CNRS, UMR8107, F-59650 Villeneuve d'Ascq, France

HIGHLIGHTS

- ▶ An innovative concept for internal geometry of asymmetric heat exchanger is studied.
- ▶ It is composed of vortex generators followed by longitudinal riblets.
- ▶ An optimization of the several parameters of this internal geometry is carried out using RANS simulations.
- ▶ The vortex generator size has to be half the channel height.
- ▶ The riblets have to be as thin and high as possible.

ARTICLE INFO

Article history:

Received 23 February 2012

Accepted 22 August 2012

Available online 1 September 2012

Keywords:

Fluid heat exchanger

Thermal performance enhancement

Channel

Vortex generator

Riblets

RANS simulation

Turbulent kinetic energy

ABSTRACT

This work focuses on the thermal performance enhancement of fluid heat exchanger with asymmetrical heating. Industrial heat exchangers such as solar receivers often have asymmetrical heating. The forced internal convective heat transfer and friction loss behaviours are studied for turbulent flows promoted by a combination of delta winglet vortex generators (DWVG) and riblets. The use of such a combination of devices maximizes the efficiency of the channel heat exchanger. The efficiency is characterized by two criteria: one based on the turbulent kinetic energy and another one based on the Nusselt number and the friction coefficient. The comparison of those two criteria allows separating the heat transfer intensification due to turbulence and exchange surface enhancement. Several heights of DWVGs and various sizes and shapes of downstream riblets are simulated using a Reynolds Averaged Navier–Stokes (RANS) approach. The numerical results show that bigger and thinner riblets provide the best thermal performance. Concerning the DWVGs, a half-channel height is found to be the optimum.

© 2012 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The development of efficient heat exchangers implies the development of compact and high-performance thermal systems. In industrial processes using radiative heating, the heat exchange is often asymmetrical. This is particularly true for solar receivers since sun heats only one face of the receiver. Various methods have been developed to improve heat transfer in such configurations. Those methods can be divided in two categories: the first one encompasses the transfer surface extensions and the second one the modifications of the flow field using passive mechanism to increase local convection.

The increase of transfer surface is generally based on fins. The heat transfer enhancement achieved is very interesting thanks to an increase of the wetted surface but the rise of friction is very high [1,2]. To reduce it, investigations on ribbed channel have been carried out. As a matter of fact, riblets have the property of reducing the friction, in comparison with a smooth wall, while enhancing the wetted surface. Nevertheless, their effectiveness for heat transfer improvement is quite controversial. Several studies show an improvement [3,4] while others concluded on the inefficiency to improve heat transfer [5,6]. Eventually, the effectiveness of heat transfer improvement with a reduction of friction seems to be reached only if the riblets' height is about 20% of the thermal layer thickness [6,7]. However, riblets of different heights and shapes can be used to enhance the thermal performances. In most of the studies, those riblets are perpendicular to the main flow, creating reverse flow to increase locally the thermal transfer. The first studies date back 1950 when Nikuradse [8] studied tubes

* Corresponding author. TOTAL, Energies Nouvelles, 2 place Jean Miller, La Défense 6, 98078 Paris La Défense Cedex, France.

E-mail address: arnaud.colleoni@gmail.com (A. Colleoni).

Nomenclature			
C_p	specific heat capacity, J/kg/K	S	flow surface, m^2
f	dimensionless Fanning friction coefficient	T	temperature, K
h^+	dimensionless riblet height ratio, $h^+ = h/\delta$	U	mean flow velocity, m/s
hc	convection coefficient, $W/m^2/K$	u_0	vortex advection velocity, m/s
hw^+	dimensionless DWVG height ratio, $hw^+ = hw/\delta$	u_τ	shear velocity, m/s
K	turbulent kinetic energy, m^2/s^2	y^+	dimensionless distance from the wall normalized by the viscous length scale
L	length of the channel, m	δ	half-height of the channel, m
l	width of the channel, m	ε	size of the vortex core, m
l_h	helical pitch, m	Γ	circulation, m^2/s
Nu	dimensionless Nusselt number	λ	conductivity, $W/m/K$
p^+	dimensionless riblet pitch ratio, $p^+ = p/\delta$	ρ	density, kg/m^3
Re	dimensionless Reynolds number based on the channel's height	ΔP	pressure loss, Pa
		ν	kinematic viscosity, m^2/s
		μ	dynamic viscosity, Pa s

roughened thanks to sand blasting. Then follow several studies in rectangular channel with different shapes and heights of riblets: inclined, transverse, V-shaped, square, ... [9,10]. Han et al. [11] investigated V-shaped riblets and found that they provide better enhancement in heat transfer than inclined and transverse riblets. Then, Hans et al. [12] carried out a study on a multiple V-shaped riblets plate with several angle of attack, pitch and height for several Reynolds number. For a Reynolds number of 20,000 the best roughened geometry reached a Nusselt number about 6 times the one of a smooth wall for a friction coefficient 3 times bigger. The influence of microchannel geometric shape on heat transfer performance has also been investigated [13] showing an increase of Nusselt number by about 1.3 for shield-shaped grooves.

Vortex flow generators are now used to increase heat transfer in many engineering domains. They are designed to create vortices which increase turbulence levels resulting in an enhancement of heat transfer with a low penalty of pressure loss. There are mainly two types of vortices generated depending on the design of the vortex generators: transversal vortices and longitudinal vortices. Kaci et al. [14] studied the effect of those vortices on the thermal performances. They showed that longitudinal vortices are the most efficient for heat transfer enhancement, since they combine the main mechanisms of heat transfer enhancement: development on turbulent sub layer and vorticity enhancement. Edwards et al. [15] showed that a counter rotating arrangement is more efficient than a co-rotating one. Fiebig et al. [16] and Tiggelbeck et al. [17] proved that winglets are more efficient than wings and a delta shape seems more efficient than a rectangular shape. Wu et Tao [18] studied the effect of longitudinal vortex generator on heat transfer in rectangular channels. Delta-winglets vortex generators (DWVG) have then been studied for exchanger applications. For instance, Zeng et al. [19] improved an automotive exchanger using DWVGs. Depaiwa et al. [20] investigated the thermal enhancement of using rectangular winglet vortex generators in a solar air heater channel. They found a maximum enhancement of the Nusselt number of 200% at a Reynolds number of 20,000 for a friction factor enhancement of 25% compared to a smooth channel. Other shapes of vortex generators have also been investigated, such as the trapezoidal shape, used to improve thermal performances in exchanger [21].

The potential for improvement of heat exchangers is enormous, but in literature, most studies focus either on different riblet geometries or on the use of DWVGs. Thermal behaviour of riblets in conjunction with DWVGs has rarely been investigated. An experimental study on the association of riblets with passive mechanism generating vortex has only recently been conducted [22]. In this work, the ribs used to create reverse flows are placed inside the test channel perpendicularly to the main flow. The DWVGs placed at the

entrance of the tested channel generate axial vortex flows which wash up to the core flow the reverse flows trapped behind the ribs, leading to higher heat transfer rate in the channel. The experimental results for a range of Reynolds number from 5000 to 22,000 gave a very good heat transfer increase with a Nusselt number about 3 times the Nusselt number of a flat plate.

The present work studies a new configuration associating riblets with DWVGs to increase heat transfer while minimizing the pressure loss. Contrary to the study described above, the riblets are placed in the flow direction. Their goal is to canalize the vortices generated by the DWVGs while enhancing the transfer surface. The vortices enhance the turbulence level as well as the convective transfers between the fluid and the wall by moving the high central speeds of the cold fluid to the hot wall and riblets. This paper describes first the computational domain with its boundary conditions. Then, a mathematical formulation of the equations solved and the performance evaluation are explained. A study is further conducted to optimise the surface geometry by varying several parameters such as the size, shape and pitch of riblets and the DWVGs' size. Numerical results are presented for an inlet Reynolds number of 25,000. RANS simulations are carried out using Fluent commercial code on a parallel server.

2. Computational domain

The internal geometry of a solar receiver with asymmetrical heating is modelled. The exchanger geometry is a channel. The lower wall is smooth whereas the upper wall irradiated on its outer face is covered with DWVGs associated with riblets, as shown in Fig. 1.

The length of the exchanger (L) is twelve times the half-height of the channel (δ). The DWVGs are counter rotating delta winglet with an angle of 18° with the flow direction as defined by Godard and Stanislas [23]. Because modelling these DWVGs would require a very thin mesh and so a very long calculation time, they are not included in the computational domain. Instead, the generated longitudinal vortices are modelled using Batchelor's equation (1) for longitudinal vortices, in a polar coordinate system (r, θ, z) whose origin is between two riblets and at height $2\delta - 3/4hw$:

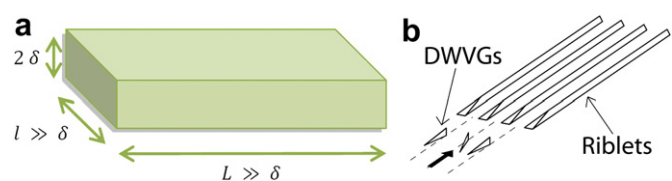


Fig. 1. Sketch of the internal structure.

$$\begin{aligned}
 u_r &= 0 \text{ and } u_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(\frac{-r^2}{\varepsilon^2}\right) \right) \text{ and} \\
 u_z &= u_0 - \frac{\Gamma}{2\pi l_h} \left(1 - \exp\left(\frac{-r^2}{\varepsilon^2}\right) \right)
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

where u_r , u_θ and u_z are the velocity components.

Accordingly to the experimental and numerical study carried out by C. M. Velte [24], the values of the input parameters are:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon^+ &= \frac{\varepsilon}{hw} = 0.2367; \quad \Gamma^+ = \frac{\Gamma}{Uhw} = -0.8234; \\
 l_h^+ &= \frac{l_h}{hw} = -0.1624; \quad u_0^+ = \frac{u_0}{U} = 0.4190
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Thus, the computational domain is reduced to a minimal box representative of the fluid domain using symmetric boundary conditions for velocity, pressure and temperature in the direction perpendicular to the flow. This minimal box is delimited by two halves of riblets, as shown in Fig. 2. Its width (l) depends of the riblets' shape, size and pitch.

The velocity profile at the outlet of the DWVGs is specified in the “velocity-inlet” boundary condition. The inlet value of the turbulence intensity required by the turbulence model is calculated with empirical correlations adapted to fully developed channel flow implemented in Fluent [25]. The fluid (dry air) enters the minimal box at 293 K and atmospheric pressure. It is heated by convection from the hot textured surface which is maintained at a temperature of 573 K while the lower wall is maintained at 293 K. The Reynolds number at the minimal box inlet is 25,000 and is defined as:

$$Re = \frac{U2\delta}{\nu} \tag{3}$$

At the end of the minimal box, a “pressure outlet” boundary condition allows a free outlet of the flow.

The discretization of the computational domain implemented was tetrahedral. A series of grid independence tests have been conducted with four different grid densities of about 650,000, 3,500,000, 7,600,000 and 15,400,000. It was found that the difference in Nusselt number between the three highest grid densities was below 5%. As a compromise between convergent time and solution precision, we used meshes about 7,000,000 cells (varying with each riblets geometry), with a refinement near the wall ($y^+ < 5$), as shown in Fig. 3.

3. Mathematical formulation

It is assumed that the flow is described by three-dimensional steady Navier–Stokes and energy equations. Gravity effect is assumed negligible since the Richardson number is equal to $7E-3$ [26]. Moreover, as the Mach number characteristic of the flow is 0.02 we can use the low Mach number approximation.

As we resolve the Reynolds Averaged Navier–Stokes equations, each flow parameter is decomposed as the sum of a mean value and a fluctuating value. For instance, the velocity is expressed as:

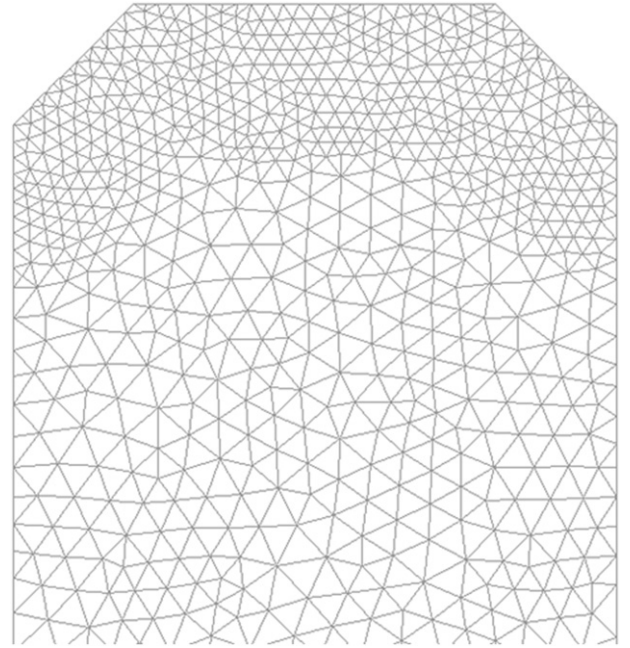


Fig. 3. Computational mesh near the riblets.

$$U_i = \bar{u}_i + u'_i \tag{4}$$

As the density varies strongly, the filtering based on the Favre mean [27] is:

$$\bar{u}_i = \frac{\langle \rho u_i \rangle}{\langle \rho \rangle} \tag{5}$$

where $\langle \rangle$ the statistic average.

Eventually, the governing equations for mass, momentum and energy with a low Mach number approximation are [27]:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle \rho \rangle \bar{u}_i \right) = 0 \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
 \langle \rho \rangle \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{u}_i \right) &= -\frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle \mu \rangle \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) \\
 &\quad - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle \mu \rangle \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle \rho \rangle \overline{u'_i u'_j} \right)
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

$$\langle \rho \rangle C_p \bar{u}_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle \lambda \rangle \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) - C_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle \rho \rangle \overline{T' u'_i} \right) \tag{8}$$

The thermodynamic properties of the fluid are determined thanks to ideal gas laws. Simulations are carried out with the commercial code Fluent. The discretization schemes chosen for solving the equations are of the second order.

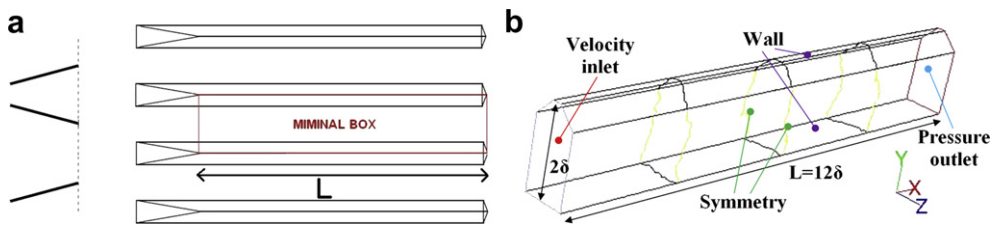


Fig. 2. Delimitation and sketches of a minimal box with its boundary conditions.

3.1. Turbulence model

To carry out the simulations, we use a turbulence Reynolds Averaged Navier–Stokes (RANS) model. In order to choose the right RANS model, we compared results of simulations of triangular riblets without DWVGs using the $k-\epsilon$ RNG model and the Reynolds Stress Model (RSM) with Direct Numerical Simulation (DNS) result from literature [6,28].

As can be seen in Fig. 4, the RSM model reveals the presence of secondary flows, which consists of a matched pair of vortices, which is compliant with literature, whereas the $k-\epsilon$ model does not generate vortices. This can be explained by the use of the Boussinesq hypothesis for the $k-\epsilon$ model which considers the turbulent viscosity isotropic is not adapted to swirling flows as generated by the riblets (and the vortex generators). Consequently, because it models the physical phenomena caused by the riblets and is better adapted to swirling flows, the RSM model is selected. The RSM model introduces six equations [25] (in a 3D problem) for solving Reynolds stress components of equation (6): $\overline{u'_i u'_j}$.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\langle \rho \rangle \overline{u'_k u'_i u'_j} \right) &= -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\langle \rho \rangle \overline{u'_i u'_j u'_k} \right) + \langle P \rangle \left(\overline{\delta u_{kj} u'_i + \delta u_{ik} u'_j} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\langle \mu \rangle \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) - \langle \rho \rangle \left(\overline{u'_i u'_k \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k}} + \overline{u'_j u'_k \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k}} \right) \\ &+ \langle P \rangle \left(\overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}} \right) - 2 \langle \mu \rangle \left(\overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

And one more equation for the dissipation ϵ :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle \rho \rangle \overline{\epsilon u'_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\langle \mu \rangle + \frac{\langle \mu_t \rangle}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \overline{\epsilon}}{\partial x_j} \right] C_{\epsilon 1} \frac{1}{2} \langle P_{ii} \rangle \frac{\overline{\epsilon}}{k} - C_{\epsilon 2} \langle \rho \rangle \frac{\overline{\epsilon^2}}{k} \quad (10)$$

where $\sigma_\epsilon = 1.0$; $C_{\epsilon 1} = 1.44$; $C_{\epsilon 2} = 1.92$.

3.2. Performance evaluation

The heat transfer rate for the smooth and the roughened walls is evaluated through the Nusselt number:

$$Nu = \frac{2\delta hc}{\lambda} \quad (11)$$

The global convection coefficient (hc) of the roughened wall is projected on a surface equal to the smooth wall. It is determined with the averaged temperature of the fluid. The Fanning friction coefficient is evaluated using the formula:

$$f = \frac{2\delta \Delta P}{L 2\rho U^2} \quad (12)$$

In order to evaluate the heat transfer effectiveness of the various simulated combinations, we use the thermal enhancement factor based on the study of Webb and Eckert [29]. It is defined as the ratio of heat transfer coefficient of an augmented surface (hc) to that of a smooth surface (hc_0) at the same pumping power:

$$n = \frac{Nu}{Nu_0} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{S}{S_0} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (13)$$

In literature, the surface ratio (S/S_0) is simplified but in this particular case the longitudinal riblets modify the flow passage surface all along the minimal box. To take into account the establishment of the boundary layer, the reference values for an empty channel are obtained by simulations.

Another criterion is used to compare the several geometries: the dimensionless turbulent kinetic energy (K^+), defined as the ratio of the kinetic energy (K) on the square shear velocity (u_τ):

$$K^+ = \frac{K}{u_\tau^2} \quad (14)$$

This isothermal criterion is built on the hypothesis that the turbulent kinetic energy measuring the intensity of the mixing in the fluid volume is representative of the heat exchanges. Thus, as we want to improve heat transfer while minimizing pressure loss (taken into account with the shear velocity), the dimensionless averaged turbulent kinetic energy seems pertinent. In our study, the turbulent kinetic energy is averaged on the outlet surface.

4. Optimization study

4.1. Influence of the internal texture

A first set of simulations is carried out to investigate the influence of the internal texture on the behaviour of the temperature in the fluid volume. An empty channel, a channel with DWVGs, a channel with riblets as well as a channel with both DWVGs and riblets are simulated.

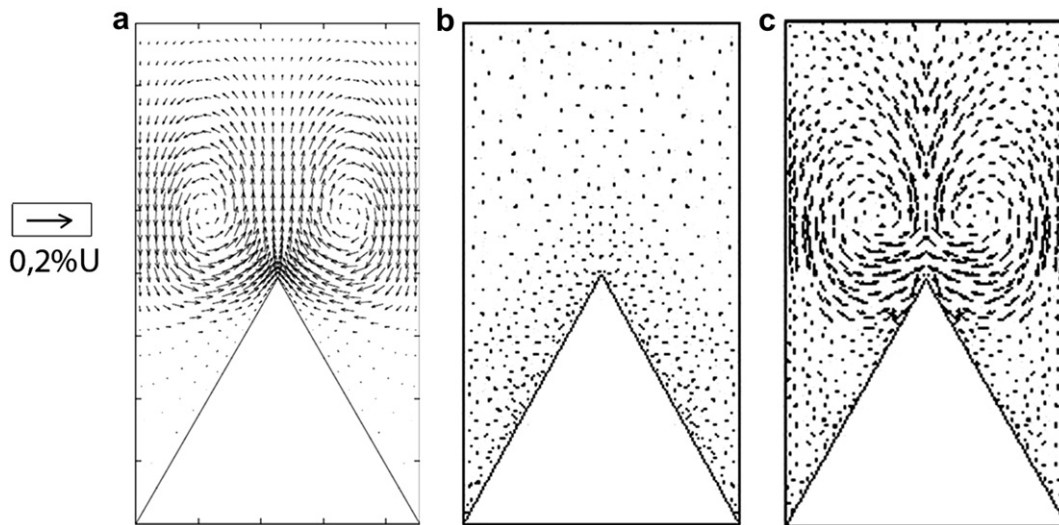


Fig. 4. Vector field near the riblets at a friction Reynolds number of 180; (a) from literature using DNS [6,26]; (b) with a $k-\epsilon$ model; (c) a RSM model.

Table 1
Results on the influence of the internal structure.

Variable	Empty channel	Channel with DWVGs	Channel with riblets	Channel with DWVGs combined with riblets
Outlet temperature (K)	301.03	302.61	302.31	304.37
Pressure loss (Pa)	7.5	7.82	8.4	9.02
Thermal enhancement factor (n)	1	1.169	1.119	1.320
Averaged K^+	1.258	1.443	1.249	1.465

The results in Table 1 show that the channel with DWVGs and/or riblets enhances the thermal performance. As a matter of fact, DWVGs improve the thermal transfer thanks to mechanisms which take place in the sub layer near the hot surface. The riblets increase the transfer surface hence the thermal performance. The contact surface between the vortex and the hot surface being enhanced, DWVGs combined with riblets provide the best thermal performance. The analysis of the averaged K^+ confirms that the vortices generated by DWVGs enhance the turbulence intensity in the fluid volume, leading to better thermal performances. However, contrary to the thermal enhancement factor, the wall surface enhancement does not improve the turbulent kinetic energy since it is the same between the empty channel and the channel with riblets. Eventually, as shown in Fig. 5, the mixing of hot and cold fluid is better with the vortex, since it moves the heated fluid from the top surface to the centre as well as the cold fluid from the centre to the top surface. Thus, the temperature of the fluid volume is more homogeneous with the presence of a vortex, whereas the temperature of the fluid volume of an empty channel is stratified.

4.2. Range of studied parameters

The preliminary results are very encouraging. To make the most of this innovative concept, an empirical optimization of the main parameters of the internal texture is carried out.

As shown in Fig. 6, the following parameters will be optimized: the riblets' pitch, size and shape as well as the DWVGs' size (Fig. 7).

The ranges of these studied parameters (except the riblets' shape) are described in Table 2.

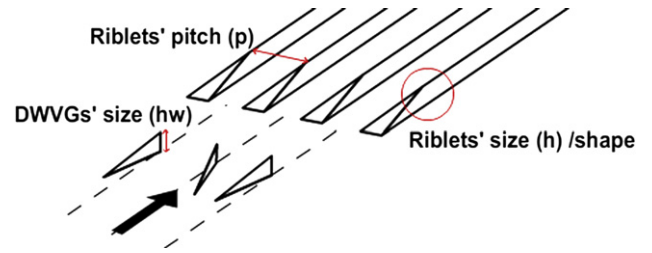


Fig. 6. Sketch of the parameters.

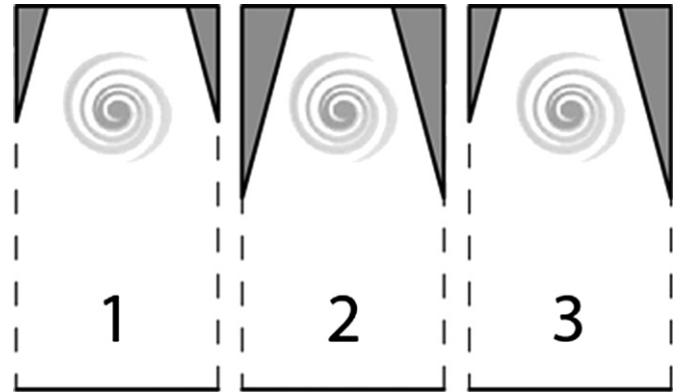


Fig. 7. Cross-sections of the studied configurations in Table 3.

Table 2
Range of studied dimensionless parameters (divided by the half-height of the channel).

Variable	Minimum	Maximum
p^+ (riblet pitch ratio)	0.68	1.05
h^+ (riblet size ratio)	0.2	1
hw^+ (DWVG size ratio)	0.5	1.2

In terms of shape, the riblets are divided into three categories according to their action on the vortices:

- dissymmetrical riblets
- triangular riblets
- rounded, elliptical or straight riblets.

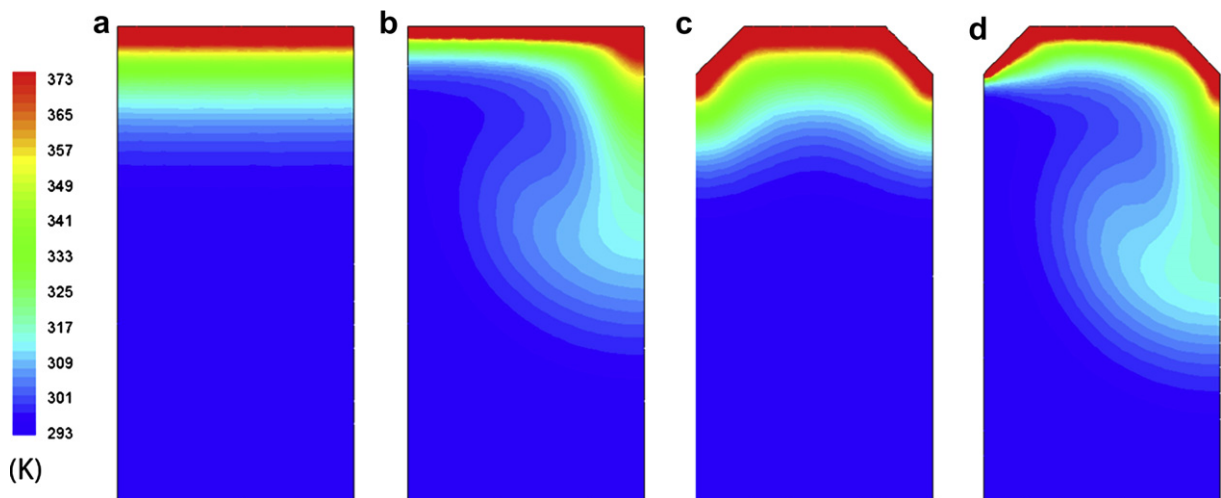


Fig. 5. Temperature fields (K) at the outlet of a minimal box according to the configuration: empty channel (a); DWVGs (b); riblets (c); DWVGs + riblets (d).

Dissymmetrical riblets are designed to prevent from breaking the bond between two counter rotating vortices. They maintain the bond between two counter rotating vortices by reducing the size of one riblet in two. Triangular riblets are defined from the original use of riblets in aerodynamics (i.e. drag reduction). In this study, isosceles triangular riblets with an angle varying between 45° and 5.7° will be simulated. The rounded and elliptical riblets are designed to match the vortex shape, enhancing the contact surface between the riblets and the vortices and consequently the thermal transfer. At last, straight riblet design is inspired by the shape of fins.

5. Results analysis

As described above, a parametric study based on an empirical optimization is carried out using the followings as optimization parameters: the size of the DWVGs and the riblets' shape, size and pitch (as shown in Fig. 6). In order to find the optimal configuration, we are going to optimize successively each parameter, thus narrowing down the geometrical domain encompassing the optimum configuration. In the first part (5.1), the DWVG height ratio is 0.5.

5.1. Shape and size of riblets

As shown by Edwards et al. [15], a counter rotating arrangement for the DWVG is more efficient than a co-rotating one. As observed during the preliminary simulations (4.1), the vortices generated by the counter rotating DWVGs gather by two. To prevent them from breaking their bond, dissymmetrical riblets are designed. The reduction of the dissipation should allow for a better friction between the exchange surface and the vortices all along the simulated minimal box, increasing the overall thermal performances. To investigate this effect, dissymmetrical riblets based on triangular ones are simulated and compared with the results obtained with non-dissymmetrical riblets based on the same shape. The dissipation of the vortices is defined as the decrease of their maximal tangential velocity.

As shown in Table 3, the use of dissymmetrical riblets is non-pertinent. Compared with symmetrical riblets of a size ratio of 0.6, dissymmetrical riblets succeed in keeping up with the vortices' dissipation while having a better thermal enhancement factor. However, compared with symmetrical riblets of a size ratio of 1, the thermal enhancement factor is smaller despite a reduced vortices' dissipation. In fact, the enhancement of the exchange surface with symmetrical riblets a size ratio of 1 seems to be more significant

than the gain in life time of the vortices obtained with dissymmetrical riblets.

The analysis of the averaged dimensionless turbulent kinetic energy, K^+ , is complementary. By comparison of the results of the two symmetrical riblets simulated, it shows that the averaged K^+ is better for the highest exchange surface, despite its highest dissipation of the vortices. It may be that the generation of turbulence is due to the interaction of the vortices with the wall. That's why the geometry with dissymmetrical riblets has the highest averaged K^+ : it's a compromise between a low dissipation of the vortices and a high exchange surface. However, the level of outlet temperature reached is low compared with symmetrical riblets. Thus the optimization will be performed for symmetrical riblets.

Further to the study of dissymmetrical riblets, symmetrical riblets are simulated. First of all, several isosceles triangular riblets are modelled where the lower angle and the riblets' size are the adjustment parameters. The riblet pitch ratio is 0.68 and the DWVG size ratio is 0.5.

The results obtained by simulation and described in Table 4 show two trends. First of all, for an equal riblet size ratio, a smaller angle yields better results. As a matter of fact, a smaller angle means thinner riblets, reducing the mean velocity and thereby the pressure loss. A smaller angle also means an improvement of the wetted surface because the smooth surface between riblets increases. Thus, the enhancement of the exchange surface increases the thermal transfer. For this reason a smaller angle leads to a better thermal enhancement factor. Second, for an equal angle, higher riblet size ratios show better results. They actually increase the exchange surface with a small enhancement of the mean velocity. This improvement of the mean velocity increases the pressure loss. Nevertheless, the increase of the outlet temperature, as a result of the exchange surface improvement is such that it makes up for the increase in pressure loss; hence it leads to a better thermal enhancement factor. In conclusion, those results indicate that higher and thinner riblets result in a better thermal performance.

Regarding to the averaged K^+ , although the trend goes up with the surface increase, the rise is low and not steady with the enhancement of the exchange surface. Thus it is not possible to conclude on the enhancement of the turbulent kinetic energy with the exchange surface.

Further to the study of the simulations carried out with triangular riblets, the riblets are optimized with respect to the trends observed: riblets have to be as high and thin as possible. The reduction of the angle of triangular riblets leads us to the simulation of straight riblets. Another idea is to test rounded or elliptical

Table 3
Comparison on the influence of symmetrical and dissymmetrical triangular riblets.

Design	Riblet size ratio h^+	Outlet temperature (K)	Pressure loss (Pa)	Thermal enhancement factor(n)	Dissipation of the vortices (%)	Averaged K^+
1	0.6	310.99	14.25	1.813	66	1.62
2	1	317.39	22.41	2.128	75	1.71
3	1 and 0.6	314.42	18.26	1.995	68	2.05

Table 4
Results on the influence of various shapes and sizes of triangular riblets.

Design	Angle ($^\circ$)	Riblet size ratio h^+	Outlet temperature (K)	Pressure loss (Pa)	Thermal enhancement factor (n)	Averaged K^+
1	45	0.2	303.96	8.77	1.285	1.53
2	45	0.4	306.87	11.02	1.429	1.42
3	45	0.525	308.61	11.97	1.417	1.6
4	30	0.6	309.74	15.18	1.647	1.58
5	15	0.6	310.99	14.25	1.813	1.62
6	15	1	317.39	22.41	2.128	1.71
7	5.7	1	318.02	19.08	2.309	1.67

riblets with a design matching the shape of the vortices, enhancing the friction on the riblets and thus the thermal performance.

As shown in Table 5, elliptical riblets achieve better results than rounded riblets. Elliptical riblets have a bigger exchange surface than rounded ones, enhancing the thermal exchange. Regarding straight riblets, since they have the largest exchange surface they achieve the best thermal performance while the increase of pressure loss is not very high compared with elliptical riblets. The design of the straight riblets matches less the vortices' shape than the design of the elliptical riblets, which reduces the friction of the vortices against the riblets, hence the pressure losses due to the vortices. It is interesting to observe that the higher riblets (straight and elliptical riblets) provide better thermal performances, in the manner of the triangular riblets in Table 4. The analysis of the averaged K^+ leads to the same conclusions and seems to show that the averaged K^+ is increased with the exchange surface enhancement.

5.2. Size of DWVGs

The vortices generated by the DWVGs increase heat transfer as a consequence of their interactions with the hot riblet-enhanced surface. The DWVGs' size determines the size of the vortices. In order to have a better thermal performance, the vortices have to be as wide as possible, increasing the vorticity and the turbulent sublayer near the riblets. This should lead to the enhancement of the averaged K^+ . However, DWVGs are not supposed to rub against the cold surface, since this would generate unwanted pressure drop and heat transfer. A set of simulations with straight riblets, thinner than the ones used in the previous paragraph, with a riblet size ratio of 1 has been carried out where the DWVG size is varying.

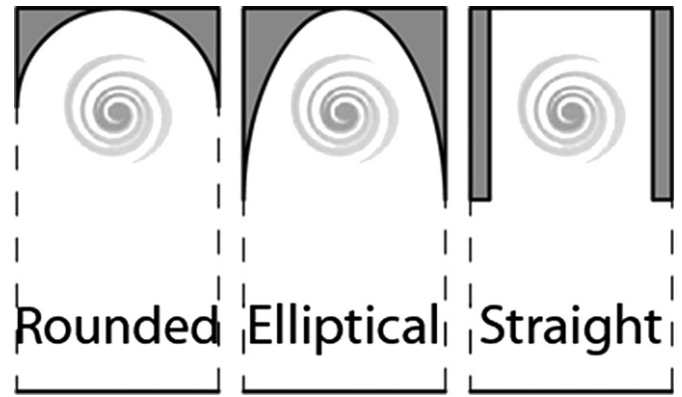


Fig. 9. Cross-sections of the studied configurations in Table 5.

The results in Table 6 show that the highest DWVG ratio (for a DWVG's ratio of 1.2) provides the best thermal performances, as predicted. Moreover, it shows that a wider vortex generating more turbulence lead to a higher averaged K^+ , allowing us to conclude on the efficiency of the averaged K^+ to take into account the vortices intensity. It is interesting to note that this DWVG does not cause the highest pressure loss. However, we observe convection losses on the cold bottom surface because the hot fluid moves down the cold bottom surface to the vortex. As shown in Fig. 10, the vortex generated by a DWVG of a size ratio of 1.2 has moved down into the centre of the channel, rubbing less against the hot top surface than against the cold bottom surface. Thus, the mechanisms of heat transfer

Table 5
Results on the influence of rounded, elliptical and straight riblets.

Shape	Riblet size ratio h^+	Outlet temperature (K)	Pressure loss (Pa)	Thermal enhancement factor (n)	Averaged K^+
Rounded	0.525	308.83	12.91	1.641	1.48
Elliptical	1	316.55	20.2	2.122	1.64
Straight	1	320.88	23.48	2.406	1.72

Table 6
Results on the influence of the DWVG size.

DWVG size ratio hw^+	Outlet temperature (K)	Pressure loss (Pa)	Thermal enhancement factor (n)	Averaged K^+
0.5	318.22	18.06	2.421	1.68
0.6	318.87	18.21	2.446	1.75
0.8	320.29	18.45	2.559	1.96
1	321.63	18.44	2.645	2.17
1.2	322.53	18.1	2.682	2.29

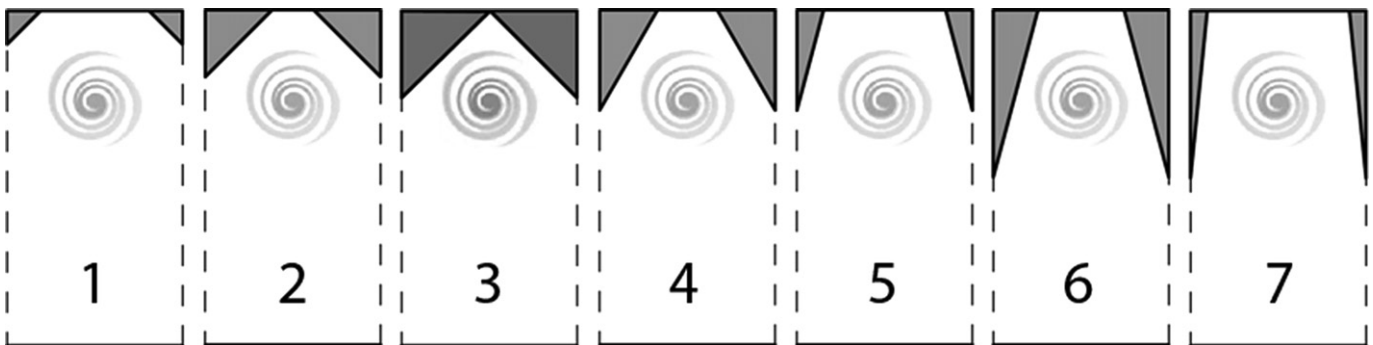


Fig. 8. Cross-sections of the studied configurations in Table 4.

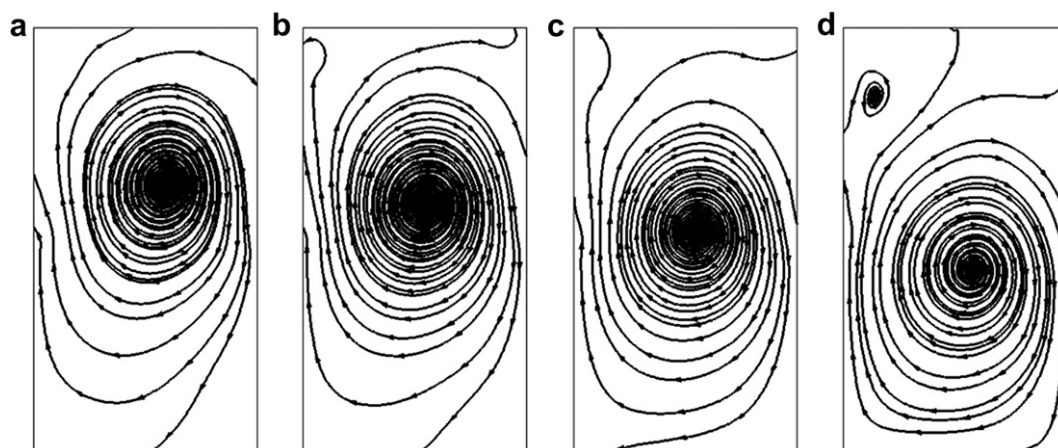


Fig. 10. Streamlines at $x = 12\delta$ according to the DWVG size ratio hw^+ : 0.6 (a); 0.8 (b); 1 (c); 1.2 (d).

Table 7
Results on the influence of the riblet pitch for triangular riblets.

Riblet pitch ratio p^+	Outlet temperature (K)	Pressure loss (Pa)	Thermal enhancement factor (n)	Averaged K^+
1.05	318.02	19.08	2.309	1.67
1	320.11	19.28	2.397	2.06
0.8	325.13	22.75	2.668	1.97
0.76	329.2	24.23	2.948	1.95
0.72	330.38	25.08	3.006	1.95
0.68	331.72	26.05	3.117	1.97

enhancement near the hot top surface are more significant with a smaller DWVG. Moreover, the vortex being low in the channel, interactions between the vortex and the cold bottom surface occur, creating the convection losses. Therefore the DWVG of a size ratio of 1.2 generates unwanted interaction with the cold bottom surface. This is the reason why the optimal DWVG size ratio is 1.

5.3. Pitch of riblets

Preliminary results have shown that a smaller pitch provides the best results. As a matter of fact, a smaller pitch between the riblets enhances the ratio of riblets, which, in turn, enhances the surface exchange. Moreover it allows the vortices to better rub against the riblets, enhancing the convective heat transfer. This is why a set of simulations is carried out reducing the pitch between triangular riblets of angle 5.7° and riblet size ratio of 1 (configuration 7 of Fig. 8). The DWVG height ratio is 0.5 (Fig. 9).

The results in Table 7 indicate that the smaller the pitch, the better the thermal performances, as predicted. The averaged K^+ is constant (except for the first case with the riblet pitch ratio of 1.05) whatever the pitch is, showing that for a steady riblets geometry, the enhancement of the exchange surface does not imply an enhancement of the turbulent kinetic energy.

6. Conclusion

Simulations have been carried out to investigate and optimize the use of DWVGs combined with riblets in order to enhance the thermal performance of a channel exchanger with asymmetrical heating. These simulations allow us to determine an optimized geometry. The analysis of the averaged dimensionless turbulent kinetic energy allows evaluating the turbulence increase in the fluid domain. Thanks to its study, we have been able to identify if

the thermal enhancement comes from the turbulence enhancement or the exchange surface increase.

First of all, with regard to the DWVG, its size has to be half the channel height (DWVG size ratio of 1), generating wide vortices and avoiding unwanted interactions with the opposite cold surface. As a result, the averaged dimensionless turbulent kinetic energy increases with the DWVG. Concerning the riblets' pitch, it has been shown that a smaller pitch ratio is better, as it increases the number of riblets and thus the exchange surface. The averaged dimensionless turbulent kinetic energy is almost independent of the riblets' pitch, showing that a rise of the exchange surface does not imply an enhancement of the turbulence. With respect to the riblets' shape, simulations have shown that thinner and higher riblets yield better results. As it turns out, the results of the simulations have shown that a combination of riblets and DWVGs is very beneficial since it allows an enhancement of heat transfer up to 380% with a pressure drop increase up to 230% in comparison with a smooth wall. Furthermore, its implementation seems easy since there is no particular attention to pay to provide a homogeneous fluid supply due to the fact that there is no separation of the fluid between the riblets.

References

- [1] X. Daguene-Frick, A. Toutant, R. Fall, F. Bataille, G. Olalde, Numerical analysis of high temperature pressurized-air solar receiver, in: Proc. Solar PACES, Berlin, Germany, 2009.
- [2] L. Sheik Ismail, R. Velraj, C. Ranganayakulu, Studies on pumping power in terms of pressure drop and heat transfer characteristics of compact plate-fin heat exchangers — a review, *Renew. Sust. Energy Rev.* 14 (1) (Jan. 2010) 478–485.
- [3] M. Walsh, L. Weinstein, Drag and heat transfer characteristics of small longitudinal ribbed surfaces, *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut.* 17 (1979) 770–771.
- [4] K.-S. Choi, D. Orchard, Turbulence management using riblets for heat and momentum transfer, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 15 (1997) 109–124.
- [5] M. Benhalilou, N. Kasagi, Numerical prediction of heat and momentum transfer over micro-grooved surface with a nonlinear $k-\epsilon$ model, *Int. J. Heat Fluid Flow* 42 (1999) 2525–2541.
- [6] E. Stalio, E. Nobile, Direct numerical simulation of heat transfer over riblets, *Int. J. Heat Fluid Flow* 24 (2003) 356–371.
- [7] P.R. Viswanath, Aircraft viscous drag reduction using riblets, *Prog. Aerosp. Sci.* 38 (6–7) (Aug.–Oct. 2002) 571–600.
- [8] J. Nikuradse, Laws of Flow in Rough Pipes, NACA Tech. Memorandum 1292, Nov. 1950.
- [9] D. Donne, L. Meyer, Turbulent convective heat transfer from rough surfaces with two dimensional rectangular ribs, *Int. J. Heat Mass. Transf.* 20 (1977) 582–620.
- [10] J.C. Han, L.R. Glicksman, W.M. Rohsenow, An investigation of heat transfer and friction for rib-roughened surfaces, *Int. J. Heat Mass. Transf.* 21 (1978) 1143–1156.

- [11] J.C. Han, Y.M. Zhang, C.P. Lee, Augmented heat transfer in square channels with parallel, crossed, and V-shaped angled ribs, *ASME J. Heat Transf.* 113 (1991) 590–596.
- [12] V.S. Hans, R.P. Saini, J.S. Saini, Heat transfer and friction factor correlations for solar air heater duct roughened artificially with multiple V-ribs, *Sol. Energy* 84 (2010) 898–911.
- [13] Y. Liu, J. Cui, Y.X. Jiang, W.Z. Li, A numerical study on heat transfer performance of microchannels with different surface microstructures, *Appl. Therm. Eng.* 31 (April 2011) 921–931.
- [14] H.M. Kaci, C. Habchi, L. Thierry, D. Dominique, P. Hassan, Flow structure and heat transfer induced by embedded vorticity, *Int. J. Heat Mass. Transf.* 53 (2010) 3575–3584.
- [15] F.J. Edwards, C.J.R. Alker, The improvement of forced convection surface heat transfer using surface protrusions in the form of (a) cubes and (b) vortex generators, in: *Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf.*, vol. 2, 1974, pp. 244–248. Tokyo, Japan.
- [16] M. Fiebig, P. Kallweit, N.K. Mitra, S. Tiggelbeck, Heat transfer enhancement and drag by longitudinal vortex generators in channel flow, *ETF Sci.* 4 (1991) 103–114.
- [17] T. Tiggelbeck, N.K. Mitra, M. Fiebig, Experimental investigations of heat transfer and flow losses in a channel with double rows of longitudinal vortex generators, *Int. J. Heat Mass. Transf.* 36 (1993) 2327–2337.
- [18] J.M. Wu, W.Q. Tao, Effect of longitudinal vortex generator on heat transfer in rectangular channels, *Appl. Therm. Eng.* 37 (May 2012) 67–72.
- [19] M. Zeng, L.H. Tang, M. Lin, Q.W. Wang, Optimization of heat exchangers with vortex-generator fin by Taguchi method, *Appl. Therm. Eng.* 30 (September 2010) 1775–1783.
- [20] N. Depaiwa, T. Chompookham, P. Promvong, Thermal enhancement in a solar air heater channel using rectangular winglet vortex generators, in: *Int. Conf. of Energy and Sust. Development: Issues and Strategies*, June 2010, Chaing Mai, Thailand.
- [21] G. Zhou, Q. Ye, Experimental investigations of thermal and flow characteristics of curved trapezoidal winglet type vortex generators, *Appl. Therm. Eng.* 37 (May 2012) 241–248.
- [22] T. Chompookham, C. Thianpong, S. Kwankaomeng, P. Promvong, Heat transfer augmentation in a wedge-ribbed channel using vortex generators, *Int. Commun. Heat Mass. Transf.* 37 (2010) 163–169.
- [23] G. Godard, M. Stanislas, Control of a decelerating boundary layer. Part 1: optimization of passive vortex generators, *Aerosp. Sci. Technol.* 10 (3) (Apr. 2006) 181–191.
- [24] C.M. Velte, Characterization of vortex generator induced flow, PhD thesis, Technical university of Denmark, 2009.
- [25] ANSYS FLUENT 12.0, Theory Guide and User's Guide (2009).
- [26] J.S. Turner, *Buoyancy Effects in Fluids*, Cambridge University Press, 1998.
- [27] S.B. Pope, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 2000.
- [28] H. Choi, P. Moin, J. Kim, Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets, *J. Fluid Mech.* 225 (1994) 503–539.
- [29] R.L. Webb, E.R.G. Eckert, Application of rough surfaces to heat exchanger design, *Int. J. Heat Mass. Transf.* 15 (1972) 1647–1658.

Écoulements turbulents fortement anisothermes et/ou diphasiques au sein des procédés solaires

Résumé

Dans le cadre de la mise au point et de l'optimisation des procédés solaires, l'approche multi-échelles développée permet d'aller depuis des études extrêmement fines des écoulements et transferts, jusqu'à la conception des récepteurs solaires à haute température. Cette approche part de l'application visée et la simplifie pour se concentrer sur les mécanismes physiques caractéristiques. Les études locales très fines des mécanismes caractéristiques ont alors pour objectif de renseigner des outils de dimensionnement. Les mécanismes caractéristiques sur lesquels se concentrent ces travaux sont les interactions entre turbulence et interface ainsi que le couplage entre la dynamique et la thermique. Des niveaux d'études intermédiaires dont la taille grandit et dont la géométrie se complexifie lorsque l'on se rapproche de l'application finale sont identifiés et définis. A chacune de ces études intermédiaires, on associe un niveau de description physique, une stratégie numérique et des moyens de diagnostics expérimentaux adaptés.

Les configurations académiques (canal plan par exemple) sont étudiées par simulations numériques directes (SND). Les SND réalisées ont permis de caractériser l'effet du gradient de température sur un écoulement turbulent ainsi que les interactions entre interface et turbulence. En particulier, une généralisation du modèle de Kolmogorov au cas des écoulements fortement anisothermes est proposée et un équivalent de la simulation des grandes échelles pour les écoulements diphasiques est développé.

Les travaux sur des écoulements complexes sont réalisés par simulations des grandes échelles (SGE) et expérimentalement par vélocimétrie stéréoscopique par images de particules (S-PIV). Dans certains cas, ces études tiennent compte de la conduction dans la paroi. La configuration du té de mélange à section rectangulaire ou circulaire a notamment été étudiée afin d'évaluer les risques de faïençage thermique. Des SGE ont montré le fort potentiel de la combinaison de générateur de tourbillons et de riblets pour l'intensification des transferts de chaleur. Dans cette même configuration, les statistiques de la turbulence ont été déterminées expérimentalement par S-PIV. La comparaison entre résultats numériques et expérimentaux confirme le potentiel des SGE pour l'étude des écoulements complexes. Concernant les écoulements diphasiques, les SGE réalisées ont permis de renseigner des modèles de type RANS. En particulier, nous avons proposé une corrélation pour le coefficient de la force de portance et une fermeture pour le terme de transfert interfacial de l'énergie cinétique turbulente.

Les écoulements réels sont caractérisés par des simulations de type RANS et par des expériences sous flux solaire concentré dans le volume focal du concentrateur de 1MWth sur le site d'Odeillo du laboratoire. Les simulations de type RANS ont servi à l'optimisation de la géométrie innovante combinant VG et riblets. Les tests sous flux solaire de la géométrie optimisée confirment son très bon rendement énergétique. A partir de ces résultats numériques et expérimentaux, nous proposons des corrélations pour le transfert de chaleur fluide/solide. En utilisant ces corrélations, un code de dimensionnement pour les récepteurs solaires est alors développé.