



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Energétique et Transferts

Présentée et soutenue par :

M. THOMAS GROSNIKEL

le lundi 11 février 2019

Titre :

Simulations des grandes échelles pour la prédiction des écoulements de refroidissement des pales de turbines

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Centre Européen de Recherche et Formation Avancées en Calcul Scientifique (CERFACS)

Directeur(s) de Thèse :

M. LAURENT GICQUEL

M. FLORENT DUCHAINE

Rapporteurs :

M. MATTHIEU FENOT, ENSMA POITIERS

M. TOM VERSTRAETE, UNIVERSITE DE GENT

Membre(s) du jury :

Mme FRANCOISE BATAILLE, UNIVERSITE DE PERPIGNAN, Président

M. FLORENT DUCHAINE, CERFACS, Membre

M. LAURENT GICQUEL, CERFACS, Membre

M. TONY ARTS, UNIVERSITE CATHOLIQUE DE LOUVAIN, Membre

Table des matières

Remerciements	VII
Nomenclature	XV
1 Introduction	1
1.1 Présentation d'une turbine à gaz et la problématique du refroidissement .	2
1.2 Les différentes techniques de refroidissement des pales de turbines	6
1.3 Refroidissement du rotor par canaux internes	7
1.4 Positionnement de la thèse	9
1.5 Plan du manuscrit	10
2 Spécificités des écoulements en canaux perturbés et leur modélisation numérique	13
2.1 Écoulements en canaux internes perturbés	14
2.1.1 Refroidissement interne statique	14
2.1.2 Refroidissement interne en rotation	16
2.2 Simulation numérique des écoulements turbulents	21
2.2.1 Les trois familles de simulation numérique	23
2.2.2 Les équations de la SGE	25
2.2.3 Modélisation de la turbulence proche paroi en SGE	29
2.2.4 La discrétisation en espace du domaine géométrique	31
2.2.5 Les codes de calcul utilisés	32
2.2.6 Schémas numériques	34
2.2.7 Viscosité artificielle	35
2.2.8 Conditions aux limites	36
2.2.9 Choix numériques pour les simulations de cette étude	36
3 SGE d'un canal perturbé statique	41
3.1 Écoulements dans un canal perturbé à section rectangulaire	43
3.1.1 Perturbateurs - blocage	43
3.1.2 Écoulements secondaires	46
3.2 Le canal perturbé droit de référence	49

3.2.1	Le banc de test expérimental du VKI	50
3.2.2	Domaine de calcul et point de fonctionnement	52
3.2.3	Maillage et conditions limites	53
3.3	Comparaison des prédictions issues de l'utilisation de AVBP et YALES2	55
3.3.1	Développement de l'écoulement dans le canal	55
3.3.2	Écoulement entre les perturbateurs six et sept	78
3.3.3	Coût CPU	89
3.4	Analyse instationnaire des prédictions numériques	90
3.4.1	Application au cas du canal adiabatique	91
3.4.2	Canal avec paroi chauffée	95
3.5	Conclusions du chapitre	98
4	SGE d'un canal perturbé en rotation	101
4.1	Écoulements dans un canal en rotation	104
4.1.1	Accélération de Coriolis et centrifuge	104
4.1.2	Impact de la rotation sur les quantités moyennes	106
4.1.3	Stabilité de Coriolis	107
4.1.4	Effet de la rotation sur les contraintes de Reynolds	109
4.1.5	Écoulements secondaires	111
4.1.6	Effet de la flottabilité	114
4.2	Le canal perturbé académique	115
4.2.1	Le banc d'essai du VKI en rotation	115
4.2.2	Simulation SGE d'écoulements en rotation	117
4.3	Réponse de la dynamique de l'écoulement dans un canal perturbé en rotation	119
4.3.1	Effet de la rotation sur le développement de l'écoulement dans le canal	119
4.3.2	Validation des résultats : Écoulement entre les perturbateurs six et sept	132
4.3.3	Sensibilité du canal en rotation positive	139
4.4	Impact de la thermique sur l'écoulement en rotation	148
4.4.1	Effet de la thermique de paroi sur le développement de l'écoulement	148
4.4.2	Comparaison avec les résultats expérimentaux : Écoulement entre les perturbateurs six et sept	155
4.5	Etude instationnaire de l'activité post-perturbateurs	163
4.6	Conclusion du chapitre	167
	Conclusions générales et Perspectives	171
	Bibliographie	176
	Annexes	192
	A Papier accepté à la conférence ASME Turbo Expo 2017: Large Eddy Simulations of Static and Rotating Ribbed Channels in Adiabatic and Isothermal Conditions	193

B	Dérivation du terme LIKE (Loss In Kinetic Energy)	207
C	Comparaison des approches SGE résolues et SGE modélisées à la paroi sur le canal académique statique	213
C.1	Conditions aux limites: Loi de paroi	214
C.2	Maillages	215
C.3	Comparaison des résultats avec la SGE résolue	216
C.4	Coût de calcul	220
D	Comparaison des méthodes de décomposition de l'écoulement	223

Remerciements

Arrivé maintenant à la fin de cette aventure incroyable qu'est la thèse, il est venu pour moi le temps de remercier toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à cette belle expérience.

Déjà cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans le partenariat entre le CERFACS et Safran Helicopter Engines. J'ai eu la chance de réaliser cette thèse au CERFACS, dans un environnement académique dynamique et plein de compétences, financée par SHE, me permettant d'appréhender toute la partie industrielle de la thématique. Donc merci à ces deux partenaires pour avoir rendu tout ça possible.

En ce qui concerne SHE, je tiens à remercier mes encadrants industriels Guillaume BONNEAU puis Charlie KOUPPER pour m'avoir conseillé et apporté votre expertise sur les turbomoteurs. Vous m'avez permis, à la fin de ma thèse, de sortir de l'étude d'un canal droit académique pour passer à du concret d'un point de vue industriel, une vraie pale de turbine. C'est également grâce à vous que j'ai découvert SHE au travers d'immersions en entreprise très intéressantes et formatrices. J'ai d'ailleurs tellement apprécié l'expérience que j'ai postulé à SHE et y travaille désormais.

Pour poursuivre avec mes encadrants, un grand merci à mon directeur de thèse Laurent GICQUEL et à mon co-directeur Florent DUCHAINE. Merci à toi Laurent pour avoir persévéré à mes côtés dans les moments difficiles. Tu m'as poussé pour aller voir plus loin que les comparaisons simu/expé et prendre du recul sur mon travail. J'ai beaucoup appris à tes coté, d'un point de vue technique bien évidemment mais aussi d'un point de vue méthode, présentation et esprit critique, des qualités très utiles aujourd'hui dans ma vie professionnelle. Comme tu dis, on y est arrivé, alors merci ! Florent, déjà merci d'avoir transféré une offre de stage à Mme TANIÈRE, prof de méca flux à l'ESSTIN qui me l'a relayée. Ce fut le début de mon parcours au CERFACS qui a enchainé sur la thèse. J'ai beaucoup apprécié nos échanges extrêmement constructifs, j'ai beaucoup appris grâce à toi, notamment sur les simulations multiphysiques, et j'espère avoir acquis au moins une partie de ta rigueur scientifique, poussant à aller voir un maximum de détails, jusque dans les citations d'une publi ou d'une thèse.

En tant que thésard au CERFACS nous ne serions rien sans l'aide et le travail dans l'ombre de l'équipe informatique CSG. Vous nous permettez de travailler dans des conditions optimums, avec le luxe d'avoir accès à des calculateurs internes. Vous êtes toujours dispo et réactifs en cas de soucis, et ce jusqu'à la soutenance avec les micros, vidéo etc... On peut dire la même chose de l'équipe ADMIN, que ce soit Marie, Michelle, Chantale, Nicole... vous rendez la paperasse et les tâches administratives bien plus simples et votre bonne humeur, vos rires dans les couloirs au quotidien apportent beaucoup à l'ambiance générale au CERFACS.

Je tiens également encore une fois à remercier l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'évaluer mes travaux et d'avoir pris part à ma soutenance. Je remercie particulièrement les rapporteurs Matthieu FENOT et Tom VERSTRAETE d'avoir finement décortiqué mon manuscrit, menant à de nombreuses réflexions très intéressantes. Je veux également remercier les examinateurs Tony ARTS et la présidente du jury Françoise

BATAILLE pour les nombreuses questions intéressantes et très pertinentes lors de la soutenance. Ça me permet également de remercier les personnes du VKI dont Tom et Tony font partie, pour avoir mis à ma disposition de nombreux résultats expérimentaux, par l'intermédiaire d'Ignacio MAYO, qui m'ont été d'une très grande utilité pour mener à bien mes travaux.

J'en arrive maintenant au gros de la troupe, les collègues et camarades de thèse au CERFACS. C'est vous qui avez rendu ces 3 années (bon OK un peu plus) super agréables, que ce soit au travail ou en dehors. Je vais essayer d'oublier le moins de monde possible, en commençant par mes co-bureau Francis, alias Shumki et Luis. Merci à toi Luis pour ta gentillesse, tes immenses compétences que tu partages volontiers, ce qui m'a aidé tout au long de mon parcours. Une mention particulière à Pedro, mon partenaire de thèse refroidissement SHE mais aussi triathlon, que ce soit à Narbonne ou en équipe à la Ramée avec Antho et Ben. Sans oublier sa compagne Anne-Saucisse, pour son sourire infailible et ses encouragements dans ces événements, j'espère vous revoir très vite chez vous sur l'île de la Réunion. Comment ne pas mentionner la team vélo qui me permettait de m'évader 1h le midi, avec Adrien qui m'a fait découvrir le parcours CERFACS, Ben et Corentin qui m'ont aidé à chasser quelques KOM, Quentin (maxi cuisse) qui essaye de me les prendre mais qui n'y arrive pas et Sophie qui a découvert le vélo de route lors d'une belle étape du Tour de France et qui m'a montré les coteaux Toulousains et fait participer à mon premier Raid. On aura tout particulièrement remarqué Omar et Nico, les instigateurs de la majorité des crasses de l'été 2016 et responsables de la soudaine baisse de productivité globale dans cette période. Bravo aussi à Omar pour son style vestimentaire à toute épreuve et ses talents de montage photo hors du commun. Merci à la hotline Antares en la personne de Majd et par la suite Maxou. Majd, sache que je ne t'en veux pas de m'avoir mutilé la cheville avec un morceau de ta tasse en pause ;) et désolé pour l'élimination du PSG en 8ème de finale de la Champions League (peu importe quand j'ai écrit ces remerciements, ça se vérifie chaque année . . .). Merci à toutes les personnes de ma génération, comme Dario et Mélissa, indissociables et ils nous ont finalement donné raison ; Laura qui nous a montré à tous à ses dépens qu'il ne faut pas oublier son partenaire lors des remerciements ; Kelu, l'homme des diners et des rdv thèses manqués, est-ce lié ?; Biolchi, l'homme qui change de sport plus vite que son ombre ; enfin la nouvelle garde avec Valou, alias genoux de verre ; Félix, adversaire coriace au concours prévi météo ou encore Lulu la matraque pour qui le CERFACS est une couverture par rapport à son vrai métier de gouteur pour le guide Michelin.

Je ne peux pas terminer ces remerciements sans penser à ma famille qui m'a soutenu lors de mon parcours et mes études, en particulier merci à mes parents qui ont fait le déplacement pour ma soutenance et ont très largement participé à la logistique et à l'élaboration du pot de thèse qui a eu un franc succès.

Enfin, le meilleur pour la fin, un grand merci à Lucie pour avoir été à mes côtés et pour m'avoir soutenu durant cette thèse. Merci d'avoir pris sur toi et d'avoir été compréhensive dans les moments difficiles, quand je n'étais pas très présent et dispo certains soirs et

weekend, ou tout simplement que j'avais l'esprit ailleurs, dans mes travaux. Cette page se tourne pour moi comme pour toi, à nous d'écrire ensemble les prochains chapitres ...

Nomenclature

Lettres Latines

\dot{W}	Chaleur sensible	[J]
a	Hauteur du canal	[m]
b	Largeur du canal	[m]
c	Vitesse du son	[$m \cdot s^{-1}$]
C_p	Capacité calorifique à pression constante	[$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]
D_h	Diamètre hydraulique du canal	[m]
f	Coefficient de friction	
H	Hauteur de veine normalisée	
h	Hauteur des perturbateurs	[m]
M_{is}	Nombre de Mach isentropique	
M_r	Nombre de Mach relatif	
p	Pas entre deux perturbateurs	[m]
P_{eff}	Pression effective	[Pa]
P_s	Pression statique	[Pa]
P_t	Pression totale	[Pa]
P_{tr}	Pression totale relative	[Pa]
q	Flux de chaleur	[$W \cdot m^{-2}$]
r	Rayon par rapport à l'axe de rotation	[m]
T	Température statique	[K]
T_t	Température totale	[K]
T_{tr}	Température totale relative	[K]
U_b	Vitesse débitante	[$m \cdot s^{-1}$]

U_τ	Vitesse de frottement à la paroi.....	$[m \cdot s^{-1}]$
y^+	Distance adimensionnée à la paroi	

Lettres Grecques

Δt	Pas de temps.....	$[s]$
η	Rendement	
γ	Indice adiabatique	
λ	Conductivité thermique.....	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique.....	$[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$
ν	Viscosité cinématique.....	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
Ω	Vitesse de rotation.....	$[s^{-1}]$
Φ_T	Dissipation thermique	
ρ	Densité.....	$[kg \cdot m^{-3}]$
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses.....	$[Pa]$

Indices et exposants

$(-)_f$	Variable associée au fluide
$(-)_r$	Variable associée à la coordonnée radiale
$(-)_s$	Variable associée au solide
$(-)_t$	Variable turbulente
$(-)_w$	Variable associée à la paroi
$(-)_x$	Variable associée à la coordonnée axiale
$(-)_\theta$	Variable associée à la coordonnée tangentielle
$(-)_in$	Variable associée à l'entrée du domaine
$(-)_out$	Variable associée à la sortie du domaine
$(-)_rms$	Root Mean Square de la variable

Nombres sans dimensions

Bo	Nombre de flottabilité
Nu	Nombre de Nusselt
Pr	Nombre de Prandtl
Re	Nombre de Reynolds
Ri	Nombre de Richardson
Ro	Nombre de rotation
St	Nombre de Strouhal

Sta Nombre de Stanton

Acronymes

ALE Arbitrary Lagrangian Eulerian
AR Aspect Ratio
BA Bord d'Attaque
BF Bord de Fuite
CFD Computational Fluid Dynamics
CFL Condition de Courant–Friedrichs–Lewy
CHT Conjugate Heat Transfer
CI Circuit Interne de refroidissement
CPU Central Processing Unit
DMD Dynamic Mode Decomposition
DNS Direct Numerical Simulation
EF Efficiency Factor
IBM Immersed Boundary Method
LIKE Loss In Kinetic Energy
NSCBC Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions
PDF Probability Density Function
PIV Particle Image Velocimetry
POD Proper Orthogonal Decomposition
RANS Reynolds Averaged Navier Stokes
RHP Rotor de turbine Haute Pression
SGE Simulation des Grandes Échelles
THI Turbulence Homogène Isotrope
TKE Turbulent Kinetic Energy
TTG Two-step Taylor Galerkin
VKI Von Karman Institute
WALE Wall Adapting Local Eddy-viscosity

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre introductif permet de présenter le contexte général de cette thèse effectuée au CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique) dans le cadre d'un partenariat avec Safran Helicopter Engines. Après avoir brièvement présenté le fonctionnement des turbines à gaz et leur rendement, la problématique de leur refroidissement ainsi que les différentes techniques employées sont exposées. Ensuite le refroidissement par canaux internes est plus amplement détaillé: i.e. leur utilisation, les objectifs recherchés ainsi que les difficultés associées à de tels systèmes. Enfin, sur cette base, les objectifs de cette thèse sont énoncés.

1.1 Présentation d'une turbine à gaz et la problématique du refroidissement

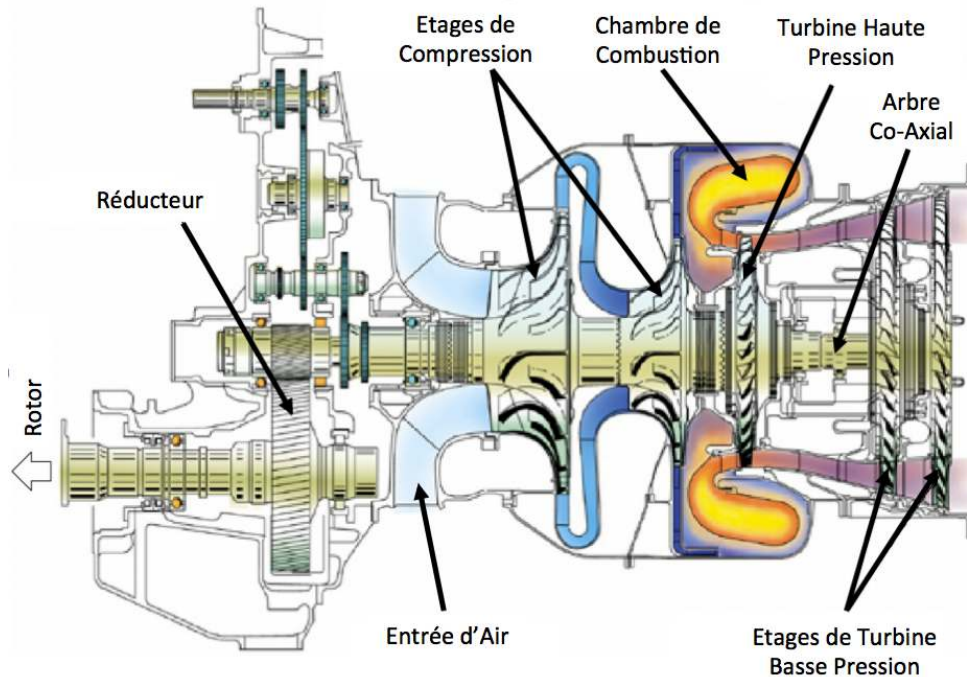


Figure 1.1 – *Vu en coupe d'un turbomoteur de Safran Helicopter Engines.*

Les turbines à gaz sont utilisées pour la propulsion d'avions et d'hélicoptères ainsi que pour la génération d'électricité. D'un point de vue thermodynamique, une turbine à gaz cherche à convertir l'énergie thermique issue de la combustion en énergie mécanique ou en poussée afin de générer la puissance nécessaire pour faire voler un avion, un hélicoptère ou générer de l'électricité. Le fonctionnement d'un turbomoteur, représenté en Fig. 1.1, est le résultat de quatre phases principales issues du cycle de Brayton [44]. Dans un premier temps, une grande quantité d'air est aspirée par le moteur et passe par différents étages du compresseur qui vont graduellement augmenter sa pression. L'air comprimé est ensuite envoyé dans une chambre de combustion où il est mélangé à du carburant dans des proportions adéquates. Le mélange brûle, augmentant la température des gaz. Un processus de détente et de récupération de l'énergie de l'écoulement s'effectue ensuite au travers de turbines. Cela permet de récupérer l'énergie sous forme mécanique et fournit la puissance utile nécessaire à l'entraînement des hélices d'un hélicoptère par exemple. A noter qu'une partie de cette énergie est utilisée pour actionner les compresseurs grâce à un axe central qui les lie aux étages des turbines. Enfin les gaz sont éjectés vers la tuyère.

La Figure 1.2 représente le cycle de Brayton-Joule [10] duquel un modèle de rendement pour le moteur est déduit. Ce cycle thermodynamique idéal se décompose en quatre

étapes correspondant aux composants du moteur discutés précédemment :

- Une compression isentropique du gaz dans le compresseur (1 → 2 sur la Fig 1.2).
- Une combustion isobare dans la chambre de combustion (2 → 3).
- Une expansion isentropique du gaz dans la turbine (3 → 4).
- Une éjection isobare de la chaleur dans l'atmosphère (4 → 1).

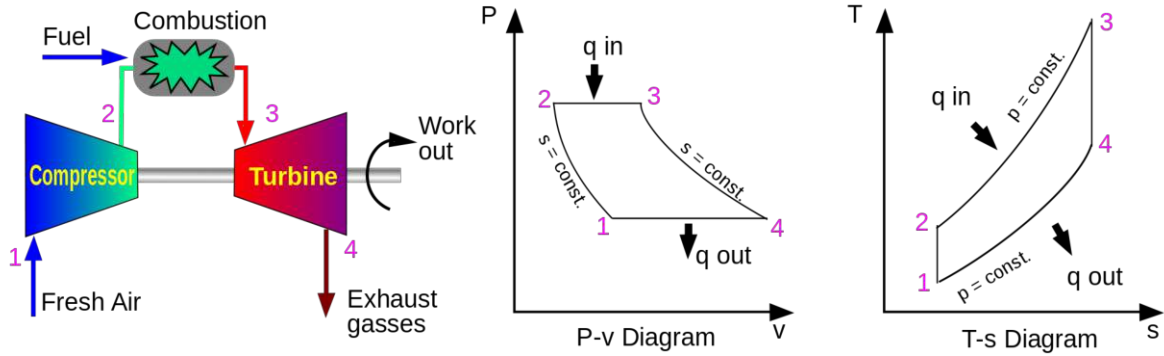


Figure 1.2 – Cycle thermodynamique idéal d'une turbine à gaz.

Le rendement η du cycle de Brayton-Joule idéal est défini comme le ratio entre le travail net disponible $\dot{W}_{in} - \dot{W}_{out}$ et l'apport de chaleur \dot{W}_{in} :

$$\eta = \frac{\dot{W}_{in} - \dot{W}_{out}}{\dot{W}_{in}}, \quad (1.1)$$

avec \dot{W}_{in} la chaleur apportée au système par la combustion et \dot{W}_{out} la chaleur perdue à l'échappement. Ces deux grandeurs peuvent être exprimées par des différences d'enthalpie si l'hypothèse de capacité thermique C_p constante est respectée. Le rendement d'une machine est exprimé par,

$$\eta = \frac{C_p((T_3 - T_2) - (T_4 - T_1))}{C_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)}. \quad (1.2)$$

Si en outre les transformations issues des parties tournantes sont isentropiques, le rendement du cycle de Brayton-Joule idéal peut être simplifié en,

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}. \quad (1.3)$$

Par conséquent, augmenter le rendement du moteur sans changement dans le processus d'apport de chaleur au niveau de la combustion nécessite d'augmenter le ratio de compression $\frac{P_1}{P_2}$ du compresseur. Cette augmentation de pression engendre des températures plus importantes dans la chambre de combustion puis dans la turbine. L'augmentation de la température en entrée turbine (T_3) permet également un gain en puissance de la machine.

Le rendement ainsi que la puissance de sortie des moteurs de nouvelle génération n'a cessé d'être améliorés au cours des 70 dernières années, augmentant la température à l'entrée de la turbine. Toutefois les températures atteintes dans ce composant du moteur, i.e. : 1850 K aujourd'hui contre 1300 K en 1960, dépassent la température de fusion des matériaux constituant les pales, Fig 1.3. Un refroidissement efficace des pièces de la turbine est donc requis afin de protéger les pales de ruptures induites par les efforts thermo-mécaniques comme visible en Fig 1.4. Le développement de matériaux à haute résistance thermique ainsi que des systèmes de refroidissement sophistiqués sont donc deux enjeux importants pour assurer la durabilité des nouvelles générations de turbines à gaz à haute performance et grande puissance.

D'un point de vue architecture, introduire des pales refroidies dans une turbine à gaz suppose de pouvoir extraire de l'air frais du compresseur, ce qui implique une pénalité dans la performance thermodynamique générale du moteur. La conséquence identifiée par Kirillov *et al.* [87] est que le travail utile d'une turbine à gaz est réduit de 1.3 - 1.5% si 1% de l'air du compresseur est prélevé pour le refroidissement. Ces pertes atteignent 18 - 20% si le prélèvement augmente à 12 - 14%. Il est donc crucial de comprendre et d'optimiser ces techniques de refroidissement afin d'en minimiser l'impact sur les performances de la turbine à gaz tout en garantissant une durée de vie optimale des moteurs. Le premier objectif de ces systèmes de refroidissement reste toutefois de contrôler la valeur maximale et le gradient de température de la pale pour maximiser la durée de vie du produit. Effectivement, du fait des hautes températures atteintes, de la force centrifuge élevée et de l'environnement agressif, les conditions de fonctionnement des turbines des turbomoteurs sont extrêmement sévères. Les aubes des turbines doivent donc présenter des caractéristiques qui leur permettent de conjuguer une résistance élevée au fluage et à la fatigue thermomécanique. Pour réaliser ces objectifs, les fabricants de moteurs utilisent plusieurs technologies pour refroidir la pale. Ces systèmes de refroidissement sont discutés plus en détail dans la section suivante.

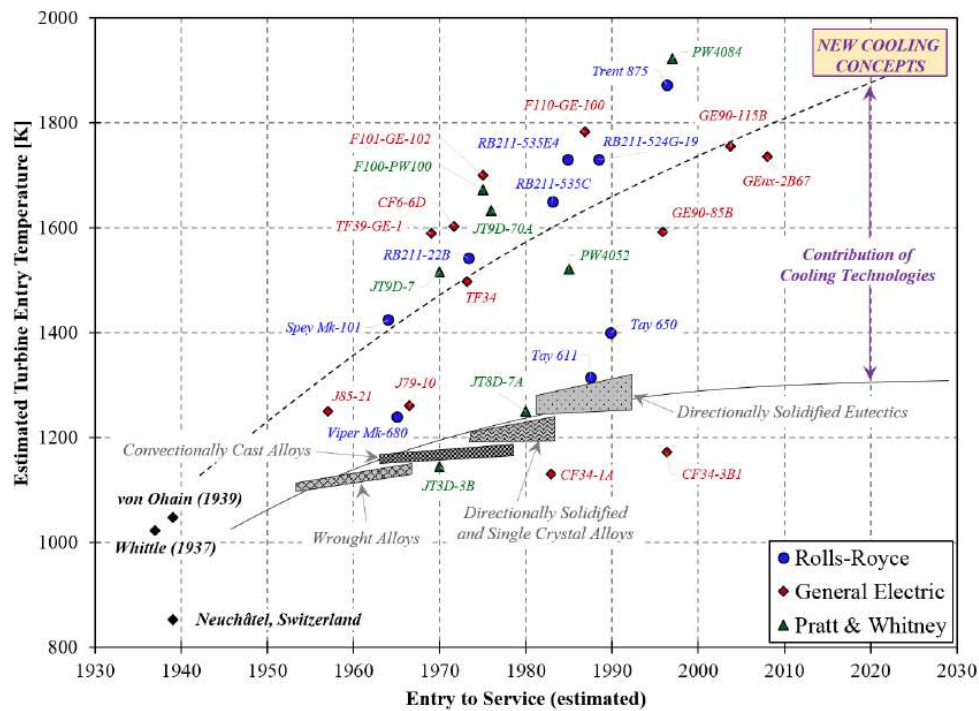


Figure 1.3 – Augmentation de la température d'entrée turbine durant un siècle d'après A. Terzis [165].



Figure 1.4 – Casse de pales de turbine due à une exposition à une chaleur trop importante d'après M. Park [133].

1.2 Les différentes techniques de refroidissement des pales de turbines

En général les techniques de refroidissement peuvent être divisées en deux catégories principales, le refroidissement interne et externe :

- Le refroidissement par film [15, 40, 1] est le seul refroidissement externe de la pale. Il consiste à créer un film d'air frais sur la paroi externe de l'aube via de multiples perforations. Ce film d'air a pour but de protéger l'aube non seulement aux points d'injection de l'air frais sur la pale mais aussi en aval en évitant le contact direct entre l'aube et les gaz chauds issus de la combustion.
- En ce qui concerne le refroidissement interne, il y a différentes techniques :
 - Le jet impactant [178] est la technique la plus efficace pour faire descendre la température dans une zone très précise et localisée. Elle consiste à prélever de l'air frais du plénum central de la pale et à l'injecter via des buses ou des fentes sur la paroi interne de l'aube. L'intérêt pour cette méthode de refroidissement est présent dès les années 1960 [24]. Cette technique est très utilisée sur le bord d'attaque de l'aube, car les contraintes thermiques y sont maximales et locales et est généralement réservée au stator de la turbine. L'étude du refroidissement interne du stator de la turbine avec la méthode de jets impactants a été réalisée dans les travaux de thèses de P. Aillaud [6].
 - La technique du pontet [119, 112] est aussi souvent utilisée, dans le stator comme dans le rotor de la turbine. Le principe est de placer des pontets (cylindres) perpendiculairement à l'écoulement, joignant l'intrados à l'extrados pour maximiser la convection forcée. Effectivement le blocage généré par la présence du pontet dans l'écoulement interne de la pale augmente la turbulence de l'écoulement et donc les transferts thermiques. Un second intérêt est que les pontets vont également évacuer la chaleur de la surface par conduction en créant un pont thermique entre l'intrados qui est plus chaud vers l'extrados plus froid, permettant une meilleure homogénéité de la température globale de la peau de la pale.
 - La technique des canaux internes perturbés est quant à elle largement utilisée dans les parties tournantes et est la méthode la plus ancienne. Elle reprend le principe des pontets qui est d'augmenter la turbulence et la surface d'échange pour améliorer les transferts thermiques. Mais ici cet effet est réalisé en faisant serpenter l'air frais à travers un canal dans l'aube. Un écoulement turbulent est assuré dans ce canal par la présence de perturbateurs. A noter que la méthode consistant à utiliser des perturbateurs pour augmenter le transfert thermique est également utilisée dans d'autres industries comme le craquage en pétrochimie [181].

Ces différentes techniques peuvent être conjuguées pour constituer un système de refroidissement moderne comme présenté en Fig. 1.5. La pale est creusée, permettant à l'air de refroidissement de passer à l'intérieur. Le canal interne principal est ici constitué d'un serpentin dans lequel le flux thermique est augmenté par l'ajout de perturbateurs. L'air de refroidissement entre dans la pale par son pied et serpente dans le canal principal. Le bord d'attaque très exposé est refroidi par jets impactant alors que le bord de fuite plus fin est refroidi et renforcé par des pontets. La majorité de l'air est évacuée par le sommet de pale dans le jeu ou au bord de fuite. Une petite partie de l'air, après avoir refroidi la partie interne de la pale, génère ensuite un film protecteur sur la surface externe de la pale [64].

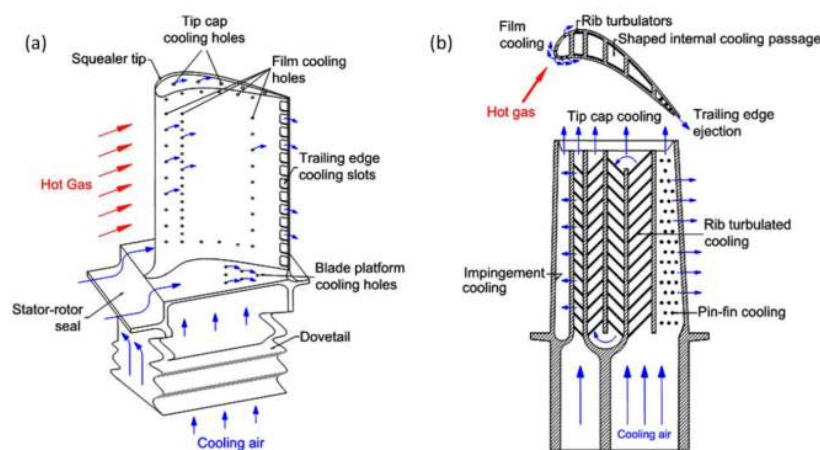


Figure 1.5 – Schéma du refroidissement typique d'une pale de turbine haute pression d'après Han et al. [67].

Le contenu de cette thèse se concentre sur le **refroidissement par canaux internes** et l'augmentation du flux de chaleur par l'ajout de perturbateurs dans le **rotor de la turbine**, i.e. la partie tournante. Les spécificités de ce contexte sont discutées plus en détail dans la section suivante.

1.3 Refroidissement du rotor par canaux internes

Pour garantir l'efficacité du refroidissement par canaux internes, il est nécessaire de minimiser la quantité d'air parcourant ces canaux en garantissant un refroidissement efficace. Pour cela les canaux internes sont pourvus d'un nombre répété de perturbateurs moulés sur une ou deux parois opposées. Ces perturbateurs permettent l'augmentation du coefficient de transfert thermique et la surface d'échange. Le principe est de rendre l'écoulement dans les canaux plus turbulent en décollant la couche limite, la contre partie étant une

augmentation des pertes de charge.

La présence des perturbateurs modifie drastiquement la topologie de l'écoulement par rapport à un canal lisse, l'écoulement se sépare de la paroi au sommet des perturbateurs et se rattache dans l'intervalle entre les perturbateurs, Fig. 1.6. La couche limite initiale est donc fortement perturbée et la turbulence de l'écoulement est augmentée. Le fluide en proche paroi est ainsi mélangé avec le fluide plus frais du centre du canal, ce qui permet une meilleure performance du système de refroidissement.

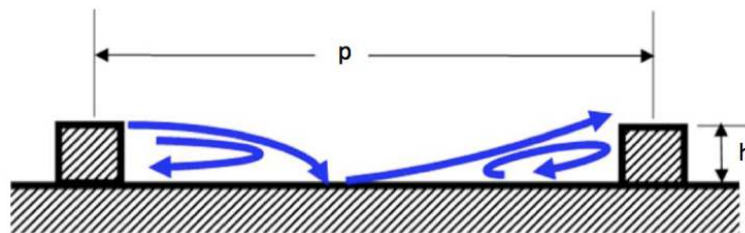


Figure 1.6 – Séparation et rattachement de l'écoulement autour de perturbateurs d'après Huh et al. [76].

Cependant les perturbateurs ajoutent naturellement une résistance à l'écoulement, ce qui provoque une augmentation des pertes de pression. Ce dernier point est le désavantage principal de cette méthode. Correctement dimensionné, un tel système est donc sujet à compromis. Aujourd'hui, l'analyse et la conception des canaux de refroidissement internes sont très empiriques et basées principalement sur des résultats expérimentaux et des calculs de mécanique des fluides numériques (CFD) de type Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS). Pouvoir prédire numériquement des quantités telles que le flux de chaleur en paroi et les pertes de charge dans ces canaux reste difficile, surtout pour les points de fonctionnement et géométries typiques des rotors de turbines. L'origine des difficultés pour les prédictions numériques de tels écoulements sont :

- La géométrie permettant le passage du fluide refroidissant est étroite et complexe.
- Le mélange turbulent important ainsi que des séparations et rattachements de couches limites aboutissent à la génération de zones de recirculation et structures secondaires.
- L'échauffement continu du fluide tout au long du canal engendre un changement dans les propriétés physiques du fluide qui peuvent avoir un impact sur la dynamique locale de ces écoulements.
- Les pales du rotor de la turbine ont une vitesse de rotation élevée, ce qui influence grandement la physique des écoulements en canaux. Cette observation est d'autant plus vraie si de fortes différences de température existent à l'intérieur du circuit de

refroidissement.

Un objectif de ce travail est de démontrer et évaluer la capacité de prédiction de la Simulation aux Grandes Echelles (SGE) dans ce contexte spécifique. Ce projet vient en complément des travaux sur le sujet de R. Fransen [49] et I. Mayo [114] en partenariat avec Safran Helicopter Engines.

1.4 Positionnement de la thèse

Les paramètres géométriques du canal et des perturbateurs ainsi que l'impact de ces paramètres sur les transferts thermiques ont été étudiés, tant expérimentalement que par des simulations. La fidélité de la prédiction numérique à un coût acceptable dans un processus de conception est un enjeu majeur pour limiter le nombre de prototypes tout en optimisant la performance thermique des canaux. Le formalisme RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) étant peu coûteux, il permet de réaliser plusieurs simulations rapidement, il est donc propice à une étude paramétrique. Toutefois les modèles utilisés manquent de généralité et une calibration performante sur une configuration est difficilement transposable à une configuration différente pour un même niveau de précision. À l'opposé, les méthodes DNS (Direct Numerical Simulation) permettent d'avoir une description complète de l'écoulement. Leur coût important restreint leur utilisation à des configurations académiques et ne permet pas encore d'atteindre un nombre de Reynolds représentatif de configurations réelles de canaux de refroidissement. En revanche, la DNS a permis des avancées conséquentes dans la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors de la mise en rotation de canaux. Finalement, la SGE (Simulation des Grandes Échelles) se positionne entre les simulations RANS et DNS. Elle permet une description instationnaire des grandes échelles de l'écoulement en modélisant l'effet des plus petites échelles. La SGE rend accessible à la simulation des nombres de Reynolds proches de ceux rencontrés dans les configurations industrielles. Après validation, le caractère instationnaire de la méthode SGE permet également l'amélioration de la compréhension physique des écoulements dans les canaux perturbés statiques ou en rotation.

En particulier, la mise en évidence d'écoulements secondaires dans ce type de canaux s'avère cruciale pour une bonne compréhension de ces écoulements, surtout lorsqu'ils sont soumis à une rotation. Leur origine exacte et leur développement spatial restent toutefois très peu connus, les simulations étant souvent périodiques, c'est-à-dire limitées à un seul perturbateur, et les mesures expérimentales confinées à une petite section du canal. La SGE du canal complet permet d'apporter des éléments à cette problématique. La présence des perturbateurs cumulée aux effets de stabilisation ou déstabilisation de la rotation aura pour effet de non seulement modifier la taille et le positionnement des bulles de recirculation mais aussi la dynamique générale de ces écoulements. Tous ces aspects sont aujourd'hui mal maîtrisés et ont un impact important sur les échanges en parois. Apporter de la compréhension à ce contexte est donc utile, surtout pour garantir

une conception efficace des systèmes de refroidissement des aubes de turbine.

L'intérêt de la SGE pour la prédiction d'écoulement de l'industrie a déjà été montré depuis plusieurs années [57] et elle est largement utilisée dans certains domaines comme en combustion. En revanche, l'utilisation de la SGE pour les écoulements en turbomachine est bien plus récente. Dans le but de valider ce formalisme dans ce cadre, Safran Helicopter Engines a financé différents travaux ces dernières années [49, 92, 6]. Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans cet objectif en se focalisant sur la compréhension des écoulements dans les canaux perturbés, le but sous-jacent étant de développer une méthodologie de calcul SGE permettant, à terme, d'optimiser la performance de ces canaux en maximisant les transferts thermiques tout en minimisant les pertes de charge afin de garantir un rendement thermique maximum.

Cette thèse fait suite aux travaux de R. Fransen [49] qui a mis en place un outil de SGE [138, 152] au CERFACS pour des problèmes de types canaux perturbés. C'est cet outil de SGE compressible massivement parallèle (AVBP) qui sera utilisé ici. Les performances de cet outil sont également comparées à celle d'un code de calcul incompressible bas Mach (YALES2) sur le cas idéal du canal statique. Dans le cadre de cette thèse, la SGE d'un canal académique est confrontée à des mesures obtenues expérimentalement au VKI (Von Karman Institute) sur un canal en rotation avec thermique. Les résultats sont évalués et confrontés aux mesures sur des configurations diverses : statique et en rotation stabilisante et déstabilisante, adiabatique et anisotherme avec des transferts thermiques afin de qualifier l'importance de la flottabilité.

Une fois la méthodologie validée et en accord avec la revue de la littérature, le développement des écoulement secondaires, i.e. : non axial, le long du canal et leur impact sur les zones de recirculation proches perturbateurs sont spécifiquement investigués. A cette occasion, le lien entre l'écoulement et la distribution de flux de chaleur est aussi abordé, bien que très complexe.

1.5 Plan du manuscrit

La suite du manuscrit a été divisée en quatre chapitres. Dans un premier temps, le chapitre 2 décrit la spécificité des écoulements en canal perturbé avec ou sans rotation suivi d'une partie dédiée à la modélisation numérique d'écoulements turbulents. La modélisation, y compris proche paroi, y est spécifiquement décrite et les différents codes de calculs utilisés sont décrits pour terminer par les différentes configurations numériques utilisées pour ces travaux.

Une fois le contexte établi, le chapitre 3 est consacré au canal académique statique. Ce chapitre débute par une revue de la littérature sur les canaux à section rectangulaire puis sur le banc de test expérimental du VKI ainsi que les détails de la mise en donnée

numérique des simulations SGE. Par la suite, les résultats des SGE obtenus pour le cas statique sont validés, d'un point de vue aérodynamique mais aussi thermique, qu'ils soient issus de l'utilisation du code de calcul compressible (AVBP) ou incompressible (YALES2). Enfin, la mise en évidence de l'évolution temporelle de la forme et de la localisation de la zone de recirculation principale post-perturbateur est établie et son impact sur les transferts thermiques à la paroi est étudié. Les résultats sur le canal statique servent ensuite de référence pour l'analyse de l'effet de la rotation sur l'écoulement réalisée dans le chapitre 4.

Le chapitre 4 débute par une revue de la littérature sur les canaux en rotation, avec notamment l'impact sur l'écoulement de la vitesse de rotation ou encore du gradient de température dans différents régimes de rotation. Après avoir brièvement décrit la méthode de mise en rotation d'un point de vue numérique, les SGE du canal dans les deux sens de rotation sont validées en comparaison aux résultats expérimentaux. Il est montré que le maillage et surtout la condition d'entrée du canal sont des paramètres clés pour prédire le bon développement spatial des structures secondaires et donc bien prédire l'écoulement dans le canal. L'impact sur l'écoulement d'un gradient de température à la paroi en rotation est ensuite discuté et l'effet de la rotation sur l'évolution temporelle des structures principales et donc sur les transferts thermiques est enfin étudié.

Pour terminer, la méthodologie développée dans les chapitres 3 et 4 est appliquée à une géométrie complexe d'une pale de turbine industrielle refroidie dans le chapitre ???. Dans ce chapitre, une SGE adiabatique d'une pale de rotor complète, c'est-à-dire de la veine principale, du circuit de refroidissement interne ainsi que de la purge amont est réalisée et est comparée à l'état de l'art actuel en bureaux d'étude, i.e. : une simulation RANS adiabatique. Enfin, dans le but de prendre en compte la thermique du solide et donc d'avoir accès à la donnée de conception critique qui est la température de peau de pale, une SGE couplée fluide/thermique du solide de cette pale est réalisée et comparée aux résultats couplés RANS ainsi qu'aux résultats d'essais de coloration. Ce calcul constitue à notre connaissance une première dans le domaine.

Une partie des résultats présentés dans ce manuscrit ont fait l'objet d'une communication en conférence ASME fournie en annexe A :

- T. Grosnickel, F. Duchaine, L.Y.M. Gicquel and C. Koupper. *Large Eddy Simulations of Static and Rotating Ribbed Channels in Adiabatic and Isothermal Conditions*. ASME Turbo Expo 2017. GT2017-64241,

et d'autres résultats ont été soumis pour la conférence ASME 2019 :

- T. Grosnickel, F. Duchaine and L.Y.M. Gicquel. *Large Eddy Simulation of the flow developing in static and rotating ribbed channels*. Soumis à ASME Turbo Expo 2019.

Chapitre 2

Spécificités des écoulements en canaux perturbés et leur modélisation numérique

Sommaire

1.1	Présentation d'une turbine à gaz et la problématique du refroidissement	2
1.2	Les différentes techniques de refroidissement des pales de turbines . . .	6
1.3	Refroidissement du rotor par canaux internes	7
1.4	Positionnement de la thèse	9
1.5	Plan du manuscrit	10

La nécessité de refroidir les pales de turbines existe depuis des dizaines d'années. Le développement des méthodes de refroidissement au cours de ces années a engendré une complexité importante des écoulements mis en jeux dans ces systèmes, avec des problématiques d'interaction jet/paroi, de séparation et rattachement d'écoulement, de perte de charge et de flux thermique pour n'en citer que quelques unes. Malgré toutes ces difficultés, le contexte des écoulements dans des canaux internes de refroidissement perturbés n'étant pas nouveau, des études ont déjà été réalisées sur ce sujet. La première partie de ce chapitre est donc consacré à la revue de l'état de l'art dans ce domaine géométrique particulier afin de familiariser le lecteur avec le sujet et donner un premier aperçu de ce qui est attendu. La seconde partie est dédiée à la présentation des différentes méthodes numériques et leurs modèles associés, développés au cours des années pour pouvoir prédire numériquement et avec précision ces écoulements. Par la suite une description plus détaillée des méthodes numériques inhérentes à la SGE et plus précisément aux codes de calculs utilisés: AVBP et YALES2 est présentée.

2.1 Écoulements en canaux internes perturbés

Cette section expose les principales caractéristiques connues dans la littérature des écoulements en canaux turbulent. Ainsi en premier, les études sur le canal statique sont décrites, puis celles sur le canal en rotation, ajoutant un degré de complexité par rapport au modèle du canal statique.

2.1.1 Refroidissement interne statique

Les paramètres géométriques des perturbateurs mais aussi du canal ont une importance prépondérante sur l'organisation de l'écoulement et les pertes de charge [63, 66]. Ces paramètres illustrés sur la Fig. 2.1 sont :

- Le ratio d'aspect AR qui est le rapport entre la hauteur a et la largeur b du canal.
- La hauteur du perturbateur h , et plus précisément le ratio de blocage h/D_h qui est le rapport entre la hauteur des perturbateurs et le diamètre hydraulique du canal. Dans le cadre d'un canal à section rectangulaire, $D_h = 4ab/2(a + b)$.
- Le pas p qui est la distance entre deux perturbateurs. Le pas est souvent indiqué par le rapport p/h .
- L'angle α qui est l'angle entre les perturbateurs et la direction principale de l'écoulement.
- La forme des perturbateurs qui sont le plus souvent carrés, triangulaires ou semi-cylindriques.

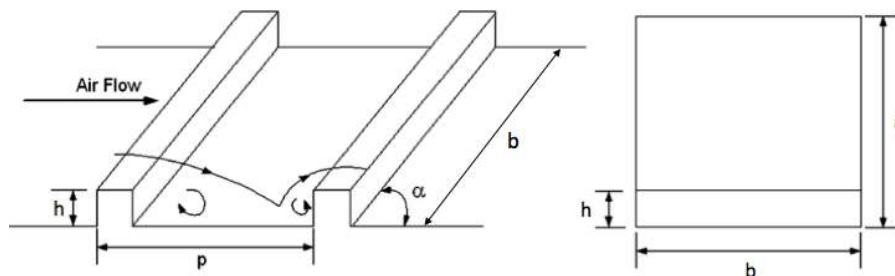


Figure 2.1 – Schéma illustrant les paramètres géométriques des perturbateurs avec une vue des perturbateurs (gauche) et une vue axiale du canal (droite).

Le nombre de Reynolds Re est également un indicateur prépondérant définissant la dynamique de l'écoulement. Il est caractérisé par :

$$Re = \frac{U_b D_h}{\nu}, \quad (2.1)$$

avec U_b la vitesse débitante en entrée en $[m/s]$, D_h le diamètre hydraulique du canal en $[m]$ et ν la viscosité cinématique du fluide en $[m^2/s]$.

Ces études ont également montré qu'un écoulement passant au dessus d'un perturbateur orienté perpendiculairement à l'écoulement provoque un décollement et une zone de recirculation. Ensuite la couche limite se rattache entre les perturbateurs et un second décollement se fait en amont du perturbateur suivant, Fig. 2.1.

L'effet de la forme des perturbateurs et de leur orientation par rapport à l'écoulement a également été étudié, dans un premier temps expérimentalement par différents auteurs :

- Chandra *et al.* [17] ont travaillé sur la forme des perturbateurs. Ils ont montré que plus le profil du perturbateur est raide, meilleur est le transfert thermique. Par exemple un perturbateur semi-circulaire est 26% moins efficace qu'un perturbateur de forme carrée.
- Tyagi *et al.* [167] ont étudiés des géométries plus complexes pour les perturbateurs en positionnant des plots plutôt que des perturbateurs qui occupent toute la largeur du canal. Là encore ils ont montré que ce sont les plots les plus raides vis à vis de l'écoulement (carré et triangulaire) qui sont les plus efficaces comparés aux autres (diamants ou ronds). La cause principale est une plus forte re-circulation en aval du perturbateur lorsque le profil est rude.
- Liou *et al.* [105] se sont quant à eux intéressés à l'orientation α des perturbateurs par rapport à l'écoulement principal. Ils ont montré que plus on se rapproche d'un angle de 45 degrés, meilleur est le transfert thermique. Enfin, Han [65] et Chandra *et al.* [18] montrent que des perturbateurs en forme de V à 45 degrés sont encore plus performants que de simples perturbateurs à 45 degrés mais les pertes de pression sont également plus importantes.

Comme mentionné à plusieurs reprises, les pertes de pression dans ces configurations sont un paramètre très important puisqu'elles impactent directement la performance globale du turbomoteur. Ainsi l'objectif principal est d'avoir le ratio transfert thermique sur perte de charge le plus grand possible. Chandra *et al.* [18] se sont tout particulièrement intéressés à ce ratio. Ils ont montré qu'à perte de charge égale, les perturbateurs ayant un angle par rapport à l'écoulement sont plus performants du point de vue transfert thermique que les perturbateurs à 90 degrés.

2.1.2 Refroidissement interne en rotation

L'application principale de la technique du refroidissement par canaux perturbés internes est le refroidissement des rotors des turbines de turbomoteurs. Le rotor étant en rotation entre 30 et 50 000 tours par minute. Cette rotation induit des forces qui modifient significativement l'écoulement par rapport au cas statique.

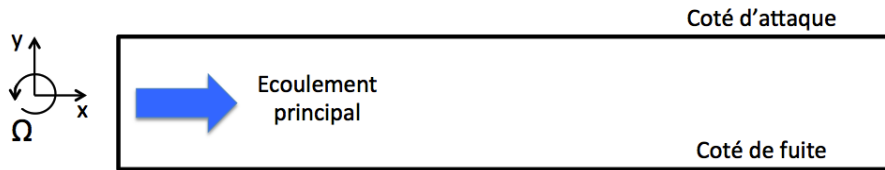


Figure 2.2 – Schéma illustrant la convention choisie pour l'orientation du canal dans le système de coordonnées.

Pour la suite, il a été choisi que l'axe principal du canal se trouve selon l'axe x , l'axe y étant normal à la paroi des perturbateurs et l'axe z correspondant à l'axe de rotation du canal, Fig. 2.2. Dans ce cadre, la mise en rotation de l'écoulement induit l'ajout de deux nouvelles forces s'exerçant sur le fluide :

- La force de Coriolis : Elle est appliquée perpendiculairement au vecteur vitesse U et au vecteur de rotation Ω . Cette force aura donc tendance à courber la trajectoire des particules dans le repère tournant par rapport à la direction principale de la vitesse de la particule et de l'angle entre cette vitesse et le vecteur rotation. L'amplitude de cette courbure dépend de la magnitude de la force de Coriolis et la vitesse. Il est à noter que si la force de Coriolis est perpendiculaire au vecteur vitesse, aucun travail n'est créé et donc aucune énergie n'est fournie à l'écoulement. Cette force induit un gradient de pression normal aux parois en pression/dépression dont l'expression est,

$$\frac{\partial p}{\partial y} \approx -2\rho\Omega u. \quad (2.2)$$

- La force centrifuge : Contrairement à la force de Coriolis, la force centrifuge ne dépend pas de la vitesse de l'écoulement, mais uniquement de la distance r par rapport à l'axe de rotation. Ainsi n'importe quelle particule n'étant pas sur l'axe de rotation ressentira la force centrifuge dont l'amplitude vaut :

$$\|f_{ce}\| = \rho\Omega^2 r. \quad (2.3)$$

Cette fois, comme la force centrifuge ne dépend pas de la vitesse, la création de travail est possible et donc de l'énergie peut être transférée ou extraite de l'écoulement via un gradient de pression. La force centrifuge est souvent utilisée pour augmenter la pression d'un fluide (compresseur radial) ou encore afin de séparer les espèces à densités différentes dans un mélange. Cette force induit un gradient de pression le long de l'axe principal du canal dont l'expression est,

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho r \Omega^2. \quad (2.4)$$

Il faut noter que deux sens de rotation sont possibles. Par convention, lorsque Ω est positif, le canal tourne dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Par la suite ce sens de rotation sera appelé rotation positive. A l'inverse, la rotation négative correspond à un Ω négatif et donc à une rotation dans le sens des aiguilles d'une montre. Lorsque le canal est en rotation, un coté en pression et un autre en dépression apparaissent du fait du gradient de pression induit par la force de Coriolis (Eq. 2.2). Indépendamment du sens de rotation, la paroi en dépression est toujours sur le coté d'attaque et la paroi en pression sur le coté de fuite, Fig. 2.2.

Pour comparer différents écoulements tournants, l'utilisation de grandeurs adimensionnées spécifiques est nécessaire. En ce qui concerne la vitesse de rotation, le nombre de rotation Ro est communément utilisé,

$$Ro = \frac{\Omega D_h}{U_b}, \quad (2.5)$$

avec Ω le taux de rotation en $[s^{-1}]$, D_h le diamètre hydraulique du canal en $[m]$ et U_b la vitesse débitante en $[m/s]$.

Lorsque le canal en rotation est soumis à un gradient de température, par le biais d'une paroi chauffante par exemple, cet écoulement est soumis à de la flottabilité. Afin de classer et comparer les écoulements de ce type, le nombre de flottabilité Bo est utilisé,

$$Bo = Ro^2 \frac{r}{D_h} \frac{(T_w - T_f)}{T_f}, \quad (2.6)$$

avec r le rayon en $[m]$, T_w la température de la paroi du canal en $[K]$ et T_f la température du fluide débitant en $[K]$. Ainsi le terme $(T_w - T_f)/T_f$ représente le ratio de densité entre l'écoulement débitant et la paroi.

La section précédente a souligné la topologie de l'écoulement dans un canal perturbé statique mais lorsque le canal est en rotation, les forces de Coriolis et centrifuges apparaissent, ce qui impacte directement l'écoulement :

- La force de Coriolis affecte la stabilité de la couche de cisaillement.
- L'accélération centrifuge lorsqu'elle est associée à un gradient de température produit une flottabilité radiale sur les zones proches paroi, ce qui induit une déformation du profil de vitesse.

L'ajout de perturbateurs pour maximiser les transferts thermique complexifie encore l'écoulement des ces canaux parturbés. L'ensemble de ses caractéristiques est résumé par la Fig. 2.3 de Coletti *et al.* [25]. Les perturbateurs engendrent différentes recirculations ainsi que des écoulements secondaires proches parois. La force de Coriolis induit des structures secondaires plus importantes dans le canal, proches des parois latérales.

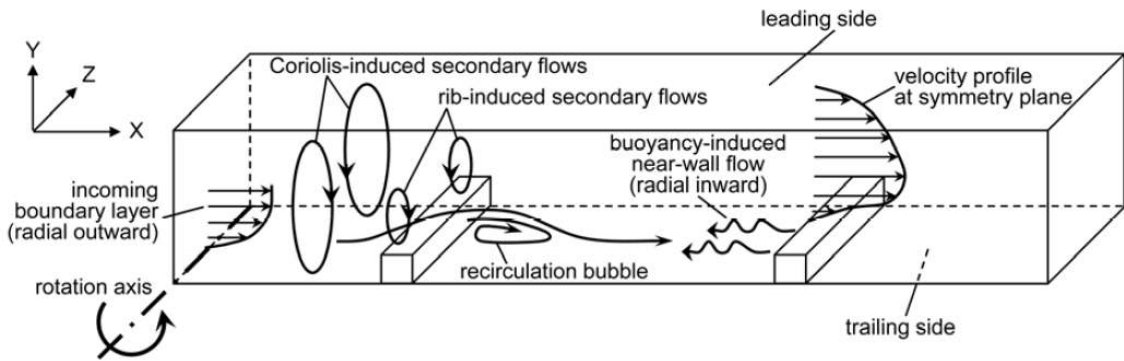


Figure 2.3 – Schéma de l'écoulement dans un canal avec perturbateurs sous l'effet des forces de Coriolis et centrifuges [25].

Les effets de flottabilités sont identifiés comme jouant surtout un rôle au niveau du coté en pression (trailing side, Fig. 2.3) du canal. La couche de fluide proche paroi est poussée en amont de l'écoulement, c'est-à-dire à contre courant et induit une grande zone de re-circulation occupant tout l'espace inter-perturbateurs. Ces résultats sont cohérents avec les résultats numériques trouvés par Sewall & Tafti [159]. Coletti *et al.* ont également confirmé qu'il existe un sens de rotation stabilisant et un sens de rotation déstabilisant l'écoulement dans la zone des perturbateurs [27]. Effectivement, l'écoulement est stabilisé sur le coté en dépression et déstabilisé sur le coté en pression comme dans un canal lisse.

Ainsi l'écoulement proche perturbateur est stabilisé/déstabilisé dans les cas en rotation négative/positive. Plus précisément, le cas stabilisant coïncide avec une décroissance de l'intensité turbulente proche des perturbateurs alors qu'au contraire, le sens déstabilisant l'augmente dans cette région.

D'un point de vue numérique, les SGE réalisées par Fransen [52] montrent un très bon accord avec les résultats expérimentaux dans le cas statique et stabilisant. De légères différences apparaissent dans le cas déstabilisant, Fig. 2.4. En complément à ces SGE, la turbulence dans des canaux perturbés a été finement étudiée par Narasimhamurthy [127] via des simulations DNS (Direct Numerical Simulation) montrant que les propriétés de la turbulence dans la région proche perturbateur est grandement affectée par la rotation.

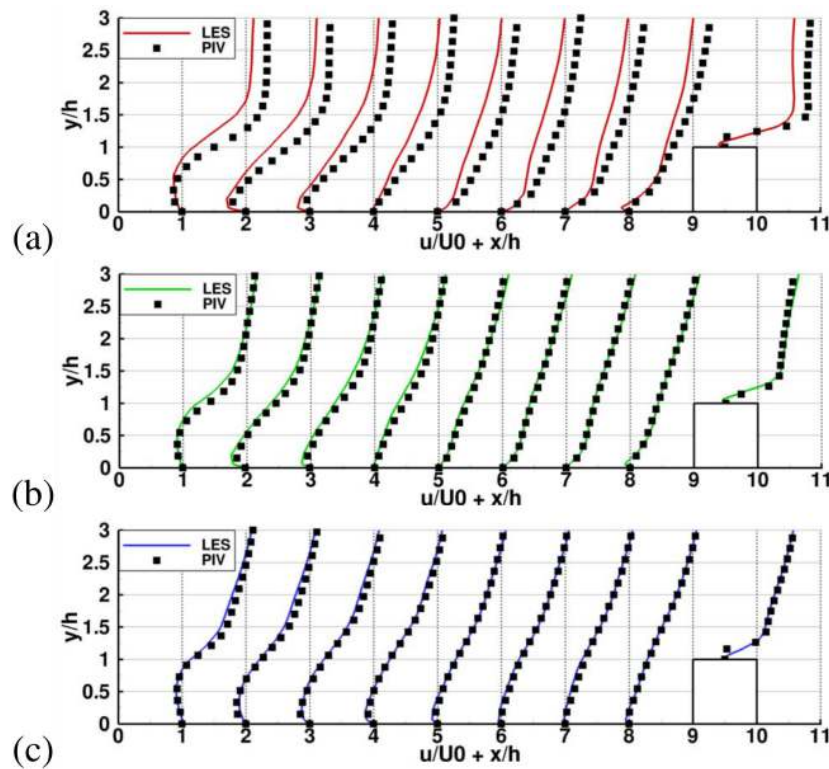


Figure 2.4 – Comparaison de profils de vitesse moyen sur le plan de symétrie provenant de SGE (lignes) et PIV (symboles) : Rotation déstabilisante (a), sans rotation (b) et rotation stabilisante (c)[52].

Les effets de la rotation sur les transferts thermiques et les pertes de pression dans des canaux perturbés ont été également étudiés expérimentalement dans un premier temps. Li *et al.* [103] ont montré que le nombre de Nusselt et donc l'efficacité du transfert thermique augmente avec la vitesse de rotation, Fig. 2.5. Il est notable de souligner que la thermique d'un canal lisse est plus affectée par la rotation qu'un canal avec perturbateurs. Ce comportement est différent pour les frottements. Dans le cas d'un canal lisse,

les frottements augmentent doucement avec la vitesse de rotation jusqu'à $Ro = 0.32$, après quoi ils augmentent beaucoup plus significativement à plus haute vitesse de rotation. A l'inverse, si le canal est équipé de perturbateurs, le frottement et donc les pertes de charge diminuent jusqu'à $Ro = 0.5$ pour ensuite augmenter rapidement comme résumé en Fig. 2.5. Il est donc clair qu'un ratio transfert thermique perte de pression optimum apparaît pour $Ro = 0.5$ dans le cas d'un canal avec perturbateurs, peu importe l'orientation du perturbateur.

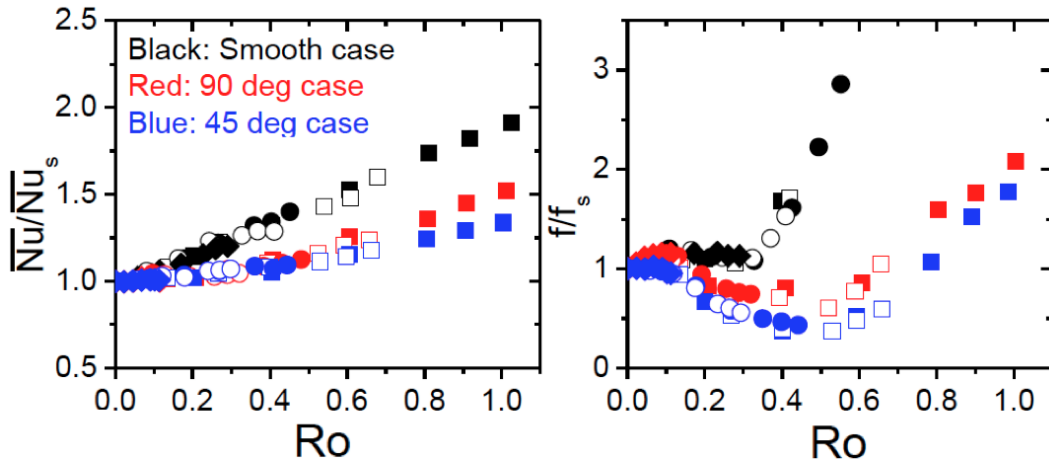


Figure 2.5 – Évolution de l'efficacité des transferts thermiques et des pertes de charges en fonction de la vitesse de rotation avec Nu_s et f_s les valeurs sur la cas statique [103].

Des géométries plus complexes que des canaux droits à section rectangulaire ont également été étudiées dans la littérature. Effectivement dans des cas industriels, les canaux font souvent plusieurs passages à l'intérieur de la pale et donc ce canal comporte un ou plusieurs virages en U. Différents auteurs ont voulu étudier ces virages en U car ils engendrent des pertes de charge singulières non négligeables. Pour cette raison, Verstraete *et al.* [170] ont voulu optimiser la forme du virage en U. Parallèlement, Furlani *et al.* [53] ont fourni des mesures sur un canal triangulaire représentatif d'un canal refroidissant le bord d'attaque. Elfert *et al.* [45] ont utilisé un système PIV pour étudier les écoulements secondaires dans un canal trapézoïdal à deux passages et Mucignat *et al.* [124] ont étudié l'écoulement dans des canaux de refroidissement de bord de fuite moderne.

En résumé, l'écoulement dans des canaux perturbés est très complexe. Cet écoulement dépend des nombreux paramètres géométriques du canal et des perturbateurs, tout en évoluant le long du canal. Les perturbateurs génèrent des décollements et rattachements de l'écoulement, augmentant la turbulence et l'efficacité des transferts thermiques mais également les pertes de charge. La mise en rotation du canal ajoute encore un niveau de difficulté avec des phénomènes de déstabilisation/stabilisation ainsi que l'apparition de flottabilité lorsque l'écoulement est aussi soumis à un gradient de température. La physique fine de ces écoulements sera abordée plus en détail au début des chapitres 3 et

4 pour les canaux respectivement statiques et en rotation.

2.2 Simulation numérique des écoulements turbulents

Afin de minimiser les coûts de développement et d'optimiser les performances de refroidissement des canaux, il est important de disposer de méthodes numériques permettant une prédiction fiable de ces écoulements complexes. Le contexte de ce travail étant de qualifier la simulation de type SGE, une revue brève des approches CFD aujourd'hui disponibles est détaillée ici. Les spécificités liées à ces modélisations de la turbulence sont tout particulièrement revues avec un accent notable sur l'approche SGE et les différentes problématiques et solutions disponibles.

La difficulté de prédire un écoulement fluide résulte dans l'incapacité à traiter correctement la turbulence de ces écoulements. Bien qu'observable à l'échelle macroscopique dans la vie de tous les jours, que ce soit dans l'écoulement d'un fleuve ou dans un panache de fumée à la sortie d'une cheminée, ce phénomène propre à la non-linéarité de la mécanique des fluides n'est toujours pas pleinement compris. En apparence, la turbulence semble être un chaos totalement anarchique et donc sans prédiction possible. Après de nombreuses recherches qui se poursuivent encore aujourd'hui [150, 21, 139], on sait qu'elle résulte du caractère non-linéaire des équations de Navier-Stokes. D'un point de vue phénoménologique, les processus derrière la turbulence sont usuellement hiérarchisés suivant différentes échelles que l'on peut identifier dans le spectre de Kolmogorov [91]. Ce spectre est représenté en Fig. 2.6a dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope (invariance par translation, par rotation et par symétrie par rapport aux axes du système de coordonnées) et visualisé en Fig. 2.6b.

Sur la base de ce modèle d'écoulement, trois zones apparaissent en Fig. 2.6a :

- La zone 1 regroupe l'ensemble des grosses structures de la turbulence, c'est-à-dire les gros tourbillons qui ont donc un petit nombre d'onde k . Cette zone est appelée zone intégrale. C'est dans cette zone qu'il y a le plus d'énergie cinétique E et la géométrie du volume fluide est un paramètre déterminant et dimensionnant ces échelles.
- La zone 3 appelée zone dissipative englobe les plus petites structures. Les petits tourbillons à forte vitesse de rotation y sont dissipés en chaleur.
- La zone 2 correspond à une transition entre les deux zones extrêmes. Il y a donc un transfert d'énergie qui s'effectue des grosses structures vers les petites structures, processus usuellement appelé cascade énergétique. Cette zone appelée zone inertielle a pour particularité d'avoir une pente constante en $-5/3$ dans le diagramme $\log(E)/\log(k)$ dans le cas d'une turbulence homogène isotrope [91].

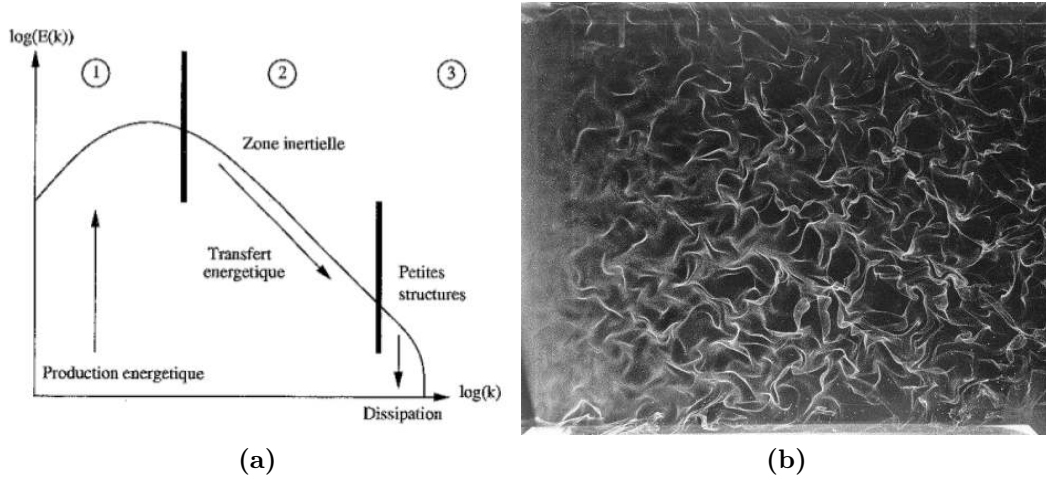


Figure 2.6 – Représentation des échelles de Kolmogorov (a) d'une turbulence homogène isotrope (b) d'après Karweit [169].

La taille des plus petites structures est définie par la longueur de Kolmogorov [91],

$$l_\kappa = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}, \quad (2.7)$$

avec ν la viscosité cinématique et ϵ le taux de dissipation de la turbulence. Les plus grandes structures de l'écoulement sont données par la longueur intégrale L qui s'écrit,

$$L = U^3/\epsilon, \quad (2.8)$$

avec U la vitesse caractéristique des grandes structures. Les Eqs. 2.7 et 2.8 permettent immédiatement d'obtenir le ratio entre les plus grandes et les plus petites structures de l'écoulement,

$$\frac{L}{l_\kappa} = \left(\frac{UL}{\nu}\right)^{3/4} = Re^{3/4}, \quad (2.9)$$

avec Re le nombre de Reynolds basé sur les grandes échelles de l'écoulement. Par conséquent, plus on augmente le nombre de Reynolds, plus le rapport entre les grandes structures et les plus petites devient important. Les grandes structures peuvent aller de

quelques micromètres à des centaines de kilomètres en simulation atmosphérique. Il n'est donc pas forcément raisonnable ou tout simplement envisageable de simuler l'ensemble de ces échelles. Voilà pourquoi il existe aujourd'hui trois approches numériques et de modélisation CFD pour appréhender ces écoulements. Ces différentes approches sont brièvement présentées dans la section suivante. Il faut savoir également que tous les écoulements ne sont pas turbulents, ce qui pose le problème de la transition vers la turbulence.

2.2.1 Les trois familles de simulation numérique

Il existe trois approches différentes pour prédire numériquement les écoulements turbulents. La différence majeure entre ces trois approches est la limite entre modélisation et résolution des structures dans le spectre turbulent.

Simulation Numérique Directe

La DNS (Direct Numerical Simulation) correspond à une approche directe, c'est-à-dire que l'ensemble des échelles de la turbulence sont résolues en temps et en espace. Cette méthode nécessite un maillage extrêmement raffiné accompagné d'un schéma numérique de haute précision afin de pouvoir capturer toutes les échelles du spectre turbulent et leurs évolutions. Cette technique n'est donc pas, ou pas encore, envisageable dans le cas d'études industrielles car le coût de calcul est bien trop élevé. Dans la plupart de ces cas, les ressources matérielles de calcul existantes sont insuffisantes. Il est admis qu'il faut un nombre de maille supérieur à $Re_L^{9/4}$ pour réaliser une DNS d'un écoulement turbulent [139, 150]. Si on prend pour exemple des canaux étudiés lors de cette thèse, avec un nombre de Reynolds de l'ordre de $2 \cdot 10^4$ qui est relativement faible, il faudrait sur la base du dimensionnement précédent applicable à une turbulence homogène isotrope (THI), $5 \cdot 10^9$ mailles sans même prendre en compte les contraintes liées aux écoulements en proche parois. Les études DNS sont toutefois considérées comme des références (tout comme une expérience) et permettent également d'étudier les aspects fondamentaux de la turbulence ou des écoulements simulés plus généralement.

Reynolds Averaged Navier-Stokes

L'approche RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) est en beaucoup de points opposée aux simulations DNS. Aucune échelle de la turbulence n'est résolue mais toutes sont modélisées. Ceci est obtenu en manipulant les équations de base en introduisant des moyennes temporelles ou d'ensemble [70]. L'avantage est un nombre de points nécessaire dans le maillage bien moins important. L'inconvénient de cette méthode est que suivant le modèle utilisé, les résultats diffèrent. Il existe de nombreux modèles comme $k-\epsilon$ [83], $k-\omega$ [176, 117], Spalart-Allmaras [163]... Ces modèles sont le résultat d'années de recherche dans le but de rendre les modèles les plus universels possibles. Les industriels utilisent beaucoup cette méthode du fait du faible coût CPU. La calibration des constantes des

différents modèles reste toutefois nécessaire et fortement dépendante du problème. Cela limite le caractère prédictif de ces outils. De plus les simulations RANS ne peuvent pas capturer les instationnarités car seules les grandeurs moyennes sont calculées. Seul le champ moyen peut donc à priori être étudié. Des simulations RANS instationnaires existent tout de même, elles sont nommées URANS. La différence entre une simulation RANS et URANS est un terme instationnaire ajouté aux équations dans le cas URANS. Plus d'informations sur ce formalisme peuvent être trouvées dans les références [78, 69].

Simulation des Grandes Échelles

La SGE (Simulation des Grandes Échelles) se trouve être une méthode intermédiaire entre la DNS et le RANS. Effectivement ici il s'agit de résoudre les équations pour les grandes structures, très dépendantes de la géométrie. Les plus petites échelles de la turbulence qui demandent un grand raffinement de maillage et qui sont plus universelles sont modélisées. Le coût CPU est donc considérablement diminué par rapport à la DNS. Pour différencier les petites des grandes échelles, les échelles modélisées des échelles résolues, on applique un filtre spatial aux équations de Navier-Stokes. On peut donc grâce à la SGE étudier les phénomènes transitoires et instationnaires grandes échelles. Les récents progrès en matière de puissance de calcul et de parallélisation des codes permettent désormais de réaliser des SGE sur des cas industriels réels et complexes. La Figure 2.7 illustre les différences de résultats entre ces trois méthodes sur un cas de jet plan à $Re = 14000$.

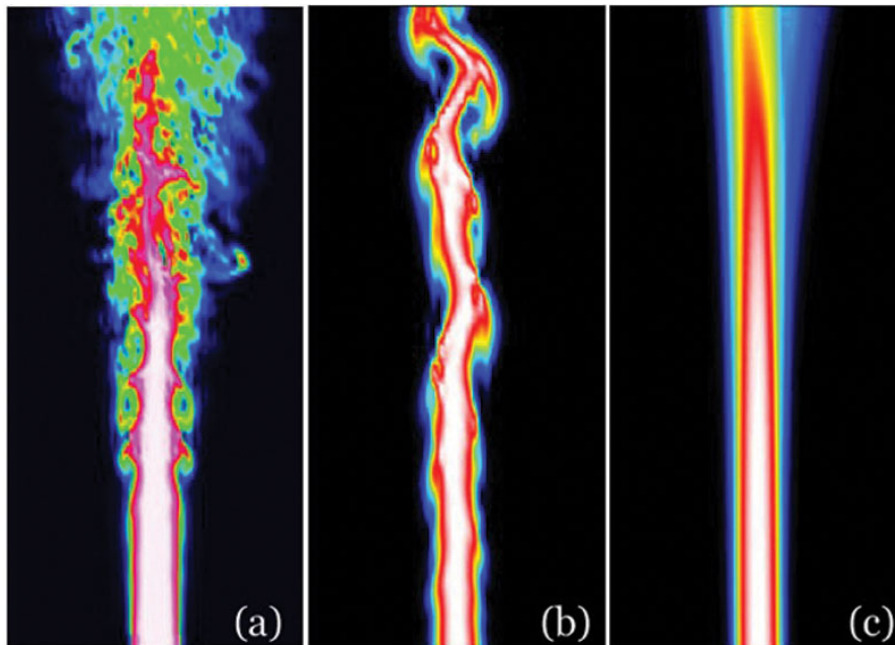


Figure 2.7 – *Résultats des différentes méthodes : a)DNS; b)SGE; c)RANS d'après Gicquel [56].*

Faisant suite aux travaux de Fransen [50] qui a montré l'intérêt de la SGE dans la problématique des canaux internes de refroidissement, seul ce type de simulation sera utilisé lors de cette thèse. Les équations de la SGE ainsi que les détails des modélisations utilisés sont présentés ci-dessous.

2.2.2 Les équations de la SGE

Dans le cadre de cette thèse on s'intéresse aux équations de Navier-Stokes compressibles sans termes sources chimiques ou radiatifs [136, 139] :

$$\left\{ \begin{array}{l} (Masse) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0, \\ (Moment) \quad \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} [P \delta_{ij} - \tau_{ij}], \\ (Energie) \quad \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial(\rho E u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} [u_i (P \delta_{ij} - \tau_{ij}) + q_j], \end{array} \right. \quad (2.10)$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker, P la pression, u_i la composante de la vitesse dans la direction i , E l'énergie totale, ρ la masse volumique du fluide, μ la viscosité dynamique du fluide, q_j le flux de chaleur, τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses défini par :

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.11)$$

Le flux de chaleur q_j est exprimé via la loi de Fourier :

$$q_j = \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (2.12)$$

où λ est la conductivité thermique du milieu et T la température.

Lors des calculs effectués durant cette thèse, l'hypothèse des gaz parfait est utilisée et donc la loi d'état associée est :

$$P = \rho R T, \quad (2.13)$$

avec P la pression du gaz considéré, T sa température, ρ sa masse volumique et R la constante des gaz parfaits.

Filtrage

En SGE on ne réalise pas une moyenne des grandeurs comme en RANS mais on effectue un filtrage spatial des équations, c'est-à-dire qu'on résout seulement les grandes échelles et on modélise les plus petites. On obtient donc :

$$f = \bar{f} + f', \quad (2.14)$$

avec \bar{f} la grandeur filtrée et donc résolue et f' la grandeur de sous-maille qui sera modélisée.

Ce filtrage spatial est en théorie le produit de convolution avec la variable f et un filtre passe bas en espace (filtre boîte, filtre Gaussien, filtre porte...). En pratique, et c'est le cas dans le code AVBP, la taille caractéristique de filtrage est donnée implicitement par la taille de maille.

Pour les écoulements à densité ρ variable, on introduit le filtrage pondéré par la masse volumique, noté \tilde{f} , par analogie avec la moyenne de Favre [151] :

$$\bar{\rho}\tilde{f} = \overline{\rho f}. \quad (2.15)$$

En appliquant ce filtre aux équations de Navier-Stokes (Eq. 2.10), on obtient les équations de conservation de la SGE ou encore équations de Navier-Stokes filtrées :

$$\left\{ \begin{array}{l} (Masse) \quad \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = 0, \\ (Moment) \quad \frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i}[\tilde{\tau}_{ij} - \bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i\tilde{u}_j)], \\ (Energie) \quad \frac{\partial \bar{\rho}E}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{E}\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}[\tilde{u}_i(\bar{P}\delta_{ij} - \tilde{\tau}_{ij}) - \bar{\rho}(\widetilde{u_i E} - \tilde{u}_i\tilde{E}) + \tilde{q}_j]. \end{array} \right. \quad (2.16)$$

Le filtrage fait apparaître des termes non fermés dans les équations de moment et d'énergie. Il est donc nécessaire de les modéliser. On utilise usuellement l'hypothèse de Boussinesq qui relie le terme non fermé de quantité de mouvement au tenseur du taux de déformation et à une viscosité turbulente ν_t :

$$(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i\tilde{u}_j) = -\nu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.17)$$

Pour l'équation d'énergie, le terme non fermé est exprimé en introduisant une conductivité thermique turbulente λ_t :

$$(\rho\widetilde{u_i E} - \tilde{u}_i\tilde{E}) = \lambda_t \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}, \quad (2.18)$$

avec $\lambda_t = \frac{\rho\nu_t\bar{C}_p}{Pr_t}$ où \bar{C}_p est la capacité calorifique du fluide et Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent, qui représente le rapport de la diffusivité de quantité de mouvement turbulente

ν_t sur la diffusivité thermique turbulente $\alpha_t = \frac{\lambda_t}{\rho C_p}$. Pour l'ensemble des calculs AVBP réalisés dans ces travaux, $Pr_t = 0.6$. Il s'agit donc désormais de déterminer la viscosité turbulente ν_t .

Viscosité de sous-maille

Un nombre important de modèles de sous-maille sont disponibles dans la littérature pour la SGE. La plupart sont basés sur la modélisation du tenseur de Reynolds par l'approximation de Boussinesq. L'approche utilisée va en revanche affecter la physique et des propriétés sont désirables pour de tels modèles comme :

- Permettre des phénomènes de rétro-diffusion (1).
- Avoir certaines adaptations locales dépendantes du problème (2).

Le phénomène de rétro-diffusion (1) est le procédé par lequel les petites échelles dans un écoulement turbulent fournissent de l'énergie aux échelles plus grandes. Germano [55] a par exemple travaillé sur l'intégration de ce phénomène dans la modélisation de sous-maille car la rétro-diffusion est problématique pour les modèles basés sur l'approximation de Boussinesq. La prise en compte de la rétro-diffusion implique l'ajout d'un terme anti-diffusif qui déstabilise la simulation. La plupart des modèles de sous-mailles ne prennent pas en compte la rétro-diffusion car le transfert d'énergie se fait principalement des grandes échelles vers les petites, le contraire étant un effet du second ordre. Dans ce cas, Nicoud *et al.* [131] définissent différentes propriétés additionnelles (2) désirables dans le contexte de modèles basés sur l'approximation de Boussinesq. Ces propriétés sont :

- Propriété P0 : La valeur de la viscosité turbulente ne doit pas pouvoir prendre une valeur négative. Afin de garantir une robustesse numérique, cette valeur doit toujours être positive et est donc un opérateur purement diffusif.
- Propriété P1 : La viscosité turbulente doit avoir un comportement asymptotique spécifique proche des parois, c'est-à-dire qu'elle disparaît à la paroi. Du fait des contraintes physiques imposées par la paroi, comme les contraintes de non glissement et d'imperméabilité, cette relation doit être de la forme $(y^+)^3$ où y^+ représente la distance normale à la paroi comme dans Chapman et Kuhn [20]. Cette propriété est particulièrement importante dans le cadre de SGE résolues à la paroi.
- Propriété P2 : La valeur de la viscosité turbulente doit être nulle lorsque l'écoulement est en deux dimensions. En effet, lorsque l'écoulement est quasi 2D, l'évolution des fluctuations de l'activité turbulente induit tout de même des composantes 3D. De la même manière, il est nécessaire de désactiver le modèle dans des situations comme le cisaillement pur ou la rotation.

- Propriété P3 : La viscosité turbulente ne doit pas être active dans des cas d'écoulements isentropiques ou axi-symétriques. Comme pour la propriété P2 précédente, ces cas de figures ne sont pas associés à des phénomènes de nature turbulente et donc, ne doivent pas activer le modèle de sous-maille.

Les modèles de sous-maille retenus permettent donc d'exprimer la viscosité turbulente et les expressions des modèles les plus couramment utilisés avec AVBP et YALES2 sont décrits ci-dessous.

Smagorinsky : Le modèle le plus connu est le modèle développé initialement par Smagorinsky [161]. La définition de ν_t est :

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}, \quad (2.19)$$

avec Δ la longueur caractéristique du filtre et C_S une constante du modèle pouvant varier entre 0.1 et 0.18 en fonction de la configuration de l'écoulement. Si cette formulation est juste dans le cadre de turbulence homogène isotrope, elle ne l'est pas pour des écoulements proche paroi car elle a un mauvais comportement en présence de fort cisaillement. Cette formulation est également connue pour être trop dissipative et son application doit être limitée [151].

Afin d'adresser entre autre la problématique du mauvais comportement proche parois, une formulation dynamique de ce modèle a été développé par Germano *et al.* [55]. Le coefficient C_S est alors obtenu dans la simulation et non plus défini par l'utilisateur. L'expression de C_S suit la formulation de Lilly [104]. A noter qu'il peut être nécessaire de rogner C_S pour que le coefficient ne soit pas négatif.

WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity) : Le modèle qui a été utilisé durant cette thèse est le modèle WALE [130]. Ce modèle est conçu pour avoir un comportement juste au niveau de la paroi sans ajustement de constante, c'est-à-dire que la viscosité turbulente tend vers 0 en paroi en respectant $\nu_t \propto (y^+)^3$, propriété P1. Le terme de viscosité turbulente suit l'expression :

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(S_{ij} S_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}}, \quad (2.20)$$

avec $S_{ij} = \frac{1}{2}(g_{ij} + g_{ji})$, $g_{ji} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}$, $S_{ij}^d = \frac{1}{2}(g_{ik}g_{kj} + g_{jk}g_{ki}) - \frac{1}{3}g_{ki}g_{ik} \delta_{ij}$ et $C_w = 0.4929$.

Sigma : Le modèle Sigma a également été développé par Nicoud *et al.* [131]. Sa construction est très similaire au modèle WALE, mais à la place d'utiliser le tenseur de déformation, les valeurs singulières du tenseur de gradient de vitesse sont utilisées. La viscosité turbulente s'écrit alors :

$$\nu_t = (C_\sigma \Delta)^2 D_\sigma, \quad (2.21)$$

avec C_σ une constante égale à 1.5 et

$$D_\sigma = \frac{\sigma_3(\sigma_1 - \sigma_2)(\sigma_2 - \sigma_3)}{\sigma_1^2}. \quad (2.22)$$

L'avantage principal du modèle sigma par rapport à WALE est que la viscosité n'est pas appliquée en cisaillement pur ou en écoulement axi-symétrique tout en suivant la loi $(y^+)^3$ en s'approchant de la paroi. La prédiction de cet écoulement proche paroi étant critique dans la simulation de canaux perturbés, son traitement en SGE est plus spécifiquement couvert dans la section suivante.

Les modèles WALE et Sigma sont des modèles statiques ayant un coût numérique moins important que que les modèles dynamiques tout en ayant certaines de leurs propriétés comme un bon comportement en proche parois. Les qualités des ces trois modèles sont résumées dans le Tableau 2.1.

	Smagorinsky	WALE	Sigma
Propriété P0	✓	✓	✓
Propriété P1	✗	✓	✓
Propriété P2	✗	✗	✓
Propriété P3	✗	✗	✓

Table 2.1 – Propriétés des différents modèles de sous-maille.

2.2.3 Modélisation de la turbulence proche paroi en SGE

Comme mentionné dans la section précédente, les régions proches des parois engendrent un problème additionnel en terme de modélisation. Même dans le cas de modèles de sous-maille conçus pour des écoulements en paroi comme WALE, des hypothèses additionnelles sont requises en terme de résolution maillage. Tout d'abord, la couche limite

doit être suffisamment résolue pour prédire les gradients qui y sont présents. Si aucune condition particulière n'est imposée sur le maillage, l'ensemble de la physique non résolue qui découle de l'évaluation de ces gradients est soit mal représentée (modèles WALE ou Sigma) ou alors mal représentée et mal modélisée (Smagorinsky) . Il y a alors deux options possibles pour palier ces difficultés :

- **La SGE résolue à la paroi :** Dans cette approche, l'objectif est de capturer localement la dynamique des échelles les plus énergétiques. Cela impose que la taille des cellules du maillage décroît dans la région proche paroi pour prendre en compte les plus petites échelles présentes dans l'écoulement. Le problème associé à cette réduction est l'augmentation du coût de la simulation. L'estimation du coût de ce type de simulation est lié à $Re^{13/7}$ d'après Choi et Moin [23]. Cela implique que le coût se rapproche de celui d'une DNS puisque la valeur de y^+ ne doit pas dépasser 5 pour des écoulements en canaux [140]. Dans cette région de faible y^+ , la contribution du modèle de sous-maille doit en outre être adaptée et un modèle de sous-maille adéquat doit être utilisé, i.e. : WALE ou Sigma. Cette approche est donc limitée à des écoulement à nombre de Reynolds relativement faible comme un canal académique par exemple, Fig 2.8.
- **La SGE modélisée à la paroi :** Afin de diminuer le coût de calcul, la totalité de l'écoulement proche paroi peut être modélisé. Ce problème a été initialement abordé par Schumann et Deardorff [156, 35] et a mené à de nombreuses lois et variantes. La caractéristique commune entre toutes ces lois est qu'elles nécessitent des informations sur le champ de vitesse en dehors de la sous-couche visqueuse. Le maillage doit donc être adapté de telle sorte à ce que la position à laquelle est extraite l'information a un sens physique pour obtenir un comportement correct de la loi de paroi. La SGE modélisée à la paroi est donc une approche basée sur la prédiction du frottement en utilisant une valeur de vitesse à une distance normale à la paroi et surpasse le besoin d'un maillage haute résolution à proximité de la paroi. Le coût plus faible de cette méthode permet la simulation d'écoulements à plus grand nombre de Reynolds et des domaines de calculs importants comme des géométries industrielles par exemple, Fig 2.8. La limitation de cette méthode est que bien souvent des phénomènes physiques de couche limite comme la transition à la turbulence, le décollement ou les gradients de pression adverses sont mal modélisés.

La modélisation de l'écoulement proche paroi est donc très importante. A ce point s'ajoute l'importance de la résolution du maillage, que ce soit dans l'écoulement ou encore en proche paroi. Une grande attention est donc nécessaire lors de la génération de ces maillages. Ce point est discuté plus en détail dans la section suivante.

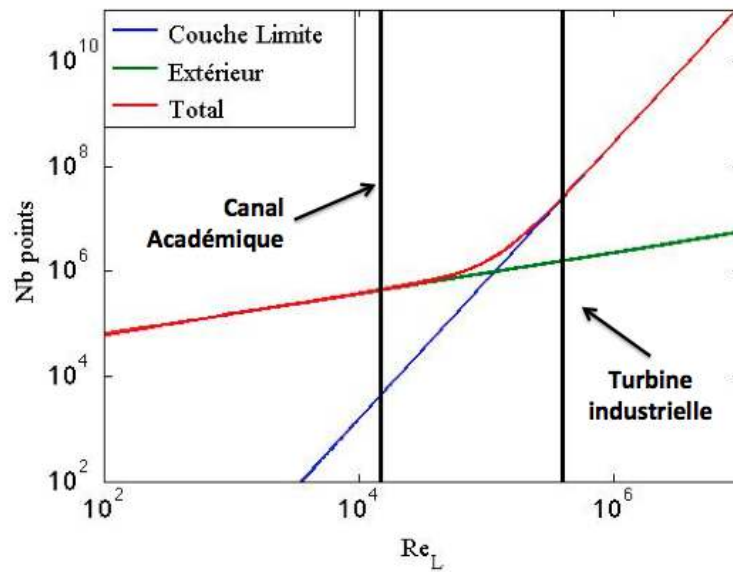


Figure 2.8 – Coût de calcul de la couche limite en SGE, [135].

2.2.4 La discrétisation en espace du domaine géométrique

De nombreux codes de simulation numérique prennent en charge uniquement des maillages structurés. Ainsi pour réussir à inclure des complexités géométriques comme les perturbateurs, des méthodes spécifiques telles que les IBM (Immersed Boundary Method) par exemple doivent être introduites comme le montre les travaux de He *et al.* [72]. Les maillages de géométries hautement complexes correspondant à des géométries industrielles ne seront pas toujours réalisables en structuré. Le choix de codes de calcul supportant des maillages non-structurés est judicieux à cet effet. De plus, il a été montré dans les travaux de Dhopade *et al.* [36] qu'il n'y a pas dégradation des résultats en utilisant un maillage non-structuré comparé à un maillage structuré dans des simulations de canaux internes perturbés.

Un point clé dans les simulations numériques en géométrie complexe est la couche limite à la paroi. Pour bien résoudre cette couche limite, et plus spécifiquement dans le cas de simulations résolues à la paroi, un nombre important de mailles doit y être présent, ce qui augmente le coût du calcul. La technique du maillage hybride peut alors être utilisée pour mieux prendre en compte les phénomènes à la paroi tout en limitant les coûts de calcul. Dans ce cas une ou plusieurs couches minces de prismes, c'est-à-dire avec le ratio entre la hauteur du prisme et sa base petite, sont placées tout le long des parois. Le reste du domaine est rempli par des tétraèdres, Fig. 2.9. L'utilisation de prismes permet de minimiser la distance entre le premier point et la paroi tout en gardant un nombre de mailles raisonnable comparé à des tétraèdres et en respectant les directions privilégiées de l'écoulement dans cette région.

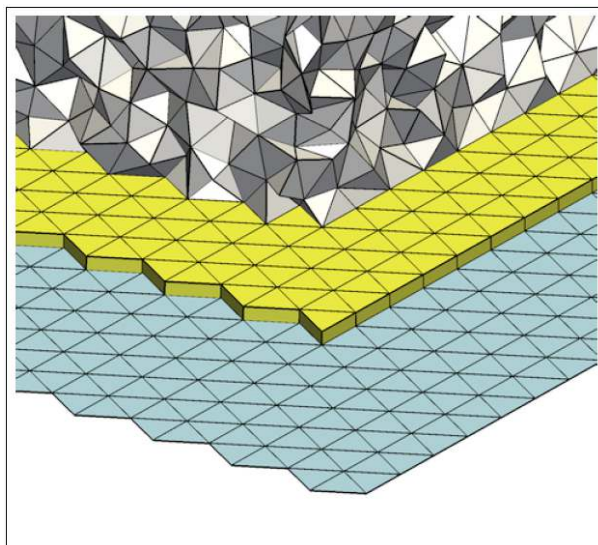


Figure 2.9 – Composition d’un maillage hybride : une couche de prisme (jaune) sur chaque mur (bleu) et le volume restant rempli de tétraèdres (gris), [49].

2.2.5 Les codes de calcul utilisés

L’un des objectifs de cette thèse est de comparer les performances en terme de précision et de temps de calcul de deux codes sur un cas simple, le canal perturbé académique statique. Ces deux codes sont le solveur compressible AVBP et le solveur incompressible YALES2 décrits plus en détail dans cette section.

AVBP

AVBP est un code qui est né au CERFACS en janvier 1993 sous l’impulsion de Michael RUDGYARD et Thilo SCHONFELD [155]. L’objectif était de créer un outil de calcul haute performance pour la mécanique des fluides numérique (CFD) compressible réactive de type SGE. Le code est également capable de gérer les maillages tétraèdres non-structurés avec ou sans couches de prismes à la paroi. Il est désormais co-développé par le CERFACS et l’IFP-EN et est utilisé dans l’industrie pour le développement et la conception de chambres de combustion chez SAFRAN par exemple.

AVBP est un code hautement parallèle, c’est-à-dire qu’il peut tourner très efficacement sur de nombreux processeurs en même temps comme visible en Fig 2.10. Ce point est essentiel et permet de simuler des écoulements dans des configurations complexes des problèmes industriels avec un temps de restitution acceptable. Il est également possible de réaliser des simulations avec maillage mobile et cette option sera utilisée par la suite pour les écoulements en parties tournantes.

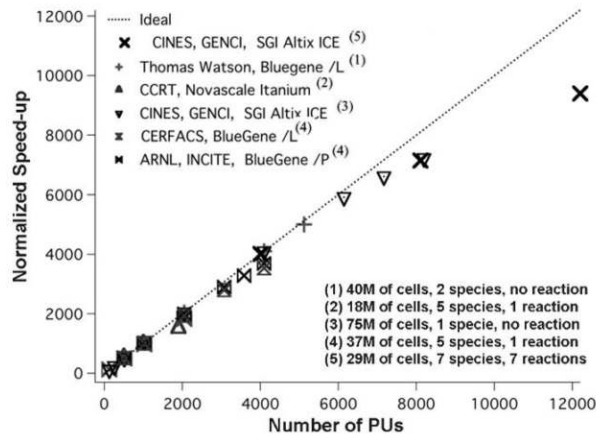


Figure 2.10 – Courbe de scalabilité du code AVBP [58].

YALES2

YALES2 a été créé en 2007 par V. Moureau et est majoritairement développé par lui même et G. Lartigues au CORIA. Il a pour objectif la résolution DNS et SGE des écoulements incompressibles (faible nombre de Mach) réactifs et s'appuie sur la méthode volume fini. Il est capable de gérer des maillages non-structurés multi-éléments en 2D et en 3D et a été optimisé de manière à être massivement parallèle comme le montre la courbe de scalabilité en Fig 2.11.

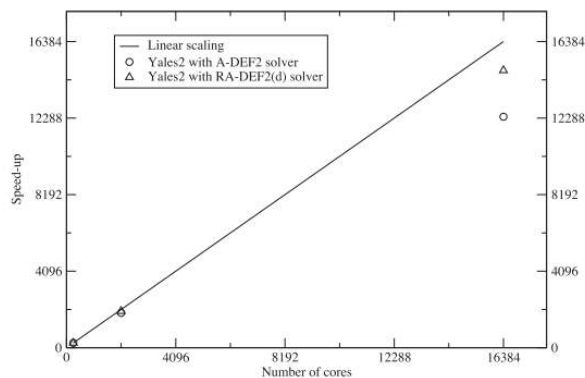


Figure 2.11 – Courbe de scalabilité YALES2, jusqu'à 16,384 processeurs et 2.2 milliards d'éléments d'après Malandain et al. [113].

YALES2 est un code dit incompressible basé sur une approche à faible nombre de Mach, ce qui implique que le nombre de Mach de l'écoulement à simuler doit être inférieur à 0.3 pour que cette approche soit valable [88]. Un nombre de Mach très petit devant l'unité implique une homogénéisation rapide de la pression dans le domaine. La pression thermodynamique peut être considérée comme constante en espace mais peut

varier en temps. En conséquence, la variation de la masse volumique ρ n'est plus soumise qu'aux effets de dilatation dus aux changements de température et au mélange de fluides de masses volumiques différentes. Cette hypothèse permet une simplification des équations de Navier-Stokes et un traitement numérique différent pour leur résolution par rapport à solveur compressible. Plus pragmatiquement, cette simplification autorise des pas de temps plus grands qu'en formulation compressible car on s'affranchit de la contrainte acoustique.

YALES2 dispose de nombreux solveurs se proposant de résoudre différents phénomènes physiques. Au cours de cette thèse, uniquement deux solveurs sont utilisés :

- **Le solveur incompressible (ICS)**, dont le formalisme suppose que la densité est constante, ce qui limite l'utilisation de ce solveur à des simulations isothermes, non réactives.
- **Le solveur incompressible à densité variable (VDS)**, qui suppose que les variations de pression, densité et température dues aux ondes acoustiques sont négligées. Les variations de température modifient la densité par l'intermédiaire d'une loi d'état (typiquement la loi des gaz parfaits ou l'approche chimie tabulée).

2.2.6 Schémas numériques

AVBP et YALES2 reposent sur deux types de schémas numériques :

Volume fini : L'un des schéma utilisé dans AVBP est le schéma de Lax Wendroff [129, 62]. Il est centré d'ordre deux en espace et en temps. Il est dissipatif mais est en général utilisé dans un premier temps afin de faire converger le calcul et d'obtenir une solution initiale. En effet le schéma Lax-Wendroff a un coût CPU relativement faible et est robuste du fait de sa dissipation.

Le schéma numérique utilisé dans YALES2 est un schéma volume fini appelé TFV4A [93]. Ce schéma combine les méthodes Runge-Kutta et Lax-Wendroff. Il s'agit d'un schéma centré du quatrième ordre en espace et en temps.

Éléments finis : Les schémas TTG4A ou TTGC [30] centrés d'ordre trois en espace et au moins trois en temps ne sont disponibles que dans AVBP. Bien qu'ils aient un coût CPU de l'ordre de 2.5 fois supérieur au schéma Lax-Wendroff, ces schémas sont utilisés afin d'avoir des résultats plus précis. L'ensemble de ces schémas sont décrits et expliqués dans les thèses de Lamarque [97] ou de Kraushaar [93].

En ce qui concerne le schéma diffusif, il existe deux opérateurs dans AVBP, l'opérateur FV 4Δ et l'opérateur FE 2Δ . En terme de performance, la consistance est garantie pour

FV 4Δ dans tous les cas mais ce n'est pas le cas pour FE 2Δ pour certaines connectivités comme défini par Colin [29]. En revanche cela n'affecte pas la qualité des résultats comme montré dans le même document. Les deux opérateurs sont construits pour être conservatifs avec une précision du second ordre dans tous les cas sur maillage régulier mais aucun des deux n'est monotone. Ce qui veut dire que l'apparition de modes damiers est attendue. Du fait de la formulation Élément Finis et de sa compacité, l'opérateur FE 2Δ permet de diffuser les modes damiers contrairement à FV 4Δ . L'opérateur FE 2Δ est aujourd'hui l'option standard pour les simulations AVBP.

L'avancement temporel dans AVBP et dans YALES2 se fait de façon explicite. Le pas de temps est donc imposé par la taille de la plus petite maille et la vitesse de l'écoulement. Pour des raisons de stabilité, le pas de temps est limité par la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL). Cependant cette condition diffère légèrement suivant les codes :

$$AVBP : \Delta t < CFL \min \left(\frac{\Delta x_i}{u_i + c_i} \right), \quad YALES2 : \Delta t < CFL \min \left(\frac{\Delta x_i}{u_i} \right), \quad (2.23)$$

avec u_i la vitesse locale de convection du fluide, c_i la vitesse locale du son et Δx_i la taille de maille locale.

A noter que dans le cas de YALES2, la vitesse du son c_i n'est pas présente dans la formule du CFL puisqu'il s'agit d'un code incompressible. Lors de ces travaux, un CFL de 0.7 est utilisé en accord avec les études de stabilité de ces schémas [157].

2.2.7 Viscosité artificielle

Les schémas numériques utilisés dans AVBP ou YALES2 ont une discrétisation spatiale centrée. Il est donc possible que ces schémas engendrent des oscillations non physiques et non voulues appelées "wiggles". Ces wiggles peuvent apparaître lorsque les gradients sont trop élevés, à un choc par exemple avec AVBP. Ainsi si on ne se préoccupe pas de ces oscillations, le calcul peut tout bonnement donner des résultats erronés, voire pas de résultats du tout.

Une solution à ce problème est de rajouter de la viscosité artificielle lorsque ce phénomène se produit. Un senseur décrit par Jameson *et al.* [79] ou Colin *et al.* [30] est alors utilisé. Ce senseur détecte les zones à trop fort gradient où la viscosité artificielle sera appliquée. Dans AVBP, il y en a deux types : une viscosité artificielle d'ordre 2 similaire à une viscosité classique qui introduit de la dissipation et réduit les gradients et une viscosité artificielle d'ordre 4 qui diminue les oscillations à très hautes fréquences de nature purement numérique (wiggles). Ces deux types de viscosité artificielle ainsi que leurs senseurs sont détaillés par exemple dans la thèse de Lamarque [97]. Dans YALES2, seule une viscosité artificielle du quatrième ordre de type Cook & Cabot est appliquée [31].

2.2.8 Conditions aux limites

En plus de la discrétisation spatiale du domaine via le maillage, des informations sur l'écoulement aux bords du domaine doivent être fournies pour réaliser une simulation numérique. Dans le cas de parois, la problématique est assez simple puisque la vitesse est nulle, la température est soit fixée à une valeur connue (condition de Dirichlet) ou spécifiée en terme de flux (condition de Von Neumann). La difficulté d'un point de vue conditions aux limites se situe aux entrées et sorties du domaine de calcul.

Dans la plupart des cas, on impose une condition limite de Dirichlet ne pouvant pas fluctuer autour de la valeur cible imposée. Par exemple, en RANS, dans le cas d'une sortie de canal on va vouloir imposer une pression comme étant la valeur de la pression atmosphérique. AVBP est toutefois un code compressible et donc peut générer des ondes, physiques ou non. Ainsi, si on impose une condition de type Dirichlet en fixant une valeur cible sur une frontière du domaine, par exemple une vitesse u_{cible} en entrée et une pression p_{cible} en sortie, les conditions sont réfléchissantes. Toute l'énergie introduite par les ondes reste dans le domaine. De plus, en réduisant au maximum la viscosité artificielle et numérique, les perturbations ne sont pas dissipées, ce qui peut modifier complètement la physique de l'écoulement. Le calcul peut alors diverger ou converger sur un point de fonctionnement oscillant non représentatif de l'application réelle. Il faudrait imposer une valeur cible sans que la condition soit réfléchissante afin de permettre aux ondes de quitter le domaine.

La solution à ce problème est apportée par les conditions aux limites NSCBC (Navier Stokes Characteristic Boundary Conditions) [136]. De par le traitement en ondes de ce formalisme, les valeurs sur la condition limite sont autorisées à fluctuer en temps autour de la valeur cible, permettant à l'acoustique de sortir du domaine. L'amplitude des fluctuations est maîtrisée par un paramètre fourni par l'utilisateur qui est appelé *relax*. Lors de cette étude, des conditions aux limites NSCBC ont été utilisées en entrée et en sortie du canal pour les calculs AVBP.

Dans les simulations YALES2, les réflexions acoustiques ne sont pas un problème puisqu'il s'agit d'un code de calcul incompressible. Ainsi les valeurs cibles sont imposées directement aux limites du domaine ou par le biais de conditions de Von Neumann en sortie du domaine et Dirichlet en entrée.

2.2.9 Choix numériques pour les simulations de cette étude

Comme présenté précédemment, différents types de simulations peuvent être utilisés pour l'étude d'écoulements en canaux perturbés. Dans la littérature, deux modélisations numériques sont majoritairement utilisées : l'approche Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) et la Simulation aux Grandes Echelles (SGE). Quant au domaine de calcul, on distingue les études dites spatiales où l'ensemble du canal est simulé et les études dites

temporelles où l'écoulement est considéré comme périodique dans le but de réduire les coûts de calculs. Dans ce dernier cas, à la place de simuler numériquement l'ensemble de la géométrie du canal avec plusieurs perturbateurs dans la longueur, seul un perturbateur est simulé. Une condition de périodicité est alors imposée à l'entrée et à la sortie du domaine de calcul de sorte que ce qui sort du canal y entre à nouveau. Un terme source est ajouté dans l'équation de quantité de mouvement pour contre-balancer les pertes de charge et de ce fait maintenir l'écoulement.

Dans le cadre des configurations périodiques, Liu *et al.* [110] ont comparé les résultats de simulations au formalisme RANS [82, 118, 177] à des simulations hybrides RANS/SGE [32]. Ils ont montré que si les simulations RANS permettent de bien prédire l'écoulement moyen principal, elles ne sont pas capables de reproduire fidèlement la taille des re-circulations post-perturbateurs ou encore les transferts thermiques à la paroi. En revanche, les simulations hybrides RANS/SGE montrent de bons résultats sur ces deux points. Toutefois pour ces simulations, l'approche périodique reste discutable. Sewall *et al.* [158] montrent dans leurs travaux que dans un canal statique il faut plusieurs longueurs de perturbateurs pour que l'écoulement soit complètement développé. Dans le cadre de canaux perturbés tournants, l'écoulement n'est toujours pas pleinement développé après neuf perturbateurs. Les travaux menés par Leblanc [101] sur des canaux à géométries plus proches des géométries industrielles ont montré que les corrélations obtenues avec des géométries simples sur-estiment les transferts thermiques comparés aux observations expérimentales. Si on ajoute à cela le fait que les géométries réelles sont complexes et ne sont pas des canaux droits, une approche spatiale, couvrant la géométrie avec la simulation complète du canal est préférable à des simulations périodiques. C'est donc cette approche qui a été sélectionnée pour ces travaux de thèse

Dans le cadre de simulations de canaux développés spatialement, Fransen [51] a montré les limites de précision des méthodes de calcul RANS tout comme Liu *et al.* [110] l'avaient fait en périodique avant lui. Il montre que les profils de vitesse RANS ne permettent pas de reproduire les profils expérimentaux du fait des séparations massives et des re-circulations de tels écoulements. En revanche, les études SGE qu'il a mené montrent une très bonne prédiction des les profils de vitesse par rapport aux expériences menées au VKI (Von Karmann Institute) par Coletti [25, 27], Fig. 2.12. Fransen montre en outre que non seulement des quantités moyennes sont bien reproduites, mais aussi les fluctuations de vitesse. Enfin il montre que sur le plan de la thermique, même si les résultats des SGE sont meilleurs que les résultats RANS, il reste une marge de progression pour reproduire fidèlement les résultats expérimentaux. Du fait de la meilleur prédiction, les études de ces travaux de thèse sont exclusivement réalisés en utilisant la méthode SGE.

Maintenant qu'il a été établi que pour cette étude le canal complet est simulé avec la méthode SGE, les choix des paramètres numériques pour les différentes configurations sont présentés. Deux géométries sont traitées dans cette étude. Dans un premier temps, les simulations sont validées sur un canal académique permettant de mieux comprendre la topologie des écoulements. Ensuite, une pale de turbine haute pression industrielle

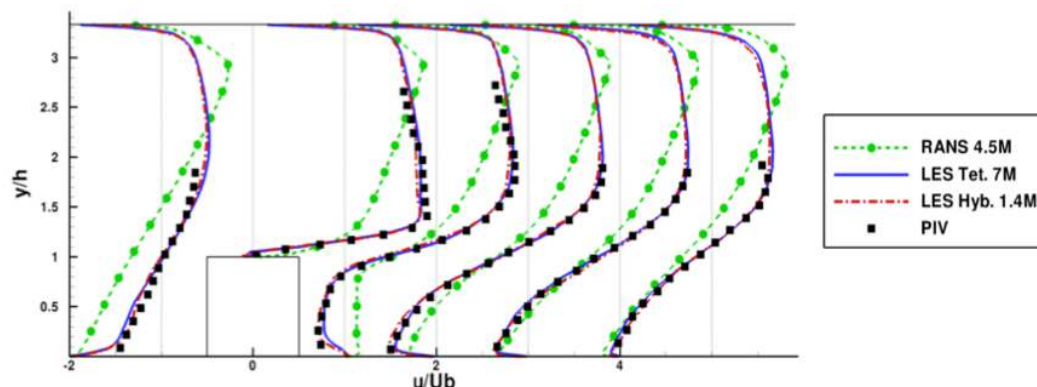


Figure 2.12 – Comparaison des profils de vitesses SGE, RANS et PIV (Particle Image Velocimetry) moyens sur le plan de symétrie du canal à différentes positions ($x/h = -2, 0, 1, 2, 3, 4$) [51].

avec son système de refroidissement est étudiée. Ces différentes études ne nécessitent pas les mêmes configurations numériques. Celles-ci sont détaillées ci-dessous.

Canal académique : Le nombre de Reynolds dans le canal académique est relativement faible, aux alentours de 15000. Ainsi la discrétisation de la couche limite est abordable, Fig 2.8. De plus, comme les écoulements proches parois sont complexes du fait de la rotation ou encore de la présence des perturbateurs, le choix a été fait de résoudre la couche limite et non de la modéliser afin de garantir la qualité des prédictions qui doivent apporter de la compréhension sur ces écoulements. Un maillage avec couche de prisme à la paroi est utilisé pour diminuer le coût de calcul. D’un point de vue numérique, pour les simulations AVBP, de par son plus faible coût le schéma Lax-Wendroff est utilisé pour établir l’écoulement dans le canal puis le schéma TTGC est utilisé pour obtenir une meilleure précision lors de l’acquisition des données. Pour les simulations YALES2, seul le schéma numérique TFV4A est utilisé. Dans la mesure où une SGE résolue à la paroi est réalisée, le modèle de sous-maille WALE a été choisi pour ses bonnes propriétés proche paroi.

Turbine industrielle : Le nombre de Reynolds dans la veine de la turbine est bien plus élevé que dans le canal. La discrétisation de la couche limite dans ce cas deviendrait donc prépondérante si une approche SGE résolue à la paroi était adoptée, Fig 2.8. Il est donc pour ce cas de démonstration préférable de réaliser une SGE modélisée à la paroi puisque le coût d’une SGE résolue serait trop important ici, tout comme dans le processus de conception de turbines industrielles. Il est important de souligner à ce stade que le nombre de Reynolds dans le circuit de refroidissement interne reste faible et une SGE résolue en paroi de ce problème est aujourd’hui envisageable même si coûteux en terme de CPU. L’impact de ce choix de modélisation sur des canaux perturbés a été étudié et est

détaillé en Annexe C. Les résultats entre la SGE résolue et modélisée a la paroi étant très proches dans ce cas sur l'écoulement moyen, l'ensemble des écoulements en parois sont modélisés et le maillage est uniquement composé de tétraèdres du fait de la complexité importante de la géométrie. Le schéma numérique utilisé pour cette étude est le schéma Lax-Wendroff dans le but de conserver des coûts de calcul abordables et le modèle de sous-maille WALE est conservé.

Chapitre 3

SGE d'un canal perturbé statique

Sommaire

2.1	Ecoulements en canaux internes perturbés	14
2.1.1	Refroidissement interne statique	14
2.1.2	Refroidissement interne en rotation	16
2.2	Simulation numérique des écoulements turbulents	21
2.2.1	Les trois familles de simulation numérique	23
2.2.2	Les équations de la SGE	25
2.2.3	Modélisation de la turbulence proche paroi en SGE	29
2.2.4	La discrétisation en espace du domaine géométrique	31
2.2.5	Les codes de calcul utilisés	32
2.2.6	Schémas numériques	34
2.2.7	Viscosité artificielle	35
2.2.8	Conditions aux limites	36
2.2.9	Choix numériques pour les simulations de cette étude	36

*Ce chapitre est consacré à l'étude d'un canal académique droit **statique** jalonné de perturbateurs. Il commence par l'état de l'art sur la compréhension des écoulements dans de tels canaux avant de présenter la géométrie du canal étudié ainsi que les paramètres des simulations numériques. Les résultats des simulations numériques réalisées avec AVBP et YALES2 sont ensuite étudiés dans le but de les comparer et de caractériser l'évolution spatiale, donc le développement de l'écoulement dans ce canal. Les différentes structures secondaires sont ensuite plus spécifiquement étudiées et mises en évidence. L'aérodynamique ayant été traitée, les caractéristiques thermiques de ce canal sont évaluées sur la base de calculs issus de l'utilisation d'une condition limite chauffante à la paroi. A chaque fois,*

les résultats des deux codes de calcul sont validés en étant comparés entre eux ainsi qu'à des résultats expérimentaux dans une zone plus restreinte, entre les perturbateurs six et sept. Enfin et pour toutes les simulations obtenues, l'évolution temporelle de l'écoulement et de la température entre deux perturbateurs est étudiée en utilisant une Décomposition Modale Dynamique (DMD).

3.1 Écoulements dans un canal perturbé à section rectangulaire

L'effet du blocage induit par les perturbateurs sur l'écoulement dans un canal statique ainsi que sur les pertes de charge ou encore les transferts thermiques à la paroi ont déjà été étudiés par le passé. Les principales conclusions de ces différents travaux sont résumées et discutées dans cette section. Les écoulements secondaires associés à ce type de configuration sont également détaillés puisque d'intérêt pour la compréhension et la thermique de ces systèmes.

3.1.1 Perturbateurs - blocage

D'un point de vue aérodynamique, l'écoulement autour d'un perturbateur est caractérisé par différentes zones de recirculation qui impliquent différents taux de cisaillement, mélange ou encore écoulement impactant, le tout augmentant le niveau de turbulence et donc le flux de chaleur. La première conséquence de tous ces éléments est que les flux thermiques peuvent atteindre 2 à 4 fois le niveau observé dans un canal lisse. L'effet principal du perturbateur est la création d'une large zone de recirculation moyenne en aval du perturbateur. La physique dans cette région est très similaire à celle derrière une marche descendante qui a déjà été largement étudiée, expérimentalement et numériquement. Le *et al.* [100] ont par exemple étudié le niveau de turbulence de ces écoulements en réalisant des DNS de marches descendantes. Cette configuration représentée en Fig 3.1a correspond à un ratio d'expansion de 1.2 défini par $R = L_y / (L_y - h)$ avec L_y la hauteur du canal en aval de la marche et h la hauteur de la marche. Cette marche peut donc être comparée à un perturbateur ayant un ratio de blocage de 20%. La Figure 3.1b montre la topologie de l'écoulement derrière cette marche descendante sur le plan médian. Dans cette configuration, le point de rattachement x_r de la zone de recirculation principale est en moyenne situé à $x/h = 6.3$ avec un écoulement inverse pour $2.5 < x/h < 5$. Une seconde zone de recirculation induite tournant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre se trouve très proche de la marche et produit un mouvement dans le sens de l'écoulement principal le long de la paroi jusqu'à $x/h \approx 1$. Même si des différences existent entre une marche descendante et un nombre répété de perturbateurs dans un canal, les caractéristiques de ces deux zones de recirculation, comme par exemple le rapport entre la hauteur de l'obstacle et la distance au point de rattachement, sont similaires. En ce qui concerne la thermique pour cette configuration de base, Vogel *et al.* [171] aboutissent à un résultat majeur. De leurs mesures, un pic du nombre de Stanton Sta ¹ apparaît légèrement en amont du point de rattachement de la zone de recirculation principale, approximativement à $x = 0.9x_r$, Fig 3.2. Il est en outre noté que ce point coïncide avec une région de forte activité turbulente.

¹Le nombre de Stanton $Sta = Nu / (RePr)$ caractérise le rapport entre le transfert thermique total et le transfert par convection, avec $Nu = hL/\lambda$ le nombre de Nusselt et $Pr = \mu Cp/\lambda$ le nombre de Prandtl.

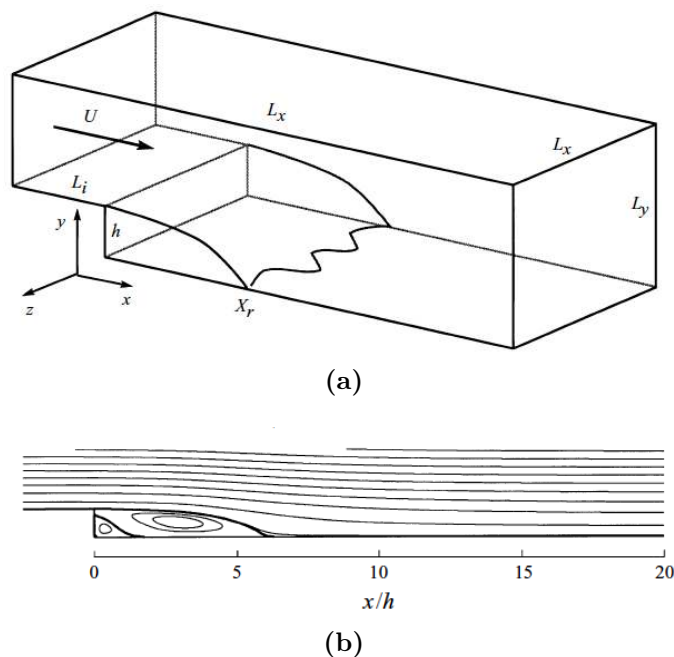


Figure 3.1 – Configuration de la marche descendante (a) avec les contours de l'écoulement principal (b) d'après Le et al. [100] pour un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la marche $Re = 5100$.

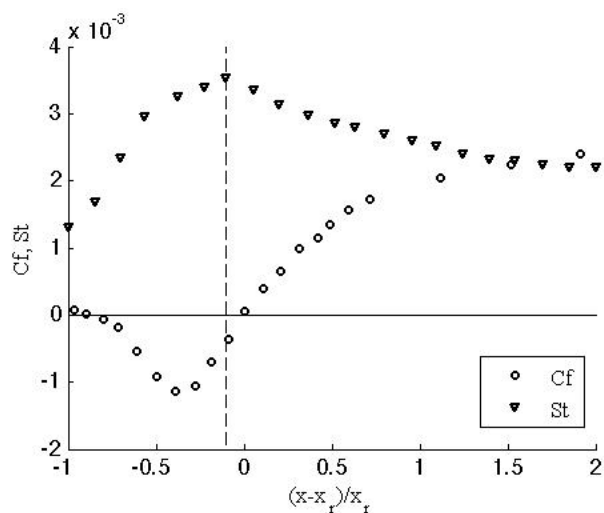


Figure 3.2 – Frottement à la paroi et nombre de Stanton après une marche descendante d'après les données de Vogel et al. [171].

En faisant varier le nombre de Reynolds de l'écoulement, Vogel *et al.* [171] ont également pu dériver une relation entre le pic de flux de chaleur proche du point de rattachement et le nombre de Reynolds prenant la forme $Sta \sim Re^{0.4}$. Ce ratio est similaire à ceux trouvés précédemment par Richardson [149] et Sogin [162] dans le cadre d'écoulements

autour de corps immergés, i.e. : des barreaux à section cylindriques, semi-cylindriques ou rectangulaires, ou encore par Kumada *et al.* [96] dans le cadre de jets impactants où $Sta \sim Re^{0.42}$. En revanche, il a aussi été conclu que l'analogie de Reynolds, i.e. la relation entre le frottement à la paroi et les flux de chaleur évoquée précédemment est non valide dans les régions de séparation, ce qui est confirmé par la Fig 3.2.

Les études expérimentales [8, 107] ou numériques [2, 3] dédiées à l'analyse d'un perturbateur seul, i.e. non répété, montrent l'apparition de zones de recirculation additionnelles par rapport à une marche descendante. Du fait du changement géométrique en aval de l'élargissement brusque retrouvé sur la marche descendante, une zone de recirculation secondaire relativement large, de taille $x/h \approx 1$, apparaît immédiatement en amont du perturbateur. De plus, suivant la géométrie du perturbateur et le point de fonctionnement (Re), il peut également y avoir une zone de recirculation sur la partie supérieure du perturbateur, Fig 3.3. Plusieurs études, [8, 107], ont montré que cette zone additionnelle sur le dessus du perturbateur est distincte de la zone de recirculation principale seulement lorsque l'épaisseur l du perturbateur est égale au minimum à quatre fois la hauteur de celui-ci. L'écoulement amont au perturbateur aura également une influence sur la formation de cette zone de recirculation comme noté dans les travaux de Castro [16]. Dans les canaux jalonnés de plusieurs perturbateurs, le niveau de turbulence est par exemple bien plus élevé que dans un canal lisse, ce qui peut engendrer l'apparition de la zone de recirculation au-dessus du perturbateur avec des ratios d'aspect plus petit.

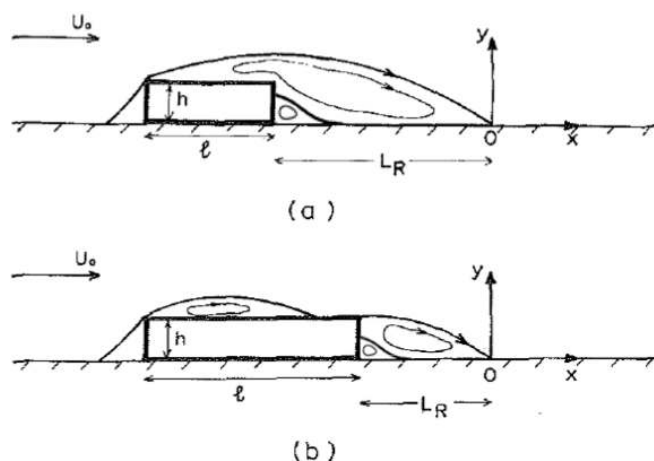


Figure 3.3 – Écoulement autour d'un perturbateur : $l/h < 4$ (a) et $l/h > 4$ (b) d'après Antoniou *et al.* [8].

La discussion ci-dessus met en évidence la dépendance de l'écoulement autour d'un perturbateur à la forme et la taille de celui-ci. Un autre paramètre d'importance pour l'écoulement est la distance entre deux perturbateurs consécutifs, le pas p . Webb *et al.* [175] ont compilé différentes investigations expérimentales [125, 109, 168, 90], afin de

caractériser la structure de l'écoulement dans l'intervalle entre deux perturbateurs successifs. La Figure 3.4 résume ces travaux et montre l'écoulement autour de perturbateurs en fonction du pas. Pour les perturbateurs placés à un intervalle important, $p/h > 15$, l'écoulement se comporte comme s'il n'y avait qu'un perturbateur isolé, sans interaction. Une grande zone de recirculation est visible, et le point de rattachement se trouve globalement à une distance de 6 à 8 hauteurs de perturbateur derrière celui-ci. Si le pas est plus petit, les deux zones de recirculation, i.e. : en amont et en aval du perturbateur, commencent à inter-agir. Jusqu'à $p/h \approx 8$, il y a toujours deux zones distinctes d'écoulement inverse, mais à $p/h < 8$ l'écoulement principal issu du canal ne se rattache plus sur la paroi du canal. A la place une seule grande zone de recirculation est créée. Pour des pas encore plus petits, l'écoulement devient similaire à celui dans une cavité, avec une détérioration significative de l'efficacité des transferts thermiques par rapport à une configuration avec $p/h > 8$. L'écoulement le plus avantageux d'un point de vue transfert thermique est lorsque l'écoulement se rattache entre les deux perturbateurs mais sans se re-développer avant la séparation induite par le perturbateur suivant. Liou *et al.* [106] ont trouvé que dans le cadre d'écoulements dans des canaux perturbés, le nombre de Nusselt et l'énergie cinétique turbulente sont bien corrélés dans la zone de séparation derrière un perturbateur. Le pic de nombre de Nusselt se positionne à environ une hauteur de perturbateur en amont du point de rattachement, ce qui est cohérent avec les résultats observés pour la marche descendante [100].

Des études sur l'effet de l'angle des perturbateurs par rapport à l'écoulement principal [7, 180, 122] ont montré qu'il y a un bénéfice non négligeable à positionner les perturbateurs à un angle de 45 degrés. Avec un tel arrangement, les transferts thermiques peuvent être 25% plus importants par rapport à une configuration classique sans augmenter les pertes de charge. Cet effet peut être attribué au changement de structure de l'écoulement. Un perturbateur oblique va produire un écoulement secondaire qui va s'écouler transversalement le long du perturbateur du fait du gradient de pression transverse induit par l'orientation de l'obstacle. Ces structures ne sont pas visibles lorsque les perturbateurs sont arrangés orthogonalement à l'écoulement et un écoulement secondaire plus faible est présent dans le cas orthogonal. Les mécanismes sous-jacents à ces écoulements secondaires sont décrits en détail dans la section suivante.

3.1.2 Écoulements secondaires

D'un point de vue général, dans la plupart des écoulements, il est possible d'identifier une direction dominante que l'on qualifiera dans la suite de direction principale. Les structures d'écoulements qui ne sont pas arrangées selon cette direction sont par la suite et usuellement qualifiées de structures secondaires. L'origine de ces structures peut être le résultat de contraintes géométriques comme la présence des perturbateurs ou dues à des forces imposées. Prandtl [143] a classé ces écoulements secondaires en deux catégories distinctes :

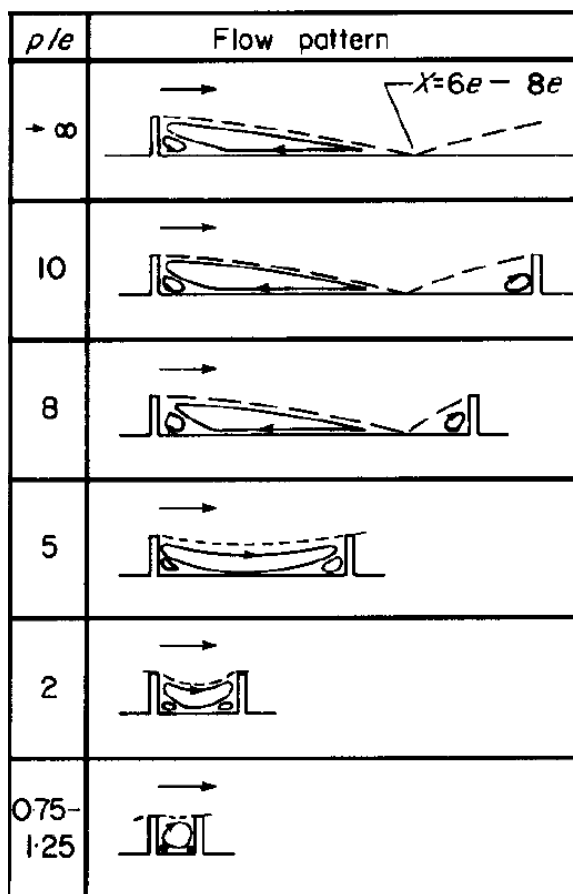


Figure 3.4 – Structure de l'écoulement en fonction du pas p/e d'après Webb et al. [175].

- Structures générées par des effets non visqueux,
- Structures générées par les tensions de Reynolds.

Le premier procédé, non visqueux, aboutit à ce que l'on appelle une structure secondaire du premier type. Elle est générée en tournant une couche de cisaillement perpendiculaire à sa direction de vorticité principale. La compréhension des mécanismes à l'origine de leur création peut être faite au travers de l'analyse de modèles simplifiés. Tout d'abord, l'écoulement dans un canal à grand ratio d'aspect peut pour le plan de symétrie être simplifié en un écoulement bi-dimensionnel avec la direction principale de l'écoulement le long de l'axe x et la direction normale aux parois le long de l'axe y . La vorticité étant définie par

$$\omega_i = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial U_k}{\partial x_j}, \quad (3.1)$$

elle ne peut exister que dans la direction normale au plan de symétrie : $\omega_z = \partial V/\partial x - \partial U/\partial y$. La zone de recirculation principale post perturbateur n'est donc pas considérée comme un écoulement secondaire car seule la composante z de la vorticité est générée par le perturbateur augmentant le cisaillement. Afin de pouvoir produire un écoulement secondaire du premier ordre, il faut un procédé générant soit une composante x ou une composante y du vecteur vorticité.

Les écoulements secondaires du deuxième type se développent dans les coins du canal, là où les gradients de flux transverses des tensions de Reynolds génèrent une faible vorticité dans le sens du courant. Des DNS ($Re_\tau = u^* D_h/\mu = 300$ [54], et $Re_\tau = 600$ [77]) et SGE [132] ($Re_\tau = 300$) ont montré ces structures secondaires induites par la turbulence. Dans ce cas précis, l'écoulement dans le plan normal à l'axe du canal est caractérisé par deux vortex tournants dans le sens inverse l'un par rapport à l'autre dans chaque coins du canal, Fig 3.5a, liées aux gradients de tension de Reynolds aux coins du canal, Fig 3.5b.

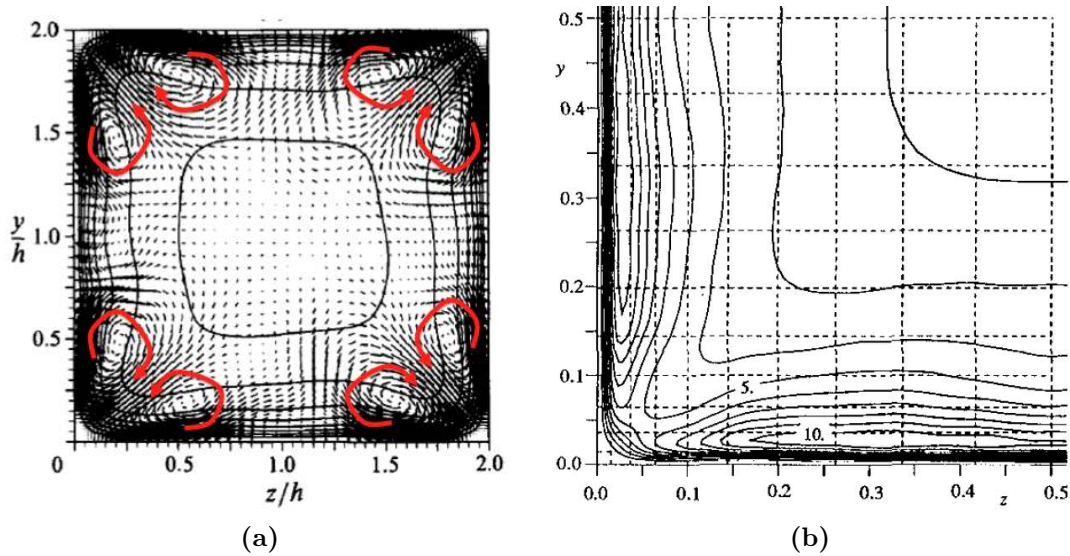


Figure 3.5 – (a) Vecteurs vitesse secondaires moyens sur un plan transverse au canal avec contour de vitesse axiale d'après Gavilakis [54] et (b) contour des tensions de Reynolds dans le quart inférieur gauche du canal d'après Huser et al. [77].

Dans les canaux avec perturbateurs, du fait de la présence des perturbateurs et des parois latérales du canal, un écoulement descendant vers les perturbateurs au centre du canal et montant le long des parois latérales s'installe. Cet écoulement résulte à la fois d'une différence de pression statique entre la bulle de recirculation post-perturbateur et l'écoulement principal mais aussi d'un processus de génération de turbulence comme montré par Rau *et al.* [146] et Liou *et al.* [108] respectivement. Ce mouvement circulaire génère deux cellules contra-rotatives visibles en Fig 3.6. Cette figure montre les structures

secondaires sur des plans transverses à mi-distance entre les perturbateurs (gauche) et sur le perturbateur (droite). Les structures contra-rotatives sont visibles sur les deux plans et elles s'accompagnent, au-dessus du perturbateur, d'un mouvement transverse, du centre du canal vers les parois latérales, proche de la paroi des perturbateurs. Ce mouvement est le résultat d'une différence de pression sur la largeur du canal due aux perturbateurs. Ce phénomène est amplifié lorsque les perturbateurs ne sont pas normaux à l'écoulement principal. Lorsque les perturbateurs sont en V, la pression la plus importante se trouve au centre du canal, à n'importe quelle coordonnée axiale. Kukreja *et al.* [95] ont alors montré qu'un tel arrangement augmente la force de ces structures, engendrant une redistribution significative du flux de chaleur à la paroi.

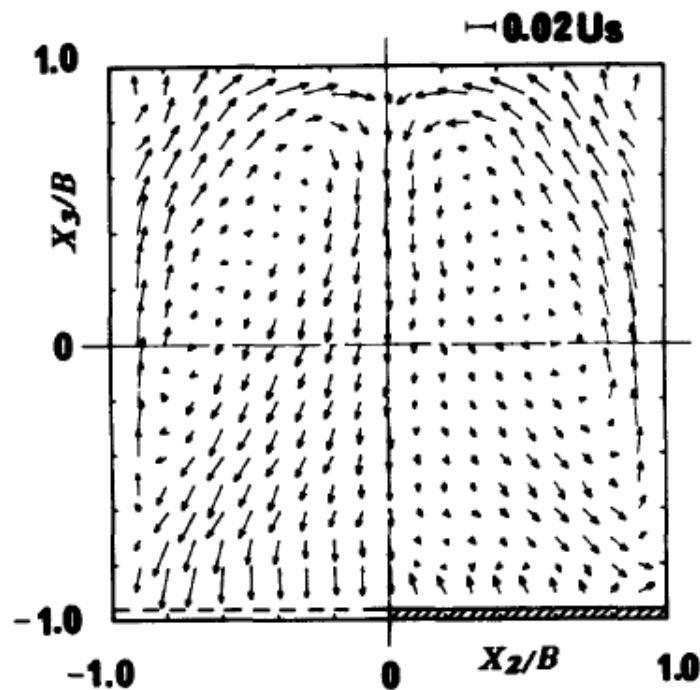


Figure 3.6 – Écoulement secondaire entre deux perturbateurs (gauche) et sur un perturbateur (droite) d'après Hirota *et al.* [74].

3.2 Le canal perturbé droit de référence

La conception d'un outil basé sur la SGE pour la prédiction d'écoulements dans des canaux perturbés à section rectangulaire nécessite encore l'évaluation de plusieurs points de passage. Il est effectivement important de vérifier par exemple si la topologie de l'écoulement entre les perturbateurs est bien prédite ou encore si les structures secondaires de l'écoulement sont présentes dans les simulations puisque ces différents phénomènes ont un impact direct sur les transferts thermiques. Pour cet objectif, on a retenu le banc de

Di Sante [37]. Dans cette section, le banc expérimental choisi est décrit ainsi que le point de fonctionnement retenu, les caractéristiques et les choix liés au numérique.

3.2.1 Le banc de test expérimental du VKI

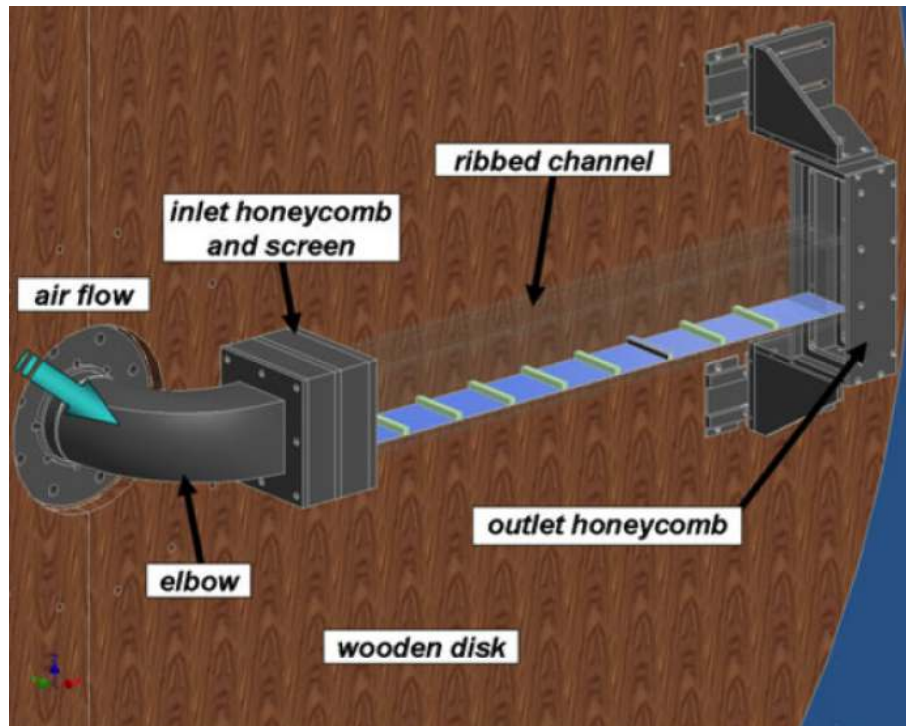
Le banc de Di Sante [37] retenu pour cette étude a la particularité d'avoir un système de mesure PIV (Particle Image Velocimetry) embarqué permettant d'enregistrer les quantités moyennes mais également les quantités fluctuantes, résolues en temps. Ces deux aspects sont idéaux pour comparer les résultats instationnaires provenant de la SGE.

La Figure 3.7a montre une vue globale du banc d'essais. Le modèle est un canal droit à section carrée dont une seule paroi est pourvue de perturbateurs. Ce canal est fixé à un disque en bois permettant également sa mise en rotation, ce qui sera utile dans la suite de ce travail. L'écoulement est généré par une pompe centrifuge stationnaire et est envoyé à l'arbre de rotation creux du disque. Un coude à 90 degrés permet de connecter cet arbre au canal afin d'évacuer l'écoulement radialement. Des grilles en nid d'abeille sont placées à l'entrée et à la sortie du canal dans le but de réduire respectivement les perturbations dues au coude amont et à l'ambiance avale.

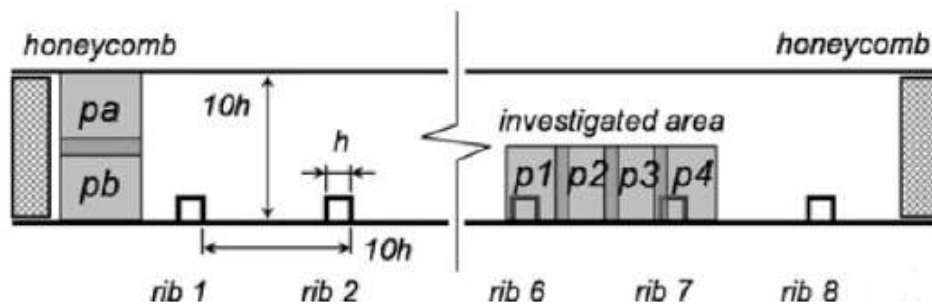
La Figure 3.7b montre une vue latérale du canal de test. Il s'agit d'un canal rectangulaire de 760 mm de longueur réalisé en Plexiglass®. Le diamètre hydraulique est défini par l'expression $D_h = 4ab/2(a + b) = 79 \text{ mm}$ avec $a = 83 \text{ mm}$ la hauteur du canal et $b = 75 \text{ mm}$ sa profondeur. Huit perturbateurs perpendiculaires à l'écoulement sont placés sur la paroi la moins large. Ces perturbateurs ont une section carrée de $8 \times 8 \text{ mm}^2$ aboutissant à un ratio de blocage de 0.1 par rapport à la hauteur du canal. L'espacement entre les perturbateurs est de 80 mm correspondant à un pas de 10 hauteurs de perturbateur.

Les mesures de l'écoulement ont été réalisées à l'aide du système PIV sur le plan de symétrie du canal. Différentes fenêtres d'acquisition sont mesurées comme présenté en Fig. 3.7b. pa et pb permettent la mesure du profil de vitesse à l'entrée du canal, information qui sera par la suite utilisée comme condition d'entrée des simulations numériques. Les fenêtres $p1$ à $p4$ permettent l'analyse de l'écoulement entre le sixième et le septième perturbateur. Coletti [28] fournit plus de détails sur la procédure expérimentale utilisée.

D'après les paramètres géométriques de ce canal et l'étude bibliographique présentée précédemment, il est possible de déduire la topologie attendue de l'écoulement dans ce canal. En ce qui concerne les zones de recirculation, comme pour une marche descendante, deux zones de recirculation sont attendues directement derrière les perturbateurs, une petite zone juste au pied du perturbateur et une grande zone de recirculation principale. Une zone de recirculation est également attendue en amont des perturbateurs. Dans la mesure où le ratio entre le pas et la hauteur des perturbateurs est supérieur à 8, aucune interaction n'est attendue entre la zone de recirculation principale post-perturbateur et



(a)



(b)

Figure 3.7 – Banc d'essais expérimental : Vue 3D (a) et schéma de la zone d'intérêt en vue latérale (b) d'après Coletti [28].

la zone en amont. Enfin il y a plusieurs perturbateurs successifs, ce qui peut engendrer la présence d'une dernière zone de recirculation au-dessus du perturbateur bien que la longueur des perturbateurs soit inférieure à quatre fois sa hauteur. Ainsi quatre zones de recirculations distinctes sont attendues à chaque espace inter-perturbateurs. En ce qui concerne les structures secondaires, deux cellules contra-rotatives générées par les parois et les perturbateurs sont susceptibles de se développer dans ce canal. Ces dernières peuvent être accompagnées d'autres écoulements secondaires dont l'origine reste à comprendre et identifier mais qui résultera de la présence du perturbateur ainsi que d'interactions avec les parois latérales ou la modification de la couche de cisaillement principale.

3.2.2 Domaine de calcul et point de fonctionnement

Pour cette étude le choix a été fait de réaliser la simulation du canal complet présenté dans la section précédente et illustré en Fig 3.8. L'objectif étant de mieux comprendre les écoulements dans de tels canaux, il est en effet préférable d'avoir accès au développement spatial de cet écoulement. De plus et comme indiqué par la bibliographie sur ces configurations, les structures secondaires jouent un rôle prépondérant. Or leur développement spatial semble légitimement dépendant des conditions d'établissement spatial de l'écoulement et l'intensité ou même la présence de ces structures peut fortement dépendre de la distance à l'entrée du système. Ce genre de dépendance est difficilement évaluable avec des simulations périodiques où le domaine de calcul est composé d'un seul perturbateur et l'établissement dépend du temps et de la condition initiale. Enfin il faut souligner que dans les géométries industrielles, les canaux sont souvent trop courts pour que l'écoulement soit pleinement développé et la forme ainsi que la taille de la section sont rarement constantes le long du canal. Toutes ces remarques conduisent à questionner l'hypothèse d'un écoulement pleinement développé nécessaire aux calculs périodiques d'un point de vue pratique. La simulation du canal académique complet permettra de tout particulièrement adresser ce point crucial ainsi que de valider la méthode avant de la transposer aux cas en rotation suivis des géométries complexes.

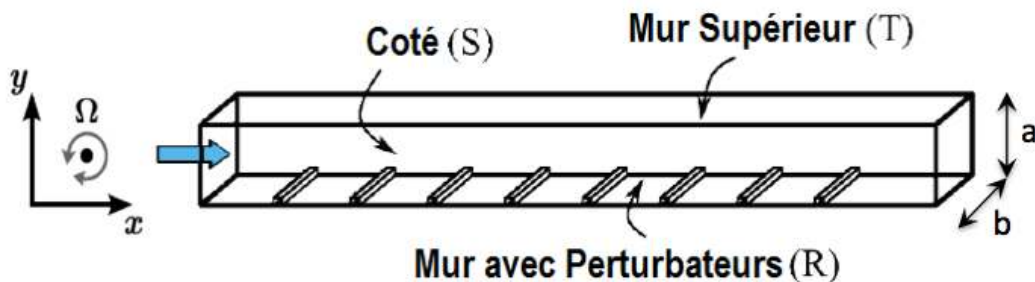


Figure 3.8 – Illustration de la géométrie étudiée.

Le point de fonctionnement ciblé pour la simulation correspond à un nombre de Reynolds $Re = U_b D_h / \nu$ de l'ordre de 15000 avec U_b la vitesse débitante à l'entrée du canal, D_h le diamètre hydraulique du canal et ν la viscosité cinématique du fluide considéré. Le nombre de Mach est très faible, de l'ordre de 0.01. Ces données ainsi que les caractéristiques géométriques du canal sont récapitulées dans le Tableau 3.1. Ce cas convient donc particulièrement bien à une SGE résolue en paroi, qu'elle soit effectuée au moyen des codes AVBP ou YALES2. Ces deux codes sont donc utilisés ici comme détaillé par la suite.

Dans cette étude, deux types de simulations sont distinguées. Il y a les simulations dites adiabatiques où l'écoulement est isotherme puisque l'ensemble des parois sont pourvues d'une condition limite adiabatique. Ici on considère que l'échauffement du fluide par la dissipation visqueuse est négligeable (faible nombre de Mach). Ensuite il y a

Hauteur du canal	$a = 83$ mm
Profondeur du canal	$b = 75$ mm
Diamètre hydraulique	$Dh = 79$ mm
Longueur	760 mm
Hauteur de perturbateur	$h = 8$ mm
Ratio de blocage	$h/Dh = 0.1$
Pas	$p/h = 10$
Nombre de Reynolds	$Re = 15\ 000$
Nombre de Mach	$M = 0.01$

Table 3.1 – Caractéristiques du canal.

les simulations dites avec paroi chauffée où l'écoulement est anisotherme et une condition limite isotherme à 368 K est imposée sur la paroi des perturbateurs (en comparaison du fluide injecté à une température de 293 K à l'entrée) dans le but d'étudier l'impact de la température de paroi sur l'écoulement dans le canal et de comparer les deux codes de calcul. A noter que lors de l'évaluation de l'efficacité du transfert thermique, la condition isotherme est remplacée par une condition isoflux afin d'être au plus proche des conditions expérimentales.

3.2.3 Maillage et conditions limites

Lors d'une simulation résolue à la paroi, l'un des critères prépondérant en matière de qualité de maillage est la distance entre la paroi et le premier point de maillage. Cette distance est évaluée via le nombre adimensionné $y^+ = u_\tau y / \nu$ avec $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ la vitesse de frottement à la paroi, y la distance à laquelle se trouve la paroi la plus proche et ν la viscosité cinématique du fluide. Pour une SGE résolue à la paroi de qualité, la valeur de y^+ doit rester inférieure à 5 [140]. Lors des travaux de thèse de R. Franssen [49], des stratégies visant à améliorer le coût de calcul de ces configurations tout en respectant ce critère ont été développées, notamment avec le maillage dit hybride. Avec cette approche, une couche mince de prismes, c'est-à-dire que le ratio entre la hauteur du prisme et sa base est petit (ici il est de 0.25), est placée tout le long des parois. Le reste du domaine est rempli par des tétraèdres. Le maillage hybride comporte alors moins de cellules qu'un maillage uniquement composé de tétraèdres à y^+ équivalent.

Le maillage hybride est utilisé pour cette étude et comporte 3 600 000 cellules. La valeur de y^+ moyenne de ce maillage est de 2.25, ce qui est en accord avec une SGE résolue en paroi, [140]. D'un point de vue plus local, y^+ vaut en moyenne 1.88 sur la paroi des perturbateurs. Du fait de l'utilisation de prismes en parois, les valeurs de x^+ et de z^+ sont de l'ordre de $4y^+$. Les principales caractéristiques du maillage sont récapitulées

dans le Tableau 3.2.

Nœuds	689 000
Cellules	3 600 000
y^+ moyen	2.25
y^+ max	13.9
Volume min	$5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$

Table 3.2 – Caractéristiques du maillage.

En ce qui concerne les conditions aux limites du problème, il y en a de quatre types :

- En entrée, un profil de vitesse provenant des mesures PIV et une température constante sont imposés. La vitesse débitante U_b est de 2.8 m/s et la température moyenne est de 293 K.
- Une pression cible de 101 300 Pa est imposée en sortie du canal. A noter que dans le cas de codes incompressibles comme YALES2, l'écoulement à la sortie du domaine est relaminarisé par l'ajout d'une zone tampon pré-sortie à forte viscosité, ce qui engendre un impact sur l'écoulement proche de la sortie. Cette région spécifique proche sortie ne sera donc pas discuté par la suite.
- Les murs des côtés (S) et le mur supérieur (T), Fig 3.8, sont tous trois des murs adiabatiques non glissants. Les perturbateurs sont également traités avec la même condition limite.
- Le mur des perturbateurs (R), Fig 3.8, peut avoir également une condition limite adiabatique. Dans le cadre des simulations non-adiabatiques avec AVBP, deux types de conditions sont utilisées, une condition limite isotherme pour la comparaison avec YALES2 ou une condition limite avec flux constant pour la comparaison avec l'expérience. Pour les simulations YALES2, l'approche incompressible implique une dé-corrélation du champ de vitesse et de température, ainsi la température est représentée par un scalaire passif valant 1 sur la paroi (R) et 0 ailleurs.

Le schéma numérique utilisé dans les calculs AVBP est le schéma éléments finis TTGC [30] alors que le schéma volume fini TFV4A [93] est utilisé pour les simulations YALES2. Le modèle de sous-maille est WALE [130] dans les deux codes en accord avec les contraintes de modélisation liées à une SGE résolue en paroi.

3.3 Comparaison des prédictions issues de l'utilisation de AVBP et YALES2

Dans cette section, les prédictions obtenues avec les codes AVBP et YALES2 sont comparées entre elles et avec les résultats expérimentaux. Pour rappel, la différence majeure entre ces deux codes de calcul est que AVBP résout les équations de Navier-Stokes compressibles alors que YALES2 est un code dit incompressible basé sur une approche à faible nombre de Mach. La première partie de cette section est consacrée à l'étude de l'écoulement dans l'ensemble du canal dans le but d'évaluer son développement, comme celui des différentes structures secondaires. Ici l'objectif est de visualiser la mise en place d'un motif quasi-périodique d'un perturbateur au suivant, état souvent attendu d'un point de vue expérimental et numérique, i.e. : écoulement pleinement développé et turbulent. Dans un second temps, l'étude se focalise sur une zone plus restreinte du canal, entre les perturbateurs six et sept, zone correspondant à la fenêtre de mesures expérimentales. Dans les deux cas, que ce soit pour l'étude globale et la zone restreinte, l'aérodynamique seule est d'abord étudiée avec le canal adiabatique puis les effets de la thermique sont évalués sur la base de calculs anisothermes.

3.3.1 Développement de l'écoulement dans le canal

Ici les résultats des codes AVBP et YALES2 sont comparés entre eux afin d'évaluer l'impact du formalisme, s'il existe, sur le développement de l'écoulement dans ce canal avec perturbateurs. Cette section est divisée en deux parties, avec la première consacrée à l'étude du canal adiabatique et la seconde consacrée à l'impact de la thermique.

3.3.1.a Canal adiabatique

La Figure 3.9 montre des champs instantanés de vitesse axiale (a), i.e. dans l'axe principal du canal et de vitesse transverse (b), i.e. normale à la paroi des perturbateurs. Même s'il s'agit d'un canal de géométrie simple et de type académique, la physique présente est complexe et fortement instationnaire. Par exemple, la présence des perturbateurs déstabilise l'écoulement, causant des vitesses transverses importantes dans la région pré et post perturbateur. Il apparaît également que l'écoulement évolue notablement tout au long du canal : au niveau des premiers perturbateurs par rapport à plus en aval dans le canal. Ce développement spatial est tout d'abord abordé sur la base de champs moyennés en temps. Les statistiques présentées dans la suite de ce chapitre ont été réalisées sur une durée physique de 0.81 secondes après convergence du calcul. Cela représente trois fois le temps de passage d'une particule fluide entre l'entrée et la sortie du canal et approximativement trente temps caractéristiques entre deux perturbateurs. Ce temps d'acquisition est suffisant pour arriver à convergence des statistiques puisque pour des durées de calcul plus longues, les champs de RMS sont quasiment inchangés et les champs moyens sont

identiques.

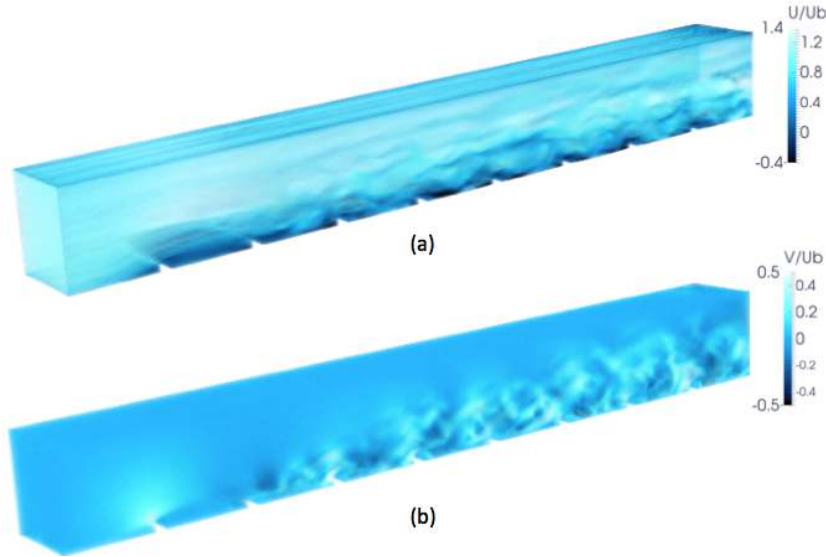


Figure 3.9 – Champs instantanés de vitesse axiale (a) et transverse (b) adimensionnés par la vitesse débitante U_b issus de la simulation AVBP.

La Figure 3.10 présente la distribution de vitesse moyenne axiale adimensionnée par la vitesse débitante ($U_{adim} = U/U_b$) sur le plan de symétrie du canal. Les contours sont issus de calculs réalisés avec le solveur compressible AVBP (a) et le solveur incompressible YALES2 (b). Dans les deux cas, la vitesse au centre du canal dépasse $1.5 \times U_b$, ce qui s'explique par la présence des perturbateurs réduisant la section de passage du canal. On note pour les deux simulations que l'écoulement pré et post perturbateur est semblable pour chaque espace inter-perturbateur, à l'exception des deux premiers. Effectivement pour les six derniers perturbateurs, les deux codes prédisent une zone de recirculation principale en aval des perturbateurs qui occupe approximativement la moitié de l'espace inter-perturbateurs. Derrière le premier perturbateur, la zone de recirculation est bien plus grande et occupe tout l'espace inter-perturbateur alors qu'elle est plus petite après le deuxième perturbateur.

Les différences entre les deux simulations s'avèrent minimales, particulièrement en aval dans le canal, i.e. : au delà du troisième perturbateur environ. Des différences apparaissent cependant entre les deux simulations dans la zone proche des premiers perturbateurs. Effectivement le blocage généré par les perturbateurs semble légèrement plus important avec YALES2 qu'avec AVBP, ce qui engendre une section de passage (identifié par la région où $U/U_b > 1.2$) légèrement plus petite dans la prédiction YALES2 par rapport à la prédiction AVBP. Les différences visualisées ici restent toutefois très minimales puisque un incrément de couleur sur la Fig. 3.10 ne représente que 1.5% de la vitesse débitante U_b .

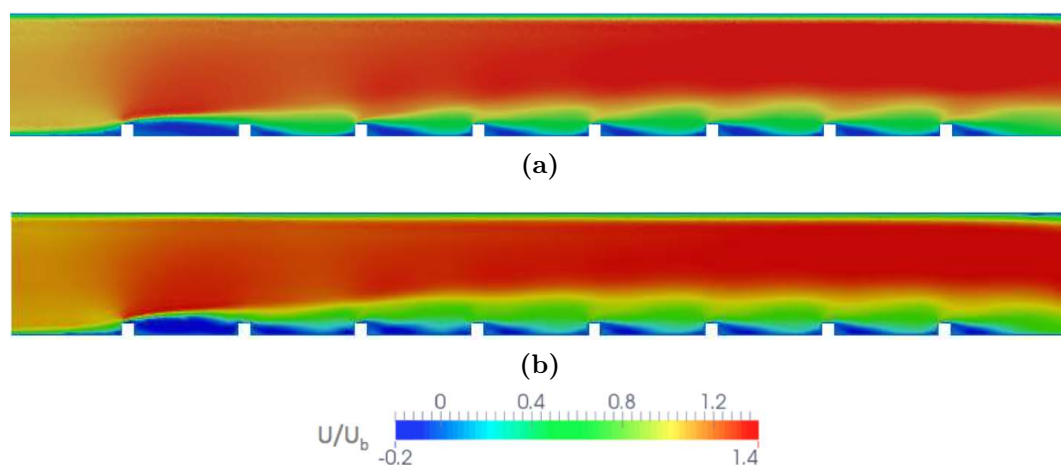


Figure 3.10 – Contour de vitesse a -dimensionné sur le plan de symétrie du canal (AVBP (a) et YALES2 (b)).

On peut souligner à cette occasion l'importance de l'écoulement directement avant le premier perturbateur, Fig. 3.11, puisque le développement de l'écoulement plus en aval dans le canal semble fortement conditionné à cette première phase. La direction de l'écoulement, matérialisé par les lignes de courant noires, est bien différente dans les deux simulations en amont du premier perturbateur. La zone de recirculation est moins haute et plus en aval dans les résultats AVBP par rapport à YALES2. Ainsi malgré une condition limite identique en entrée dans les deux simulations, la différence de formalisme entre les deux codes induit une réponse différente de l'écoulement à l'approche du premier perturbateur, engendrant un développement légèrement différent dans les deux simulations.

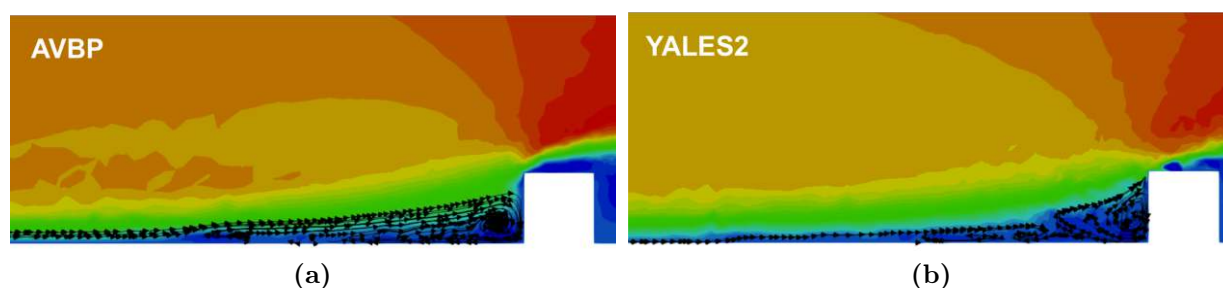


Figure 3.11 – Comparaison de la vitesse axiale en amont du premier perturbateur avec lignes de courants issu des résultats AVBP (a) et YALES2 (b).

Une évaluation du développement spatial vers un état pleinement développé peut être quantifié en comparant la différence entre le contour de vitesse axiale (ou ses fluctuations) dans chaque espace inter-perturbateur au contour dans l'espace de référence situé entre les perturbateurs six et sept. Un critère de convergence est alors défini :

$$\text{Convergence}(i) = \int_{x/h=0}^{x/h=10} \int_{y/h=0}^{y/h=2} \|F_i(x, y) - F_6(x, y)\| dx dy, \quad (3.2)$$

avec i correspondant aux espaces inter-perturbateur allant de 1 à 7 avec le sixième étant la référence et F la variable dont on cherche à caractériser la convergence. Ce critère est appliqué à la vitesse axiale U et à ses fluctuations U_{rms} , Fig. 3.12. A noter que le point de convergence au sixième espace inter-perturbateur n'est pas représenté puisque nul par définition. Sur cette base, le développement prédit par YALES2 est plus rapide que celui prédit par AVBP. Le champ de vitesse axiale est convergé dès le troisième espace inter-perturbateur avec YALES2 contre le quatrième avec AVBP. Le champ de fluctuations est également convergé un espace en amont avec YALES2 par rapport à AVBP, respectivement au deuxième et troisième espace inter-perturbateur. A noter que le plateau de convergence est plus bas avec AVBP que YALES2, à 3% de U_b contre 5% sur la vitesse axiale et 2% contre 3% sur les fluctuations de vitesse. Ainsi les écarts sur l'écoulement d'un espace inter-perturbateur à l'autre sont plus faible avec AVBP que YALES2. Ces écarts ne sont jamais nuls, indiquant que l'écoulement n'est jamais pleinement périodique, même après le sixième perturbateur.

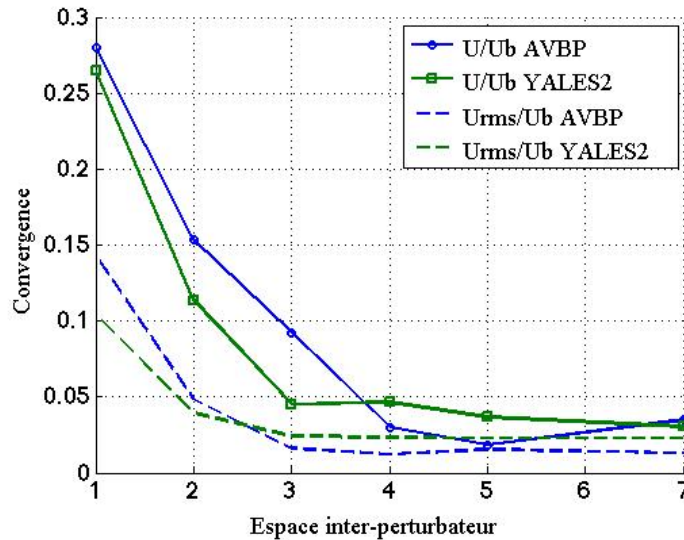


Figure 3.12 – Comparaison entre les prédictions AVBP et YALES2 de la convergence spatiale du champ de vitesse axiale et ses fluctuations en fonction de l'avancée dans le canal.

La Figure 3.13 présente les profils de vitesse issus des calculs AVBP (a) et YALES2 (b) sur le plan de symétrie à la moitié de la distance inter-perturbateurs et pour divers espaces inter-perturbateurs le long du canal. Le profil ainsi extrait couvre trois hauteurs de perturbateurs, ce qui représente approximativement un tiers de la hauteur du canal.

Les observations précédentes sont confirmées. En effet après le premier perturbateur (courbes bleues foncées), la zone de recirculation est bien plus importante que dans les espaces inter-perturbateurs suivants. A la même distance derrière le deuxième perturbateur (courbes rouges), les résultats indiquent que l'écoulement s'est rattaché bien en amont, contrairement à ce qui est obtenu dans le premier espace inter-perturbateur. A partir du quatrième perturbateur, les profils de vitesse sont très similaires même s'ils ne se superposent pas exactement, et ce dans les deux simulations. Sur les résultats YALES2, le profil après le deuxième perturbateur semble déjà similaire à ceux en aval, indiquant que le développement spatial de l'écoulement nécessite une distance moins importante avec YALES2. L'écoulement ne devient pour autant jamais complètement établi dans cette configuration. Il semble donc souhaitable, même lorsque le canal n'est pas en rotation, de simuler le canal complet et non un seul perturbateur en appliquant des périodicités pour reproduire correctement la dynamique et se comparer aux données expérimentales.

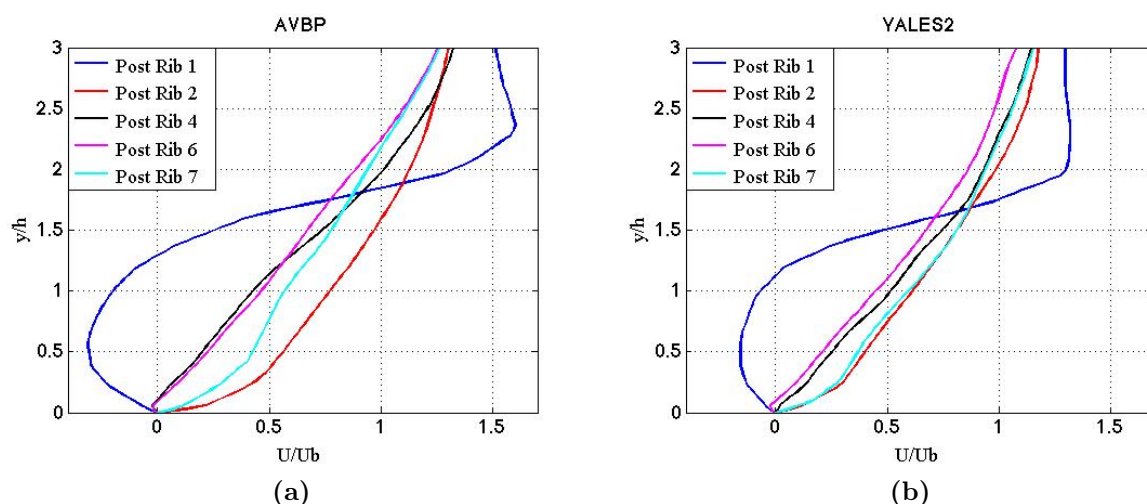


Figure 3.13 – Profils de vitesse sur le plan de symétrie à $p/2$ entre les perturbateurs (AVBP (a) et YALES2 (b)).

Dans le but de visualiser les écoulements transverses, les lignes de courant moyennes sur des plans normaux à l'écoulement principal sont fournies en Fig. 3.14 avec en fond le contour de vitesse axiale moyenne. Chacun des plans illustrés se trouve à $p/2$ et se situe en amont du premier perturbateur (a et e), entre les perturbateurs deux et trois (b et f), entre les perturbateurs quatre et cinq (c et g) et entre les perturbateurs six et sept (d et h). La première ligne (a-d) présente les résultats pour la simulation AVBP et la seconde (e-h) pour YALES2. L'installation le long du canal de structures secondaires est clairement mis en évidence par les résultats issus de la simulation AVBP. Pour rappel, ces structures secondaires sont dues à l'écoulement en canal et à la présence des perturbateurs. Ces structures prennent ici la forme de deux cellules contra-rotatives (encerclées en rouge) situées proche des parois latérales, approximativement à mi-hauteur de canal. Les cellules de gauche et droite tournent respectivement dans le sens horaire et anti-horaire

en regardant de l'amont vers l'aval, ce qui extrait du fluide de la paroi des perturbateurs vers la paroi supérieure le long des parois latérales et inversement au centre du canal. Elles sont parfaitement visibles entre les perturbateurs quatre et cinq (c) et entre les perturbateurs six et sept (d). Ce schéma n'est toutefois pas visible en amont du premier perturbateur (a) car elles se mettent en place entre les perturbateurs deux et trois (b). Quatre cellules bien plus petites sont de plus présentes proche de la paroi inférieure du canal, sur la paroi de l'espace inter-perturbateur (encerclées en bleue) alors qu'elles ne sont pas visibles plus loin dans le canal. Le développement spatial de ces structures est tout à fait similaire dans la simulation YALES2. On peut noter en outre que moins de petites cellules sont visibles proche de la paroi des perturbateurs dans le deuxième espace inter-perturbateur (f), i.e. : deux contre quatre pour les résultats AVBP au même endroit.

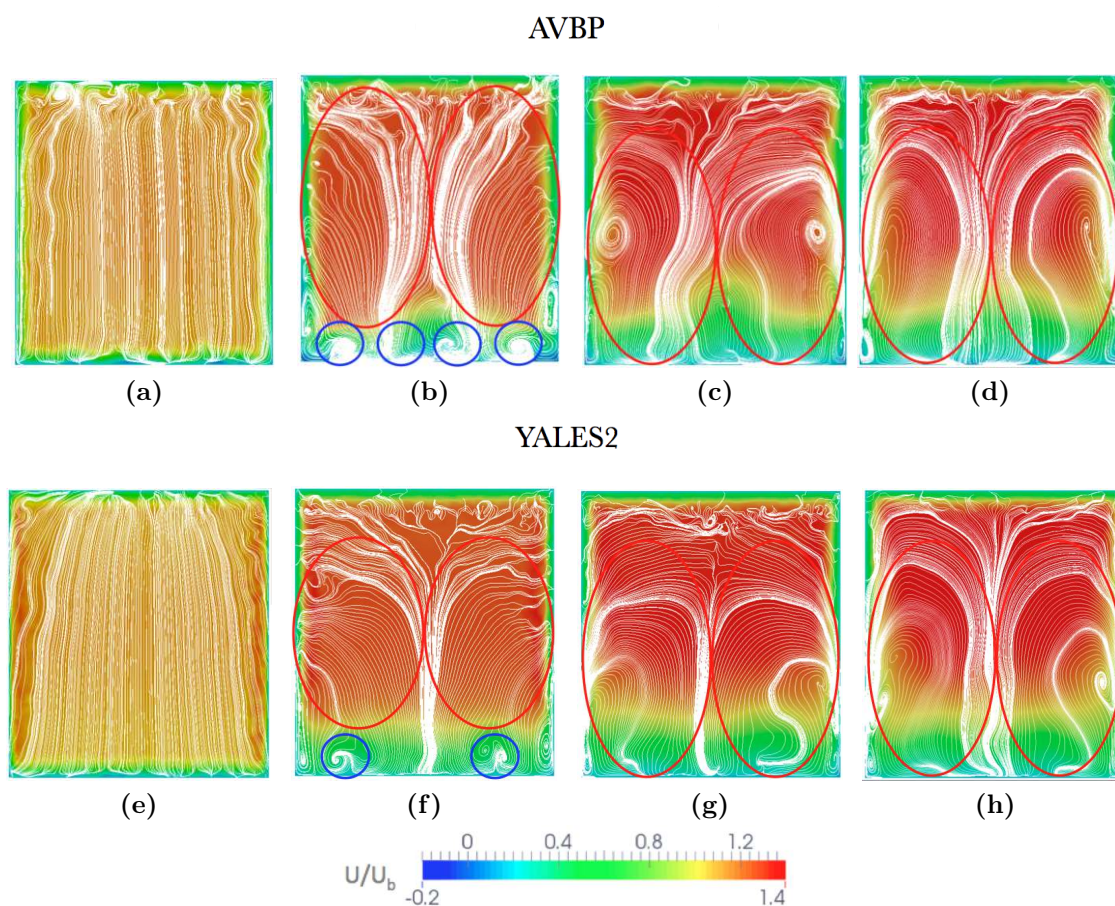


Figure 3.14 – Comparaison des structures secondaires issues des simulations AVBP adiabatique et YALES2 a mi distance entre l'entrée du canal et le perturbateur 1 (a, e), les perturbateurs 2 et 3 (b, f), les perturbateurs 4 et 5 (c, g) et les perturbateurs 6 et 7 (d, h).

Bien que le développement spatial de l'écoulement moyen issu des deux prédictions diffère très peu après les deux/trois premiers perturbateurs, les différences en amont peuvent induire différentes activités instationnaires. Ce caractère propre aux simulations

de type SGE est directement retranscrit par les champs RMS obtenus par AVBP et YALES2. En particulier, les fluctuations de vitesse axiale U_{rms} normalisées par la vitesse débitante U_b sur le plan de symétrie sont présentées en Fig. 3.15. Dans les deux cas, une couche de fluctuation d'intensité élevée, $U_{rms}/U_b > 0.2$ se développe progressivement le long du canal pour atteindre la moitié de la hauteur du canal en sortie. L'origine de cette couche de fluctuation de vitesse axiale se situe dans la zone de cisaillement en aval du premier perturbateur avec YALES2 alors qu'elle n'apparaît que suite au deuxième perturbateur avec AVBP, ce qui pourrait être la trace du développement plus rapide des structures secondaires dans la simulation YALES2 par rapport à AVBP. A partir du troisième perturbateur, la zone de cisaillement en aval des perturbateurs génère d'après les deux codes une zone de fortes fluctuations de vitesse axiale, $U_{rms}/U_b > 0.3$. On notera que l'intensité des fluctuations prédites par YALES2 dans cette zone est plus importante que celle prédite par AVBP.

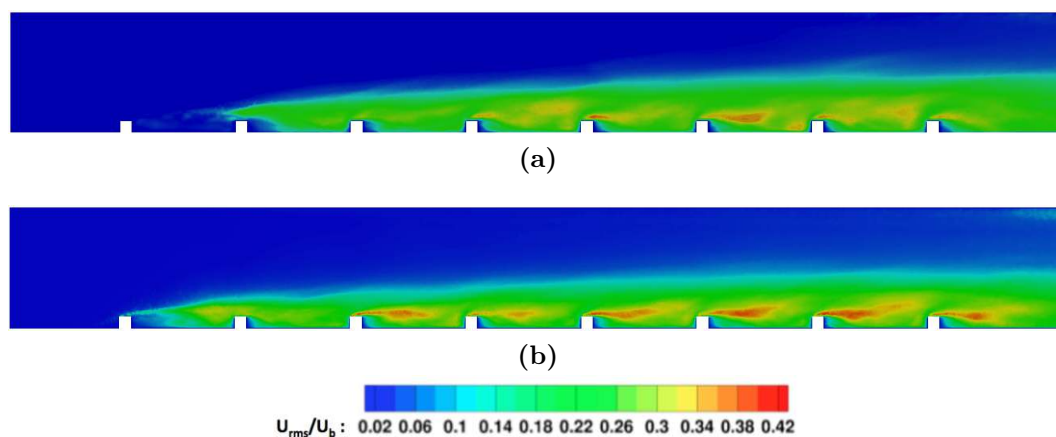


Figure 3.15 – Contours de fluctuations de vitesse axiale normalisée par la vitesse débitante U_b issues des simulations AVBP (a) et YALES2 (b) sur le plan de symétrie du canal.

La Figure 3.16 illustre les mêmes champs RMS vus dans les plans transverses de la Fig. 3.14, à mi-distance de l'espace inter-perturbateur. Là encore il est visible que la couche de fortes fluctuations s'établit différemment dans les deux simulations. La génération de fluctuations de la vitesse axiale est plus rapide avec YALES2 qu'avec AVBP. Il est en outre noté que les parois latérales semblent avoir un impact sur son organisation transverse dans le canal. La couche de fluctuations est en effet plus épaisse proche des parois latérales qu'au centre du canal, cela quelque soit la simulation. Cette forme particulière est vraisemblablement liée aux structures secondaires mises en évidence précédemment qui extraient le fluide de la paroi des perturbateurs vers la paroi supérieure le long des parois latérales. Enfin les deux simulations prévoient une zone de très fortes fluctuations à hauteur du perturbateur sur toute la largeur du canal. Cette zone correspond à la couche de cisaillement générée par les perturbateurs.

La Figure 3.17 montre les fluctuations de vitesse transverse V_{rms} , la composante normale à la paroi des perturbateurs. V_{rms} est ici normalisée par la vitesse débitante U_b et est

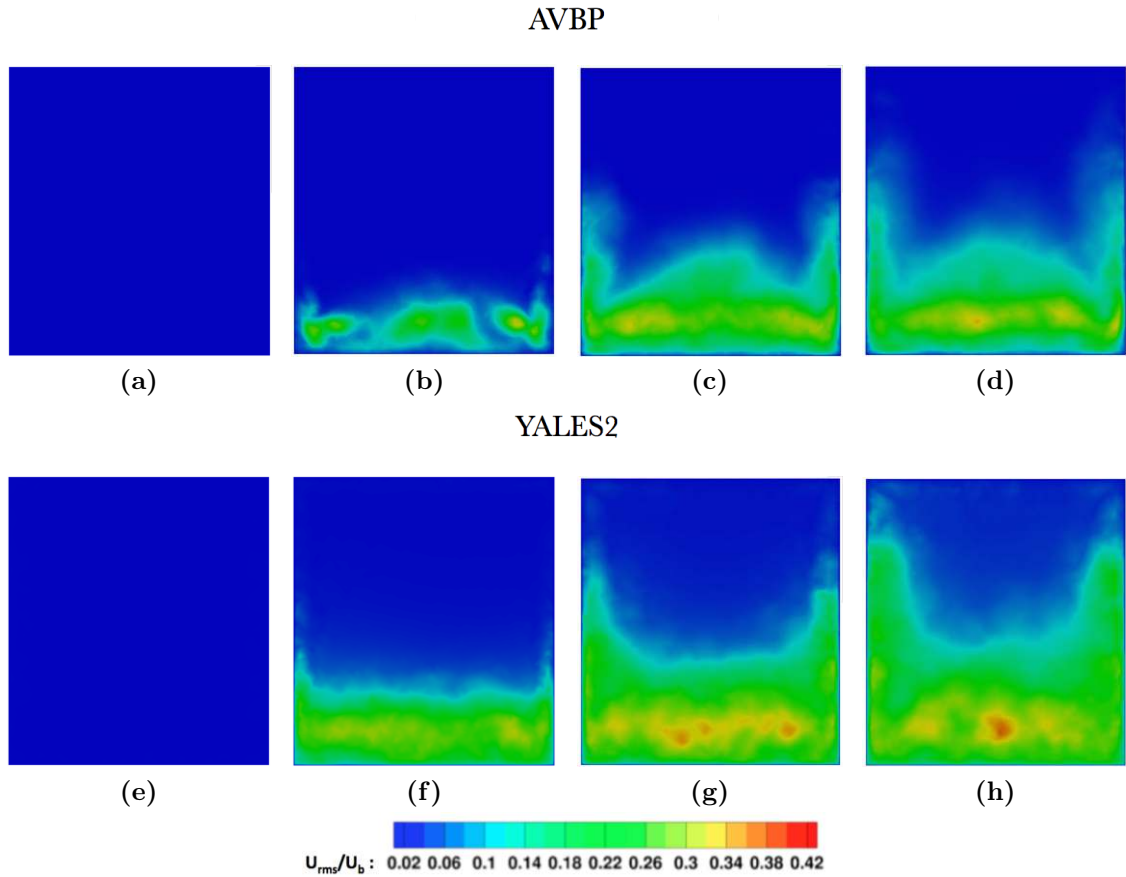


Figure 3.16 – Comparaison des champs de fluctuations de vitesse axiale issus des simulations AVBP et YALES2 sur des plans transverses à mi distance entre l'entrée du canal et le perturbateur 1 (a, e), les perturbateurs 2 et 3 (b, f), les perturbateurs 4 et 5 (c, g) et les perturbateurs 6 et 7 (d, h)..

présentée sur le plan de symétrie du canal. De la même manière que pour les fluctuations de vitesse axiale, les fluctuations de vitesse transverse apparaissent plus en amont sur les résultats YALES2 que pour AVBP. Cette fois encore l'intensité des fluctuations est globalement plus élevée sur les simulations YALES2 par rapport à AVBP. Les résultats de la simulation AVBP prédisent des fluctuations de vitesse transverse importante sur le contournement des perturbateurs alors que les résultats YALES2 les prédit plutôt dans la zone entre les perturbateurs.

Les fluctuations de vitesse transverse sont maintenant présentées en Fig. 3.18 sur les mêmes plans transverses à l'écoulement principal vus en Fig. 3.16. Comme vu précédemment, la couche de fortes fluctuations s'épaissit le long du canal et les fluctuations sont plus élevées sur les simulations YALES2 que AVBP. Dans les deux cas les parois latérales semblent avoir un effet sur l'épaisseur de la couche de fluctuations, mais il est opposé. Effectivement, cette couche est plus épaisse proche des parois par rapport au centre du canal avec YALES2 alors qu'elle est plus mince avec AVBP. Les structures secondaires

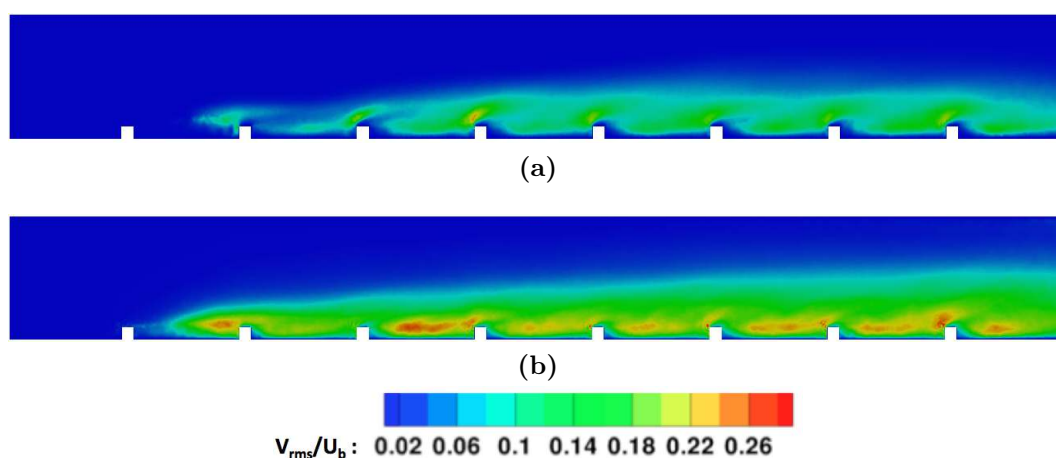


Figure 3.17 – Contours de fluctuations de vitesse transverse normalisée par la vitesse débitante U_b issues des simulations AVBP (a) et YALES2 (b) sur le plan de symétrie du canal.

semblent donc extraire l'écoulement proche des parois latérales plus uniformément sans fortes variations temporelles sur les simulation AVBP par rapport à YALES2 puisque les fluctuations sont moins importantes avec AVBP qu'avec YALES2 dans cette région. A noter que les zones de très fortes fluctuations de vitesse transverse en Fig. 3.18b se situent dans la zone des petites structures secondaires encerclées en bleues en Fig. 3.14b. Une telle intensité de fluctuation est uniquement visible entre les perturbateurs deux et trois sur la simulation AVBP, tout comme ces petites structures secondaires.

Le caractère tri-dimensionnel de l'écoulement est visualisé en Fig. 3.19 par l'intermédiaire d'un iso-contour de critère Q issu du champ moyen de la simulation AVBP (a) et YALES2 (b) coloré par la vitesse axiale. L'organisation des structures secondaires moyennes générées par les perturbateurs lorsque l'écoulement les contourne est clairement mise en évidence ici. Comme l'écoulement se développe au fur et à mesure qu'il avance dans le canal, ces structures ne sont pas nécessairement similaires ou même présentes sur chaque perturbateur. Sur la simulation AVBP, le premier perturbateur génère un schéma distinct des autres perturbateurs. Une région homogène couvrant toute la largeur du canal s'étire vers le deuxième perturbateur sans se rapprocher de la paroi inter-perturbateur du fait de la présence d'une large bulle de recirculation prenant la totalité de cet espace à cette position, Fig. 3.10. L'écoulement ne plongeant pas entre les deux premiers perturbateurs, le deuxième perturbateur influe moins l'écoulement. Ça n'est qu'au passage du troisième espace inter-perturbateur que des structures secondaires claires s'établissent de façon répétitive et similaire. Une fois établie, l'organisation 3D est comme suit :

- Une structure uniforme sur la largeur du canal et au sommet du perturbateur.
- Une structure de chaque côté du perturbateur, proche de la paroi latérale. Le perturbateur, associé aux parois latérales, génère un enroulement de l'écoulement dans cette zone. Ce phénomène sera décrit plus en détail dans la section 3.3.2.a.

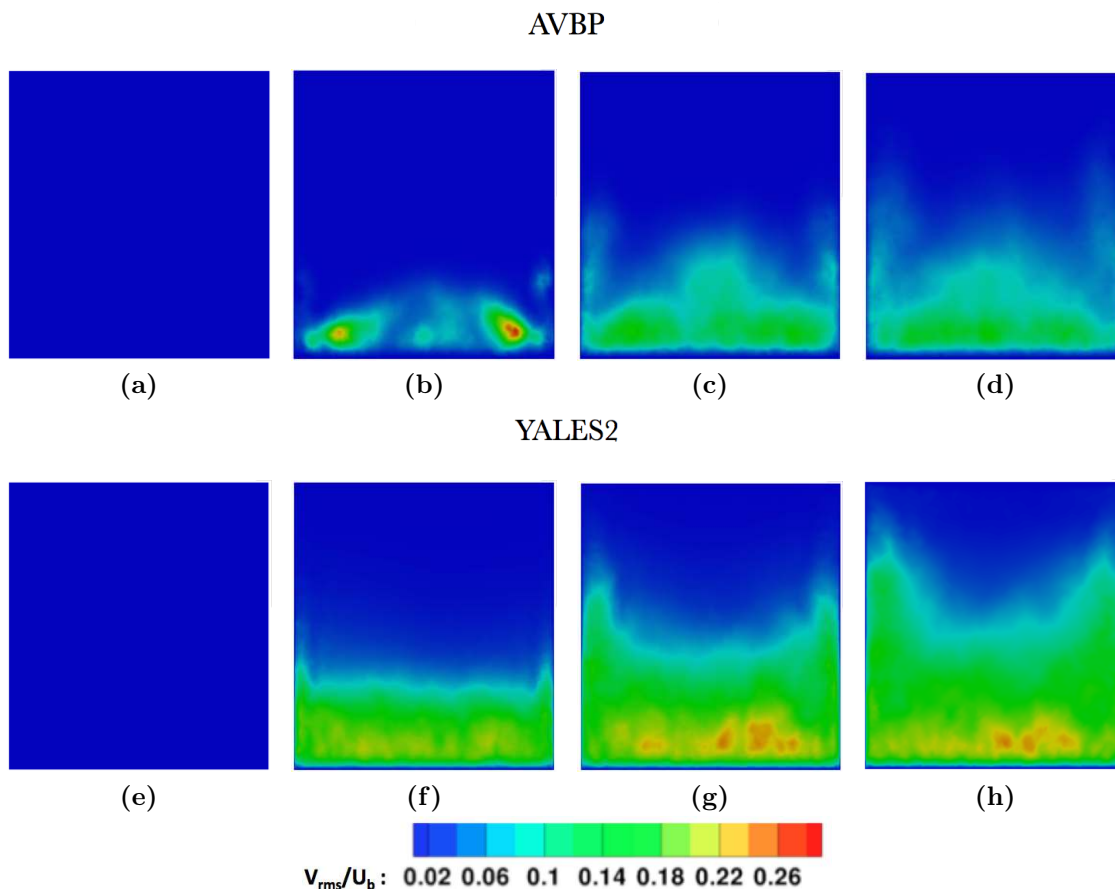


Figure 3.18 – Comparaison des champs de fluctuations de vitesse transverse issus des simulations AVBP et YALES2 sur des plans transverses à mi distance entre l'entrée du canal et le perturbateur 1 (a, e), les perturbateurs 2 et 3 (b, f), les perturbateurs 4 et 5 (c, g) et les perturbateurs 6 et 7 (d, h)..

Sur les résultats YALES2, Fig. 3.19b, ce motif de structure uniforme sur la largeur du canal et de structures latérales est visible dès le troisième perturbateur, indiquant encore une fois un développement plus rapide spatialement de l'écoulement dans ce cas.

L'écoulement proche de la paroi inter-perturbateur est présenté en Fig. 3.20 via des lignes de courant sur un plan parallèle très proche de la paroi. Une fois encore la prédiction de l'écoulement proche paroi où sont montés les perturbateurs est très semblable dans les deux cas. Après l'établissement de l'écoulement, un motif caractéristique se distingue. Il est visible après le troisième perturbateur sur les résultats AVBP alors qu'il est déjà présent après le deuxième sur les résultats YALES2. Il est composé de trois lignes perpendiculaires à l'écoulement principal sur toute la largeur du canal. Ces lignes correspondent à la trace des zones de recirculations mises en évidence précédemment. La première ligne (1), juste en aval du perturbateur, correspond au point de séparation d'une petite zone de recirculation en pied du perturbateur. La deuxième ligne (2) correspond au point de rattachement de la zone de recirculation principale alors que la troisième (3)

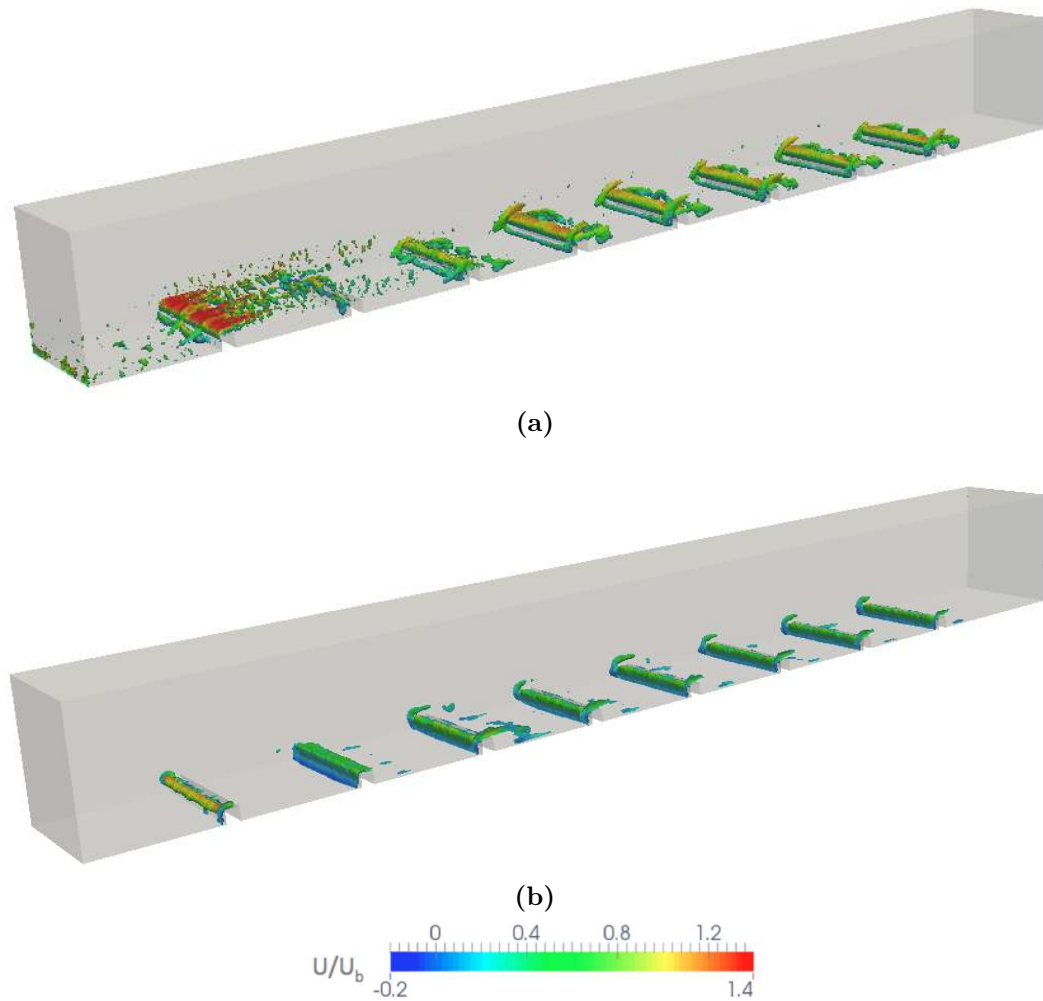


Figure 3.19 – Iso-contours de critère Q moyen montrant l'évolution des structures secondaires latérales générée par les perturbateurs le long du canal issus des simulations AVBP (a) et YALES2 (b).

correspond au point de séparation d'une petite zone de recirculation juste en amont du perturbateur suivant. Ce motif n'est pas visible entre les deux premiers perturbateurs puisqu'une seule zone de recirculation occupe l'ensemble de l'espace. Après le dernier perturbateur, seul le premier point de séparation (1) ainsi que le point de rattachement (2) de la zone de recirculation principale sont visibles et l'écoulement reste ensuite attaché jusqu'à la sortie. Il est également intéressant de noter que le premier perturbateur influe sur l'écoulement amont (a). Cette influence remonte jusqu'à $p/2$ dans la simulation AVBP alors qu'elle ne remonte qu'à $p/3$ avec YALES2, confirmant les observations sur la zone de recirculation en amont du premier perturbateur en Fig. 3.11.

En résumé, la principale différence entre les prédictions issues des simulations AVBP et YALES2 se situe dans la zone du premier perturbateur. Cette différence se traduit par des fluctuations de l'écoulement dès le premier perturbateur dans la prédiction YALES2

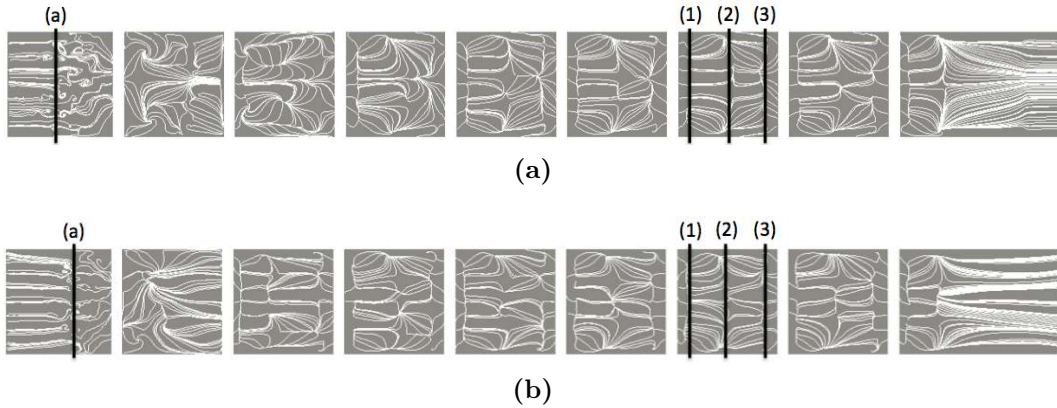


Figure 3.20 – Lignes de courant sur la paroi des perturbateurs issus des simulations réalisées avec AVBP (a) et YALES2 (b).

contre le deuxième perturbateur dans la prédiction AVBP. Ces fluctuations débutant plus en aval, l'épaisseur prédite de la couche de fortes fluctuations est plus importante avec YALES2 qu'avec AVBP à une position donnée puisque son développement spatial est similaire dans les deux cas. Cette couche de fluctuation plus épaisse induit une section de passage légèrement plus petite dans le cas de YALES2, ce qui résulte à un blocage légèrement plus important dans ce cas. Cette différence sur l'attaque du premier perturbateur explique les différences en termes de champs fluctuants et champs moyens entre AVBP et YALES2, même si ces différences deviennent minimales une fois l'écoulement développé plus en aval dans le canal.

Jusqu'à présent, la topologie de l'écoulement prédit par les deux codes de calcul a été adressée. D'après l'étude bibliographique, l'un des critères clés dans la conception de canaux de refroidissement est la perte de charge induite par les perturbateurs. La Figure 3.21a montre les évolutions de la variation de pression totale (P_{tot}) tout au long du canal. Chaque point correspond à la moyenne du différentiel de pression entre l'entrée du canal et la pression moyenne sur un plan transverse du canal. D'un point de vue général, il existe un bon accord entre AVBP et YALES2 avec une prédiction de la perte de pression de 3.9 Pa sur l'ensemble du canal et une évolution similaire en fonction de la distance à l'entrée. Rau & al. [146] montrent expérimentalement que le coefficient de frottement f , adimensionnée f/f_0 pour un canal perturbé avec un pas de 10 entre les perturbateurs est de 3.65 ± 0.15 . Cette grandeur est présentée en Fig. 3.21b après extraction des prédictions. Notez que dans cette expression, f_0 qui est le coefficient de frottement de référence pour un tube lisse turbulent et f sont respectivement définis par :

$$f = \frac{dP_{tot}}{dx} \frac{D_h}{2\rho U_b^2}, \quad f_0 = \frac{0.046}{Re^{0.2}}. \quad (3.3)$$

Les résultats des simulations numériques prédisent une valeur de f/f_0 de 3.5, ce qui correspond à la valeur basse de l'intervalle expérimental. Il y a donc là un bon accord entre les simulations et les résultats expérimentaux sur les pertes de charge.

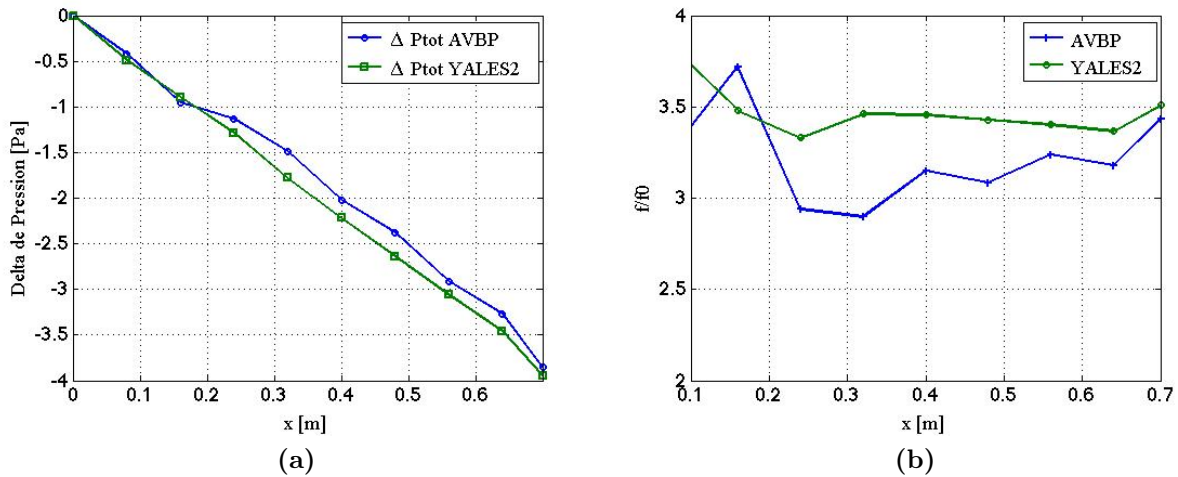


Figure 3.21 – Perte de pression statique et totale calculée avec AVBP et YALES2 (a) et Evolution du coefficient de frottement (b).

Pour mieux comprendre l'origine de ces pertes de charge, le bilan d'énergie cinétique mettant en évidence le terme d'irréversibilité dû au mouvement d'un fluide visqueux est tout particulièrement étudié par la suite. Ce terme est détaillé par plusieurs auteurs, Daviller *et al.* [33] le qualifiant sous l'acronyme *LIKE* (Cf. Annexe B). Ce terme s'exprime par,

$$LIKE = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (3.4)$$

avec,

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.5)$$

Retranscrit dans le contexte des équations de la SGE, les contraintes sont composées de deux termes : les forces visqueuses et celles de sous-maille issues de la modélisation de la turbulence. L'expression finale devient donc,

$$LIKE = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2. \quad (3.6)$$

Plus de détails sur la dérivation et l'obtention de ce terme $LIKE$ sont disponibles dans l'annexe B.

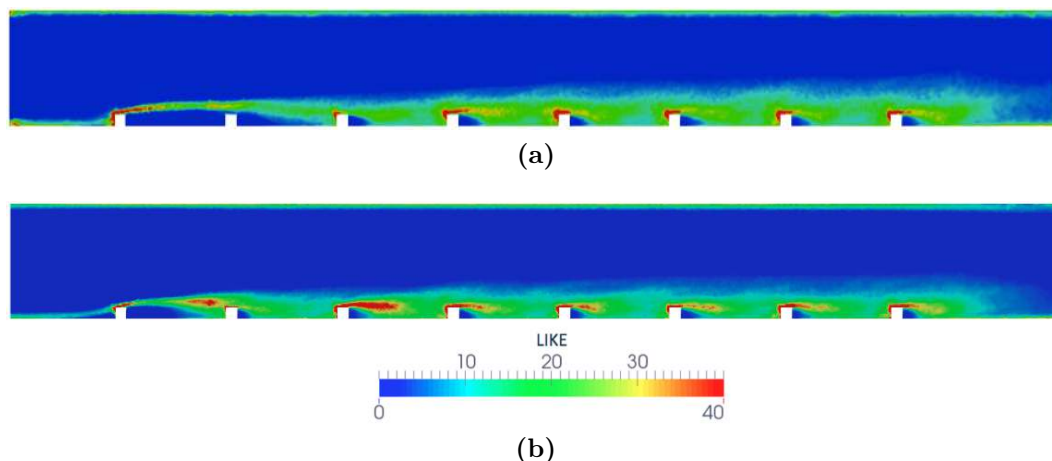


Figure 3.22 – Contour de la variable $LIKE$ sur le plan de symétrie du canal calculé par AVBP (a) et YALES2 (b).

La Figure 3.22 montre le contour de $LIKE$ moyenné en temps sur le plan de symétrie du canal. En accord avec les comparaisons précédentes, de légères différences d'intensité de $LIKE$ apparaissent sur les trois premiers perturbateurs entre AVBP et YALES2 mais ensuite les deux codes sont consistants. L'intérêt de ce critère est qu'il met en évidence des zones de génération de perte de charge dans tout l'écoulement. Il est par exemple visible qu'une part non négligeable des pertes est issue des écoulements proches parois, ce qui est attendu du fait des gradients de vitesse dans la couche limite. La majorité de la dissipation s'effectue toutefois dans la région proche des perturbateurs avec des pertes très importantes se situant sur la partie supérieure des perturbateurs. Il est à noter que les pertes par dissipation mécanique sont ici plus importantes dans le fluide qu'en proche paroi. Le blocage généré par les perturbateurs et la dynamique qui en découle est donc prépondérant. Il est à noter qu'une étude de l'impact du raffinement de maillage s'appuiera sur ce critère de dissipation comme initialement proposé par Daviller *et al.* [33] (Cf. Section 4.3.3).

3.3.1.b Aérodynamisme du canal statique

Le développement de l'écoulement dans un canal adiabatique statique ayant été traité et discuté, cette section est dédiée à l'étude des caractéristiques thermiques de ce même canal. Pour ce faire, une nouvelle condition limite est imposée sur la paroi comportant les perturbateurs. Pour les simulations AVBP, dans un premier temps afin de se comparer au résultats YALES2, une température cible de 368 K est imposée à la paroi de telle

sorte que celle-ci chauffe l'écoulement avec un différentiel de température de 75 K entre la paroi et l'air à l'entrée du canal. Dans le cas de YALES2, l'équation de chaleur étant dé-corrélée des équations de quantité de mouvement, la condition limite thermique est mimée via un scalaire passif ayant les memes propriétés de diffusion que la chaleur, valant 1 sur la paroi chauffée et 0 à l'entrée du canal.

Les contours de vitesse axiale moyenne sans dimension issus des simulations obtenues en utilisant AVBP sont présentés dans le cas adiabatique, Fig. 3.23a, et dans le cas avec paroi chauffée, Fig. 3.23b. Pour ce différentiel de température, très peu d'écart apparaît entre les résultats des deux simulations, validant dans ce cas l'hypothèse de scalaire passif utilisé dans la simulation YALES2 dont les résultats ne sont pas présentés puisque la température de la paroi n'a aucune influence sur l'écoulement. Malgré tout, dans les simulations AVBP, la zone de recirculation principale après le premier perturbateur est plus importante dans le cas chauffé que dans le cas adiabatique. L'écoulement ne s'engouffre plus du tout entre les deux premiers perturbateurs et le blocage généré par le deuxième perturbateur est légèrement différent dans cette zone en comparaison du cas adiabatique. Plus en aval, les différences entre les deux simulations s'estompent et la température de la paroi a très peu d'influence sur l'écoulement moyen dans le canal sur le plan de symétrie.

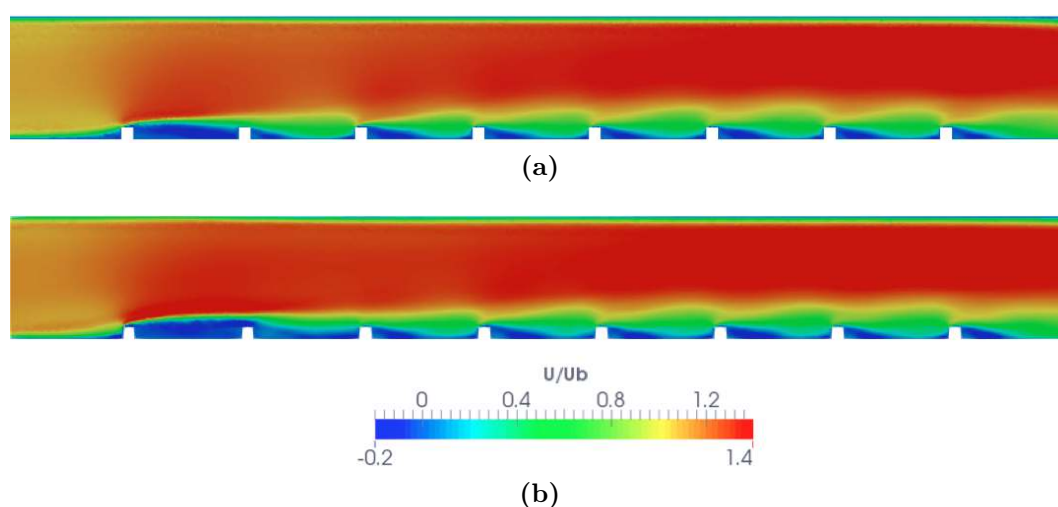


Figure 3.23 – Contours de vitesse a -dimensionné sur le plan de symétrie du canal issus des simulations AVBP adiabatique (a) et AVBP avec paroi chauffée (b).

L'évolution des structures secondaires le long du canal entre les simulations est détaillée en Fig. 3.24 par le biais de lignes de courant sur des plans normaux à l'écoulement principal avec en fond le contour de vitesse axiale moyenne. Ces plans se trouvent toujours à $p/2$ et se situent en amont du premier perturbateur, Fig. 3.24a et entre les perturbateurs six et sept, Fig. 3.24b. Il a déjà été vu précédemment que deux structures secondaires contra-rotative (encerclées en rouge) se développent le long du canal dans le cas des simulations adiabatiques. Ce comportement est retrouvé dans les calculs anisothermes, confirmant que dans ce cas du canal statique et la gamme de température étudiée, chauff-

fer l'écoulement via la paroi des perturbateurs a un effet négligeable sur le développement des structures secondaires.

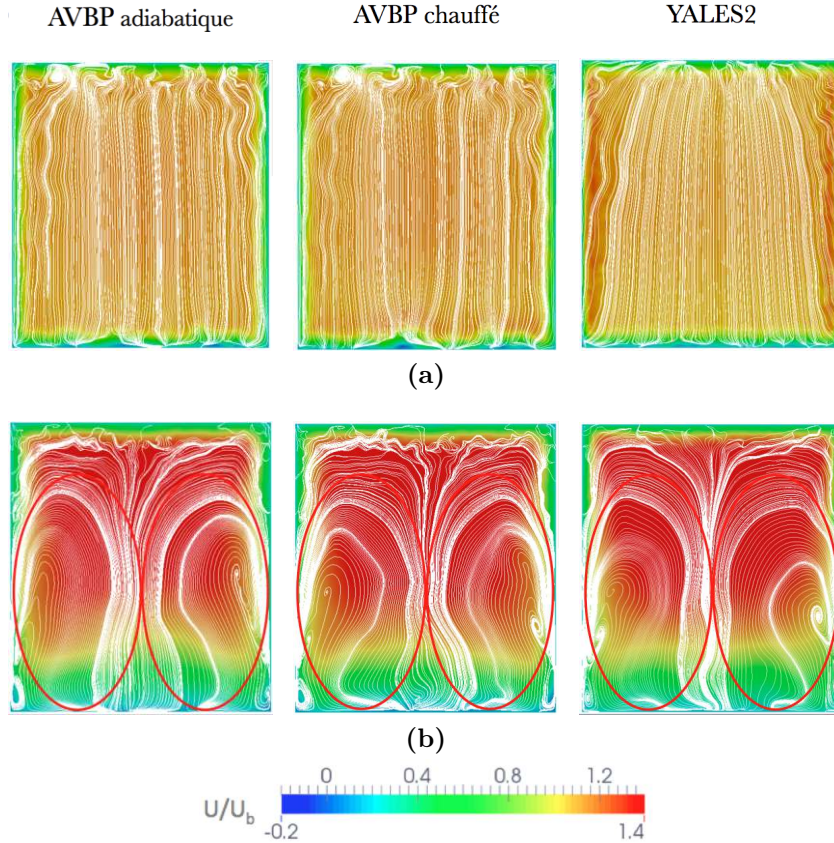


Figure 3.24 – Comparaison des structures secondaires issues des simulations AVBP adiabatique, AVBP chauffé et YALES2 à mi-distance entre l'entrée du canal et le perturbateur 1 (a) et les perturbateurs 6 et 7 (b).

En ce qui concerne la température de l'écoulement, la Fig. 3.25 montre une iso-surface de T_{adim} colorée par les fluctuations de température $T_{adim,rms}$. Ici la valeur de T_{adim} est fixée arbitrairement à 0.16 afin d'avoir une bonne visibilité de la surface dans tout le canal. L'adimensionnalisation de la température a été faite en suivant l'expression,

$$T_{adim} = \frac{T - T_{in}}{T_w - T_{in}}, \quad (3.7)$$

avec T_{in} la température moyenne de l'air à l'entrée du canal, ici $T_{in} = 293K$ et $T_w = 368K$ la température de la paroi où s'effectue le transfert thermique de telle sorte que $T_{adim} = 0$ en entrée et $T_{adim} = 1$ à la paroi. L'iso-surface de température est un bon indicateur de l'évolution spatiale du champ thermique dans le canal. Pour cette valeur, l'iso-surface est

relativement plate sur la largeur du canal au-dessus des trois premiers perturbateurs et s'incurve ensuite vers le haut remontant le long des parois latérales du fait de la présence des structures secondaires visibles en Fig. 3.24. Les résultats AVBP (a) et YALES2 (b) sont similaires même si l'influence des parois latérales semble moins importante dans la simulation incompressible que compressible. On peut enfin noter que la différence proche de la sortie du canal où l'iso-contour issu de YALES2 se raplatit et se rapproche de la paroi des perturbateurs est certainement causée par la condition limite de sortie du canal. A noter que les niveaux de fluctuations de température sur les iso-surfaces sont similaires pour les deux prédictions. En revanche, un niveau élevé de fluctuations apparaît bien plus en amont, dès le premier perturbateur, sur les résultats YALES2 alors que sur les résultats AVBP il faut attendre le troisième perturbateur. Cette observation est cohérente avec les contours de fluctuations du champ de vitesse qui apparaissent spatialement plus tard dans les simulations compressibles par rapport à celles incompressibles, Figs. 3.15 et 3.17, expliquant ce phénomène sur les fluctuations de température. Dans le centre du canal, les zones de fortes fluctuations ($T_{adim,rms} > 0.15$) correspondent à une bosse sur l'iso-contours de température. Ces zones sont caractérisées par un mélange plus important et donc à une évacuation plus importante du fluide chaud de la paroi des perturbateurs. Une élévation de l'iso-contour est également bien visible de chaque côté du canal au-dessus des perturbateurs. Ces élévations se situent dans la zone des vortex générés par les perturbateurs observés en Fig. 3.19. Ici il s'agit du même mécanisme, ces vortex mélangent l'écoulement, extrayant plus de chaleur de la paroi des perturbateurs, provoquant l'élévation de l'iso-contour de température dans le canal.

La Figure 3.26 montre la température moyenne adimensionnée issue des calculs AVBP et YALES2 sur deux plans différents. Sur le plan de symétrie (plan Sy), il apparaît qu'une couche d'air chaud ($T_{adim} > 0.5$) se crée tout au long du canal près des perturbateurs. Cette couche atteint approximativement une hauteur de $2h$ dans le canal avec la simulation AVBP alors qu'elle est plus fine dans la simulation YALES2. On peut voir également que le contour de température derrière les deux premiers perturbateurs ne ressemble pas au contour derrière les perturbateurs suivants. Derrière le premier perturbateur, la zone chaude prend bien plus de place qu'après les autres perturbateurs. Ces phénomènes sont dus aux différences dans la zone de recirculation du fluide. Par exemple, le fluide recircule plus derrière le premier perturbateur que derrière les suivants, Fig. 3.23b, il a donc plus le temps d'emmagasiner de la chaleur. Ensuite, à partir du troisième perturbateur, les recirculations sont similaires derrière chaque perturbateur, tout comme les zones d'air chaud.

Sur le plan S qui correspond à la paroi latérale, la distribution de la température est similaire à celle sur le plan de symétrie dans la zone proche des perturbateurs. Cependant il y a un épaissement plus rapide de la couche chaude sur les côtés que sur le plan de symétrie. Un mécanisme spécifique aux parois latérales est ici mis en évidence. Le fluide chaud est extrait de la paroi des perturbateurs le long des parois latérales par les structures secondaires composées de deux cellules contra-rotatives décrites précédemment. A noter que l'épaississement proche des parois latérales s'accroît à partir du quatrième

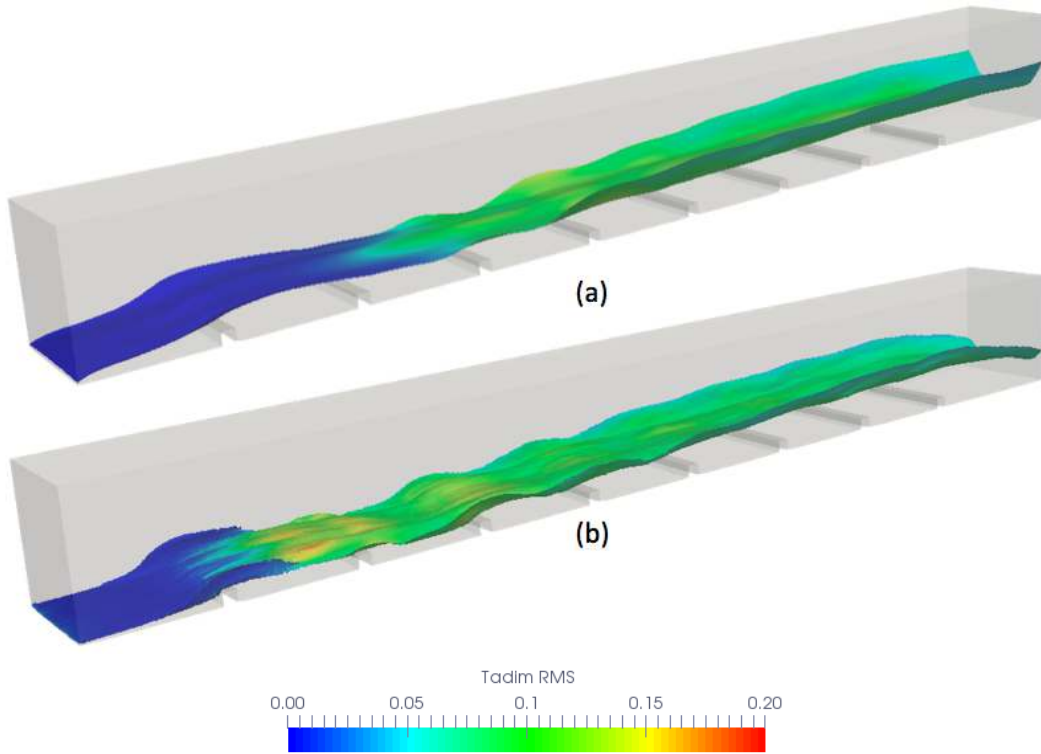


Figure 3.25 – Iso-surfaces de température adimensionnée colorée par les fluctuations de température adimensionnée issues des simulations réalisées avec AVBP (a) et YALES2 (b).

perturbateur, ce qui est corrélé avec la position où les structures secondaires visibles en Fig. 3.14 se sont pleinement développées.

La température sans dimension T_{adim} issue des simulations AVBP et YALES2 est maintenant présentée en Fig. 3.27 sur des plans transverses à l'écoulement principal, à mi-distance entre les perturbateurs. Il est visible là encore que la couche de fluide chaud s'épaissit au fur et à mesure de l'avancement dans le canal. En revanche cette couche semble plus froide avec YALES2 qu'avec AVBP. Il apparaît que le fluide chaud se mélange plus au fluide frais dans les prédictions de YALES2 par rapport aux prédictions de AVBP, ce qui est cohérent avec l'observation de fluctuations de vitesses transverse plus importantes avec YALES2 dans cette région, Fig. 3.17. A noter également qu'il est confirmé que l'influence des parois latérales sur cette couche de fluide chaud n'est visible qu'après le quatrième perturbateur, et donc après le développement complet des structures secondaires. Ce phénomène est plus marquée dans les simulations AVBP que YALES2.

La Figure 3.28 montre l'évolution de la température moyenne sur chaque plan transverse en fonction de la distance à l'entrée du canal. Une fois le troisième perturbateur passé ($x = 0.24$ m), l'élévation de température adimensionnée le long du canal est strictement identique entre les deux simulations, des différences apparaissant uniquement proche de l'entrée. L'explication vient encore une fois de la topologie des écoulements.

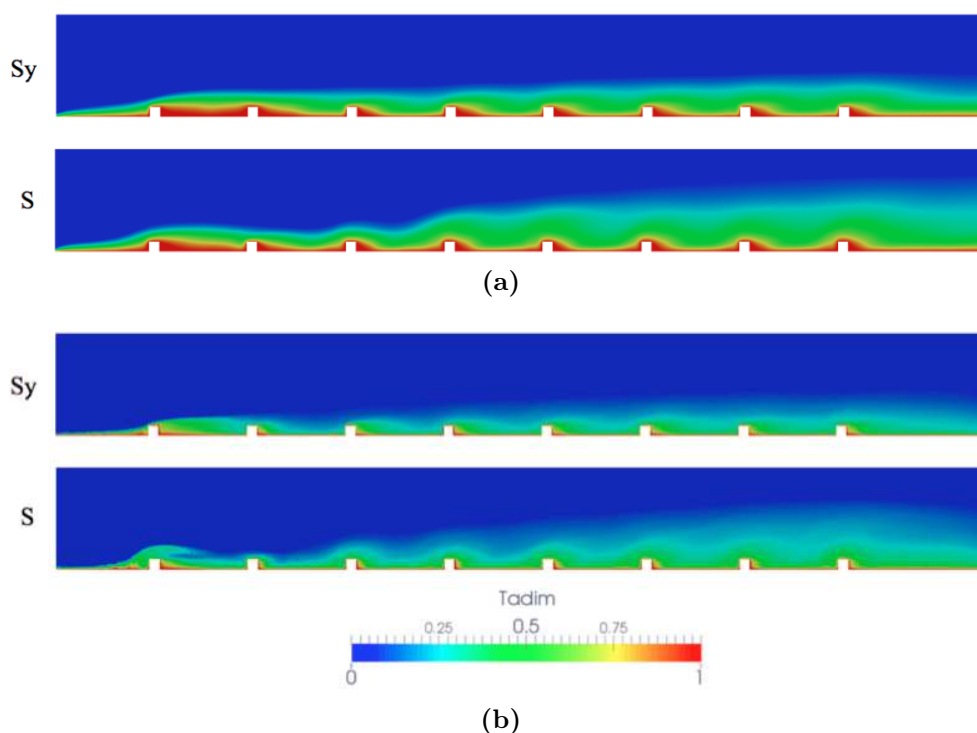


Figure 3.26 – Température moyenne sur le plan de symétrie (Sy) et le mur de coté (S) issu de AVBP (a) et YALES2 (b).

L'écoulement calculé par YALES2 passe plus rapidement au-dessus du premier perturbateur et recircule moins derrière celui-ci. Il a donc moins le temps de chauffer.

Les fluctuations moyennes de température $T_{adim,rms}$ issues des simulations AVBP et YALES2 sont présentées en Fig. 3.29 sur le plan de symétrie du canal. Dans les deux simulations, une couche de fluctuations importantes, $T_{adim,rms} > 0.1$, se développe le long du canal, similairement aux fluctuations de vitesse axiale de la Fig. 3.15. De même, comme pour les fluctuations de vitesse axiale, les fluctuations de température apparaissent à partir du premier perturbateur dans la prédiction YALES2 alors qu'il faut attendre le deuxième dans la prédiction AVBP. AVBP prédit également que les perturbateurs génèrent un motif de très forte fluctuation de température dans la zone de blocage et de contournement du perturbateur à partir du cinquième perturbateur. Ce motif est également présent dans la simulation YALES2, même s'il est moins étendu spatialement et qu'il est visible dès le deuxième perturbateur. A noter que YALES2 prédit également une forte fluctuation de température proche paroi en amont des perturbateurs, ce qui n'est pas prédit par AVBP.

Ces fluctuations de température sont maintenant présentées en Fig. 3.30 sur des plans transverses à l'écoulement principal, à mi-distance entre les perturbateurs. La topologie et les niveaux de fluctuation de température sont très similaires entre les deux simu-

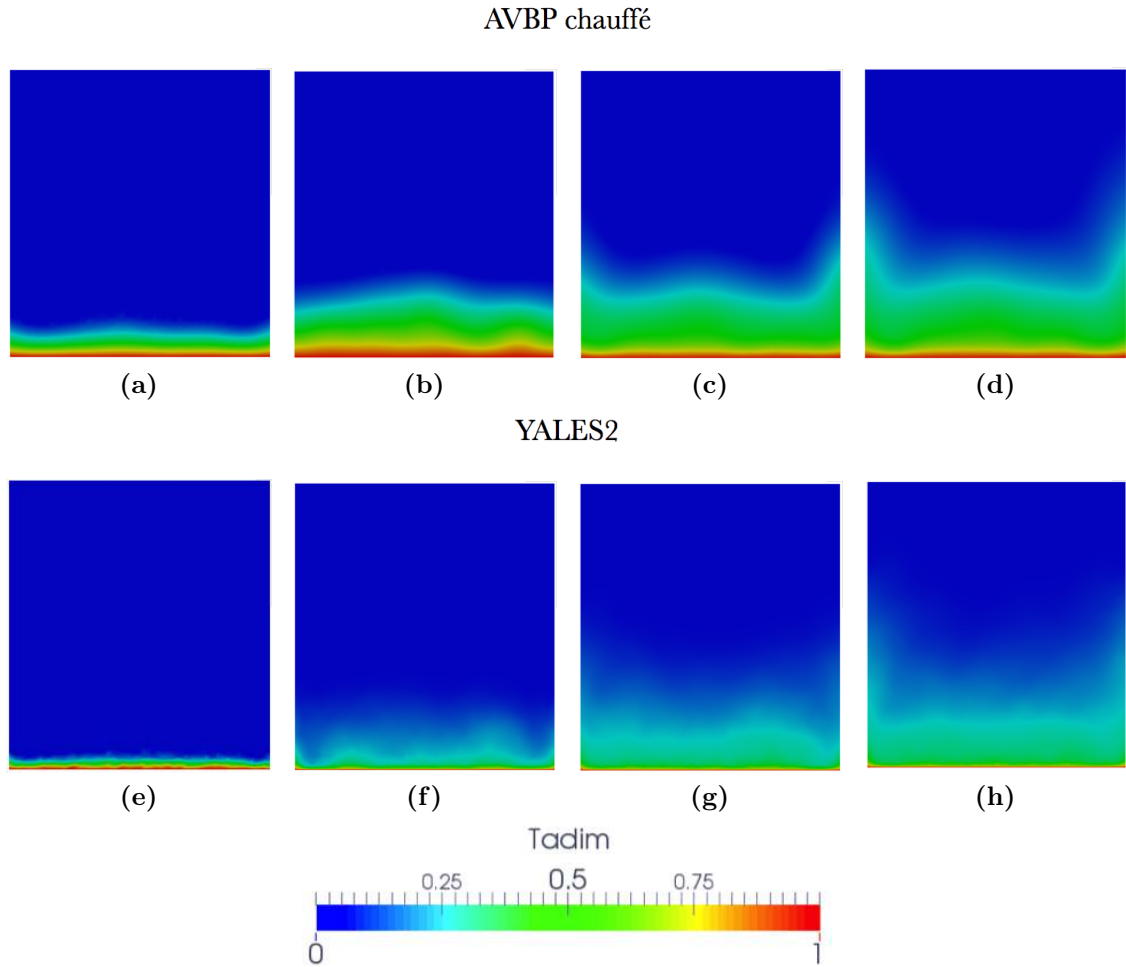


Figure 3.27 – Comparaison des champs de température sans dimension issus des simulations AVBP chauffé et YALES2 sur des plans transverses à mi distance entre l'entrée du canal et le perturbateur 1 (a, e), les perturbateurs 2 et 3 (b, f), les perturbateurs 4 et 5 (c, g) et les perturbateurs 6 et 7 (d, h).

lations. En amont du premier perturbateur (a et e), le champ de température ne subit aucune fluctuation. Plus en aval, une couche de fluctuations importantes, $T_{adim,rms} > 0.1$, se développe et s'épaissit le long du canal. L'épaisseur de cette couche est sensiblement la même dans les deux simulations. Les parois latérales ne semblent pas affecter le champ de fluctuation de température, sauf entre les perturbateurs deux et trois dans la simulation AVBP où la couche de forte fluctuations est moins épaisse proche des parois latérales qu'au centre du canal. Dans cette zone, les structures secondaires ne sont pas encore pleinement développées et l'espace inter-perturbateur est marqué par la présence de petites structures, principalement dans la simulation AVBP, Fig. 3.14b, pouvant expliquer cette topologie singulière entre les perturbateurs deux et trois. A noter qu'une fine couche de très forte fluctuation de température, $T_{adim,rms} > 0.15$, est visible très proche de la paroi des perturbateurs sur toute la largeur du canal et uniquement sur les résultats issus

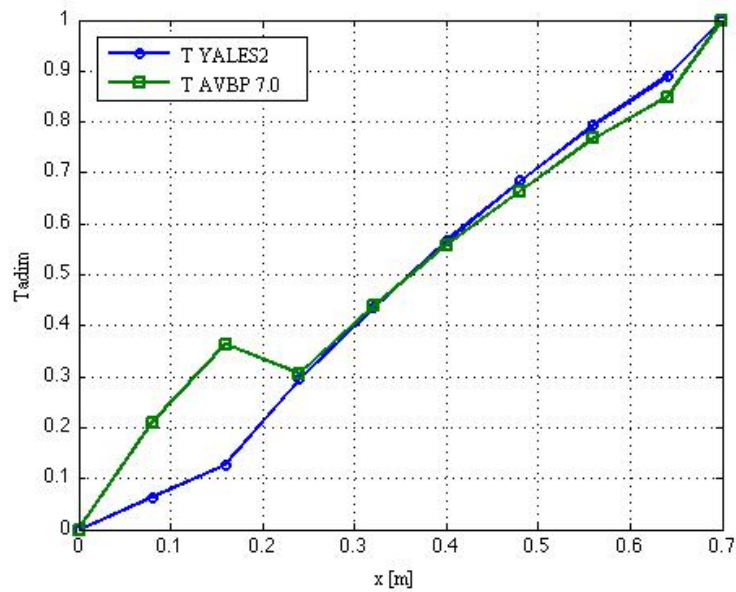


Figure 3.28 – Évolution de la température moyenne a -dimensionnalisée le long du canal.

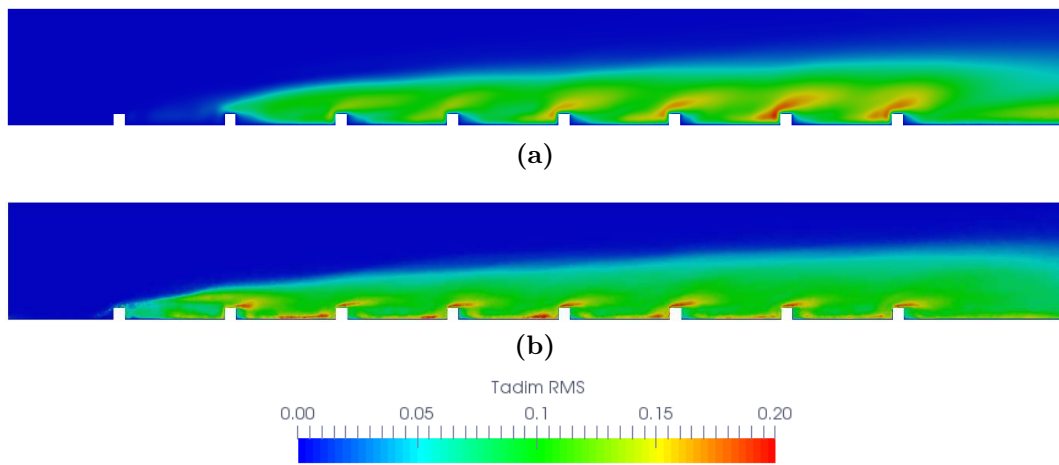


Figure 3.29 – Contours de fluctuation de température adimensionnée issues des simulations AVBP (a) et YALES2 (b) sur le plan de symétrie du canal.

des simulations YALES2 comme déjà observé en Fig. 3.29 sur le plan de symétrie du canal.

De manière similaire à ce qui a été vu précédemment avec la dissipation mécanique, il est possible de définir un terme de dissipation thermique. Pour ce faire, il faut repartir de la notion d'entropie qui représente les processus irréversibles dus à la diffusivité,

$$\rho \frac{ds}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{q_i}{T} \right) + \frac{P^*}{T}. \quad (3.8)$$

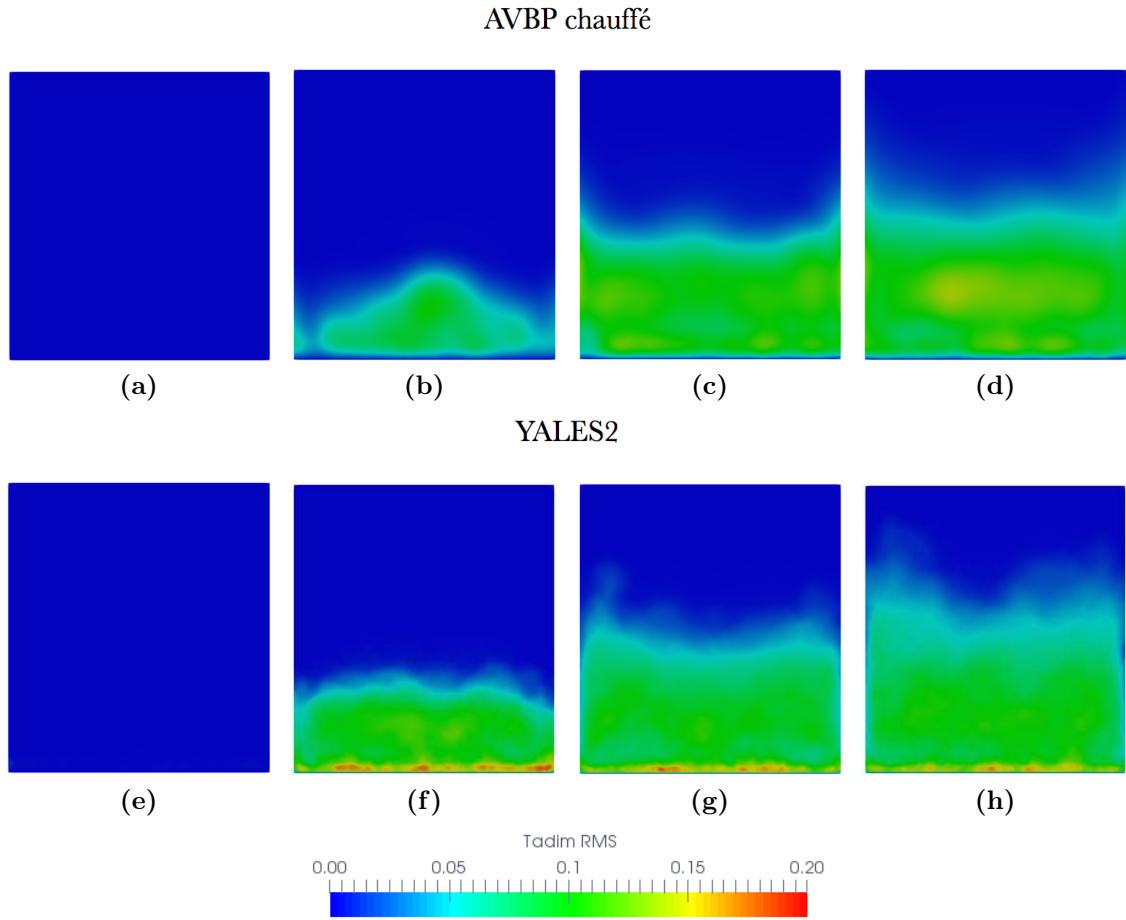


Figure 3.30 – Comparaison des champs de fluctuation de température adimensionnée issus des simulations AVBP chauffé et YALES2 sur des plans transverses à mi distance entre l'entrée du canal et le perturbateur 1 (a, e), les perturbateurs 2 et 3 (b, f), les perturbateurs 4 et 5 (c, g) et les perturbateurs 6 et 7 (d, h).

En combinant l'équation d'énergie interne et la relation de Gibbs il est possible d'obtenir une nouvelle équation de transport de l'entropie mettant en évidence les sources d'irréversibilités :

$$P^* = \underbrace{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_1 - \underbrace{\frac{q_i}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i}}_2, \quad (3.9)$$

avec :

1. La dissipation mécanique LIKE.
2. La dissipation thermique Φ_T .

En introduisant la loi de Fourier pour modéliser q_i , la dissipation thermique s'exprime sous la forme,

$$\Phi_T = \frac{q_i}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\lambda}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right)^2. \quad (3.10)$$

La moyenne temporelle de ce terme calculé par AVBP est représentée sur le plan de symétrie du canal en Fig. 3.31. Ici la dissipation thermique est très concentrée proche de la paroi chauffée, là où les gradients de température sont les plus élevés. La dissipation est très faible entre les deux premiers perturbateurs, là où la recirculation de l'écoulement est la plus importante et donc la température du fluide la plus chaude. Après le troisième perturbateur, le contour de Φ_T reste très similaire d'un perturbateur à l'autre. Plus généralement, la dissipation est très importante en amont et sur le perturbateur, là où l'écoulement contourne l'obstacle. En revanche directement en aval du perturbateur la dissipation est quasi-nulle et un pic apparaît à mi-distance dans l'intervalle. Le mélange gaz chaud, gaz frais et l'extraction de chaleur à la paroi semble donc maximale au centre de l'intervalle entre deux perturbateurs, proche du point de rattachement de la zone de recirculation principale, ce qui est en accord avec la littérature, [171]. Ce phénomène est aussi présent sur le contournement amont du perturbateur.

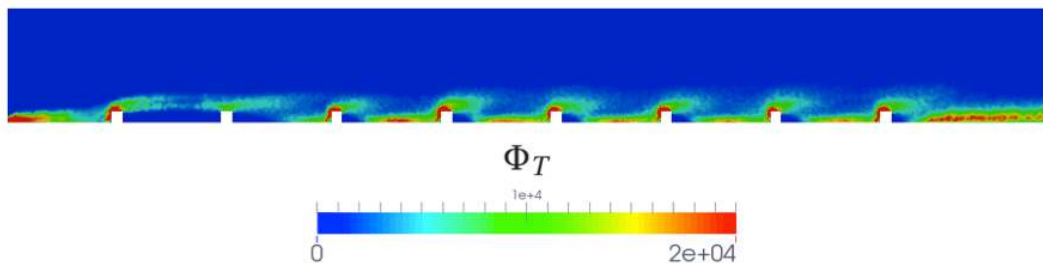


Figure 3.31 – Contour du terme de dissipation thermique moyen sur le plan de symétrie du canal.

D'un point de vue général, les différences sur les champs moyens entre les prédictions réalisées par AVBP et YALES2 restent faibles, même si l'établissement de l'écoulement au-dessus des premiers perturbateurs est quelque peu différent. L'écoulement se développe et converge vers un état quasi-périodique plus rapidement avec YALES2 qu'avec AVBP. Ces différences semblent provenir de l'attaque du premier perturbateur puisque l'écoulement se comporte différemment à cet endroit suivant le formalisme utilisé. En revanche les résultats des deux codes convergent bien vers un état similaire plus en aval dans le canal, lorsque l'écoulement est développé. L'objet de la section suivante est donc l'étude détaillée de cet écoulement développé entre les perturbateurs six et sept, où des mesures

expérimentales sont disponibles.

3.3.2 Écoulement entre les perturbateurs six et sept

Les deux sections précédentes ont permis d'analyser le développement de l'écoulement tout au long du canal, tant sur le point aérodynamique que thermique. Il a été montré que dans ce cas du canal statique, l'écoulement s'établit sur les trois premiers perturbateurs. Il en résulte que l'écoulement devient ensuite quasi similaire entre les perturbateurs suivants, sans être pour autant complètement périodique. De plus la thermique, dans la gamme de température investiguée, n'a que très peu d'effet sur la dynamique. L'objet de cette section est de valider les prédictions sur la base de mesures expérimentales. Pour ce faire, on suit les contraintes expérimentales qui se concentrent sur la zone entre les perturbateurs six et sept, sur le plan de symétrie et la partie basse du canal [27]. A ce titre, une fois validé sur cette fenêtre, le calcul permet de venir compléter le diagnostic expérimental et fournir plus d'informations sur ces écoulements.

3.3.2.a Dynamique de l'écoulement

Cette section est dédiée à la validation de l'écoulement adiabatique. Pour cela, les mesures expérimentales sont issues de Coletti *et al.* [27], également adiabatiques.

La Figure 3.32 présente le contour de vitesse axiale superposé à des lignes de courant avec les sous-figures (a), (b) et (c) présentant respectivement les résultats des mesures PIV, les résultats obtenus avec le calcul AVBP et ceux obtenus avec YALES2. On distingue très nettement quatre zones de re-circulation. La première (1) se trouve juste en aval du perturbateur, à son pied, et tourne dans le sens anti-horaire. La zone de recirculation principale (2) qui se trouve en aval du perturbateur tourne dans le sens horaire. La troisième zone (3) se situe juste en amont du perturbateur suivant et tourne dans le sens horaire. Enfin la dernière (4) se trouve au sommet du perturbateur. Cette zone est générée par le décrochement de l'écoulement au passage du perturbateur et tourne dans le sens horaire. Les deux simulations numériques sont cohérentes avec les mesures PIV sur la prédiction de ces zones de recirculations et aussi sur les niveaux de vitesse axiale. En termes de taille caractéristique, la longueur de la première zone de recirculation (1) ainsi que celle en amont du perturbateur sept (3) sont inférieures à h tout comme dans l'expérience. La zone de recirculation principale (2) a un point de rattachement approximativement à mi-distance entre les perturbateurs et la quatrième zone (4) atteint approximativement une épaisseur de $h/4$. Ces observations sont également cohérentes avec l'état de l'art discuté au début de ce chapitre.

La Figure 3.33 présente l'évolution du profil de vitesse axiale à divers positions axiales entre le sixième et le septième perturbateur. Quantitativement les deux codes de calcul prédisent correctement la topologie de l'écoulement comme observé qualitative-

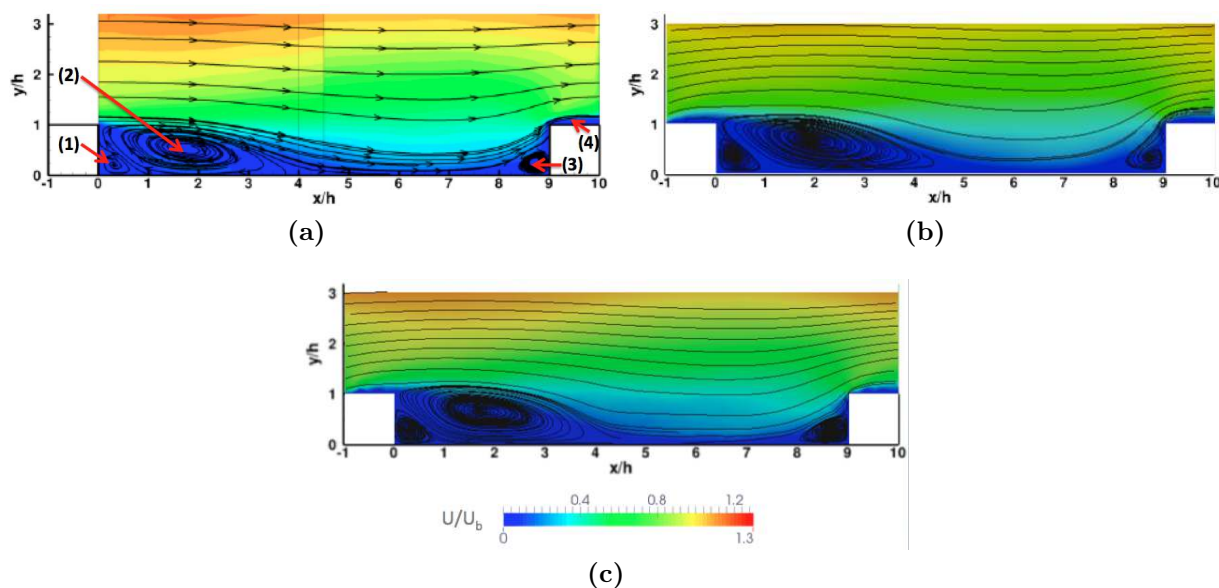


Figure 3.32 – Contour de vitesse 2D sur le plan de symétrie du canal entre le sixième et le septième perturbateur pour les résultats PIV (a), AVBP (b) et YALES2 (c).

ment en Fig. 3.32. Ils sont tout à fait consistants entre eux et en très bon accord avec les mesures expérimentales. La taille de la zone de recirculation principale est très légèrement sur-estimée en comparaison des profils expérimentaux : i.e. quelques faibles écarts à la mesure apparaissent dans la fenêtre proche paroi. Un léger déficit de vitesse dans la zone de cisaillement engendré directement après le perturbateur est aussi présent : i.e. entre $y/h = 1$ et $y/h = 1.5$ sur l'intervalle $x/h = 0$ à $x/h = 3$.

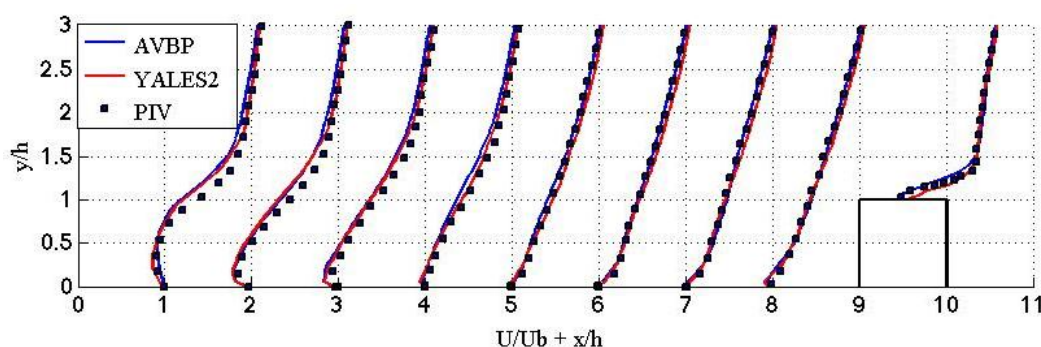


Figure 3.33 – Profils de vitesse axiale sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept réalisés avec AVBP (rouge), YALES2 (bleu) et PIV (Points noirs).

La Figure 3.34 montre le champ de fluctuations de vitesse U_{rms} normalisé par la vitesse débitante U_b . Les simulations numériques prédisent de fortes fluctuations au-dessus des perturbateurs et dans la couche de cisaillement. Ces fluctuations sont également visibles

sur les mesures PIV à un niveau d'intensité similaire. YALES2 semble tout de même légèrement sur-estimer les fluctuations de vitesse axiale. Cette couche de fortes fluctuations dans la zone de cisaillement est moins étirée vers le septième perturbateur dans les résultats numériques par rapport aux résultats expérimentaux. Le peu d'activité en aval du perturbateur est bien prédit par les deux simulations.

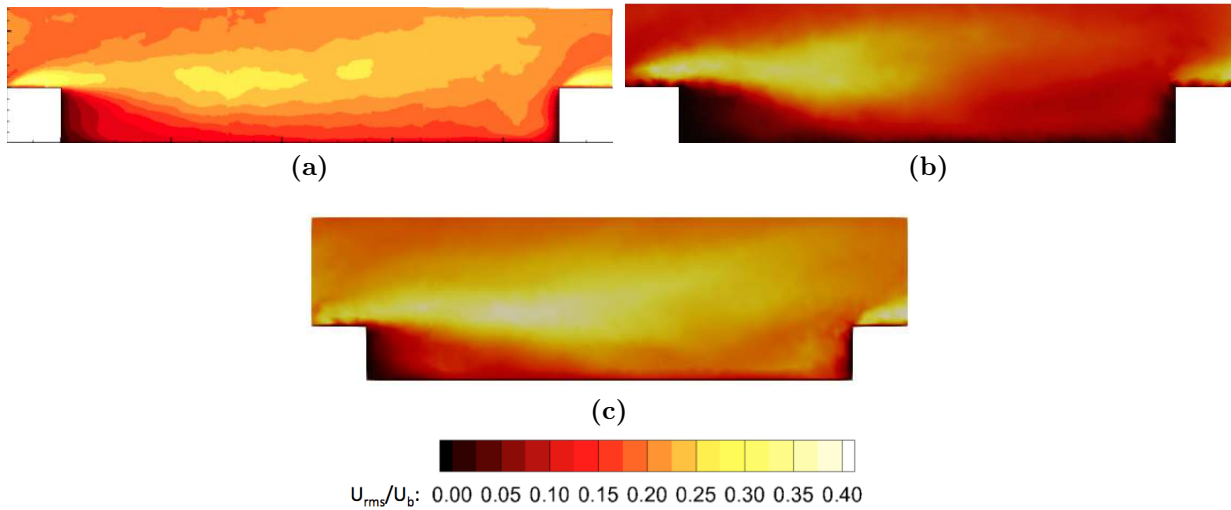


Figure 3.34 – Contours de vitesse RMS sans dimension suivant l'axe de l'écoulement sur le plan de symétrie du canal entre le sixième et le septième perturbateur pour les résultats PIV (a), AVBP (b) et YALES2 (c).

La comparaison plus quantitative de ces champs de fluctuations de vitesse axiale est rendue possible par les profils de U_{rms}/U_b présentés en Fig. 3.35. Il est confirmé que la topologie et les niveaux de fluctuations de vitesse axiale sont correctement prédits par la simulation AVBP alors que YALES2 a tendance à sur-estimer les fluctuations. Cette sur-estimation est particulièrement visible dans la zone de cisaillement où se trouve un pic de fluctuations. L'évolution du profil prédit par YALES2 dans cette zone n'est pas en accord avec les mesures expérimentales.

La Figure 3.36 montre le champ de fluctuations de vitesse transverse V_{rms} normalisé par la vitesse débitante U_b . Comme pour les fluctuations de vitesse axiale, les fluctuations de vitesse transverse sont légèrement plus importantes dans la simulation YALES2 que pour celle d'AVBP. Cependant ici AVBP sous-estime légèrement les fluctuations de vitesse transverse par rapport aux mesures expérimentales. L'activité en amont du perturbateur sur le coin supérieur est bien prédite par les simulations. Les deux codes prédisent une zone de fortes fluctuations à hauteur de perturbateur à mi-distance entre les perturbateurs. Cette zone est également visible sur les mesures expérimentales mais légèrement plus en amont, plus proche du sixième perturbateur. L'inactivité en aval du perturbateur et en paroi est bien reproduite par les deux simulations. A noter que les écarts entre les mesures et les prévisions numériques ne dépassent pas 10% dans les zones de fortes

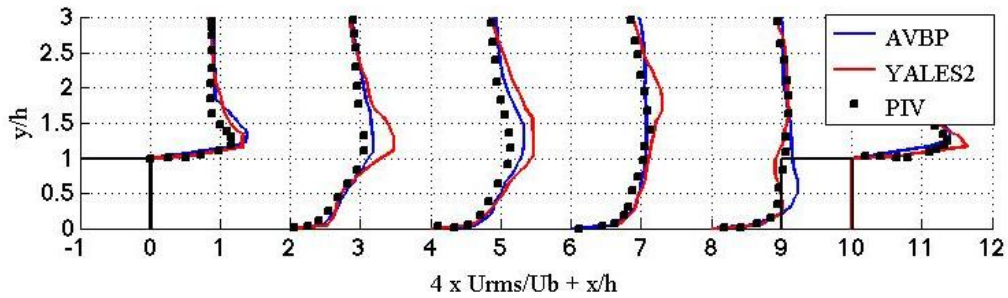


Figure 3.35 – Profils de fluctuation de vitesse axiale entre les perturbateurs six et sept sur le plan de symétrie du canal issus des simulations AVBP et YALES2 et de l'étude expérimentale.

fluctuations. Cet écart est à mettre en balance avec l'incertitude de la mesure évaluée à 5% ainsi que seule la partie résolue du champ de fluctuation est prise en compte en SGE. Aux vues de ces incertitudes et des faibles écarts entre les simulations et les résultats expérimentaux, la dynamique de l'écoulement prédite par les simulations numériques semble bien validée.

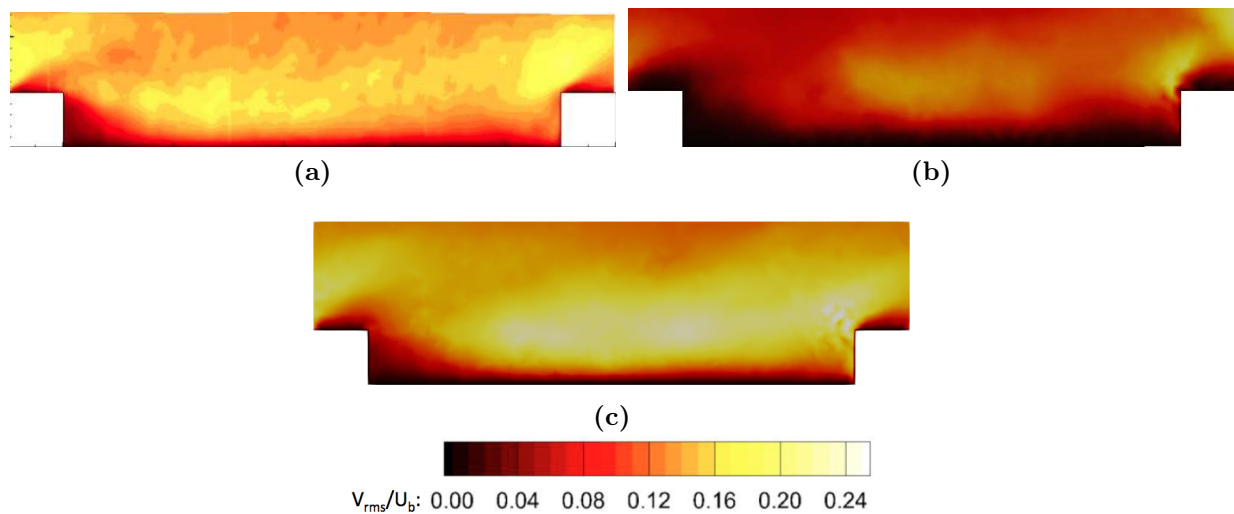


Figure 3.36 – Contours de vitesse RMS sans dimension suivant l'axe transverse à l'écoulement sur le plan de symétrie du canal entre le sixième et le septième perturbateur pour les résultats PIV (a), AVBP (b) et YALES2 (c).

Les mesures expérimentales ne donnent accès qu'à des données sur le plan de symétrie du canal. La simulation numérique permet quant à elle d'étudier l'ensemble du domaine. Une vue de l'écoulement en trois dimensions est proposée en complément des mesures dans cette section. Pour ce faire, un iso-contour de critère Q calculé sur la base d'un champ moyenné temporellement est montré en Fig. 3.37. Sur les résultats de la simulation AVBP (a), un vortex de coin (1) est visible en amont du perturbateur et s'étend sur

toute la largeur du canal avec une forme uniforme et parallèle aux perturbateurs. Une zone de cisaillement sur la partie supérieure du perturbateur (2) est mise en évidence et est également uniforme sur la largeur du canal. La Figure 3.37a montre également l'origine des écoulements secondaires générés par les perturbateurs proche des parois latérales (3). A cet endroit, la couche limite dans la région $y/h \approx 1$ est contrainte par le perturbateur, ce qui génère un mouvement tournant autour de l'axe y , normal à la paroi des perturbateurs, dans le coin entre les perturbateurs et la paroi latérale. Ensuite, le vortex est convecté vers le dessus du perturbateur, atteignant une hauteur maximale de pénétration d'approximativement $2h$. La structure perd ensuite sa cohérence plus en aval du perturbateur. A noter qu'une autre structure (4) apparaît et est vraisemblablement générée par la structure (3). Il s'agirait d'une paire de cellules contra-rotatives. Sur les résultats de la simulation YALES2, Fig. 3.37b, pour cette valeur de l'iso surface, les structures (1) et (2) se touchent et la zone de cisaillement (2) descend plus en amont sur le perturbateur, ne couvrant donc plus l'ensemble du sommet du perturbateur comme sur les résultats AVBP. Les cellules latérales (3) sont très similaires entre les deux simulations mais les structures (4) ne sont pas visibles sur les résultats YALES2 pour cette valeur de l'iso-surface.

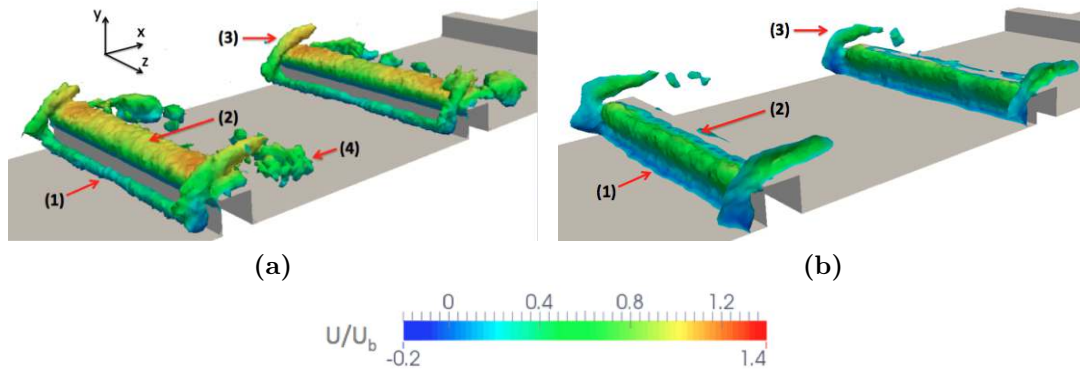


Figure 3.37 – Iso-contours de critère Q sur un champ moyen coloré par la vitesse axiale montrant les structures secondaires latérales générées par les perturbateurs issus des simulations AVBP (a) et YALES2 (b).

La Figure 3.38 montre les lignes de courant sur des plans transverses sur le perturbateur six (a et b), et à mi-distance entre les perturbateurs six et sept (c et d), issues des simulations AVBP et YALES2. Tout d'abord, il est à noter que les différences entre les deux simulations sont minimales. Les structures secondaires sont très similaires à celles observées expérimentalement par Hirota *et al.* [74] et visibles en Fig 3.6 dans la section 3.1.2. Ces structures sont générées par un mouvement circulaire de l'écoulement et deux cellules contra-rotatives (encerclées en rouge) se forment. Sur le plan au-dessus du perturbateur (a et b), les vortex latéraux induits par les perturbateurs observés en Fig. 3.19 sont visibles dans les deux coins inférieurs (encerclés en bleu).

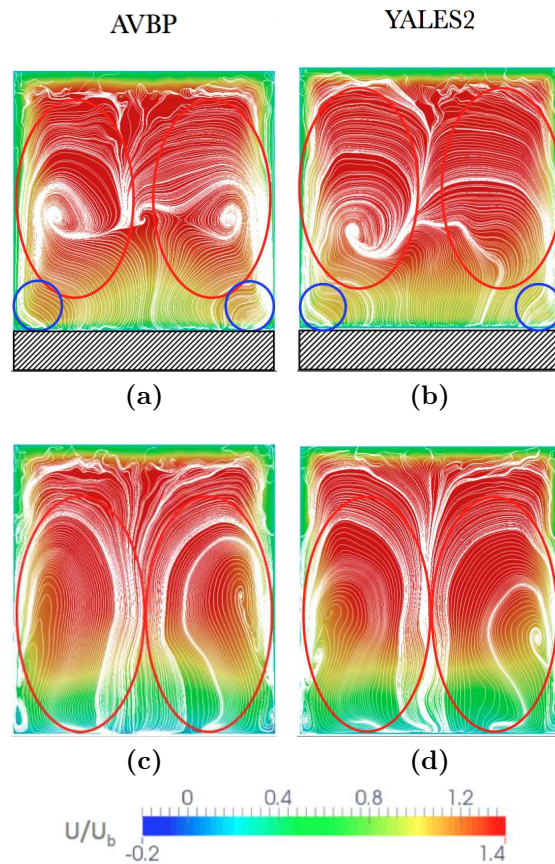


Figure 3.38 – Comparaison des structures secondaires issues des simulations AVBP adiabatique et YALES2 au-dessus du perturbateur 6 (a et b) et à mi-distance entre les perturbateurs 6 et 7 (c et d).

La Figure 3.39 montre les fluctuations de vitesse axiale normalisée U_{rms}/U_b issues des simulations AVBP et YALES2 sur des plans transverses à l'écoulement principal. Ces plans se situent à $h/2$ en amont (a et d) et en aval (c et f) du perturbateur six ainsi que sur ce perturbateur six (b et e). L'objectif ici est de mieux comprendre l'écoulement très proche des perturbateurs et la création des structures secondaires générées par les perturbateurs vues sur la Fig. 3.37. Les résultats des deux simulations dans cette région sont similaires, tant sur la topologie que sur l'intensité des fluctuations de vitesse axiale. En amont du perturbateur, aucune zone de très fortes fluctuations n'est observée. Le perturbateur ne semble donc pas avoir d'effet sur le champ de fluctuation de vitesse à $h/2$ en amont du perturbateur. En revanche, l'effet des parois latérales est bien visible sur l'ensemble des plans, avec une élévation dans le canal de la couche de fortes fluctuations de vitesse le long des parois latérales. Au-dessus du perturbateur (b et e), une zone de très fortes fluctuations apparaît en proche paroi, pratiquement sur toute la largeur du canal. Cette zone correspond à l'emplacement de la couche de cisaillement instable qui bat (2), visible en Fig. 3.37. Il est probable que cette structure contribue à la fluctuation de vitesse importante dans cette région. A l'inverse, aucune activité majeure n'est visible

proche des parois latérales, à l'emplacement des cellules (3). Ces structures n'engendrent donc que très peu d'agitation de l'écoulement. Plus loin, à $h/2$ en aval du perturbateur, la zone de très forte fluctuation s'est développée, résultant d'une couche de cisaillement instationnaire. A noter que les fluctuations de vitesse axiale sont très faibles dans la zone de recirculation post-perturbateur.

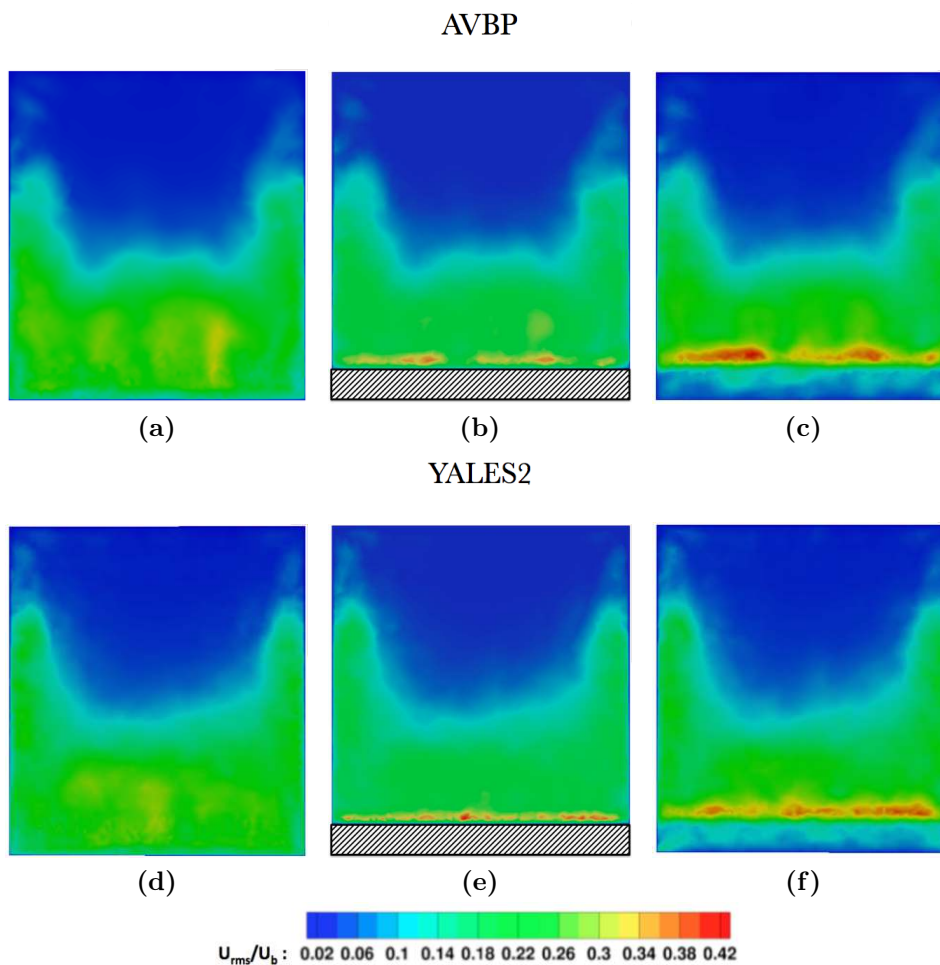


Figure 3.39 – Comparaison des champs de fluctuation de vitesse axiale normalisée par la vitesse débitante U_b issus des simulations AVBP et YALES2 sur des plans transverses à $h/2$ en amont du perturbateur six (a, d), sur le perturbateur six (b, e) et à $h/2$ en aval du perturbateur six (c, f).

En ce qui concerne l'écoulement proche paroi, la Fig. 3.40 compare les lignes de courant sur un plan parallèle à la paroi des perturbateur, à une distance $h/10$, entre les perturbateurs six et sept issues des simulations AVBP, Fig. 3.40a, et YALES2, Fig. 3.40b. Les trois lignes verticales sont les traces des points de séparations et rattachements des zones de recirculations et sont clairement visibles sur les deux simulations. Elles sont en outre positionnées au même endroit dans l'espace inter-perturbateur. Il est intéressant de noter que les deux premières lignes ne sont pas tout à fait verticales mais en léger arc

de cercle. Il semble donc que les parois latérales influent sur le développement transverse de ces zones de recirculations. La troisième ligne semble malgré tout moins affectée. L'origine des structures secondaires (3) sur la Fig. 3.37 est également visible en Fig. 3.40 directement en proche paroi (encerclé en noir), tout particulièrement sur les prédictions de YALES2.

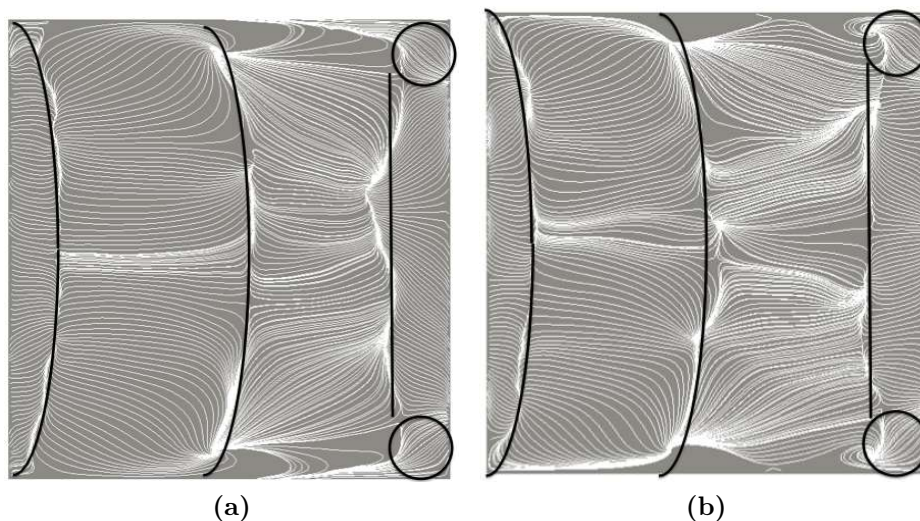


Figure 3.40 – Lignes de courant sur la paroi entre les perturbateurs six et sept issus des simulations réalisées avec AVBP (a) et YALES2 (b).

3.3.2.b Canal avec paroi chauffée : Aérothermie

Les simulations numériques ayant été validées sur le plan aérodynamique, cette section compare les simulations avec paroi chauffée aux résultats expérimentaux de Mayo *et al.* [115]. Dans ce cas, afin d'être au plus proche des conditions expérimentales, la condition limite imposée dans AVBP à la paroi des perturbateurs est un flux de chaleur cible, et non plus une température cible. Pour caractériser les transferts thermiques à la paroi, le facteur d'efficacité EF (Enhancement Factor en Anglais) est utilisé :

$$EF = \frac{Nu}{Nu_0}, \quad (3.11)$$

avec Nu le nombre de Nusselt prédit par la simulation et Nu_0 le nombre de Nusselt d'un écoulement turbulent pleinement développé dans un canal lisse au même nombre de Reynolds que celui du canal étudié. Ici la corrélation de Dittus-Boelter correspondant aux transferts thermiques sur une plaque plane est utilisée pour calculer Nu_0 ,

$$Nu_0 = 0.023 \times Re^{0.8} \times Pr^{0.4}. \quad (3.12)$$

Il faut noter que des difficultés peuvent apparaître pour comparer la grandeur sans dimension EF entre différentes études. A priori, ces difficultés trouvent leurs origines dans l'évaluation du nombre de Nusselt. Effectivement, $Nu = h \frac{Dh}{\lambda}$ avec h le coefficient de transfert thermique, Dh le diamètre hydraulique du canal et λ la conductivité thermique du fluide. h s'écrit $h = \frac{q_w}{T_w - T_{ref}}$ avec q_w et T_w respectivement le flux de chaleur et la température à la paroi. Les différences majeures de méthodologie apparaissent dans le choix de la température de référence T_{ref} qui peut être : La température à l'entrée du canal ou la température sur l'axe central du canal par exemple. Il y a donc plusieurs façons de calculer EF , ce qui rend l'exercice de comparaison compliqué, sauf si la même définition est prise pour tous les écoulement comparés. De plus choisir une température de référence arbitraire rend le coefficient de transfert thermique h dépendant du point d'opération. Or il est très rare d'avoir accès à la température de paroi, le flux à la paroi ainsi que le choix de la température de référence lors de campagnes de mesures expérimentales générant une source d'incertitudes lors de la comparaison calculs/mesures. Afin de juger de l'impact du choix de la température de référence, deux protocoles sont comparés ici sur la base des prédictions numériques :

- Protocole 1 : La température de référence est la température moyenne sur la ligne centrale du canal, c'est-à-dire sur le plan de symétrie à $y/h = 5$. Elle est donc fonction de la coordonnée axiale x .
- Protocole 2 : Il consiste à se libérer de la dépendance aux grandeurs dans le canal, c'est-à-dire que h doit rester constant localement pour différentes intensités de flux à la paroi. Pour ce faire, quatre calculs sont réalisés avec une valeur de flux de chaleur différente imposée à la paroi (500, 1000, 1500 et 2000 W/m^2). En mesurant la température T_w dans chacun des cas, on approxime la relation q_w fonction de T_w par une droite (relation de Newton) comme visible en Fig. 3.41. La pente de cette droite correspond alors à $1/h$ et T_{ref} est égale à la température de la paroi lorsqu'il n'y a pas d'échange entre la paroi et l'écoulement ($q_w = 0$), ce qui est précisément la définition de la température adiabatique de paroi T_{aw} . Ainsi, en utilisant cette définition, le coefficient de transfert thermique est présumé indépendant de la densité de flux. Si ce n'est pas le cas, le coefficient de corrélation R de la régression linéaire sera très différent de 1. Ce protocole a été décrit par Fenot [47].

Les contours de facteur d'efficacité issus des protocoles 1 et 2 avec AVBP sont présentés respectivement sur les Figs. 3.42a et 3.42c. Ces contours peuvent être comparés aux résultats expérimentaux de Mayo *et al.* [115], Fig. 3.42d. A noter, après vérification de linéarité sur le protocole 2 (non fourni ici), le coefficient R reste très proche de 1 et sa valeur minimum est de 0.99 très localement. L'hypothèse de linéarité entre le flux et la température à la paroi est donc validée dans la gamme de flux choisie, entre 500 et 2000 W/m^2 . Globalement la topologie des transferts de chaleur est bien prédite par les simulations numériques AVBP. Effectivement une zone de très faible efficacité est visible

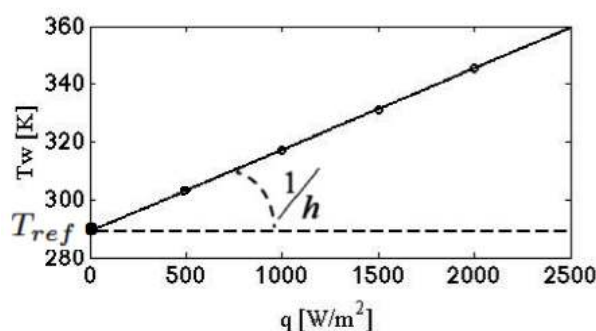


Figure 3.41 – Principe d'estimation des valeurs du coefficient de transfert thermique h et de la température de référence T_{ref} pour le protocole 2.

directement en aval du perturbateur six. Cette zone correspond à l'emplacement de la petite zone de recirculation au pied du perturbateur décrite précédemment. On a vu en Figs. 3.39c et 3.39f qu'il n'y a pas de fluctuations de l'écoulement dans cette zone, ainsi l'écoulement recircule longtemps, chauffe, diminuant le gradient de température, ce qui explique la chute de EF . L'efficacité maximale se situe dans deux zones sur les cotés du canal, à mi-distance entre les perturbateurs. Cette localisation correspond à la zone où les deux structures secondaires contra-rotatives sont les plus proches des parois des perturbateurs, extrayant ainsi un maximum de fluide chaud de la paroi, ce qui maximise l'efficacité de refroidissement. Une zone à plus faible efficacité est également visible au centre juste en amont du perturbateur sept, correspondant à l'espace entre les deux cellules contra-rotatives. La topologie générale de EF est donc bien prédite par les simulations AVBP. Il est confirmé que la topologie de EF est identique entre les deux protocoles, même si les niveaux diffèrent. Les résultats se rapprochent des résultats expérimentaux pour le protocole 2 soulignant l'importance potentielle de T_{ref} lors de l'évaluation de h . En ce qui concerne l'évaluation de EF par YALES2, seul le protocole 1 a été réalisé et les résultats sont visibles en Fig. 3.42b. La zone de faible efficacité thermique en aval du perturbateur six est bien prédite par YALES2, tout comme AVBP. En revanche, à mi-distance entre les perturbateurs, la zone de forte efficacité est relativement uniforme sur toute la largeur du canal. Les deux zones latérales de fort transfert avec une zone de plus faible transfert au centre du canal ne sont donc pas visibles proche des parois latérales.

La sensibilité à la température de référence est confirmée par la Fig. 3.43 où les profils de EF entre les perturbateurs six et sept moyennés sur la largeur du canal, c'est-à-dire selon l'axe z et obtenus sur la base des protocoles 1 et 2 sont montrés. Comme précédemment, il est clairement visible que la topologie de EF n'est pas affectée par le changement de définition de T_{ref} mais seulement son intensité avec 15% d'écart entre les deux courbes.

En normalisant les profils de facteur d'efficacité par le facteur d'efficacité moyen sur la paroi entre les perturbateurs six et sept, Fig 3.44, seule la topologie est comparée et non l'intensité. Les trois résultats (les deux protocoles AVBP et la simulation YALES2)

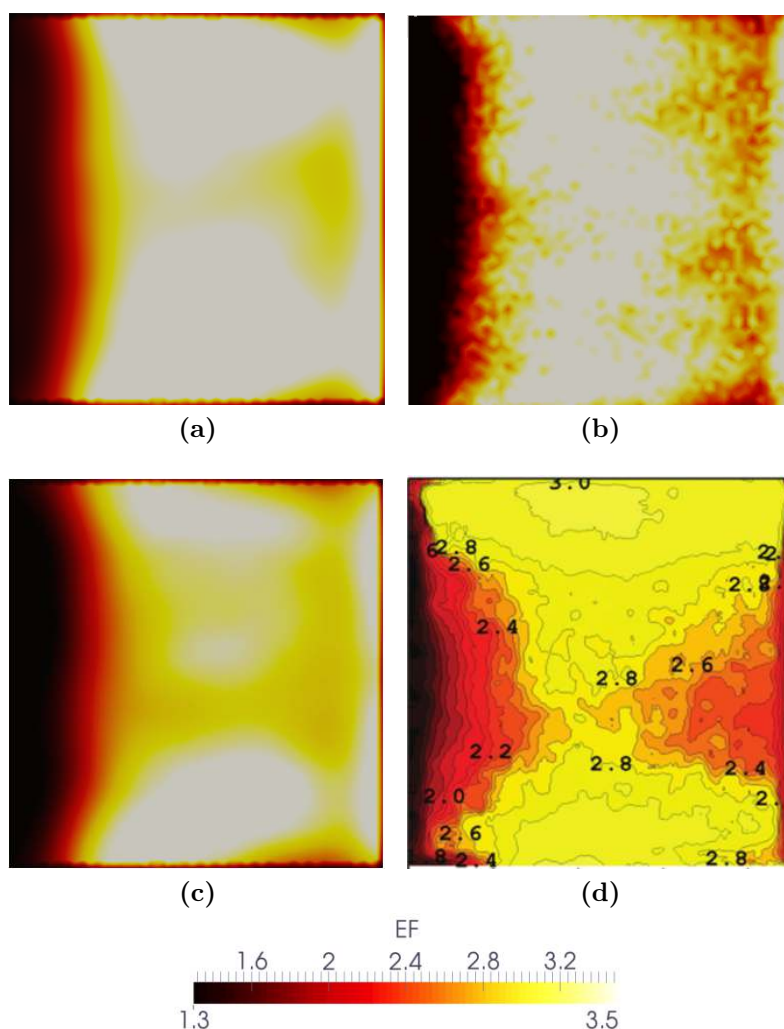


Figure 3.42 – Contours de facteur d'efficacité (EF) à la paroi entre les perturbateurs six et sept numériquement avec le protocole 1 issu de AVBP (a) de YALES2 (b), le protocole 2 issu de AVBP (c) et expérimentalement [115] (d).

restent dans l'intervalle de confiance des résultats expérimentaux. Il y a donc un bon accord entre les simulations numériques et l'expérience. Les résultats de YALES2 semblent avoir des extrêmes de EF plus importants que les résultats AVBP proche des perturbateurs et à mi-distance, certainement causés par l'uniformité sur la largeur du canal vue en Fig. 3.42b. Les résultats de ces deux codes étant consistants et prometteurs d'un point de vue précision des prédictions, le coût de ces différents calculs sont détaillés dans la section suivante.

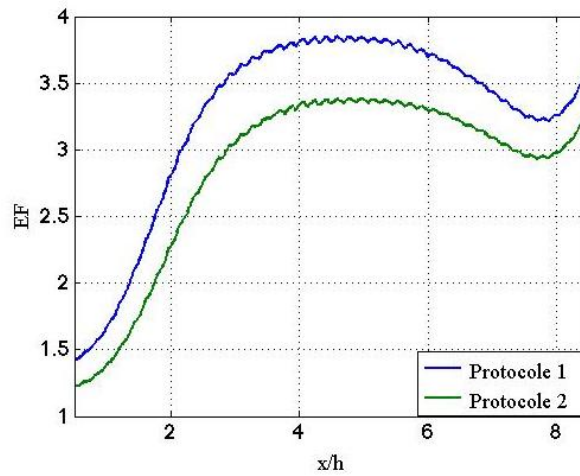


Figure 3.43 – Profils du facteur d'efficacité (EF) entre les perturbateurs six et sept moyenné en temps et radialement avec les protocoles 1 et 2.

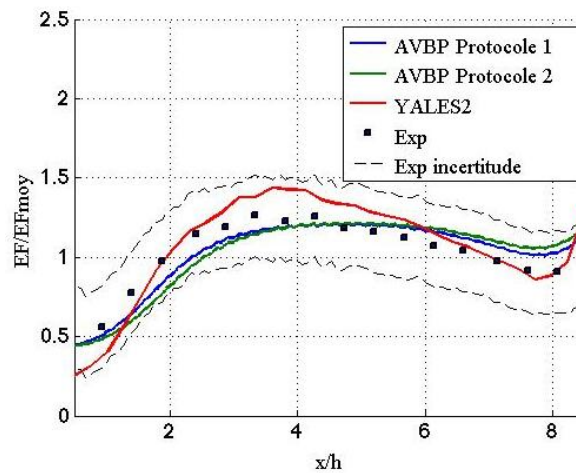


Figure 3.44 – Profils de EF/EF_{moy} entre les perturbateurs six et sept moyenné en temps et radialement prédit par AVBP avec les protocoles 1 et 2, prédit par YALES2 et mesuré expérimentalement.

3.3.3 Coût CPU

L'avantage principal d'utiliser un code de calcul incompressible tel que YALES2 par rapport à un code de calcul compressible comme AVBP est le coût de calcul. Effectivement, à chaque itération, un code de calcul avance d'un certain pas en temps Δt . Or Δt est régi par l'équation,

$$\Delta t = CFL \min \left(\frac{\Delta x}{u} \right), \quad (3.13)$$

Δx étant la taille de maille qui est la même dans les deux codes car le maillage utilisé est identique. Le CFL est le même dans les deux codes mais la différence se fait sur \mathcal{U} . Effectivement, dans un code compressible, $\mathcal{U} = u + c$ est la vitesse de l'écoulement plus la vitesse du son alors que dans un code incompressible, \mathcal{U} est uniquement égal à la vitesse de l'écoulement. Les différences en terme de coût CPU sont résumées dans le Tableau 3.3.

	Temps CPU/ité [s]	CFL	Δt [s]	Facteur coût
AVBP	15.5	$(u + c)\Delta t/\Delta x$	$6.4e^{-7}$	37
YALES2	83.9	$(u)\Delta t/\Delta x$	$1.3e^{-4}$	1

Table 3.3 – Différences sur le pas de temps et le coût par itération entre AVBP et YALES2.

Ainsi même si le temps de retour d'une itération est plus court avec AVBP, la grande différence sur le calcul du pas de temps aboutit à un temps de retour de calcul 37 fois plus rapide avec YALES2 qu'avec AVBP.

Pour conclure, AVBP et YALES2 obtiennent tous deux de très bons résultats sur le plan aérodynamique, pertes de charges ou encore sur le plan thermique. YALES2 permet en outre pour ces écoulements bas Mach d'avoir les résultats plus rapidement qu'avec AVBP. Cependant dans le cas d'une pale de turbine à gaz qui reste la cible en terme d'application final de ce travail, cf. section ??, le canal de refroidissement interne débouche dans la veine principale. A terme celle-ci doit donc être simulée en même temps que le canal interne. Or dans la veine principale, le nombre de Mach est bien supérieur à 0.3 et l'hypothèse d'incompressibilité n'est plus vérifiée. La problématique du couplage entre les deux solveurs compressible et incompressible pourrait s'avérer d'intérêt mais il s'agit d'une problématique à part entière qui n'est pas traitée dans ces travaux. L'objectif ici est de montrer le rapport précision/coût des deux approches sur un cas académique de canal interne. Malgré les bons résultats et la rapidité du code YALES2, pour la suite de ce travail, seules des simulations avec le code AVBP seront réalisées en accord avec son utilisation sur l'application finale.

3.4 Analyse instationnaire des prédictions numériques

Les résultats moyens des simulations numériques étant validés, tant sur le plan aérodynamique que thermique, il est intéressant d'aller plus loin en étudiant le caractère instationnaire de cet écoulement. L'objectif est d'essayer de mieux comprendre l'organisation des structures entre deux perturbateurs ainsi que l'évolution temporelle de ces structures et leur impact sur l'efficacité des transferts de chaleur à la paroi. Pour ce faire, des décompositions du champ de vitesse ainsi que du champ de température sont réalisées en

utilisant l'outil de Décomposition Modale Dynamique (DMD) ².

En regardant l'évolution temporelle de la vitesse axiale entre le sixième et le septième perturbateur, il est visible que l'écoulement dans cette zone n'est pas stationnaire comme le montre les champs de fluctuations de vitesse, Figs. 3.34 et 3.36. Par exemple la zone de recirculation principale post perturbateur six varie en taille et la position du point de rattachement varie dans le temps, tout comme la zone de recirculation pré-perturbateur sept. Ces évolutions sont visibles en Fig. 3.45, montrant le champ de vitesse axiale instantané à différents instants. Il est donc intéressant d'étudier cette évolution temporelle en décomposant l'écoulement, d'abord sur l'écoulement adiabatique puis sur l'écoulement avec paroi chauffée. La décomposition sera effectuée dans les deux cas sur le champ de vitesse axiale ainsi que sur le champ de température dans le cas anisotherme dans le but d'évaluer l'impact de l'instationnarité de l'écoulement sur le champ de température, et donc sur la thermique en paroi.

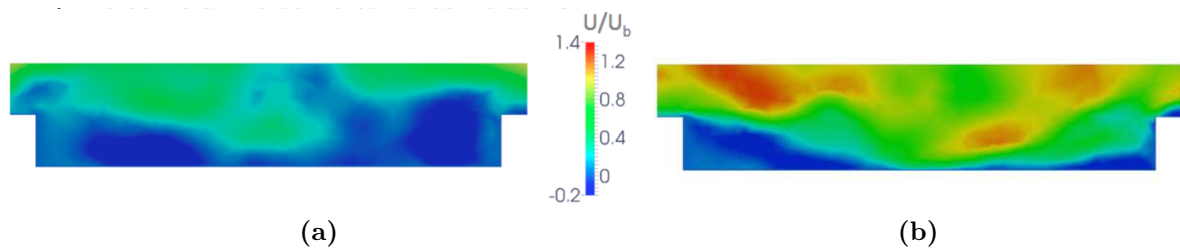


Figure 3.45 – Contours de vitesse axiale instantanée sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept à 2 instants différents.

3.4.1 Application au cas du canal adiabatique

Dans cette section, une DMD est réalisée sur le champ de vitesse axiale sur une coupe 2D coïncidant avec le plan de symétrie du canal entre le sixième et le septième perturbateur, ce plan allant de la paroi des perturbateurs jusqu'à $y/h = 2$. La DMD a été réalisée sur approximativement 1300 instants séparés de $9.6e^{-4}$ secondes, soit un temps total d'acquisition de 1.3 secondes. Trois modes se dégagent et sont résumés dans le Tableau 3.4 avec St le nombre de Strouhal défini par :

$$St = \frac{f D_h}{U_b}, \quad (3.14)$$

²Une comparaison des méthodes de décomposition d'écoulement et la justification du choix de l'utilisation de la DMD est disponible en Annexe D

f étant la fréquence, D_h le diamètre hydraulique et U_b la vitesse débitante à l'entrée du canal.

	Mode	Module [m/s]	St
U	1	4.9	0.33
	2	4.5	0.22
	3	3.9	0.29

Table 3.4 – Récapitulatif de la moyenne des modules et du nombre de Strouhal St pour les trois mode les plus important dans la décomposition du champ de vitesse axiale U .

La Figure 3.46 montre les contours des modules pour les trois modes. Le mode 1 qui a le module moyen le plus important marque en priorité la zone juste au-dessus de la bulle de recirculation principale en aval du perturbateur six. Le mode 2 a un module élevé au-dessus voir dans une région entre la zone de recirculation principale et la zone de recirculation avale du perturbateur sept. Enfin le mode 3 a des valeurs de module élevées au-dessus du perturbateur six. Cette zone correspond à un ajustement de l'écoulement à forte vitesse au-dessus de ce perturbateur.

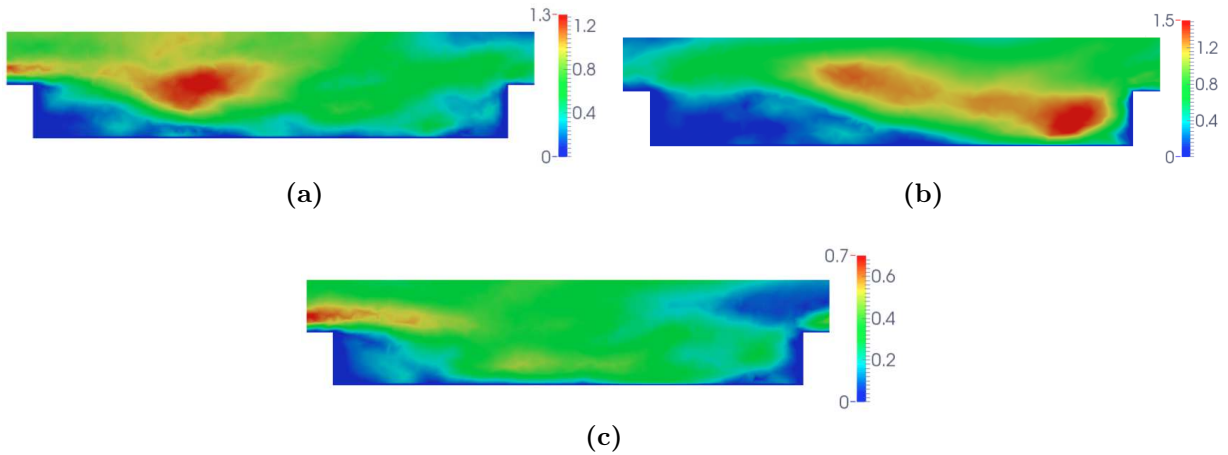


Figure 3.46 – Contours des trois modes ayant le plus grand module : Mode 1 (a), mode 2 (b) et mode 3 (c).

Grâce à cette décomposition, il est possible de reconstruire un champ de vitesse qualifié de grandes échelles sur la base des trois modes principaux et du mode 0 correspondant au champ moyen. Cette reconstruction a été effectuée et est comparée aux résultats bruts issus de la SGE sur la base d'un diagramme espace/temps en Fig. 3.48. Cette comparaison est obtenue en enregistrant la vitesse axiale sur une ligne à $y/h = 0.5$ entre les perturbateurs six et sept comme l'illustre la Fig. 3.47. L'information spatio-temporelle ainsi obtenue sur la vitesse axiale est ensuite adimensionnée par la vitesse en entrée du canal,

l'abscisse correspondant à x/h et l'ordonnée est le temps adimensionné par $tc = p/U_b$.

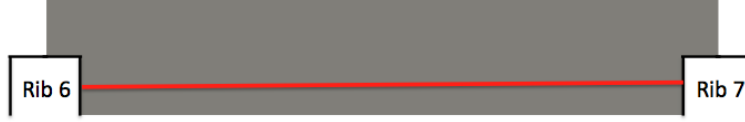


Figure 3.47 – Schéma expliquant la méthode de création du diagramme espace/temps.

L'intensité du contour de vitesse axiale issue de la reconstruction est très similaire au champ SGE, avec un champ reconstruit moins bruité puisque les petites structures de l'écoulement sont filtrées. Deux zones distinctes sont observées sur les données brutes et reconstruites, i.e. : $x/h < 3.5$ (1) et $x/h > 3.5$ (2). La zone de recirculation principale se situe dans la première zone (1) et se caractérise comme attendu par de fortes vitesses négatives. Grâce à la vision grandes échelles issue de la reconstruction, il apparaît clairement que cette zone de recirculation évolue dans le temps avec une alternance de vitesse négative élevée ($U/U_b < -0.3$) et des vitesses quasi nulles. Les moments de forte recirculation dans la zone (1) apparaissent en alternance avec une forte vitesse positive dans la zone (2). Ainsi lorsque la zone de recirculation principale réduit, voir disparaît dans la zone (1), l'écoulement accélère en direction du septième perturbateur dans la zone (2). Il semble bien y avoir un transfert entre ces deux zones. L'évolution des structures principales de l'écoulement inter-perturbateurs six et sept semble en partie grande échelle, s'exprimant par le biais des trois modes majeurs de la décomposition. A cette dynamique spécifique s'ajoute bien évidemment la composante turbulente visible en Fig. 3.48a.

L'origine de la dynamique de l'écoulement entre les perturbateurs six et sept mise en évidence par l'étude DMD semble provenir d'un phénomène longue distance dans le canal qui interfère avec les différentes zones de recirculation dans l'espace inter-perturbateur d'intérêt. Ce phénomène longue distance est illustré en Fig. 3.49 par l'intermédiaire d'une succession de champs de vitesse axiale instantanés sur le plan de symétrie du canal. Ce phénomène prend la forme d'une structure tourbillonnaire (encerclée en rouge) qui naît dès le premier espace inter-perturbateur, à $T0$. Cette structure est ensuite convectée tout au long du canal à la vitesse de convection du fluide puisqu'elle parcourt approximativement une distance inter-perturbateur en un temps caractéristique tc basé sur la vitesse débitante U_b et le pas p . Une fois arrivée au niveau de l'espace entre les perturbateurs six et sept, cette structure s'engouffre dans cet espace ($T0 + 5.1tc$), interagit avec la zone de recirculation principale en diminuant sa taille. A l'instant suivant, à $T0 + 5.7tc$, la structure longue distance est convectée au-dessus du perturbateur sept, laissant l'espace inter-perturbateur libre pour une augmentation significative de la zone de recirculation principale. C'est donc le passage successif de ces structures naissant dès le premier perturbateur qui génère l'interaction et le transfert entre les deux zones identifiées lors de l'étude DMD dans l'espace entre les perturbateurs six et sept.

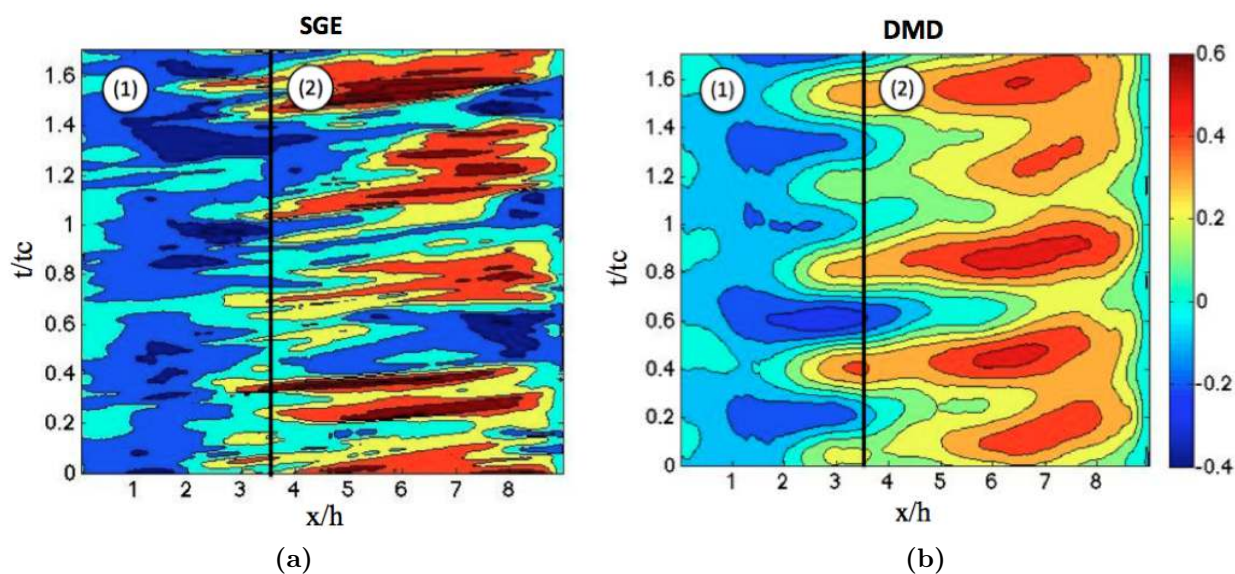


Figure 3.48 – Diagramme espace/temps sur la vitesse adimensionnée issue de la SGE (a) et de la reconstruction DMD (b).

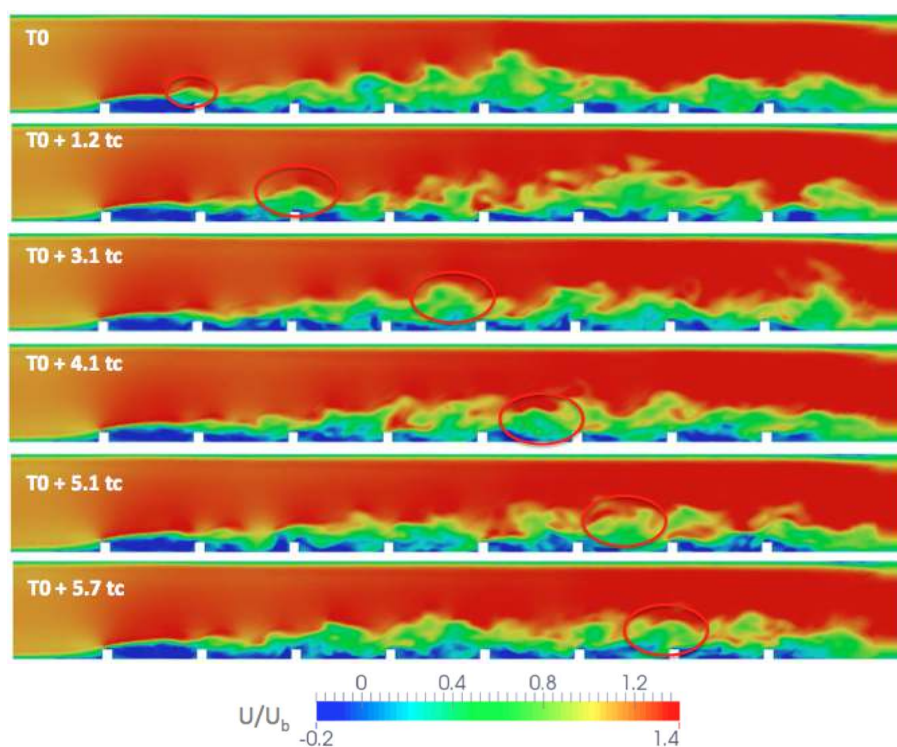


Figure 3.49 – Evolution dans le temps du contour de vitesse axiale instantanée sans dimension avec t_c le temps caractéristique basé sur p et U_b .

3.4.2 Canal avec paroi chauffée

Dans cette section, une décomposition similaire à celle effectuée dans la section précédente est réalisée. Cette fois-ci le canal n'est plus complètement adiabatique, un flux thermique étant imposé à la paroi entre les perturbateurs afin de chauffer l'écoulement. Le cas analysé correspond au cas étudié lors de l'évaluation du facteur d'efficacité pour lequel le flux cible à la paroi des perturbateurs est 500 W/m^2 . La décomposition est en conséquence réalisée sur deux variables différentes : la vitesse axiale et la température.

L'ensemble des modules et fréquences des trois modes les plus importants des deux décompositions sont présentés dans le Tableau 3.5. En regardant les résultats de la décomposition du champ de vitesse axiale, il est visible que lorsque l'écoulement est chauffé par la paroi, le module moyen des modes les plus important diminue par rapport au canal adiabatique. Les modules moyens dans ce cas sont compris entre 1.30 et 1.80 alors qu'ils sont de l'ordre de 4 dans le cas adiabatique. La fréquence de ces modes est quant à elle plus importante, elle a doublée par rapport au cas adiabatique. Les modes basses fréquences prépondérants dans le cas adiabatique sont encore présent lorsque l'écoulement est chauffé, cependant l'intensité de ces modes ayant fortement diminuée, ils ne sont plus dominant dans l'écoulement. En revanche, ces faibles fréquences ($0.2 < St < 0.3$) restent décisives dans l'évolution temporelle du champ de température. Il n'y a donc pas une adéquation dans la hiérarchie énergétique des modes entre le champ de vitesse et de température mais bien une adéquation sur les fréquences de ces modes, comme le mode 1 sur la vitesse avec le mode 3 sur la température par exemple.

	Mode	Module	St
U	1	1.80 m/s	0.66
	2	1.38 m/s	0.42
	3	1.34 m/s	0.57
T	1	6.98 K	0.20
	2	5.22 K	0.28
	3	5.00 K	0.70

Table 3.5 – Récapitulatif de la moyenne des modules et du nombre de Strouhal St pour les trois mode les plus important dans la décomposition du champ de vitesse axiale U et du champ de température T .

Tout comme pour le cas précédent, les diagrammes espace/temps sont obtenus et représentés en Fig. 3.50. En se concentrant d'abord sur le champ de vitesse (Figs. 3.50a et 3.50b), les deux zones distinctes sont toujours présentes, tout comme la fluctuation de la zone de recirculation principale. L'accélération vers le septième perturbateur est visible aussi en opposition de phase avec les instants de faible vitesse dans la zone de recirculation principale. Le digramme espace/temps des champs de température adimensionnée par la température moyenne en entrée du canal issue directement de la SGE et

de la reconstruction DMD sont respectivement visibles sur les Figs. 3.50c et 3.50d. Sur ce champ de température, la zone de forte température correspondant à la petite zone de recirculation au pied en aval du perturbateur six est également clairement visible à $x/h < 1$. Cette zone évolue peu dans le temps puisque la température adimensionnée reste au-dessus de 0.7. A $x/h > 3$, des traces de faible température se déplacent dans le temps en direction du perturbateur sept. La fréquence d'apparition de ces traces correspond à celle des accélérations dans la même zone sur le champ de vitesse. Ainsi l'oscillation de la taille et forme des zones de recirculation au cours du temps a un impact direct sur le champ de température.

Il est intéressant à ce stade de faire un parallèle entre l'activité identifiée par le biais des analyses DMD et la zone où le facteur d'efficacité est important : i.e. entre $x/h = 3$ et $x/h = 6$, illustré en Fig. 3.44. Ce positionnement correspond à la zone où les fluctuations de vitesse sont les plus importantes et les plus fréquentes. Il y a donc une activité importante du fait de l'oscillation des zones de recirculations et la pénétration de fluide frais, engendrant une température basse dans cette zone. L'efficacité des transferts thermiques y est donc accrue à la paroi. Dans la zone entre $x/h = 6$ et $x/h = 8$, il n'y a pas de recirculation, la vitesse est tout le temps positive et la température augmente légèrement uniquement par instant, causant une décroissance de l'efficacité des transferts thermiques. L'efficacité augmente à nouveau proche du perturbateur sept, certainement du fait de l'oscillation de la zone de recirculation juste en amont de ce perturbateur, visible sur le champ de fluctuation de vitesse transverse en Fig. 3.36, ce qui engendre une ingestion de fluide frais. La zone de faible efficacité, $x/h < 3$, provient de la zone de recirculation chaude presque stationnaire déjà mise en évidence dans les sections précédentes. L'évolution temporelle ou non des structures principales de l'écoulement entre les perturbateurs a donc un impact direct sur le champ de température dans cette zone, ce qui marque le niveau d'efficacité des transferts de chaleur à la paroi.

Ces observations peuvent être confirmées par la fonction de densité de probabilité (PDF) présentée en Fig. 3.51. Cette figure représente la probabilité au cours du temps d'obtenir une valeur de EF à une position x donnée entre les perturbateurs six et sept avec le profil moyen matérialisé par la ligne pointillée noire. Dans la zone de recirculation juste en aval du sixième perturbateur, $x/h < 1.5$, la PDF est très resserrée autour de la moyenne. Il n'y a pas de fluctuations de l'écoulement, donc peu de fluctuations de température, d'où une très faible évolution temporelle de EF qui reste donc à des valeurs faibles. Sur la partie centrale, $2 < x/h < 7$, l'enveloppe des valeurs possibles de EF est bien plus large avec une plage moyenne de 4.5. Cette dispersion est générée par les instationnarités de l'écoulement mises en évidence par l'étude DMD dans cette zone, elles même générées par le transport des cellules longues distances, Fig. 3.49. Ces instationnarités induisent une augmentation de la valeur moyenne de EF dans cette zone. Cette valeur moyenne augmente encore pour $x/h > 8$, via une augmentation de la dispersion des valeurs sur une plage de 7. A noter que dans cette zone, la reconstruction DMD ne permet pas de capter ces fortes instationnarités, certainement causées par la forte fluctuation de vitesse transverse générée par les petites échelles de l'écoulement. Il y a donc

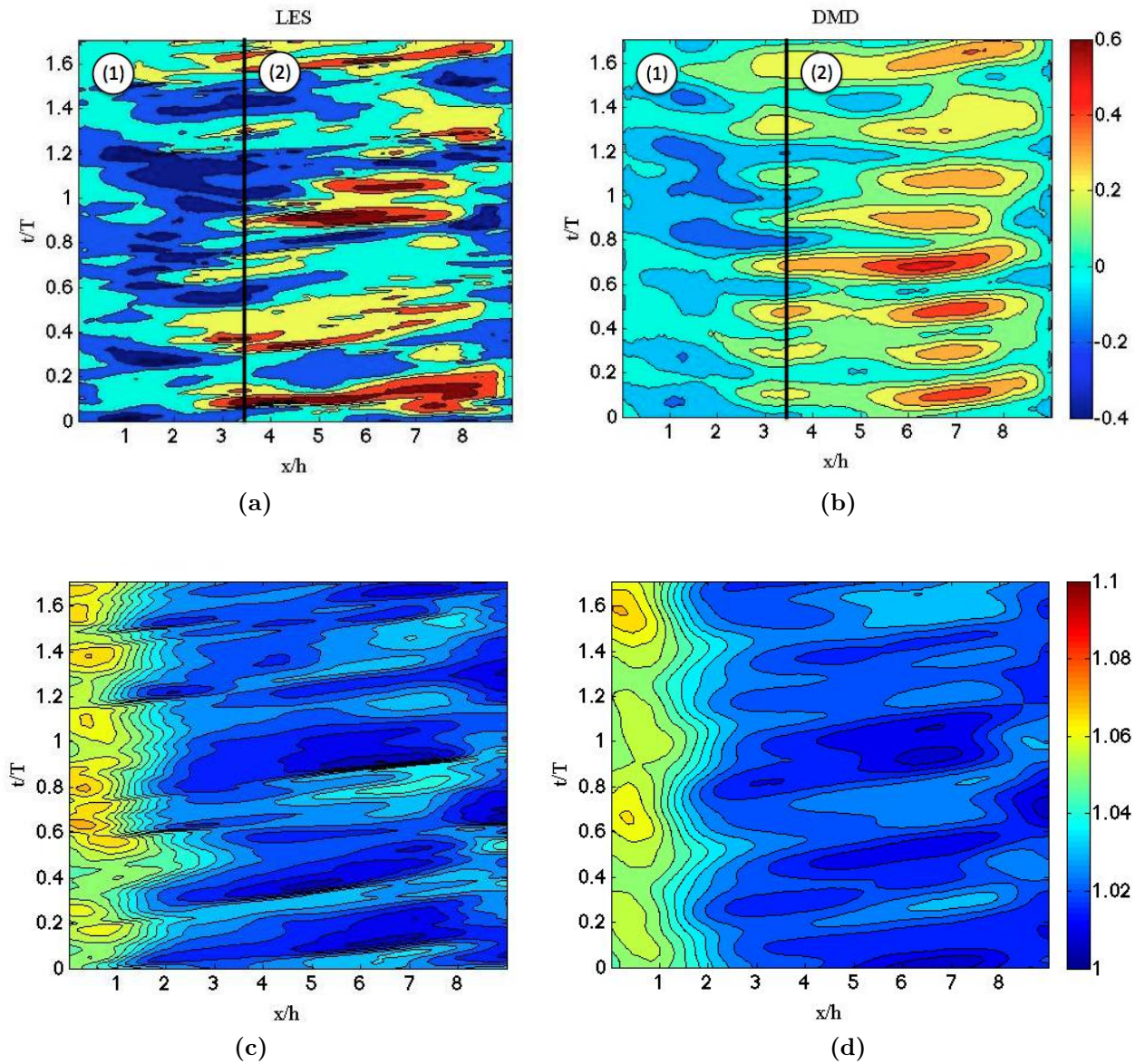


Figure 3.50 – Diagramme espace/temps sur la vitesse adimensionnée issue de la SGE (a) et de la reconstruction DMD (b) et sur la température adimensionnée issue de la SGE (c) et de la reconstruction DMD (d).

bien un fort lien entre les instationnarités de l'écoulement et le transfert thermique à la paroi, qu'elles soient grandes échelles comme au centre du canal ou liées à la turbulence comme en amont du perturbateur sept.

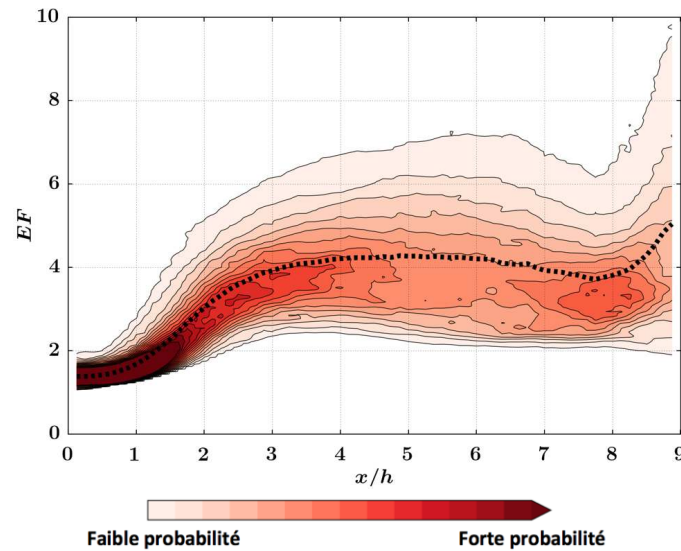


Figure 3.51 – Evolution de la PDF d'efficacité de transfert thermique EF en fonction de la coordonnée axiale entre les perturbateurs six et sept.

3.5 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, les simulations numériques compressibles réalisées avec AVBP et les simulations incompressibles réalisées avec YALES2 ont été validées en comparaison des résultats expérimentaux fournis par le VKI dans des cas de canaux isothermes et anisothermes statiques. D'un point de vue général, l'écoulement se développe jusqu'au troisième perturbateur avant de s'établir, même s'il a été montré que l'écoulement ne devient jamais complètement périodique. L'apparition de fluctuations de l'écoulement est prédite plus en amont dans la simulation YALES2 que AVBP du fait de l'écart de prédiction en amont du premier perturbateur, avec un développement plus rapide de l'écoulement avec YALES2. Ce développement est principalement caractérisé par la mise en place de structures secondaires s'établissant au centre du canal et composées de deux cellules contra-rotatives, en accord avec la littérature. L'apparition de petites structures générées par les perturbateurs proches des parois latérales a également pu être mise en évidence. D'un point de vue général, les profils de vitesses sont en accord avec les résultats expérimentaux et les pertes de charge sont correctement prédites par les simulations. Il a également été montré en regardant le terme de dissipation mécanique que les pertes de charges proviennent principalement du blocage généré par les perturbateurs et non des frottements à la paroi comme dans un canal lisse. La topologie de l'écoulement observée numériquement entre deux perturbateurs est conforme à celle décrite dans la bibliographie. L'écoulement forme trois zones de recirculation entre deux perturbateurs et une quatrième au sommet de ces perturbateurs.

Pour les aspects thermiques dans ces canaux, les résultats sont en accord avec les résultats expérimentaux. L'efficacité de transfert thermique est très faible juste en aval du perturbateur mais elle est maximale dans deux zones latérales au centre de l'espace

inter-perturbateurs. Ces travaux ont également mis en avant la sensibilité du calcul de EF au choix de la température de référence. Enfin il a été montré que dans ce cas du canal statique, la température de la paroi a un effet négligeable sur l'écoulement moyen dans le canal.

L'étude de la dynamique temporelle de l'écoulement entre deux perturbateurs sur la base de la méthode DMD montre que trois modes principaux suffisent à reconstruire les principales caractéristiques de l'écoulement dans cette zone. Le champ reconstruit permet une meilleure visualisation des phénomènes grandes échelles. Par ce biais, il est noté que la taille de la zone de recirculation principale évolue dans le temps, causant une accélération de l'écoulement vers le perturbateur suivant. Lorsque l'écoulement est chauffé, ce phénomène est toujours présent. Il est en outre montré une forte corrélation entre l'évolution temporelle du champ de vitesse et de température. Il semble que pour la configuration étudiée, même si la thermique est principalement définie par l'écoulement moyen, elle est également en partie pilotée par un phénomène déterministe (oscillation de la zone de recirculation). La turbulence joue également un rôle dans certaines zones comme juste en amont du perturbateur par exemple.

A l'heure actuelle la solution est d'utiliser un solveur compressible dans tout le domaine, mais si un couplage compressible/incompressible est développé, il est envisageable de simuler le circuit de refroidissement avec le solveur incompressible et la veine avec le solveur compressible afin d'optimiser le coût calcul, les deux formalismes montrant un même niveau de prédiction sur ce cas test.

Enfin ce travail a permis de mettre en place différents diagnostics qui pourront permettre par la suite d'optimiser le ratio transfert thermique/perte de charge via l'optimisation des paramètres géométriques comme la forme des perturbateurs par exemple. Effectivement le critère LIKE permet de mettre en évidence les zones précises générant la perte de charge dans le domaine en trois dimensions. La décomposition modale permet en outre d'identifier les structures principales de l'écoulement qui peuvent influencer sur la thermique en paroi.

Chapitre 4

SGE d'un canal perturbé en rotation

Sommaire

3.1	Écoulements dans un canal perturbé à section rectangulaire	43
3.1.1	Perturbateurs - blocage	43
3.1.2	Écoulements secondaires	46
3.2	Le canal perturbé droit de référence	49
3.2.1	Le banc de test expérimental du VKI	50
3.2.2	Domaine de calcul et point de fonctionnement	52
3.2.3	Maillage et conditions limites	53
3.3	Comparaison des prédictions issues de l'utilisation de AVBP et YALES2	55
3.3.1	Développement de l'écoulement dans le canal	55
3.3.1.a	Canal adiabatique	55
3.3.1.b	Aérothermie du canal statique	68
3.3.2	Écoulement entre les perturbateurs six et sept	78
3.3.2.a	Dynamique de l'écoulement	78
3.3.2.b	Canal avec paroi chauffée : Aérothermie	85
3.3.3	Coût CPU	89
3.4	Analyse instationnaire des prédictions numériques	90
3.4.1	Application au cas du canal adiabatique	91
3.4.2	Canal avec paroi chauffée	95
3.5	Conclusions du chapitre	98

L'écoulement dans un canal statique perturbé a été étudié dans le chapitre précédent, ce qui a permis de valider la SGE sur ce cas. Dans ce chapitre, cette modélisation est

appliquée à un même canal perturbé droit, mais cette fois en rotation. La méthode de refroidissement par canaux internes est grandement utilisée pour le refroidissement du rotor de la turbine, la validation des prédictions numérique reste toutefois difficile pour cette partie du moteur. L'influence de la rotation sur l'écoulement et les performances de refroidissement du canal y est critique et n'est toujours pas pleinement maîtrisée. Les deux sens de rotation (positif et négatif) sont spécifiquement étudiés dans ce chapitre et les résultats des simulations numériques issues de la SGE sont validés par des comparaisons à des résultats expérimentaux du VKI. Le développement des structures secondaires le long du canal ainsi que l'impact de la température de paroi associé à la rotation font également l'objet de ce chapitre. Un lien entre l'évolution temporelle instationnaire de l'écoulement et du champ de température est étudié afin d'expliquer les niveaux d'efficacité de refroidissement de chacun des cas.

L'objectif des simulations numériques, pour un cadre industriel tout comme académique, est tout d'abord d'obtenir une méthode prédictive et fiable. Le second objectif est de mieux comprendre l'influence des paramètres tels que le sens de rotation par exemple, avec notamment un intérêt particulier pour les écoulements secondaires et leurs liens avec la mise en rotation. De la même façon, il est d'intérêt d'investiguer le lien entre l'écoulement et les transferts thermiques, c'est-à-dire en quoi les structures de l'écoulement ont un impact sur l'efficacité de refroidissement des canaux. L'objectif final est ici de qualifier une méthode de simulation complétée d'une bonne compréhension des écoulements dans ces canaux pour qu'il devienne possible d'en optimiser la performance dans un cadre industriel.

Avant d'engager toute discussion autour des divers effets mis en jeu dans un canal anisotherme en rotation, notons que deux nombres sans dimension sont spécifiquement utilisés pour évaluer l'influence de la rotation et l'anisothermie sur un écoulement. Tout d'abord, le nombre de rotation Ro correspond au ratio entre la convection et les forces de Coriolis,

$$Ro = \frac{\Omega D_h}{U_b}, \quad (4.1)$$

avec Ω la vitesse de rotation, D_h le diamètre hydraulique du canal et U_b la vitesse débitante de l'écoulement. Le signe de Ω détermine le sens de rotation, avec par convention une rotation dite positive pour $\Omega > 0$ et une rotation dite négative pour $\Omega < 0$.

Lorsque l'écoulement en rotation est anisotherme, des forces de flottabilité peuvent apparaître. L'impact de la flottabilité est alors quantifié par le nombre de flottabilité Bo :

$$Bo(r) = r\Omega^2 \frac{D_h}{U_b^2} \frac{T_w - T_b}{T_b}, \quad T_b = \frac{\int_A \rho u C_p T dA}{\int_A \rho u C_p dA}, \quad (4.2)$$

avec r la distance à l'axe de rotation, $r\Omega^2$ la force centrifuge, T_w la température de la paroi, U_b est la vitesse débitante et T_b est une température de référence calculée sur un plan transverse au canal d'aire A .

Avant de simuler de tels écoulements, l'impact de la rotation sur l'écoulement est décrit dans ce chapitre au travers des équations de la dynamique. Le banc d'essais en rotation du VKI avec les différentes campagnes de mesures est ensuite présenté avant d'introduire la modélisation adoptée dans AVBP. La simulation numérique SGE du canal en rotation adiabatique et avec paroi chauffée est ensuite étudiée et comparée aux résultats expérimentaux. Enfin l'évolution temporelle des grandes structures de l'écoulement ainsi que leur impact sur les transferts thermiques seront investigués.

4.1 Écoulements dans un canal en rotation

La rotation d'un canal turbulent est un cas test élémentaire permettant de comprendre l'impact de la giration sur un écoulement comme retrouvé dans les systèmes de refroidissement d'une turbine. D'un point de vue physique, la rotation induit l'apparition de forces appliquées à l'écoulement, qui s'expriment par l'apparition d'une accélération dans les équations d'évolution du fluide. Ces forces issues de la rotation sont brièvement rappelées et leurs effets sur l'écoulement dans un canal sont discutés. Enfin, plusieurs phénomènes physiques de l'écoulement en rotation identifiés expérimentalement et numériquement sont présentés.

4.1.1 Accélération de Coriolis et centrifuge

Pour commencer, considérons un système inertiel avec une base $(X\vec{I}, Y\vec{J}, Z\vec{K})$ et un système tournant à une vitesse angulaire constante avec une base $(x\vec{i}, y\vec{j}, z\vec{k})$ comme illustré en Fig. 4.1. Sur cette figure, \vec{R}_0 est le vecteur position dans le système de coordonnées tournant, \vec{R} est le vecteur position d'un objet se déplaçant dans le système de coordonnées inertiel et \vec{r} est le vecteur position du même objet mouvant mais dans le système de coordonnées tournant. Le vecteur position de cet objet en déplacement peut donc être exprimé dans les deux systèmes de coordonnées par $\vec{R} = X\vec{I} + Y\vec{J} + Z\vec{K}$ et $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$.

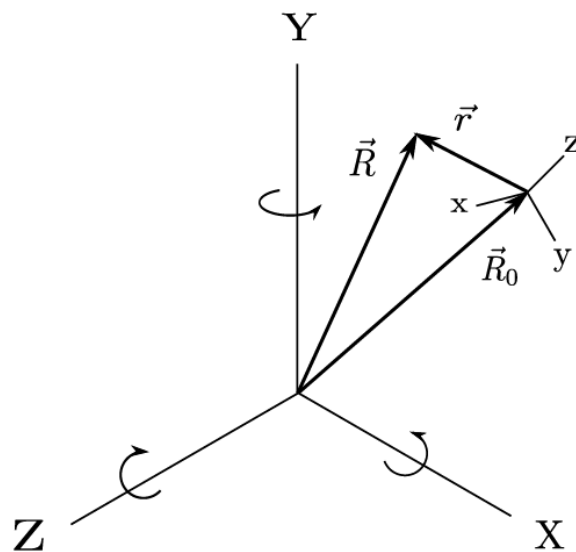


Figure 4.1 – Systèmes de coordonnées inertiels et rotatif.

Il peut aussi être exprimé comme la somme du vecteur origine du système tournant et du vecteur position de l'objet dans le système tournant :

$$\vec{R} = \vec{R}_0 + \vec{r}. \quad (4.3)$$

En dérivant l'expression (4.3) par rapport au temps t , la relation pour la vitesse devient :

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{d\vec{R}_0}{dt} + \frac{dx}{dt}\vec{i} + x\frac{d\vec{i}}{dt} + \frac{dy}{dt}\vec{j} + y\frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{dz}{dt}\vec{k} + z\frac{d\vec{k}}{dt}. \quad (4.4)$$

Cette expression peut être simplifiée en adoptant la définition de la vitesse angulaire $\vec{v} = \vec{\Omega} \times \vec{r}$, qui peut être écrite pour les différents termes individuels comme :

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{i}, \quad \frac{d\vec{j}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{j}, \quad \frac{d\vec{k}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{k}, \quad \frac{d\vec{R}_0}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{R}_0. \quad (4.5)$$

En substituant ces termes dans l'Eq. (4.4), la relation pour la vitesse devient :

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = \vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{R}_0 + \vec{\Omega} \times \vec{r} = \vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{R}. \quad (4.6)$$

De la même façon en dérivant l'Eq. (4.6) par rapport au temps on obtient l'accélération qui s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\vec{R}}{dt^2} &= \frac{d}{dt}(\vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{R}), \\ &= \frac{d^2x}{dt^2}\vec{i} + \frac{dx}{dt}\frac{d\vec{i}}{dt} + \frac{d^2y}{dt^2}\vec{j} + \frac{dy}{dt}\frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{d^2z}{dt^2}\vec{k} + \frac{dz}{dt}\frac{d\vec{k}}{dt} + \vec{\Omega} \times \frac{d\vec{R}}{dt}, \\ &= \vec{a} + \vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{\Omega} \times (\vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{R}), \\ &= \vec{a} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{R}). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Le terme $2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ est l'accélération de Coriolis et le terme $\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{R})$ est l'accélération centrifuge. Ces accélérations sont fictives et ne représentent pas des forces réelles. Elles sont générées comme termes compensatoires pour prendre en compte le fait que l'observateur est en rotation [4]. L'effet de ces quantités sur l'écoulement dans un canal est représenté en Fig. 4.2 et est plus largement discuté dans le paragraphe suivant.

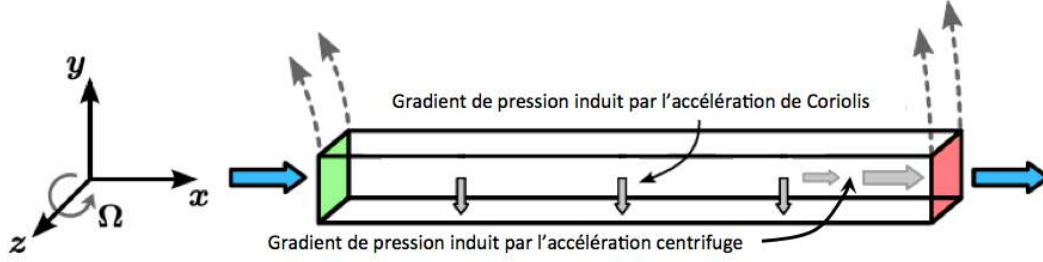


Figure 4.2 – Schéma de l'effet de l'accélération de Coriolis (flèches foncées) et centrifuge (flèches claires) sur un écoulement dans un canal en rotation autour de l'axe z , avec les flèches bleues représentant la direction de l'écoulement principal, de l'entrée verte à la sortie rouge.

4.1.2 Impact de la rotation sur les quantités moyennes

Afin de simplifier l'analyse, l'hypothèse d'incompressibilité du fluide est adoptée ici. Comme l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes représente la seconde loi de Newton, la transposer dans le système tournant introduit les accélérations fictives précédemment dérivées. Ces équations deviennent donc dans un repère tournant :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{eff}}{\partial x_i} - \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + 2\epsilon_{ijk} u_j \Omega_k. \quad (4.9)$$

Le dernier terme dans l'équation de quantité de mouvement (4.9) est la force de Coriolis avec ϵ_{ijk} le tenseur de Levi-Civita défini par :

$$\epsilon_{ijk} = \begin{cases} +1 & \text{lorsque } (i, j, k) = (1, 2, 3), (2, 3, 1) \text{ ou } (3, 1, 2), \\ -1 & \text{lorsque } (i, j, k) = (3, 2, 1), (1, 3, 2) \text{ ou } (2, 1, 3) . \\ 0 & \text{lorsque } i = j \text{ ou } j = k \text{ ou } k = i \end{cases} \quad (4.10)$$

En outre, lorsque l'écoulement est incompressible, la force centrifuge peut être exprimée comme une force potentielle et donc assimilable à une pression de telle sorte que la pression effective imposée au fluide s'écrit,

$$p_{eff} = p - \frac{1}{2}\rho\Omega^2 r^2. \quad (4.11)$$

Pour l'analyse, il est pratique de réaliser une décomposition de Reynolds sur les quantités de l'écoulement en les divisant en partie moyenne et fluctuante : i.e. $u = U + u'$. En faisant l'hypothèse d'un régime permanent, la moyenne de Reynolds de l'équation de quantité de mouvement peut être écrite sous la forme,

$$\overline{U_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p_{eff}}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} + 2\epsilon_{ijk} \overline{U_j} \Omega_k. \quad (4.12)$$

Dans le cas d'un écoulement pleinement développé dans un canal, la vitesse moyenne dans la direction y , \overline{V} , est quasiment nulle et la vitesse moyenne dans la direction x , \overline{U} est quasiment uniquement fonction de y . De plus, pour des nombres de rotation relativement élevés $0.1 < Ro < 1$, les tensions de Reynolds de faibles magnitudes peuvent être négligées [81]. Par exemple, $\overline{\partial v'^2 / \partial y}$ peut être négligé puisque d'un ordre de magnitude inférieur à $2\Omega\overline{u}$. Les équations de quantité de mouvement dans les directions x et y peuvent donc être réduites à :

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{eff}}{\partial x} + \frac{d}{dy} \left(\nu \frac{d\overline{U}}{dy} - \overline{u'v'} \right), \quad (4.13)$$

$$2\Omega\overline{U} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{eff}}{\partial y}. \quad (4.14)$$

D'après l'équation de quantité de mouvement dans la direction y , Eq. (4.14), il est visible qu'un gradient de pression négatif est généré, contre-balançant l'accélération de Coriolis. En conséquence la pression sur la paroi supérieure du canal est plus basse que celle sur la paroi inférieure dans le cas d'une rotation positive et inversement pour la rotation négative. Suite à ce constat, les cotés du canal seront référencés comme les cotés en dépression (faible pression) et/ou en pression (forte pression).

4.1.3 Stabilité de Coriolis

L'accélération de Coriolis a un impact sur la stabilité locale de l'écoulement. Dans le cas d'une couche limite sur une paroi en rotation, si $\Omega < 0$ alors $2\Omega u$ est dans la direction $-y$. Les particules fluides subissant une perturbation normale à la paroi tendent alors à être forcées à retourner à l'équilibre, l'écoulement est stabilisé. A l'inverse, dans le cas d'une rotation positive, $2\Omega u$ est dans la direction y , amplifiant la perturbation, ce qui déstabilise l'écoulement. L'écoulement peut alors être stabilisé ou déstabilisé suivant le sens de rotation et la position dans le canal Johnston *et al.* [81]. Une conséquence attendue est donc que l'intensité turbulente diminue ou augmente respectivement par rapport au cas du canal statique. Ces effets peuvent être étudiés à l'aide d'un paramètre local sans dimension appelé le nombre de Richardson ou Bradshaw-Richardson [12]. Ce nombre de Richardson pour un système en rotation est défini comme :

$$Ri = S(S + 1), \quad (4.15)$$

avec,

$$S = -\frac{2\Omega}{(\partial\bar{U}/\partial y)}. \quad (4.16)$$

La mise en rotation a un effet déstabilisant dans les régions où le nombre de Richardson est négatif et au contraire un effet stabilisant lorsqu'il est positif. Il a été montré que le profil de vitesse moyen suit une pente de 2Ω dans l'écoulement central, là où la stabilité de Coriolis est neutre [81], Fig. 4.3. Depuis l'expression du nombre de Richardson, il peut être déduit que proche du côté en dépression, là où le gradient de vitesse moyen est inférieur à la vorticité moyenne, l'écoulement est localement stabilisé. A l'inverse, l'écoulement est localement déstabilisé proche du côté en pression. A noter que pour la suite de ce manuscrit, le repère visible en Fig. 4.3 est utilisé. La coordonnée x correspond donc à la coordonnée axiale du canal. La coordonnée y correspond à la direction normale à la paroi des perturbateurs, avec y négatif du côté des perturbateurs et y positif de l'autre côté. La coordonnée z correspond alors à la profondeur du canal, normale aux deux parois lisses parallèles et constitue l'axe de rotation.

Plusieurs études ont permis d'identifier les phénomènes physiques qui ont lieu dans ces régions stabilisées ou déstabilisées. Johnston *et al.* [81] ont observé trois phénomènes reliés à la stabilité lors de leurs expériences sur des canaux en rotation. D'abord, le taux d'éclatement des stries proche paroi augmente et diminue sur le côté en pression et en dépression respectivement. Ceci est la raison principale de l'augmentation ou diminution locale de la production de turbulence, et donc des changements du profil de vitesse

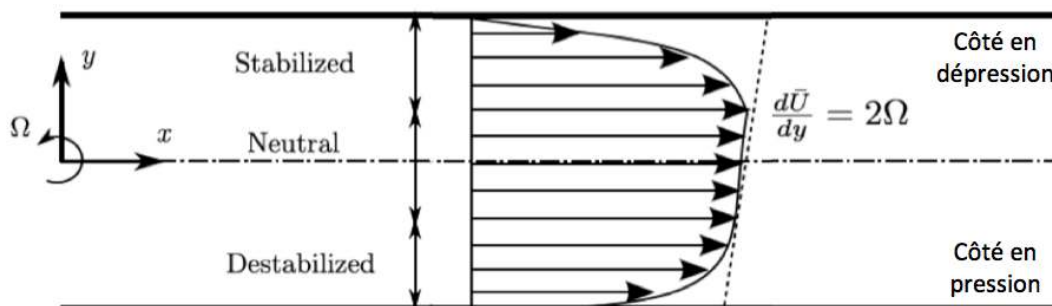


Figure 4.3 – Schéma illustrant le profil de vitesse dans un canal en rotation positive et les différentes zones de stabilité.

moyen et du cisaillement local en paroi. Deuxièmement, l'accélération de Coriolis peut complètement supprimer ou décaler la transition de la couche limite laminaire vers la couche limite turbulente sur le côté stabilisant en dépression. Enfin, des vortex contra-rotatifs de type Taylor-Görtler sont générés sur le côté en pression du canal. Johnston *et al.* [81] ont également découvert que ces cellules grandes échelles tournantes ont tendance à se déplacer vers le côté en pression lorsque le nombre de rotation Ro augmente. Ces observations expérimentales ont été confirmées plus tard par des simulations SGE réalisées dans les années 1980 par Kim [85] et Miyake *et al.* [121].

Lors d'études plus récentes, Wallin *et al.* [174] et Brethower *et al.* [13] ont découvert des instabilités dans leurs simulations DNS lorsque l'écoulement est proche de la relaminarisation totale dans le canal. Les auteurs ont pointé le fait que dans les cas à forte vitesse de rotation, les modes obliques de l'écoulement sont supprimés alors que les modes plan bi-dimensionnels ressemblant à des ondes de Tollmien-Schlichting (TS) ne sont pas affectés. Le cycle où les ondes TS grossissent, deviennent instables, se dégradent en turbulence et affectent l'écoulement. Ce phénomène peut être observé par des pics dans l'évolution temporelle du cisaillement et de la contrainte de Reynolds en paroi. D'après leurs résultats, si la vitesse de rotation reste modérément élevée, le grossissement des ondes TS est confiné au côté en dépression, ce qui génère l'apparition de forts vortex longitudinaux d'après Lamballais *et al.* [98]. En revanche, en augmentant davantage la vitesse de rotation proche de la valeur critique où les deux côtés se laminarisent, un comportement similaire apparaît sur le côté en pression [13].

4.1.4 Effet de la rotation sur les contraintes de Reynolds

Afin d'appuyer l'interprétation des résultats des simulations, il est possible de discuter la manière dont la rotation affecte les composantes des contraintes de Reynolds. Pour ces quantités, l'équation de transport s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \overline{U_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} = \mathcal{P}_{ij} + \Pi_{ij} - \epsilon_{ij} + \mathcal{D}_{ij} + \mathcal{C}_{ij}. \quad (4.17)$$

Les termes sur le coté droit de l'équation représentent de gauche à droite la production de cisaillement, la pression-tension, la dissipation, la diffusion et les effets de Coriolis. Dans ce contexte, les termes de production de cisaillement et de Coriolis sont définis par :

$$\mathcal{P}_{ij} = \overline{u'_i u'_m} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_m} - \overline{u'_j u'_m} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_m}, \quad (4.18)$$

$$\mathcal{C}_{ij} = -2\Omega_k (\overline{u'_i u'_m} \epsilon_{mjk} - \epsilon_{imk} \overline{u'_m u'_j}). \quad (4.19)$$

En écrivant les composants de ces tenseurs dans le cas d'un écoulement pleinement développé où $\overline{U} = \overline{U}(y)$, les seuls termes restants sont :

$$\mathcal{P}_{11} = -2\overline{u'v'} \frac{d\overline{U}}{dy}, \quad (4.20)$$

$$\mathcal{P}_{12} = -\overline{v'^2} \frac{d\overline{U}}{dy}, \quad (4.21)$$

$$\mathcal{C}_{11} = 4\Omega \overline{u'v'}, \quad (4.22)$$

$$\mathcal{C}_{22} = -4\Omega \overline{u'v'}, \quad (4.23)$$

$$\mathcal{C}_{12} = -2\Omega (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}). \quad (4.24)$$

D'après les équations ci-dessus, il est visible qu'il n'y a pas de composants \mathcal{P}_{22} et \mathcal{P}_{33} et donc pas de production directe au travers de $\overline{v'^2}$ ou $\overline{w'^2}$. Ils sont en revanche présents dans l'écoulement du fait du transfert d'énergie par les interactions pression-tension. Dans un cas statique, il est connu que $\overline{u'v'}$ a un signe opposé à $\frac{d\overline{U}}{dy}$ assurant la positivité de \mathcal{P}_{11} dans l'ensemble du domaine [94]. De plus, comme $\frac{d\overline{U}}{dy}$ est du signe opposé à la coordonnée y , \mathcal{P}_{12} a toujours le même signe que y .

Dans le cas d'une rotation positive, le coté déstabilisé (en pression) est sur la paroi inférieure, là où $y < 0$ et le côté stabilisé (en dépression) est sur la paroi supérieure là où $y > 0$. Il peut être déduit d'après les signes des composantes des contraintes de Reynolds qu'augmenter la rotation positive diminue directement $\overline{u'^2}$ et augmente $\overline{v'^2}$ sur

le coté déstabilisé. Les effets sont inversés sur le coté stabilisé. Il est aussi attendu que le terme \mathcal{E}_{12} diminue $\overline{u'v'}$ dans l'ensemble du domaine en faisant l'hypothèse $\overline{u'^2} > \overline{v'^2}$, ce qui normalement est le cas. La rotation a toutefois plusieurs effets indirects du fait des relations croisées. Par exemple, la rotation induit une réduction de $\overline{v'^2}$ sur le coté stabilisé qui réduit davantage la production de cisaillement \mathcal{S}_{12} ainsi que le terme de Coriolis \mathcal{E}_{12} . Du fait de ces relations croisées complexes, ce genre d'examen ne peut pas donner une image complète du comportement des contraintes de Reynolds, spécialement à de forte vitesses de rotation. Il peut toutefois donner un aperçu préliminaire sur les tendances attendues.

4.1.5 Écoulements secondaires

L'écoulement dans un canal suit une direction dominante, celle de l'axe principal du canal, de l'entrée vers la sortie. Cependant certaines structures peuvent ne pas être arrangées dans cette direction, constituant alors des écoulements secondaires. Des écoulements secondaires générés par les parois latérales associées aux perturbateurs dans un canal statique ont été mises en évidence dans le chapitre 3. La mise en rotation du canal engendre d'autres écoulements secondaires, non présents dans un canal statique, notamment du fait de la présence des forces de Coriolis présentées précédemment. Cette section est donc consacrée à une brève revue de l'état de l'art sur la compréhension de ces écoulements secondaires en canal tournant.

Cellules induites par les forces de Coriolis

Pour les canaux d'intérêt, la présence de parois latérales parallèles au plan xy cause une variation du profil de vitesse axiale comme on peut l'observer en Fig. 4.4. Malgré cela, le gradient de pression transverse reste essentiellement uniforme sur la largeur du canal. Ainsi proche de la paroi latérale, la magnitude de la vitesse axiale est réduite et la force de Coriolis ($2\Omega \times U$) n'est plus suffisante pour contre-balancer localement le gradient de pression. La conséquence est la génération d'écoulements secondaires. Ces écoulements secondaires sont associés à la génération de vorticité axiale (ω_x). L'origine de cette vorticité peut être comprise en analysant l'équation de vorticité laminaire dans un référentiel tournant :

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \left(\vec{\omega} + 2\vec{\Omega} \right) \cdot \nabla \vec{u} + \nu \nabla^2 \vec{\omega}. \quad (4.25)$$

Ici le vecteur rotation (Ω) n'a qu'une seule composante, l'équation de vorticité dans la direction x devient donc :

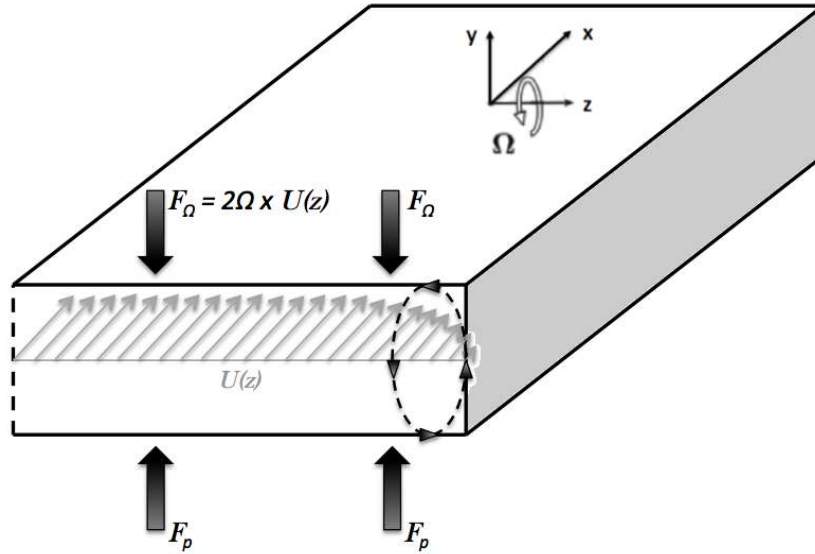


Figure 4.4 – Génération d'écoulement secondaire dans un canal en rotation.

$$\frac{d\omega_x}{dt} = \omega_x \frac{\partial U}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial U}{\partial y} + (\omega_z + \Omega_z) \frac{\partial U}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right) \quad (4.26)$$

Si l'analyse se limite à la région proche de la paroi latérale, là où l'écoulement secondaire est généré, l'Eq. (4.26) se réduit à,

$$\frac{d\omega_x}{dt} = \Omega_z \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (4.27)$$

Cette expression montre que la vorticité axiale, aussi appelée vorticité d'Ekman, est générée par la rotation des lignes de vorticité qui sont alignées suivant la direction z . Pour cette raison la région où les écoulements secondaires sont générés est communément appelée la couche d'Ekman. L'épaisseur de cette couche est fonction des nombres de Reynolds et de rotation. La présence de ces écoulements secondaires proche des parois latérales est possible à des nombres de rotation très faible. Ces cellules tournantes induites par les parois et les forces de Coriolis sont observées au niveaux des parois latérales proche du côté en dépression.

Cellules de Görtler

La mise en rotation de l'écoulement ne génère pas seulement les structure induites par les forces de Coriolis. Un deuxième type de cellules tournantes longitudinales appelées

cellules de Görtler [153] est également reporté, mais cette fois uniquement sur le coté en pression. Ces cellules sont générées par un mécanisme d'instabilité centrifuge découvert par Rayleigh [147]. Expérimentalement, la première observation des cellules de Görtler a été faite par Johnston *et al.* [81] lorsqu'ils ont remarqué des structures axiales à grandes échelles proches de la paroi en pression d'un canal en rotation. Les auteurs observent que le motif des cellules semble être stationnaire, dans le sens où la période temporelle sur laquelle le motif persiste est longue par rapport à l'échelle de temps relative à la turbulence. Lezius *et al.* [102] ont utilisé plus tard un modèle d'écoulement turbulent à deux couches pour estimer le nombre de rotation critique nécessaire pour générer ces cellules tournantes instables. Leurs études ont montré que dans des écoulements pleinement turbulents ($Re > 6000$) la présence de ces cellules tournantes est indépendante du nombre de Reynolds et elles commencent à apparaître pour des nombre de rotation faibles approchant $Ro \approx 0.02$.

Les cellules de Görtler apparaissent sous la forme de paires de vortex longitudinaux contra-rotatifs. Ces vortex évacuent les particules fluides du coté en pression du canal entre les membres positifs et négatifs de chaque paire et à l'opposé elles dirigent l'écoulement vers le coté en pression entre les paires contra-rotatives, Fig. 4.5. Ce transport a un effet notable sur la vitesse axiale et l'activité turbulente dans le canal. Les données provenant de DNS réalisées par Kristoffersen *et al.* [94] montrent que le nombre de paires de vortex doit être un nombre entier N . En faisant l'hypothèse que ces vortex sont circulaires et qu'ils occupent la moitié de la section de passage, il est possible d'estimer le nombre de paires de vortex dans le canal par :

$$N = \text{int} \left(\frac{H}{b} \right). \quad (4.28)$$

H/b est le ratio d'aspect du canal. La forme et la taille de ces cellules tournantes peuvent toutefois varier en fonction des nombres de Reynolds et de rotation. Généralement, le nombre de paires de vortex tend à augmenter avec Ro et la longueur d'onde d'une paire de cellules tournantes approche b à forte vitesse de rotation ($Ro \approx 0.2$). Le ratio d'aspect du canal est donc un autre paramètre affectant la longueur d'onde des vortex et peut même dans certains cas empêcher leur formation.

Lorsque la vitesse de rotation du canal augmente encore ($Ro > 0.5$), l'écoulement se re-stabilise. La conséquence directe est une diminution de l'intensité turbulente proche de la paroi en pression et la disparition de toutes les cellules tournantes. Ce phénomène a été prédit par l'analyse du déplacement de particules par Tritton [166]. Son étude démontre que l'écoulement est stabilisé partout dans le canal à des vitesses de rotation telles que $|S| = -2\Omega/\omega_z > 1$. Même si l'hypothèse d'un écoulement non visqueux est ici nécessaire, il est raisonnable de supposer que dans le cas d'un écoulement visqueux, la re-stabilisation va être présente à des vitesses de rotation inférieures à celles prédites

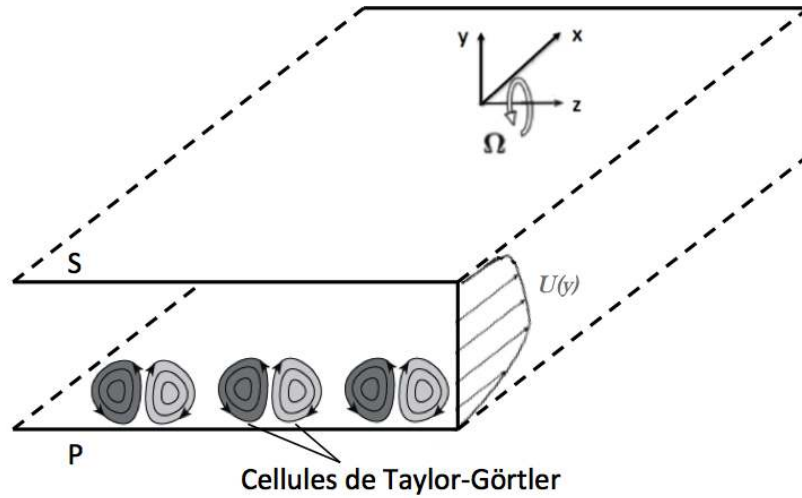


Figure 4.5 – Cellules tournantes secondaires dans un canal en rotation. Gris clair : $\omega_x > 0$; Gris foncé : $\omega_x < 0$.

théoriquement.

4.1.6 Effet de la flottabilité

Les variations de densité génèrent des forces importantes lorsque l'écoulement est en forte rotation, ce qui va impacter directement le comportement de ces écoulements. Une forte rotation va diriger le fluide plus dense (froid) vers les rayons extérieurs alors que l'écoulement plus chaud sera tiré vers l'axe de rotation. Dans des situations comme le refroidissement de pales de turbines où la température de la paroi est supérieure à la température moyenne du fluide, la flottabilité dirige l'écoulement le plus chaud, c'est-à-dire proche paroi, vers les rayons intérieurs.

Les effets du ratio de densité dans un canal en rotation sur les transferts thermiques à la paroi ont été étudiés par Wagner *et al.* [173]. Pour cela ils ont fait varier le ratio de densité $(\rho_{in} - \rho_w)/\rho_{in}$ de 0.07 à 0.23 à nombre de Reynolds et nombre de rotation constants. D'après leurs observations, augmenter le ratio de densité de 0.07 à 0.23 augmente l'efficacité des transferts thermiques jusqu'à 25% sur le coté en pression et jusqu'à 20% sur le coté en dépression. L'augmentation des transferts thermiques sur le coté en dépression est attribué à un mécanisme de séparation de l'écoulement prédit par Prakash *et al.* [142] et Dutta *et al.* [43]. Leurs prédictions RANS ont montré que l'écoulement décroche sur la surface en dépression du fait de la flottabilité. Cette séparation augmente la turbulence, la conséquence étant l'augmentation des transferts thermiques plus en aval dans le canal.

4.2 Le canal perturbé académique

La revue de la littérature a permis, de manière théorique mais aussi en analysant des données expérimentales et numériques, d'identifier les mécanismes générés par la mise en rotation de l'écoulement dans un canal lisse. Plus généralement, les forces de Coriolis augmentent le cisaillement sur la paroi en pression. Les écoulements secondaires existant du fait de la rotation impactent directement l'écoulement dans le passage et les transferts thermiques à la paroi. De plus, les forces de flottabilités peuvent générer d'autres écoulements secondaires qui ne seraient pas présents sans perturbateur, surtout si ceux-ci sont orthogonaux à l'écoulement principal [61]. Les simulations numériques réalisées dans ces travaux de thèse chercheront donc à identifier l'impact de ces structures dans les différents cas de rotation sur les transferts thermiques. Afin de valider la méthodologie numérique, les résultats des différentes simulations sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus sur le banc d'essais de Di Sante [37]. Les caractéristiques de ce banc en rotation ainsi que des différentes campagnes de tests menées sont décrites dans cette section. Ensuite la méthodologie utilisée dans AVBP afin de mettre l'écoulement en rotation est brièvement abordée.

4.2.1 Le banc d'essai du VKI en rotation

Le banc d'essais est le même que celui présenté dans la section 3.2.1. Le disque en bois est par contre en rotation dans le sens horaire ou anti-horaire permettant de placer la paroi avec les perturbateurs sur le coté en dépression et sur le coté en pression respectivement, avec les perturbateurs parallèles à l'axe de rotation. Par la suite la rotation positive et négative d'un point de vue trigonométrique représenteront respectivement la rotation déstabilisant et stabilisant l'écoulement dans la région proche perturbateurs. La vitesse de rotation est de l'ordre de 130 tours par minute, ce qui donne un nombre de rotation $Ro = 0.38$. Le système PIV étant directement monté sur le disque en bois, celui-ci est dans le repère tournant du canal, permettant la mesure de la vitesse relative. A noter qu'au moins deux campagnes de tests différentes ont été menées sur ce banc.

Pour la première campagne d'essais [28], le canal étudié est alimenté au moyen d'un coude très proche de l'entrée du canal comme le montre la Fig. 3.7, ce coude pouvant induire des inhomogénéités sur le plan d'entrée. En outre lors de cette campagne de tests, seul le profil de vitesse en entrée du canal statique a été mesuré et ceux du canal en rotation ne sont pas disponibles. Une nouvelle campagne de tests a donc été menée au VKI en 2015 [116] pour mesurer ce profil et procéder à une nouvelle campagne de mesures. Par la même occasion, le banc a été modifié pour permettre l'étude de canaux à plus grand nombre de Reynolds, nombre de rotation et de flotabilité. Ainsi alors que l'ancien banc utilisait uniquement la moitié du diamètre du disque sur lequel il était monté, désormais il en utilise l'intégralité. Cela laisse plus de place pour revoir le cheminement du fluide en amont du canal comme le montre la Fig. 4.6. Sur ce second banc, l'air arrive toujours par le centre du disque mais passe dans un coude à 90 degrés et alimente un tube en U avant

d'entrer dans une chambre de tranquillisation. Cette chambre à laquelle est ajoutée un panneau en nid d'abeille permet d'assurer un écoulement uniforme en amont du canal après être passé par une section convergente de ratio 2.7.

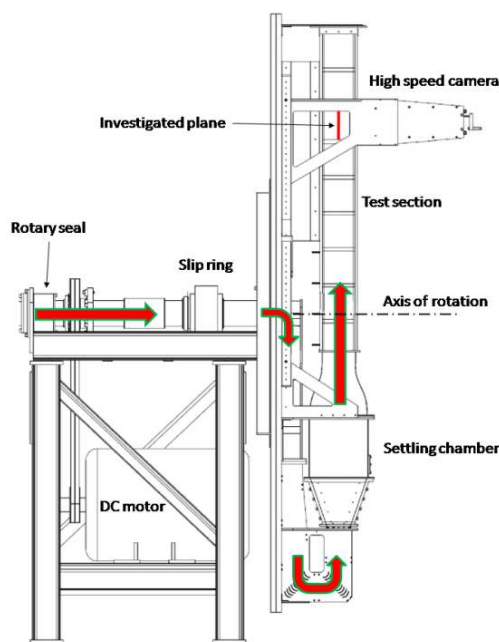


Figure 4.6 – Schéma du nouveau banc d'essais du VKI réalisé par Mayo [116].

Lors de cette nouvelle campagne de tests, le profil de vitesse moyen sur le plan de symétrie du canal à l'entrée a été mesuré dans les trois cas, c'est-à-dire pour le cas statique et pour les deux cas en rotation. La comparaison des profils de vitesse d'entrée en canal statique pour les deux campagnes, Fig. 4.7, montre que le nouveau profil diffère légèrement de l'ancien : les zones d'accélération en proche paroi ne sont plus présentes et surtout le nouveau profil n'est pas parfaitement symétrique, même si le canal n'est pas en rotation. De la même façon, une comparaison des profils de vitesse obtenus cette fois entre les perturbateurs six et sept suite aux deux campagnes expérimentales et pour les trois cas indiquent des différences comme le montre la Fig. 4.8. L'impact de l'écoulement en amont du canal sur le champ de vitesse après le perturbateur six est différent selon le cas :

- Rotation négative : Il y a très peu de différences (5.7% de la vitesse débitante moyenne en entrée).
- Canal statique : La différence est légèrement plus élevée (8.2% de la vitesse débitante). Les différences se concentrent principalement dans la zone au-dessus des perturbateurs et proche du perturbateur six, celles-ci étant malgré tout minimales.

- Rotation positive : L'écart de résultats entre les deux campagnes de tests est bien plus important (19.3% de la vitesse débitante). Il semble dans ce cas précis que l'écoulement au niveau de la zone de mesure est influencé par l'établissement depuis l'entrée du canal.

A noter qu'ici plus l'écoulement est instable dans la zone des perturbateurs, plus les différences entre les deux résultats expérimentaux sont importantes. Un des objectifs des simulations numériques réalisées lors de ces travaux sera donc d'identifier les mécanismes influençant l'écoulement entre les perturbateurs six et sept issus des différentes conditions à l'entrée du canal.

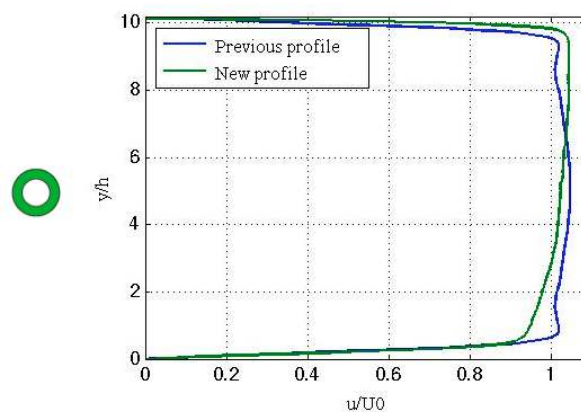


Figure 4.7 – Comparaison des profils d'entrée expérimentaux sur l'ancien (bleu) et le nouveau (vert) banc d'essais dans le cas statique.

4.2.2 Simulation SGE d'écoulements en rotation

L'approche généralement utilisée pour étudier un écoulement en rotation est de prendre directement le repère tournant comme repère de référence et d'introduire les forces de Coriolis et centrifuges comme termes additionnels dans les équations de Navier-Stokes [5, 144, 46, 126, 159]. Naturellement cette méthode fonctionne bien en DNS [94]. Toutefois quand la turbulence doit être modélisée, la plupart des modèles classiques sont incompatibles dans leurs formes originales avec l'utilisation d'un repère tournant [164]. Ils ont besoin d'être corrigés en enrichissant l'hypothèse de viscosité turbulente avec des termes supplémentaires. Par exemple, De Laage de Meux [34] a pu comparer les modèles originaux et corrigés à des données de DNS sur des cas académiques de canaux en rotation et a montré que ceux-ci ont une bonne prédiction des profils de vitesse moyen mais des lacunes subsistent sur la prédiction du profil d'énergie cinétique turbulente.

Dans ce travail une approche non conventionnelle a été adoptée pour simuler les écoulements en rotation. A la place d'utiliser le référentiel tournant comme référence, le

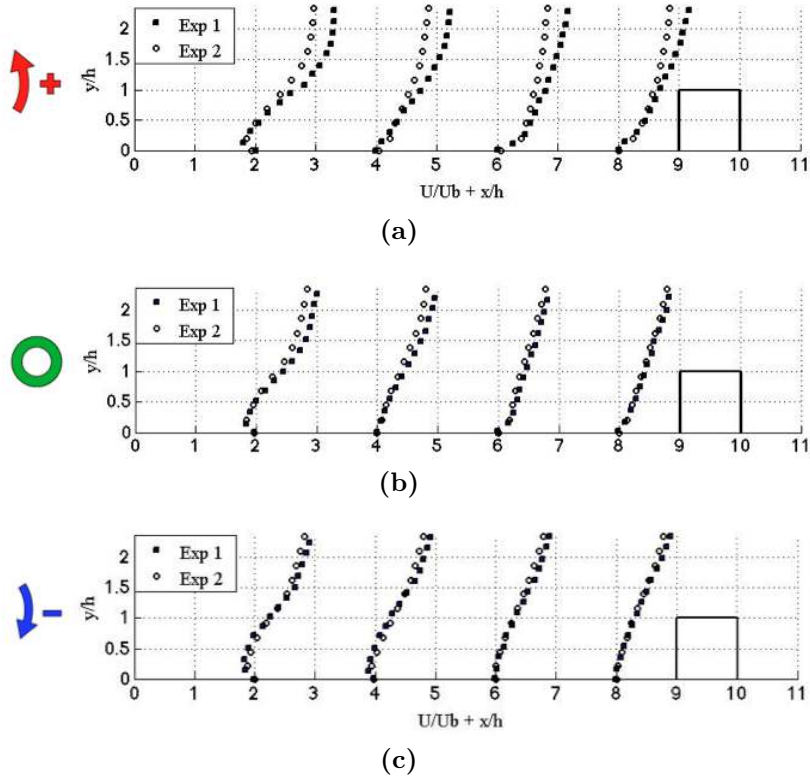


Figure 4.8 – Comparaison des profils de vitesse entre les perturbateurs 6 et 7 pour les deux campagnes de tests dans les cas positif (a), statique (b) et négatif (c).

référentiel Galiléen est choisi. L'ensemble des points du maillage est donc en mouvement, en rotation solide, au cours du temps. L'outil numérique utilisé pour mettre le canal en rotation est l'Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) dont la description est donnée par Hirt *et al.* [75] et dont l'implémentation dans AVBP a été réalisée par Moureau *et al.* [123]. Par cette approche, le mouvement circulaire est attribué à l'ensemble des points du maillage. Les équations étant résolues dans le repère fixe, cette approche enlève la nécessité de corriger les modèles puisque la rotation est transmise implicitement à l'écoulement par des conditions aux limites et points de maillage non fixes. L'approche a déjà été validée lors de travaux précédents sur les moteurs à pistons [59, 148, 120] ainsi que sur des canaux en rotation [52].

D'un point de vue modélisation, les simulations en rotation reposent sur les mêmes modèles que ceux de la simulation du canal statique. L'écoulement est résolu en parois, le schéma numérique utilisé est le schéma TTGC [30] et le modèle de sous-maille WALE [130]. Trois cas différents sont étudiés :

- Le cas de référence qui est le canal statique présenté et étudié dans le chapitre précédent.

- Le cas de la rotation positive, tournant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, déstabilisant l'écoulement proche perturbateurs.
- Le cas de la rotation négative, tournant dans le sens des aiguilles d'une montre, stabilisant l'écoulement proche perturbateurs.

Pour ces trois cas, le nombre de Reynolds reste fixe et égal à $Re = 15000$. Dans les cas tournants, la vitesse de rotation est de ± 130 tr/min donnant un nombre de rotation $Ro = \pm 0.38$.

4.3 Réponse de la dynamique de l'écoulement dans un canal perturbé en rotation

L'étude bibliographique indique que la mise en rotation d'un canal modifie fortement la topologie de l'écoulement. Cet écoulement peut être stabilisé ou déstabilisé et des structures secondaires apparaissent. Il y a deux types de structures secondaires, celles induites par les parois associées aux forces de Coriolis sur le coté en dépression et les cellules de Görtler sur le coté en pression. Le canal adiabatique du chapitre précédent est étudié en rotation, permettant de comparer les résultats des simulations en rotation positive et négative aux résultats sur le canal statique. Pour rendre cette comparaison possible les champs de vitesses relatives et non absolues seront étudiés dans ce chapitre.

4.3.1 Effet de la rotation sur le développement de l'écoulement dans le canal

Cette section a pour but d'étudier l'écoulement dans l'ensemble de la longueur du canal afin de mettre en évidence l'organisation globale de l'écoulement ainsi que l'origine et l'évolution des structures secondaires lorsque le canal est soumis à la rotation. L'évolution de la vitesse axiale normalisée sur le plan de symétrie du canal est présentée sur la Fig. 4.9. Dans les trois cas, l'écoulement proche des perturbateurs présente un motif similaire à partir du troisième perturbateur. La distance d'établissement de l'écoulement semble donc être proche dans les trois cas.

- Dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.9c, l'écoulement est plus régulier le long de l'axe principal. Dans ce cas, les variations de vitesse le long du canal à iso-hauteur sont très faibles. La zone de recirculation plus importante après le premier perturbateur par rapport à celles plus en aval est également visible, comme sur le canal statique. A noter qu'en aval dans le canal, la zone de recirculation principale est toujours plus importante que dans le cas statique.

- Dans le cas de la rotation positive, Fig. 4.9a, l'écoulement est bien moins régulier le long de l'axe du canal, de fortes variations sont visibles à iso-hauteur. Un motif en dents de scie apparait avec une forte vitesse axiale juste au-dessus des perturbateurs qui s'éloigne ensuite de la paroi des perturbateurs. Les zones de recirculations sont plus petites que dans le cas statique. Il est important de noter également sur ce cas la présence d'une zone de faible vitesse proches du coté en dépression à hauteur du troisième perturbateur, générée par les écoulements secondaire discutés plus en détail par la suite.

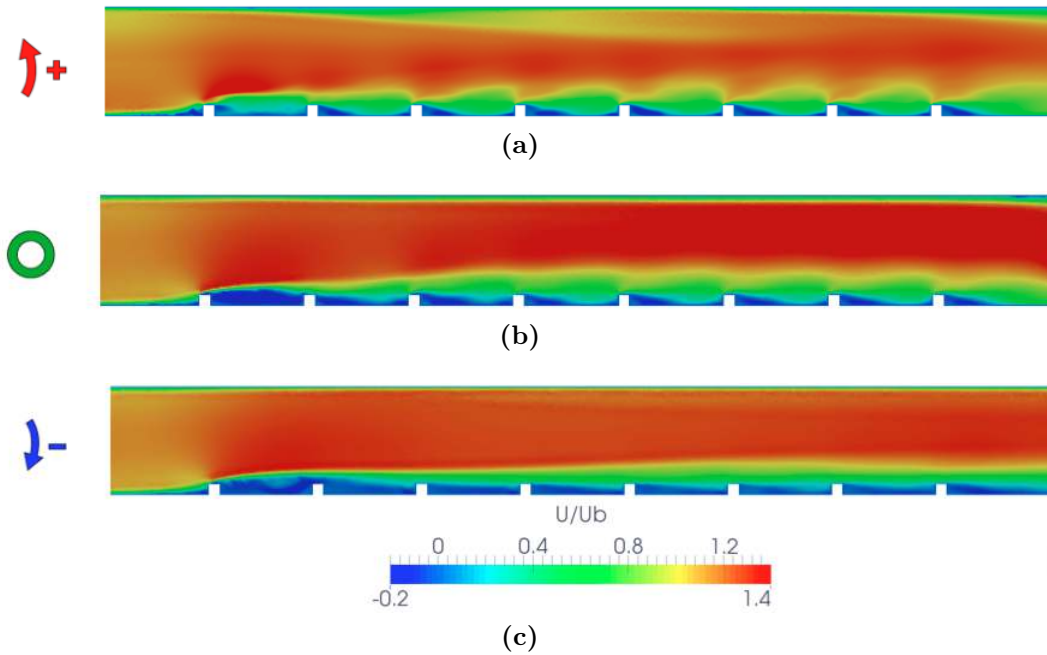


Figure 4.9 – Contour de vitesse a -dimensionnée sur le plan de symétrie du canal en rotation positive (a), statique (b) et en rotation négative (c).

Afin de caractériser la convergence spatiale de l'écoulement dans le canal, un critère de convergence est défini :

$$Convergence(i) = \int_{x/h=0}^{x/h=10} \int_{y/h=0}^{y/h=2} \|F_i(x, y) - F_6(x, y)\| dx dy, \quad (4.29)$$

avec i correspondant aux espaces inter-perturbateur allant de 1 à 7 avec le sixième étant la référence et F la variable dont on cherche à caractériser la convergence. Ce critère est appliqué dans les trois cas à la vitesse axiale U et à ses fluctuations U_{rms} , Fig. 4.10. A noter que le point de convergence au sixième espace inter-perturbateur n'est pas représenté puisque nul par définition. Sur le champ de vitesse axiale, Fig. 4.10a, la mise en rotation

de l'écoulement semble accélérer la convergence, avec un champ quasiment convergé dès le troisième espace inter-perturbateur, contre le quatrième dans le cas statique. À noter tout de même qu'en rotation négative, le plateau de convergence n'est réellement atteint qu'à partir du cinquième espace. Dans les trois cas les plateaux se situent à des valeurs semblables, de l'ordre de 4% de la vitesse débitante en entrée du canal, ce qui montre encore une fois que l'écoulement entre deux perturbateurs ne devient jamais complètement périodique. En ce qui concerne le champ de fluctuations de vitesse, Fig. 4.10b, il converge effectivement un espace plus tôt en rotation positive que dans le cas statique, comme le champ de vitesse. Par contre la convergence est fortement ralentie en rotation négative avec une convergence au niveau du cinquième espace inter-perturbateur. Il semble donc en réalité que la stabilisation/déstabilisation décélère/accélère respectivement la convergence spatiale de l'écoulement dans le canal. La valeur du plateau de convergence est légèrement supérieure en rotation (2.5% de U_b) par rapport au cas statique (1.8% de U_b).

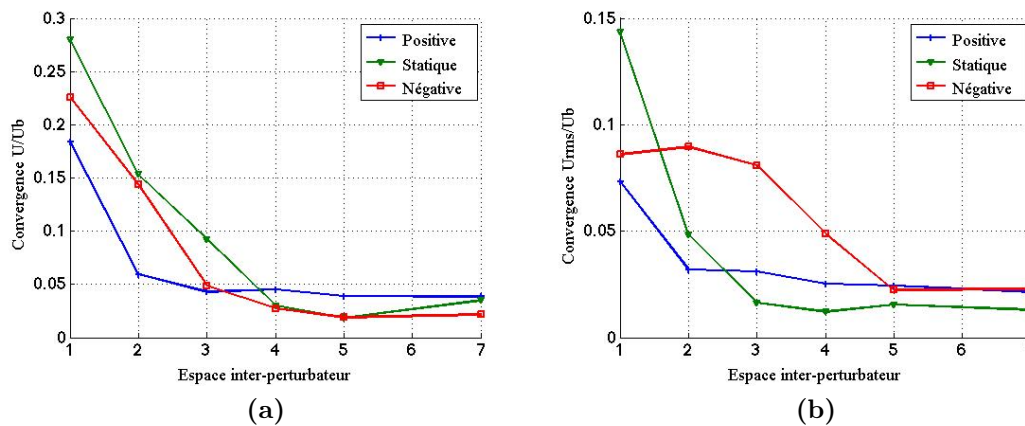


Figure 4.10 – Comparaison de la convergence spatiale du champ de vitesse axiale (a) et ses fluctuations (b) en fonction de l'avancée dans le canal.

Pour visualiser les structures secondaires, les lignes de courant sur des plans transverses à l'écoulement principal sont présentées en Fig. 4.11. Sur cette figure, le cas statique ainsi que les deux sens de rotation sont représentés. Les plans étudiés se situent toujours à mi-distance entre les perturbateurs. Dans le chapitre précédent sur le canal statique repris ici, Figs 4.11 e-h, il a été établi que deux structures secondaires contra-rotatives (entourées en rouge) se développent le long du canal proche des parois latérales à mi-hauteur de canal. Ces structures sont générées par les parois latérales et le gradient de pression provoqué par les perturbateurs comme expliqué dans la section 4.1.5. Des structures apparaissent également proche de la paroi des perturbateurs (entourées en bleu), elles sont principalement visibles en Fig. 4.11f. En rotation négative, sur le plan entre l'entrée du canal et le premier perturbateur, Fig. 4.11i, deux structures apparaissent dans les coins (entourées en rouge), sur le côté en dépression alors que rien n'était visible

dans le cas statique à cette position. Ces structures sont le résultat de l'interaction entre les parois latérales et les forces de Coriolis. Le mécanisme d'apparition est détaillé dans la section 4.1.5 et est résumé en Fig. 4.4. Elles se développent en deux cellules contra-rotatives occupant la moitié de la hauteur du canal du côté en dépression et sont déjà bien visibles entre les perturbateurs deux et trois, Fig. 4.11j, et restent présentes jusqu'à la sortie du canal. En amont du premier perturbateur, aucune structure n'est encore visible sur le côté en pression. En revanche, plus en aval, entre les perturbateurs deux et trois, Fig. 4.11j, et surtout entre les perturbateurs quatre et cinq, Fig. 4.11k, l'écoulement dans la zone en pression évolue. Quatre cellules distinctes (entourées en vert) apparaissent dans cette zone en pression. Ces cellules vont se développer et sont particulièrement visibles par la suite entre les perturbateurs six et sept, Fig. 4.11l. Il s'agit ici de deux paires de cellules à priori de type Görtler observées expérimentalement par Johnston *et al.* [81] et également présentées dans la section 4.1.5 au début de ce chapitre. Il y a donc bien deux types de structures secondaires dans ce cas de figure. Les deux cellules induites par les forces de Coriolis sont sur le côté en dépression dès le début du canal et les quatre cellules de Görtler qui se développent plus en aval sont sur le côté en pression. A noter que comme dans le cas statique, les cellules apparaissent dans la zone proche de la paroi des perturbateurs (entourées en bleu).

Dans le cas du canal en rotation positive, des structures secondaires apparaissent également dès le plan en amont du premier perturbateur (entourées en rouge), Fig. 4.11a. Cette fois ces structures se forment dans les coins proches de la paroi lisse, ce qui correspond toujours au côté en dépression. Ces structures sont à nouveau induites par les forces de Coriolis. Elles se développent et grandissent le long du canal pour occuper une grande partie de la hauteur du canal entre les perturbateurs quatre et cinq, Fig. 4.11c. Ces deux structures génèrent en outre le déficit de vitesse axiale sur le contour de vitesse axiale visible sur la Fig. 4.9a. A noter que le développement des cellules de Görtler est bien plus difficile dans ce cas puisqu'elles apparaissent sur le côté en pression. Or le côté en pression est jalonné de perturbateurs, ce qui déstructure l'écoulement. Des structures sont tout de même visibles (entourées en bleu) mais il est difficile de savoir s'il s'agit de cellules générées par les perturbateurs comme dans les deux autres cas ou s'il s'agit de cellules de Görtler.

Afin de compléter l'étude des différentes structures secondaires, la Fig. 4.12 montre les structures générées dans la région proche perturbateurs dans les trois cas par le biais d'iso-contours de critère Q . A noter que la valeur de l'iso-contour est la même dans les trois cas. Le cas statique étudié dans le chapitre précédent et repris ici, Fig. 4.12a, a permis de mettre en évidence quatre structures. La première (1) se situe en amont et au pied du perturbateur sur toute la largeur du canal. La deuxième (2) correspond à la zone de cisaillement juste au-dessus des perturbateurs, également sur toute la largeur du canal. La troisième (3) est le résultat de l'enroulement de l'écoulement sur les parois latérales au passage des perturbateurs avec en résultante la cellule (4) contra-rotative par rapport à la cellule (3). Ces structures restent présentes lorsque le canal est mis en rotation, néanmoins leurs tailles varient drastiquement d'un cas à l'autre avec une diminu-

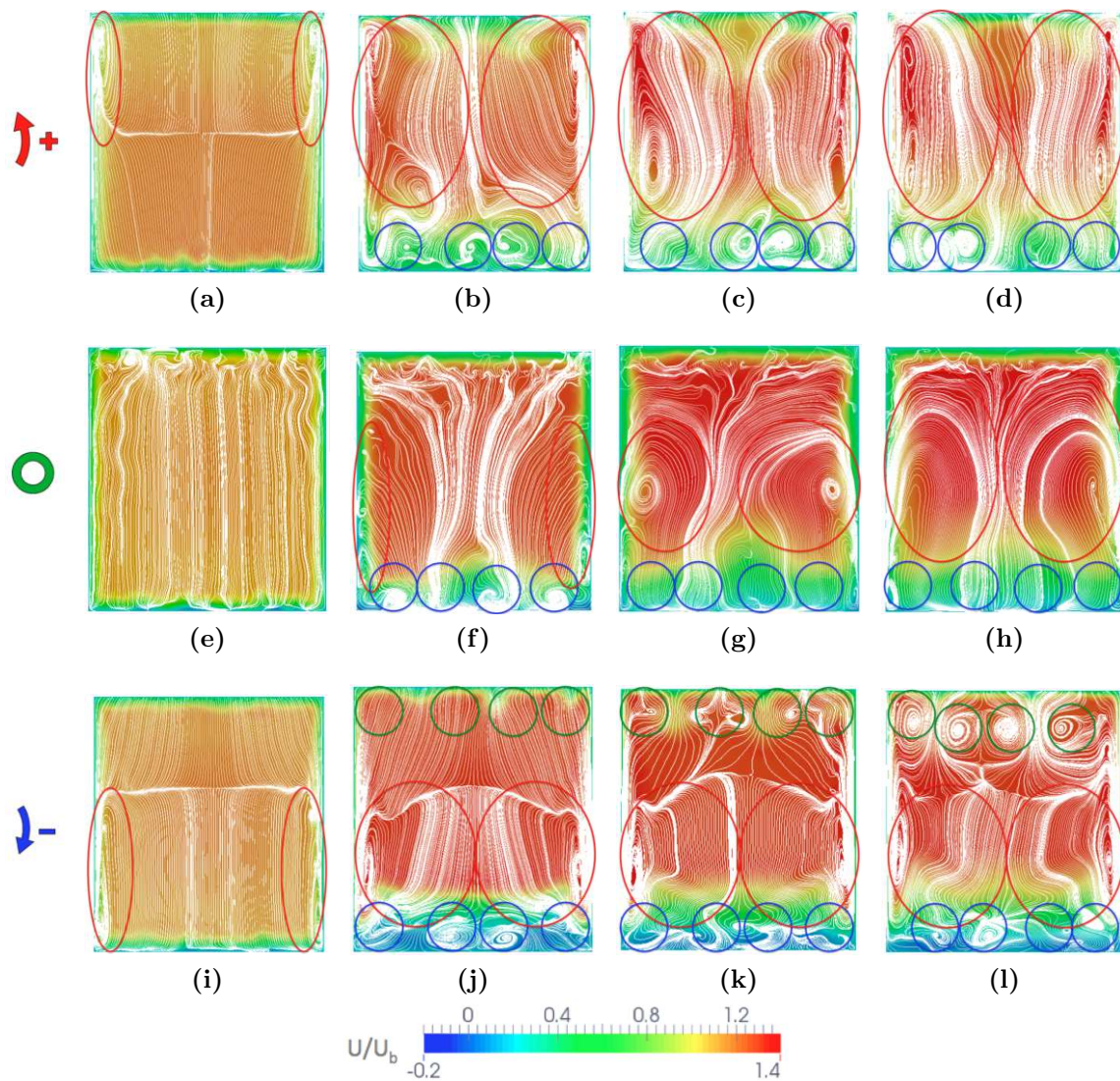


Figure 4.11 – Comparaison des structures secondaires issues des simulations AVBP dans les trois cas à mi-distance entre l'entrée du canal et le perturbateur 1 (a, e), les perturbateurs 2 et 3 (b, f), les perturbateurs 4 et 5 (c, g) et les perturbateurs 6 et 7 (d, h).

tion/augmentation de leurs volumes en rotation négative/positive. En rotation positive, Fig. 4.12b, la taille des structures est bien plus importante que dans le cas statique, la structure (1) engendre un second tube sur la largeur du canal légèrement plus en amont et (2) s'épaissit et s'étend jusqu'à (1). A noter que dans ce cas une troisième structure uniforme sur la largeur du canal apparaît dans la zone de décrochement/cisaillement en aval au sommet des perturbateurs (5). Cette structure est uniquement visible en rotation positive avec ce niveau d'iso-contour. L'enroulement (3) s'étend bien plus en aval, jusqu'à $2h$ derrière les perturbateurs. La génération de (4) se fait donc également plus en aval dans le canal. Enfin une dernière structure est visible dans ce cas (6), se formant à la jonction entre les parois latérale et la paroi entre les perturbateurs, se développant vers

le perturbateur aval et alimentant l'enroulement (3). Dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.12c, beaucoup moins de structures sont visibles à ce niveau d'iso-contour. La cellule (1) n'est plus visible sur toute la largeur du canal mais seulement au centre et la marque de la zone de cisaillement (2) n'est plus que visible sur le coin supérieur amont des perturbateurs. L'enroulement (3) est également réduit et (4) n'est plus visible. Ainsi la rotation ne semble pas influencer sur le type et la topologie des structures présentes dans la zone proche perturbateurs mais plutôt sur l'intensité et la propagation de celles-ci, avec une amplification dans le cas déstabilisant de la rotation positive et une diminution dans le cas stabilisant de la rotation négative par rapport au cas statique.

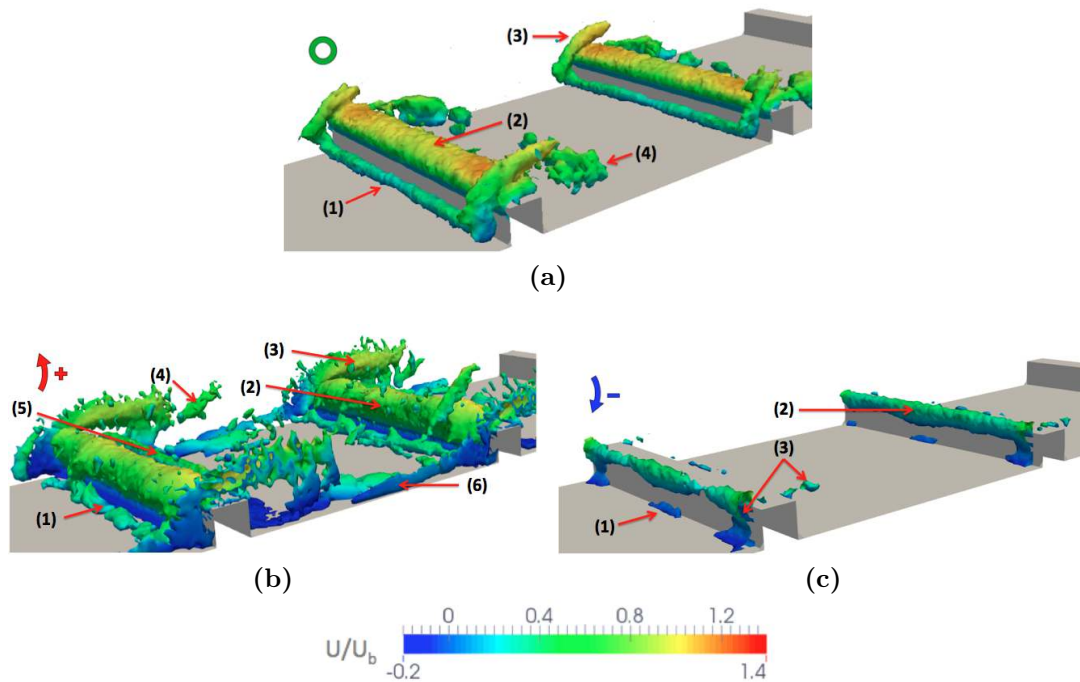


Figure 4.12 – Iso-contours de critère Q sur un champ moyen coloré par la vitesse axiale montrant les structures secondaires latérales générées par les perturbateurs dans le cas de référence statique (a), en rotation positive (b) et négative (c).

Jusqu'à présent, l'étude est portée sur le développement de l'écoulement moyen au sein du canal. Pour évaluer l'impact de cet écoulement sur la paroi, des lignes de courant sont tracées proches de la paroi entre les perturbateurs en Fig. 4.13. Il est visible que sur chaque cas, l'empreinte de l'écoulement est similaire après chaque perturbateur uniquement à partir du troisième perturbateur. Dans le cas de la rotation positive, Fig. 4.13a, l'écoulement en amont du premier perturbateur est impacté plus tardivement que dans le cas statique (ligne (a)), Fig. 4.13b. Dans le cas statique, les lignes de courant sont rectilignes jusqu'à $p/h = 5$ alors qu'elles restent rectilignes jusqu'à $p/h = 8$ en rotation positive. Après le troisième perturbateur, le motif est similaire entre la rotation positive et le canal statique. Les trois lignes verticales représentatives des zones de recirculations (1, 2, 3) sont bien visibles. A noter que quelque soit l'espace inter-perturbateur, dans

le cas de la rotation positive la zone de recirculation principale (2) se rattache plus tôt et est donc plus petite que dans le cas statique. Dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.13c, les lignes de courant restent également rectilignes plus longtemps que dans le cas statique en amont du premier perturbateur (ligne (a)), jusqu'à $p/h = 7$ environ. Par la suite le motif devient totalement différent des deux autres cas. Une seule ligne verticale (1) contre trois est visible en rotation négative. Cette ligne très proche et en aval des perturbateurs correspond au décollement de la petite zone de recirculation au pied du perturbateur. Il semble par contre ne pas y avoir de ligne de rattachement de la zone de recirculation principale, cette ligne étant uniquement visible après le dernier perturbateur. A cet endroit, la ligne se situe approximativement à une distance p du perturbateur.

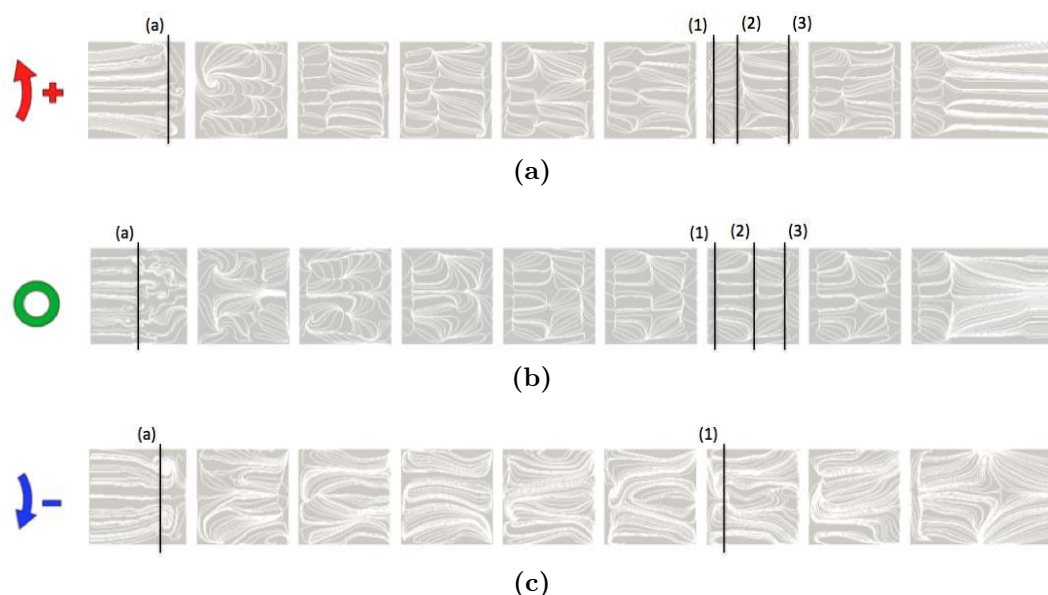


Figure 4.13 – lignes de courant sur la paroi des perturbateurs issus des simulations en rotation positive (a) statique (b) et en rotation négative (c).

Des différences importantes apparaissent donc sur l'écoulement dans ces trois cas. Ces différences sont générées par la mise en rotation et donc la présence de forces de Coriolis et centrifuge. L'étude bibliographique présentée au début de ce chapitre indique que la mise en rotation du canal stabilise l'écoulement du côté en dépression alors qu'il le déstabilise du côté en pression. Ainsi la zone proche des perturbateurs est stabilisée ou déstabilisée si le canal tourne dans le sens négatif ou positif respectivement. Cette stabilité peut être confirmée via le nombre de Richardson Ri [12], Eq. (4.15). Le contour de Ri sur le plan de symétrie dans les cas en rotation est présenté en Fig. 4.14. Pour rappel, lorsque Ri est positif, i.e. : en jaune orangé, l'écoulement est stabilisé alors que lorsque Ri est négatif, i.e. : en bleu, l'écoulement est déstabilisé. Il est alors clairement visible que dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.14b, l'écoulement proche perturbateur est majoritairement stabilisé contrairement au cas de la rotation positive, Fig. 4.14a, où l'écoulement proche des perturbateurs est fortement déstabilisé et il apparaît une forte interaction avec l'écoulement jusqu'à mi-hauteur du canal. De l'autre côté, sur la paroi

lisse, l'écoulement est bien déstabilisé/stabilisé en rotation négative/positive même si la zone déstabilisée reste relativement fine dans le cas de la rotation négative. Il y a donc un bon accord entre les résultats présentés ici et la littérature.

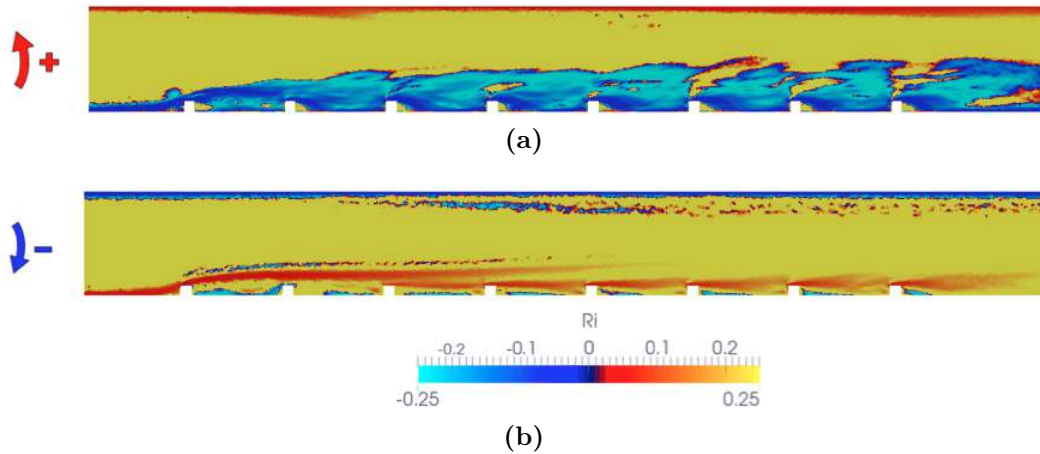


Figure 4.14 – Contours du nombre de Richardson Ri sur le plan de symétrie du canal dans les cas de la rotation positive (a) et négative (b).

La compréhension des écoulements dans les canaux perturbés ne se limite pas aux champs moyens comme étudié jusqu'à présent, les fluctuations de cet écoulement sont également d'importance. Pour les étudier, la Fig. 4.15 présente les fluctuations du champ de vitesse axiale U_{rms} normalisée par la vitesse débitante U_b sur le plan de symétrie dans les trois cas. La première observation est la hiérarchisation des niveaux de fluctuations, avec un écoulement plus/moins agité en rotation positive/négative par rapport au cas statique, ce qui est cohérent avec la notion de déstabilisation/stabilisation présentée précédemment. A noter que moins l'écoulement est stable, plus les fluctuations apparaissent proche de l'entrée : Elles sont visibles dès le premier perturbateur en rotation positive, Fig. 4.15a, au niveau du deuxième dans le cas statique, Fig. 4.15b, alors qu'il faut attendre le cinquième perturbateur pour observer de légères fluctuations en rotation négative, Fig. 4.15c. L'apparition anticipée/tardive de ces fluctuations de vitesse en rotation positive/négative par rapport au cas statique explique l'observation de la convergence de ces fluctuations dès le deuxième perturbateur et après le cinquième perturbateur respectivement en Fig. 4.10b. Enfin dans les trois cas, la zone de l'écoulement la plus fluctuante est la couche de cisaillement générée par les perturbateurs.

Les fluctuations de vitesse axiale sans dimension U_{rms}/U_b sont présentées sur des plans transverses à l'écoulement principal en Fig. 4.16. La hiérarchisation des niveaux de fluctuations observées sur la figure précédente est confirmée ici. Dans les trois cas, le champ de fluctuations est nul en amont du premier perturbateur mais plus en aval, plus l'écoulement est instable, plus la couche $U_{rms}/U_b > 0.2$ est épaisse. Dans les cas statique et en rotation positive, les parois latérales ont une influence sur l'épaisseur de cette couche, avec une augmentation significative proche de ces parois latérales. Ce phénomène est certaine-

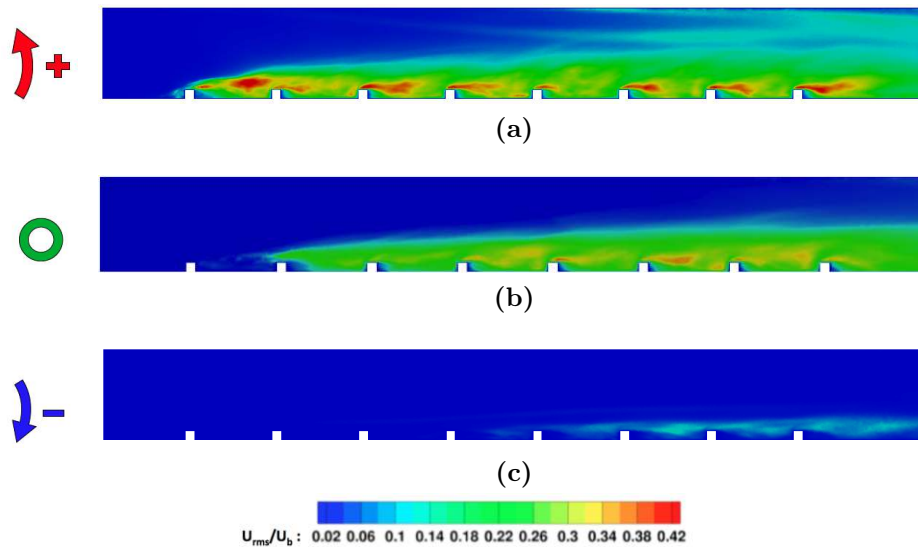


Figure 4.15 – Comparaison des fluctuations de vitesse axiale en rotation positive (a), statique (b) et en rotation négative (c) sur le plan de symétrie du canal.

ment causé par le transport instationnaire de l'écoulement proche parois latérales par les structures secondaires mises en évidence précédemment. Ce lien semble être confirmé par l'interaction, dans le cas de la rotation positive, de cette couche de fortes fluctuations avec la paroi supérieure à partir du quatrième perturbateur, Figs 4.16c et 4.16d puisque les structures secondaires sont placées dans les coins proches de la paroi supérieure dans ce sens de rotation.

La hiérarchisation sur le niveau d'agitation de l'écoulement est encore plus flagrante sur le champ de fluctuation de vitesse transverse sans dimension V_{rms}/U_b présenté en Fig. 4.17. La couche de forte fluctuation $V_{rms}/U_b > 0.1$ se développant le long du canal atteint presque la paroi supérieure en sortie en rotation positive, Fig. 4.17a. Elle atteint à peine le centre du canal dans le cas statique, Fig. 4.17b alors qu'elle n'est même pas visible en rotation négative, Fig. 4.17c. Cette fois-ci, même si la couche de cisaillement entre la zone de recirculation principale et l'écoulement dans le canal génère encore beaucoup de fluctuations, la zone où se trouve les plus fortes fluctuations se situe légèrement en amont au-dessus des perturbateurs. Cette zone correspond à l'emplacement de la structure (2) mise en évidence en Fig. 4.12. Cette structure moyenne semble donc osciller dans la direction normale à la paroi des perturbateurs, marquant le champ de V_{rms}/U_b . Ainsi comme cette structure n'est presque pas visible en rotation négative, les fluctuations de vitesses sont également fortement diminuées dans cette région en rotation négative, Fig. 4.17c.

L'écoulement dans un canal décrit jusqu'à présent engendre mécaniquement des pertes de charge, d'autant plus s'il est jalonné de perturbateurs. Or il est primordial de minimiser ces pertes de charges pour optimiser le rendement de la machine. Il devient alors nécessaire d'étudier l'impact de la rotation sur les pertes de pression dans ce canal académique.

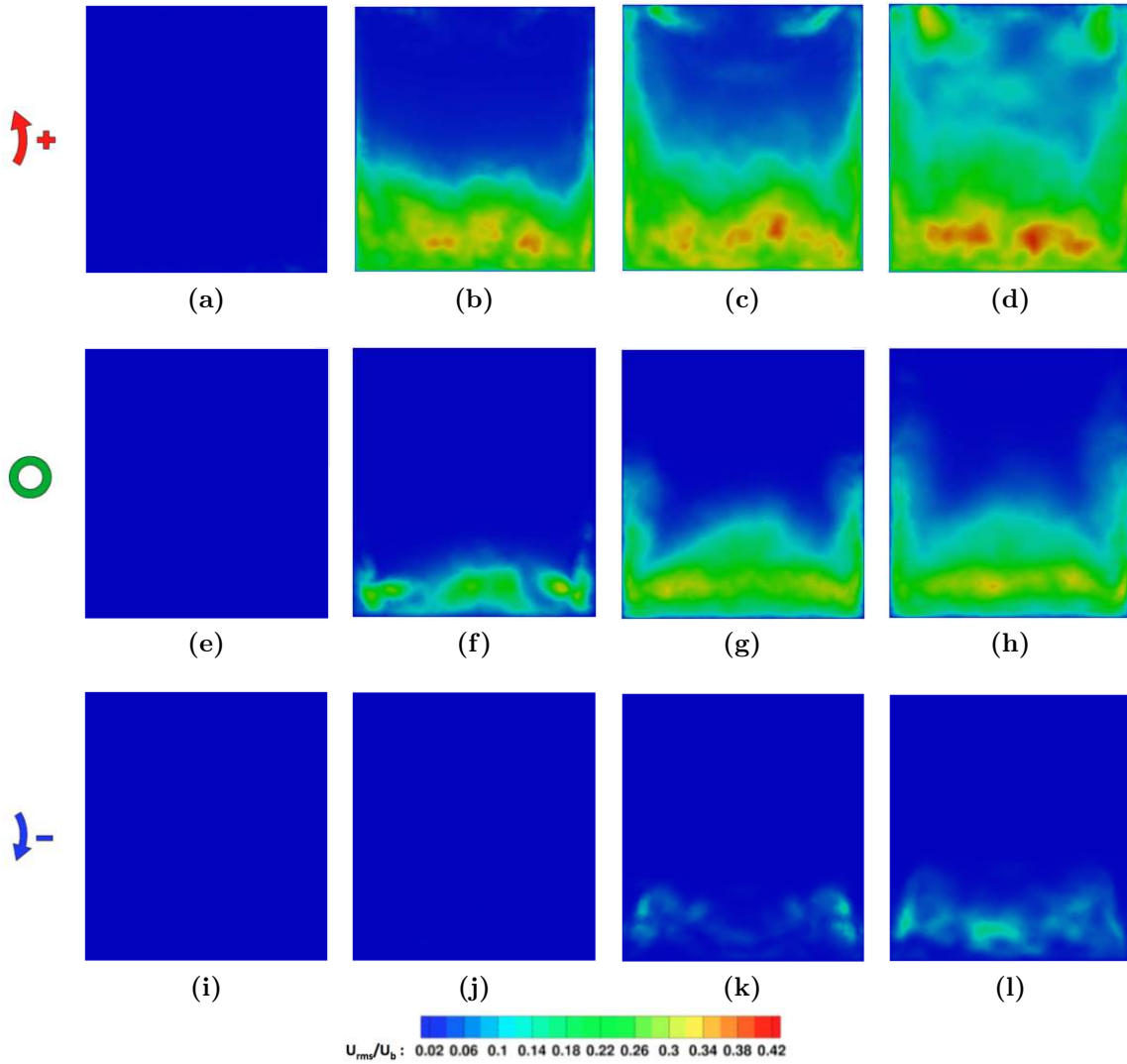


Figure 4.16 – Comparaison des fluctuations de vitesse axiale dans les trois cas à mi-distance entre l'entrée du canal et le perturbateur 1 (a, e), les perturbateurs 2 et 3 (b, f), les perturbateurs 4 et 5 (c, g) et les perturbateurs 6 et 7 (d, h).

Afin de comparer les performances des canaux en rotation avec celles du canal statique, il est nécessaire de retirer la contribution de la force centrifuge à la pression totale. Pour cela, une pression totale effective appelée $P_{tot_{eff}}$ est obtenue grâce à l'expression suivante,

$$P_{tot_{eff}} = P_{tot} - \left(\frac{1}{2} \rho (r\Omega)^2 \right), \quad (4.30)$$

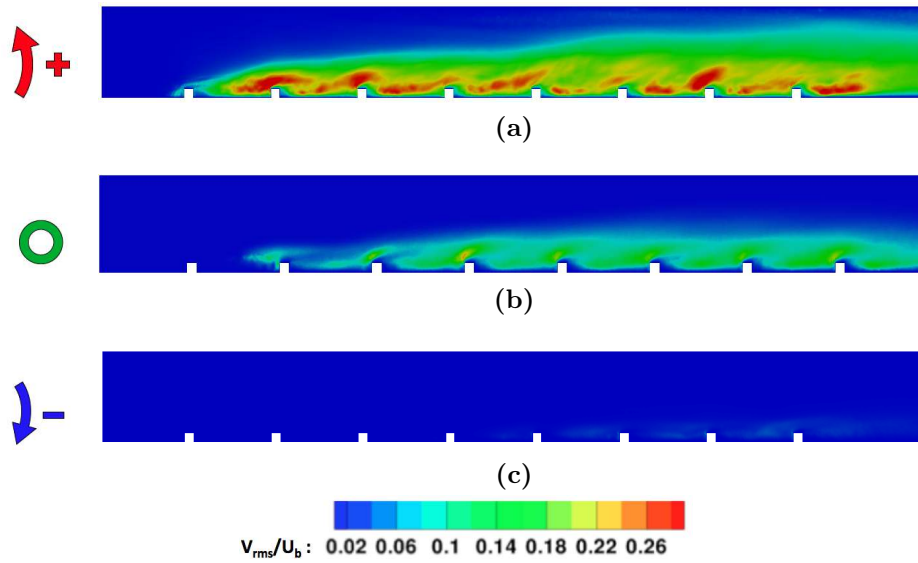


Figure 4.17 – Comparaison des fluctuations de vitesse transverse en rotation positive (a), statique (b) et en rotation négative (c) sur le plan de symétrie du canal.

avec P_{tot} la pression totale, r la distance par rapport à l'axe de rotation et Ω la vitesse de rotation.

La Figure 4.18 montre le contour de $P_{tot_{eff}}$ adimensionné P_{adim} dans les trois cas sur le plan de symétrie :

$$P_{adim} = \frac{P_{tot_{eff}} - P_{out}}{P_{in} - P_{out}}, \quad (4.31)$$

avec P_{out} et P_{in} respectivement la pression totale effective moyenne sur le plan de sortie et d'entrée du canal. Les contours sont très différents dans les trois cas. Dans le cas statique, Fig. 4.18b, les zones de pression minimum se situent dans les zones de recirculation principales derrière les perturbateurs. Deux nappes où la pression totale atteint des valeurs intermédiaires se forment sur les parois supérieures et inférieures et se développent le long du canal. La nappe sur la paroi inférieure s'épaissit plus rapidement que celle sur la paroi supérieure du fait de la présence des perturbateurs créant des pertes. Une zone de forte pression qui s'amincit le long du canal est présente entre ces deux couches, ce qui accentue les pertes de charge le long du canal dans cette zone au fur et à mesure de son amincissement.

Dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.18c, une stratification de pression sur la hauteur du canal apparaît. L'espace inter-perturbateurs reste une zone à faible pression totale. La pression augmente dans la direction y jusqu'à la paroi supérieure. Dans ce sens

de rotation, c'est la paroi perturbée qui est en dépression. Cette zone est aussi une zone de faible vitesse et donc de faible pression totale, les deux phénomènes s'additionnant pour aboutir à une zone de très faible pression totale. Parallèlement, la paroi supérieure devient en pression et donc une zone de forte pression comme dans le cas statique.

Dans le cas de la rotation positive, Fig. 4.18a, le contour de pression total est plus uniforme. Contrairement au cas de la rotation négative, ici les cotés en pression et en dépression correspondent respectivement à la paroi inférieure perturbée qui est la zone de faible vitesse et à la paroi supérieure où la vitesse de l'écoulement est importante. Dans ce cas les deux phénomènes tendent à s'annuler. La seule zone de forte pression totale se situe en amont et au-dessus du premier perturbateur car l'écoulement n'a pas encore été ralenti par les perturbateurs. A noter également que la pression totale dans la couche limite de la paroi supérieure en dépression est très faible en sortie du canal.

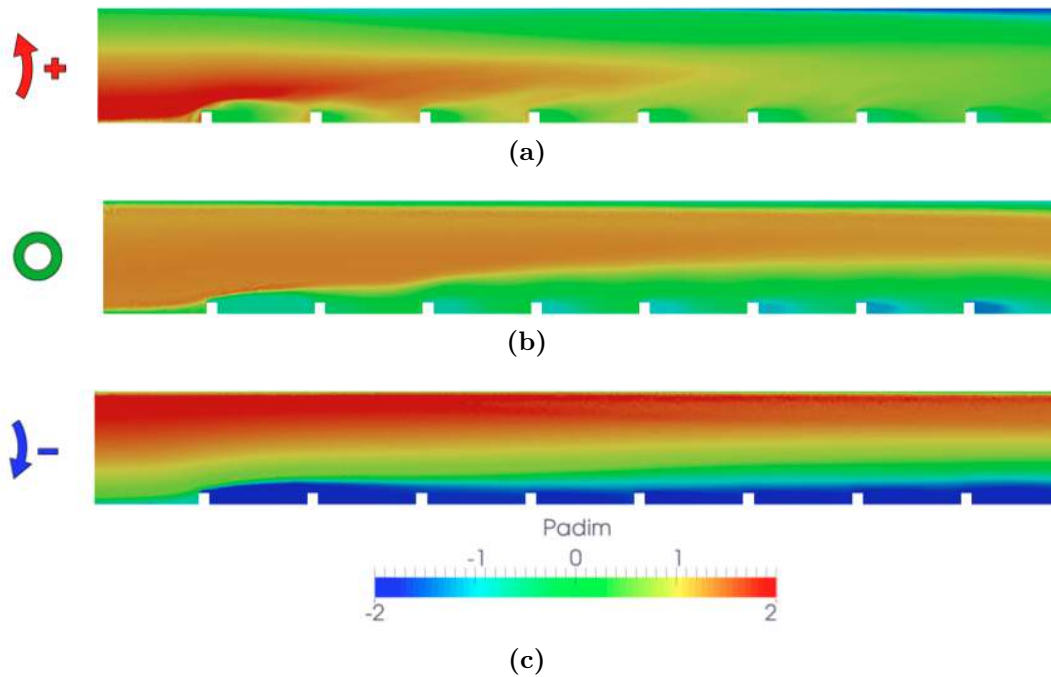


Figure 4.18 – Contours de pression moyenne adimensionnée sur le plan de symétrie dans les cas positif (a), statique (b) et négatif (c).

L'évolution du différentiel de pression totale ΔP le long du canal est montrée en Fig. 4.19 :

$$\Delta P(x) = P_{tot_{eff}}(x) - P_{tot_{eff,inlet}}, \quad (4.32)$$

avec $P_{tot_{eff}}(x)$ la pression totale effective intégrée en temps et en espace sur un plan perpendiculaire à l'écoulement principal à une coordonnée x et $P_{tot_{eff,inlet}}$ cette pression intégrée sur le plan d'entrée. Sur la Fig. 4.19, les courbes vertes correspondent au cas statique et les courbes bleues et rouges correspondent respectivement aux cas de rotation positive et négative. Les lignes pleines représentent l'évolution de ΔP le long du canal et les lignes pointillées représentent la tendance de ces évolutions via une régression linéaire. Enfin les lignes pointillées verticales noires matérialisent l'emplacement du centre des perturbateurs dans le canal. De ces évolutions, il est nettement visible que les perturbateurs génèrent un blocage important identifiable par le profil en dent de scie. Après chaque perturbateur, les pertes augmentent significativement par rapport à la valeur juste en aval du perturbateur précédent. A noter que dans les trois cas, la perte générée par le premier perturbateur est significativement supérieure à celle générée par les perturbateurs plus en aval. L'évolution de la perte de pression entre deux perturbateurs est de deux types :

- La perte reste quasiment constante sur tout l'espace inter-perturbateur comme en rotation négative et en aval du premier perturbateur dans le cas statique. A chaque fois, ce cas correspond à un espace inter-perturbateur rempli par la zone de recirculation principale, visible en Fig. 4.9 et matérialisé par une zone de faible P_{adim} en Fig. 4.18. La perte générée par la zone de recirculation est donc similaire sur l'ensemble de l'espace inter-perturbateur. Un pic apparait alors au niveau des perturbateurs puisqu'aucune zone de recirculation majeure n'est présente à ces endroits.
- La perte de charge diminue entre deux perturbateurs, comme en rotation positive et à partir du deuxième perturbateur dans le cas statique. Dans ce cas l'espace inter-perturbateur n'est pas rempli par la zone de recirculation. Les pertes liées à cette zone de recirculation diminuent donc en avançant dans l'espace puisque la section de la recirculation diminue.

Globalement sur la longueur de ce canal, les pertes de charges sont 12.5% supérieures en rotation négative par rapport au cas statique. Inversement le canal en rotation positive est 17.3% plus performant d'un point de vue perte de charge. En étudiant l'évolution de la pente de perte de charge après le premier perturbateur, Tableau 4.1, la tendance est inversée et les pertes de charges sont respectivement plus/moins grandes dans les cas des rotations positive/négative par rapport au cas statique. Ici la différence se fait sur le blocage généré par le premier perturbateur.

	Positif	Statique	Négatif
$\Delta P_{tot_{eff}} [Pa/m]$	7.5	6.2	4.9

Table 4.1 – Pertes de pression par mètre de canal issus de la régression linéaire visible en Fig. 4.19.

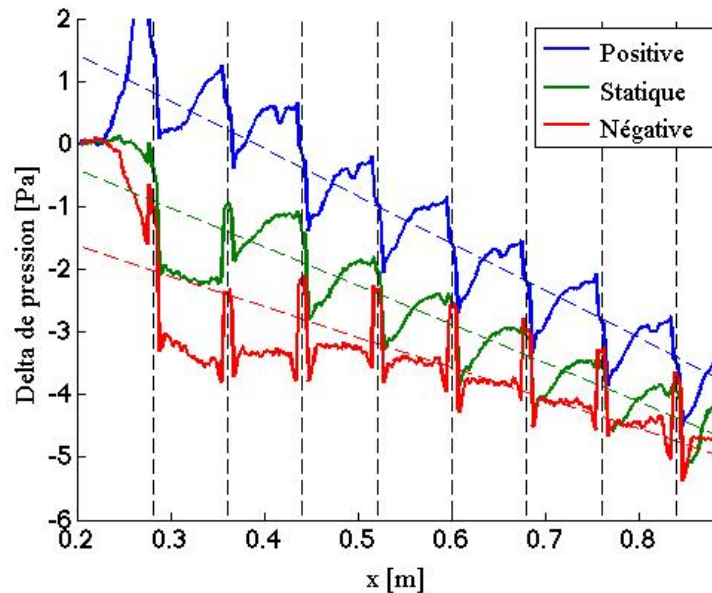


Figure 4.19 – Comparaison des profils de pertes de charge (ligne) et de la régression linéaire de ces profils (pointillés) le long du canal.

Il est important ici de noter qu'obtenir une bonne prédiction de la dynamique de l'écoulement est déterminant dans l'étude de tels écoulements puisque cette dynamique impacte directement les performances de ces canaux. Effectivement, en terme de conception, l'objectif reste de diminuer au maximum les pertes de charges tout en conservant un refroidissement suffisant afin de minimiser la quantité d'air prélevée pour le refroidissement et donc améliorer les performances globales du système.

4.3.2 Validation des résultats : Écoulement entre les perturbateurs six et sept

La section précédente a permis de mettre en évidence l'impact de la rotation sur l'établissement de l'écoulement dans le canal. Dans cette section l'étude se focalise entre les perturbateurs six et sept, zone correspondant à la zone de mesure expérimentale. L'objectif est de finement comparer l'écoulement dans les trois cas aux résultats expérimentaux de Mayo *et al.* [116] afin de valider la méthode de simulation. A noter ici que même si on se focalise sur un espace inter-perturbateur, l'ensemble du canal est simulé puisqu'il a été montré précédemment que le développement spatial des structures secondaires dans le canal a un impact prépondérant sur la prédiction de l'écoulement.

La Figure 4.20 montre les profils de vitesse axiale moyens entre les perturbateurs six et sept avec en symboles blancs les mesures de la seconde campagne de tests expérimentaux [116] et en lignes rouges les prédictions de la simulation SGE ayant pour condition limite

d'entrée le profil de vitesse mesuré lors de la seconde campagne expérimentale. Pour rappel et pour caractériser l'impact de l'écoulement en entrée du canal, les mesures de la première campagne de tests [27] sont ajoutés en symboles noirs :

- Cas statique, Fig. 4.20b : Les écarts d'une mesure à l'autre sont faibles, de l'ordre de 8.2% de la vitesse débitante. Les résultats de la simulation AVBP se placent entre les deux mesures, avec un écart de 5.5% de la vitesse débitante par rapport aux nouvelles mesures. Cet écart se trouve donc dans l'intervalle d'incertitude qu'il peut y avoir d'une expérience à l'autre. Suite à ce constat, on peut considérer que la simulation est donc prédictive sur le cas du canal statique sur la base des profils moyens.
- Rotation négative, Fig. 4.20c : Il a été montré précédemment que dans ce cas l'écoulement est stabilisé proche des perturbateurs. D'un point de vue expérimental, les mesures après le perturbateur six tendent à démontrer que l'écoulement n'est que très peu influencé par le protocole expérimental et est donc reproductible. En effet, la Fig. 4.20c illustre qu'il y a peu de différences entre les deux campagnes expérimentales. Il est confirmé ici que la simulation AVBP est prédictive dans ce cas aussi avec un écart de 4.9% de la vitesse débitante par rapport aux nouvelles mesures. Encore une fois cet écart se situe dans l'intervalle de confiance des différentes mesures.
- Rotation positive, Fig. 4.20a : Dans ce cas l'écoulement est déstabilisé dans la région proche des perturbateurs. Expérimentalement, l'écoulement entre les perturbateurs six et sept semble plus sensible aux conditions en amont et plus difficilement reproductible. Cette sensibilité est tout particulièrement abordée numériquement en section 4.3.3. Indépendamment de cette observation spécifique à ce cas de rotation déstabilisante, la SGE aboutit à un écart entre la prédiction numérique et le résultat expérimental qui n'est que de 5.7% de la vitesse débitante, validant la simulation dans ce dernier cas de figure également et sur la base des champs moyens.

Par la suite, une comparaison entre les champs de différentes grandeurs prédites par les simulations SGE et les résultats expérimentaux relevés par Mayo *et al.* [116] est proposée. Ces résultats proviennent de la seconde campagne de test et ont été réalisés entre les perturbateurs six et sept jusqu'à une hauteur de $y/h = 2.5$. Pour commencer, la Fig. 4.21 permet de comparer les contours de vitesse axiale sans dimension. Comme vu précédemment sur les profils, il y a un très bon accord entre les prédictions SGE et les résultats expérimentaux dans les trois cas sur la vitesse axiale. De plus, dans le cas de la rotation négative il est visible que la zone de recirculation principale est bien plus importante que dans le cas statique, celle-ci prenant l'ensemble de l'espace inter-perturbateurs. Inversement, la zone de recirculation est moins grande dans le cas de la rotation positive par rapport au canal statique.

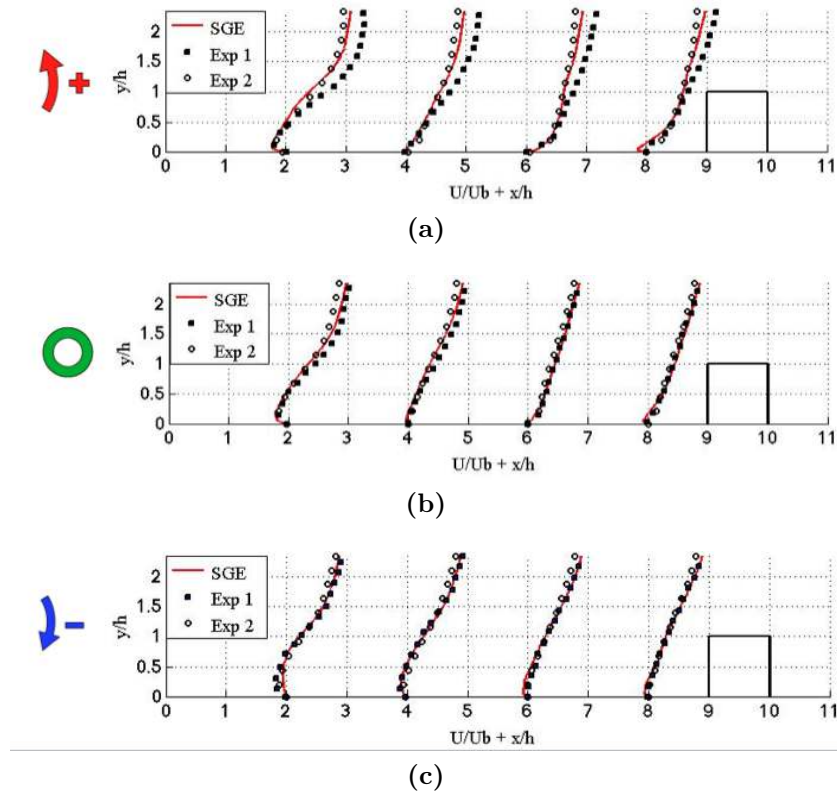


Figure 4.20 – Profils de vitesse axiale SGE (lignes) et PIV (symboles) dans les cas en rotation positive (a), statique (b) et en rotation négative (c).

Les contours de vitesse normale à la paroi des perturbateurs sont présentés en Fig. 4.22. Là encore, un très bon accord entre les prédictions et les résultats expérimentaux est visible, tant sur le plan de la topologie que sur l'intensité. La topologie de la distribution de vitesse transverse est très similaire dans les trois cas. Une forte accélération est visible en amont du perturbateur puisque l'écoulement est contraint de le contourner. La vitesse reste malgré tout très faible entre les perturbateurs et prend même des valeurs légèrement négatives, l'écoulement se dirige donc vers la paroi des perturbateurs. Cette zone de vitesse normale négative n'est presque pas visible dans le cas de la rotation négative, la zone de recirculation prenant l'ensemble de l'espace inter perturbateurs, l'écoulement principal ne peut pas entrer dans cette zone. A noter également que plus l'écoulement est instable, plus l'intensité de la vitesse transverse est extrême.

Afin de compléter les diagnostics précédents, la Fig. 4.23 montre les contours du nombre de Richardson Ri , Eq. (4.15). Pour rappel, lorsque Ri est positif, l'écoulement est stabilisé et inversement lorsque Ri est négatif, l'écoulement est déstabilisé. Les prédictions des simulations numériques (Figs. 4.23b et 4.23d) sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux (Figs. 4.23a et 4.23c). Dans le cas de la rotation négative, l'écoulement est globalement stabilisé partout alors qu'il est déstabilisé lors de la rotation positive. Ces constats sont bien en accord avec la théorie. Dans les deux cas, la stabilité

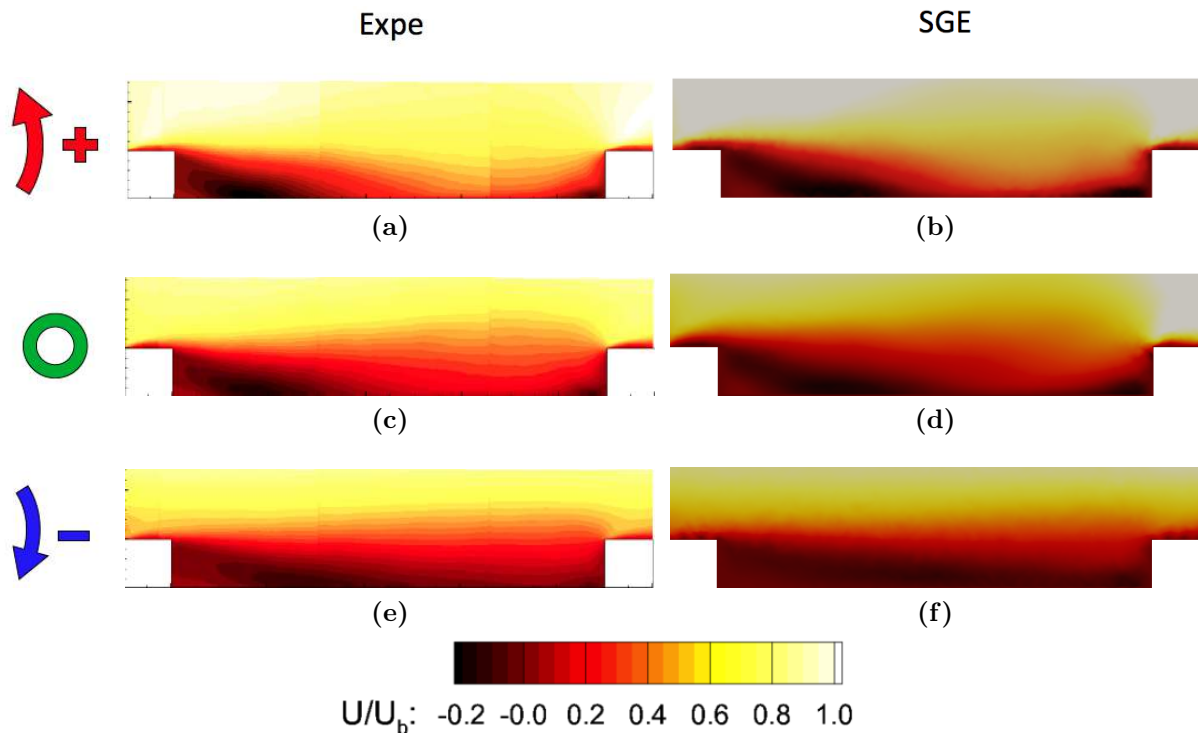


Figure 4.21 – Contours de vitesse axiale sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept issus des simulations SGE (droite) et expérimentaux [116] (gauche) en rotation positive (a, b), négative (e, f) et canal statique (c, d).

est inversée dans la zone directement en aval du perturbateur. Ainsi l'écoulement est stabilisé/déstabilisé dans les cas de la rotation positive/négative. De plus lors de la rotation positive, l'écoulement a une tendance à également se stabiliser dans le canal au-dessus de la position $y/h = 2$.

Afin de valider la dynamique de l'écoulement prédite par les simulations, il est nécessaire d'étudier les fluctuations sans dimension des vitesses axiale et transverse. Les fluctuations sont normalisées par la vitesse débitante U_b . Les fluctuations de vitesse axiale normalisées dans les trois cas sont visibles en Fig. 4.24. La topologie des fluctuations est une fois de plus bien prédite par les simulations même si l'intensité de ces fluctuations est légèrement sous-estimée, surtout dans le cas de la rotation négative. Notons que seule la partie résolue du champs de fluctuation est ici prise en compte, ce qui peut expliquer cet écart. L'ajout des fluctuations de sous-maille pourrait s'avérer nécessaire mais reste à ce jour sujet à modélisation et compliqué à évaluer. Il reste visible que si l'écoulement est stabilisé/déstabilisé par la rotation, les fluctuations sont moins/plus importantes que dans le canal statique. Dans les trois cas la zone juste en aval des perturbateurs génère très peu de fluctuations au contraire de la zone de cisaillement générée par les perturbateurs qui engendre des fluctuations importantes, surtout dans le cas de la rotation positive et le cas statique. L'intensité des fluctuations dans cette zone est plus importante lors

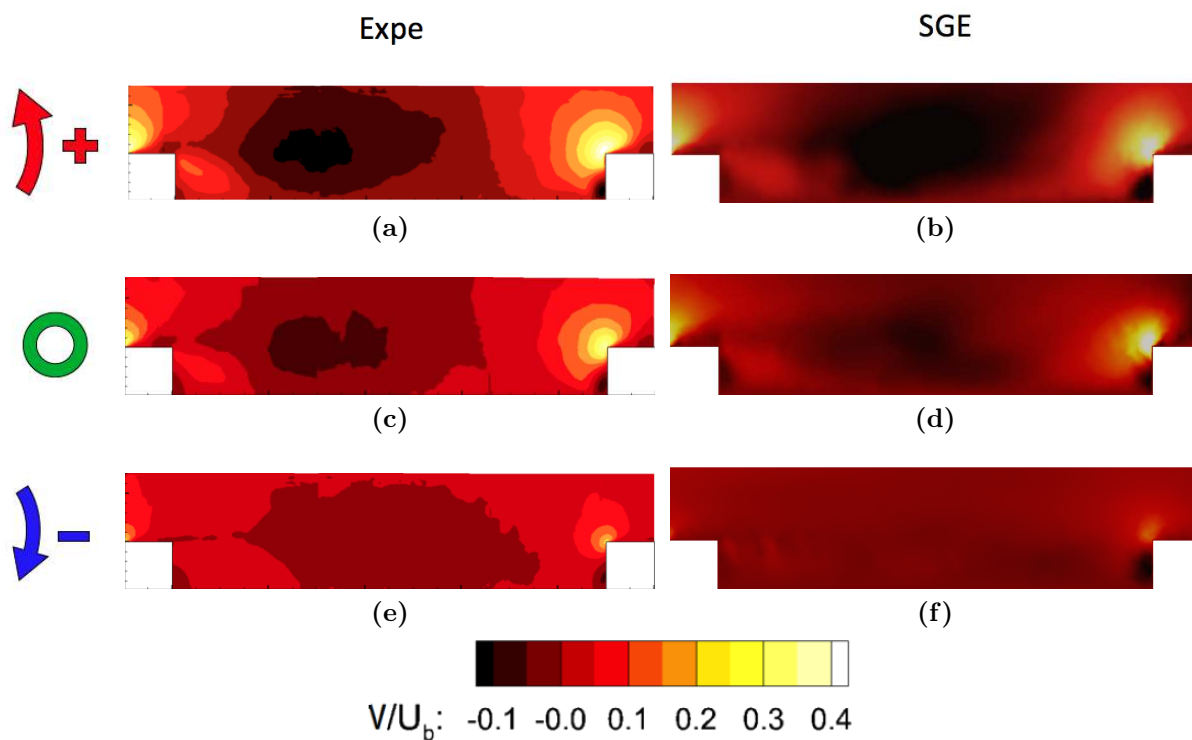


Figure 4.22 – Contours de vitesse transverse sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept issus des simulations SGE (droite) et expérimentaux [116] (gauche) en rotation positive (a, b), négative (e, f) et canal statique (c, d).

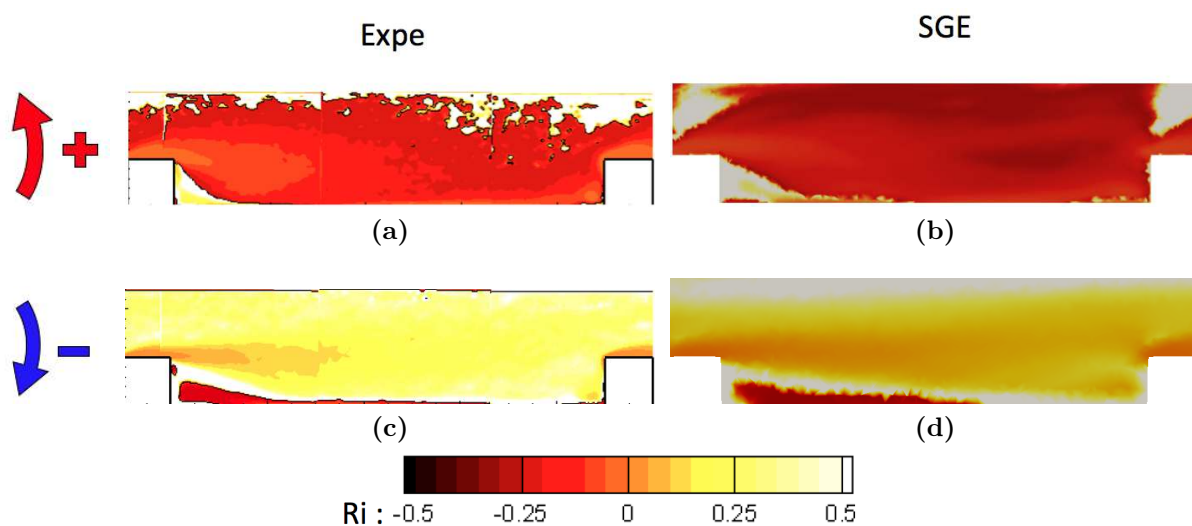


Figure 4.23 – Contours du nombre de Richardson sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept issus des simulations SGE (droite) et expérimentaux [116] (gauche) en rotation positive (a, b) et négative (c, d).

de la rotation positive et la zone s'étire plus spatialement vers le septième perturbateur dans le cas du canal statique.

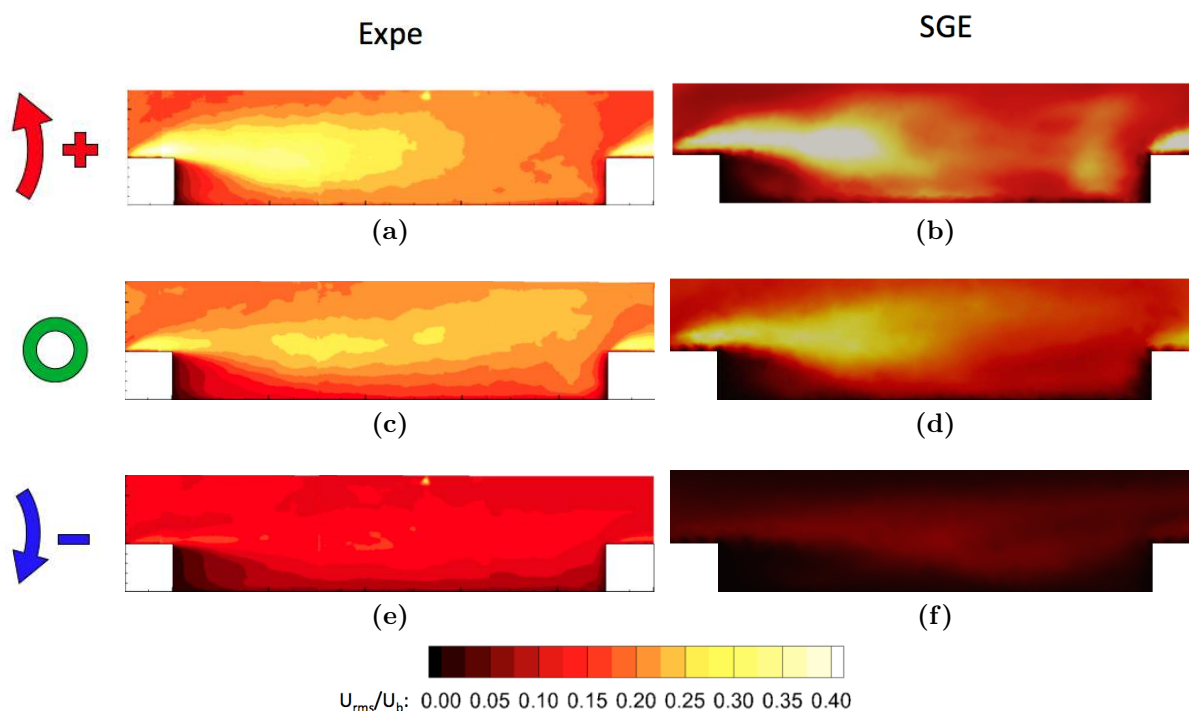


Figure 4.24 – Contours de turbulence axiale sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept issus des simulations SGE (droite) et expérimentaux [116] (gauche) en rotation positive (a, b), négative (e, f) et canal statique (c, d).

La disponibilité des profils expérimentaux de U_{rms} permet une comparaison plus quantitative dans les trois cas, Fig. 4.25. On avait observé dans le chapitre précédent que la simulation donne un bon niveau de prédiction dans le cas statique, avec seulement une légère sur-estimation des fluctuations dans la zone de cisaillement. Ce constat est identique en rotation positive, Fig. 4.25a, où on trouve un très bon accord entre les résultats de la simulation et expérimentaux, avec une légère accentuation des fluctuations dans la zone où le cisaillement est important. Dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.25c, la topologie est bien reproduite par la simulation, mais les niveaux de fluctuations sont globalement sous-estimés, comme observé précédemment sur le contour de U_{rms} .

Les fluctuations de la vitesse transverse V_{rms} sont visibles en Fig. 4.26. Comme pour les fluctuations de vitesse axiale U_{rms} de la Fig. 4.24, la topologie issue des mesures expérimentales est bien prédite par les simulations. Toutefois, si le calcul reproduit bien les tendances expérimentales, l'intensité est légèrement sous-estimée. Encore une fois, plus l'écoulement est déstabilisé, plus les fluctuations de vitesse sont importantes. La zone directement en aval des perturbateurs est également soumise à très peu de fluctuations de vitesse transverse. En revanche les deux zones où les fluctuations sont les plus importantes

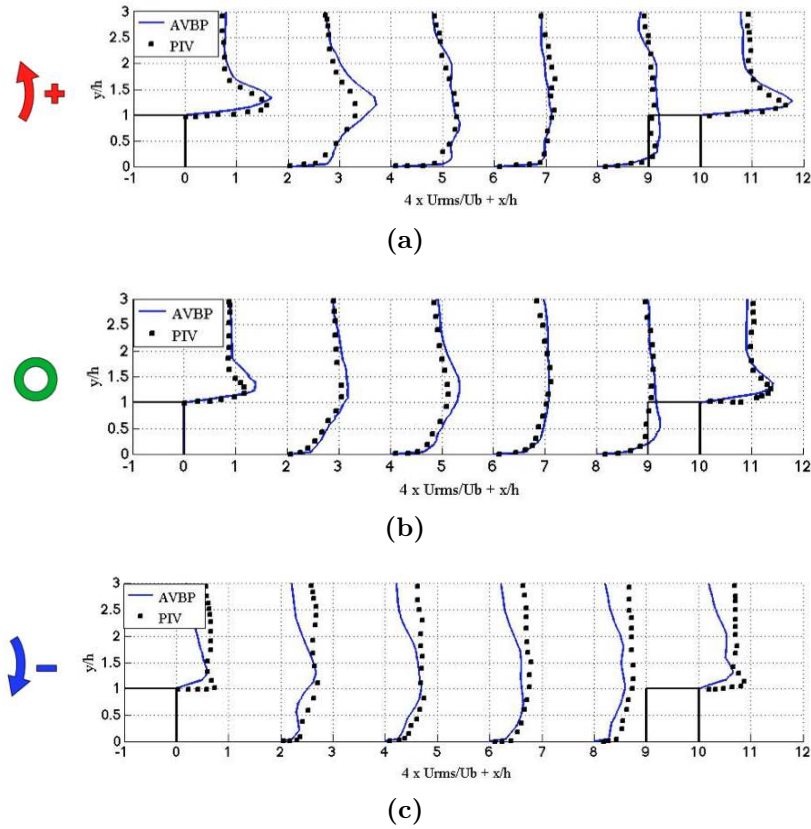


Figure 4.25 – Profils de turbulence axiale SGE (lignes) et PIV (symboles) dans les cas en rotation positive (a), statique (b) et en rotation négative (c).

sont les zones où la vitesse transverse est la plus élevée, négativement ou positivement. Effectivement les fluctuations sont importantes au centre, entre les perturbateurs, là où V est négative sur la Fig. 4.22 et les fluctuations sont très importantes sur le contournement des perturbateurs, là où V est grand. Ces deux localisations correspondent à des zones de cisaillement.

Enfin et tout comme obtenue expérimentalement, une variante de l'énergie cinétique turbulente (TKE) est calculée :

$$TKE/U_b^2 = \frac{\frac{1}{2}(U_{rms}^2 + V_{rms}^2)}{U_b^2} \quad (4.33)$$

Les contours de TKE dans les trois cas sont comparés en Fig. 4.27. Ici la topologie est encore une fois bien prédite et comme les fluctuations de vitesses étaient sous-estimées, il est logique qu'ici aussi la TKE soit légèrement sous-estimée par les simulations numériques puisque résultant de la combinaison des champs de fluctuation de vitesse axiale et trans-

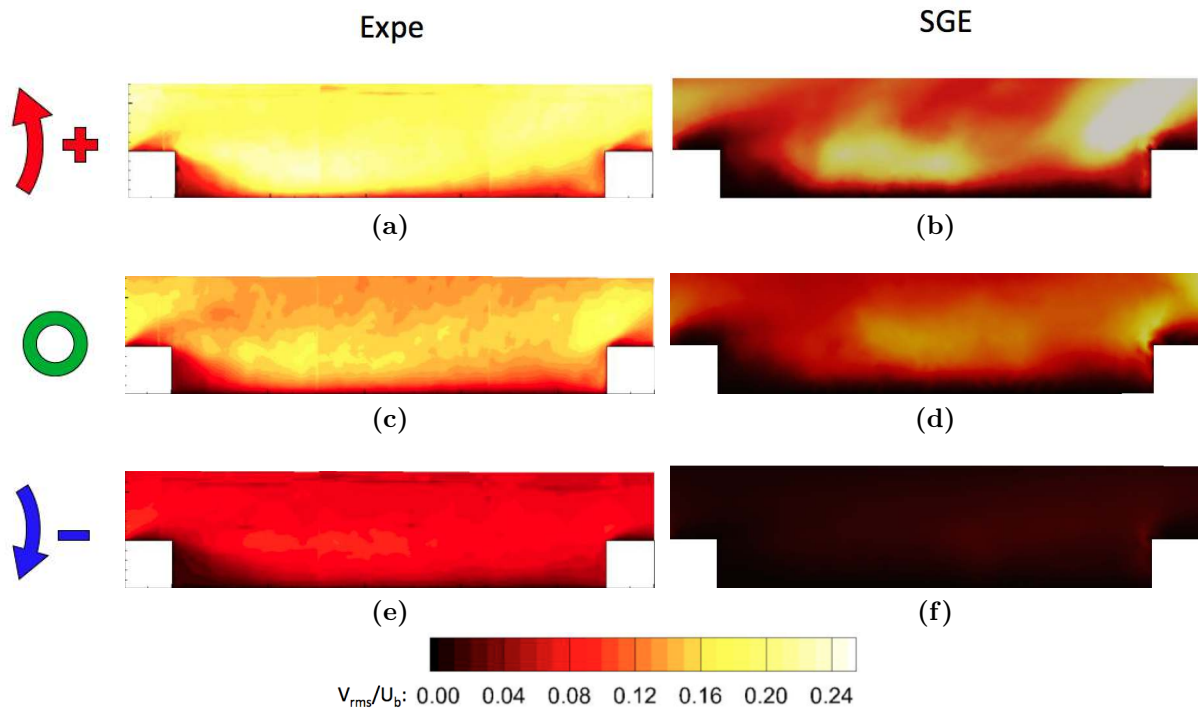


Figure 4.26 – Contours de turbulence transverse sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept issus des simulations SGE (droite) et expérimentaux [116] (gauche) en rotation positive (a, b), négative (e, f) et canal statique (c, d).

verse. A noter également que plus l'écoulement est stabilisé, moins la TKE est importante.

Dans l'ensemble les simulations numériques SGE réalisées lors de ces travaux de thèse sont prédictives dans les trois cas sur le plan aérodynamique. Les champs moyens de vitesse sont parfaitement reproduit et la stabilisation/déstabilisation est également prédite correctement par les simulations. La topologie des fluctuations de cet écoulement est en accord avec les résultats expérimentaux même si les niveaux sont légèrement sur-estimés dans la zone de cisaillement et sous-estimés en rotation négative. Les tendances vis-à-vis de la rotation sont retrouvées numériquement. Avant d'arriver à ces résultats, il est important de noter que le cas du canal en rotation positive a nécessité une attention particulière détaillée dans la section suivante.

4.3.3 Sensibilité du canal en rotation positive

Il a été montré précédemment que les SGE sont prédictifs dans les trois cas étudiés ici. Cependant le cas de la rotation positive a nécessité une attention particulière lors de la mise en donnée par rapport aux deux autres cas car la physique de l'écoulement y est plus complexe. Effectivement, l'écoulement entre les perturbateurs six et sept est très sensible aux conditions amont, Fig. 4.8a, ce qui tend à montrer que le développement

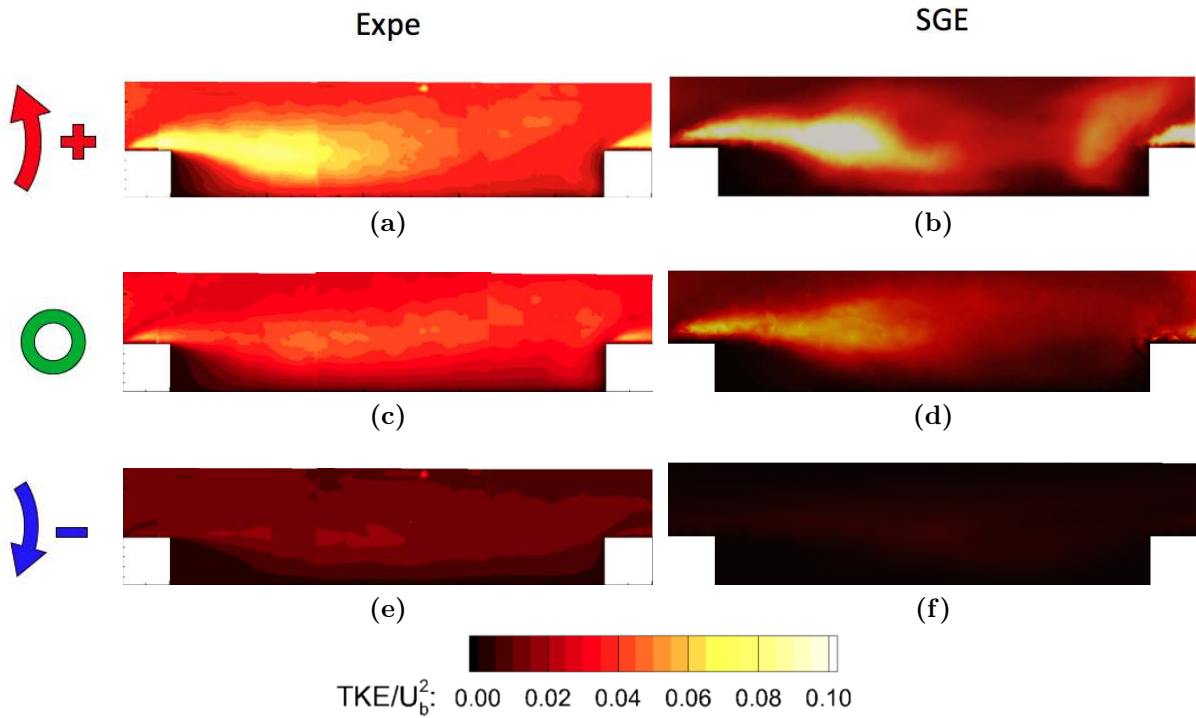


Figure 4.27 – Contours d'énergie cinétique turbulente sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept issus des simulations SGE (droite) et expérimentaux [116] (gauche) en rotation positive (a, b), négative (e, f) et canal statique (c, d).

spatial n'a pas atteint un régime périodique. De plus, un des faits marquants du travail de Fransen *et al.* [49] a été de montrer que malgré la capacité de la SGE à bien prédire les écoulements dans des canaux perturbés dans les cas statique et en rotation négative (stabilisante), les résultats sur le cas de la rotation positive (déstabilisante) n'étaient pas au même niveau de prédiction comme montré en Fig. 4.28 (extrait du travail de Fransen [52]). Dans cette section, l'objectif est donc de comprendre l'origine de ces différences au vue de la réponse des prédictions de cet écoulement pour divers mises en données.

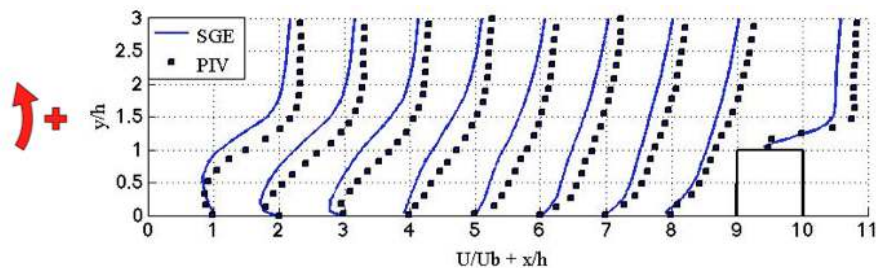


Figure 4.28 – Comparaison des profils de vitesse axiale sur le plan de symétrie entre la SGE (lignes) et PIV (symboles) en rotation positive d'après Fransen [52].

Deux aspects de la simulation en rotation positive sont étudiés ici :

- Un aspect numérique : L'augmentation de la turbulence dans la région proche perturbateurs induite par la déstabilisation pose la question de l'influence de la résolution du maillage sur les résultats.
- Un aspect physique : L'influence du profil de vitesse imposé en entrée sur les tourbillons secondaires induits par la force de Coriolis qui eux même vont impacter la mise en place de l'écoulement.

Résolution du maillage

Dans cette section, le profil de vitesse imposé en condition limite en entrée du canal correspond toujours au profil mesuré expérimentalement lors de la première campagne de tests sur le canal statique et seule la discrétisation du domaine est étudiée. Il a été montré précédemment que dans la zone proche des perturbateurs, l'écoulement peut être soit stabilisé ou déstabilisé si la rotation est négative ou positive respectivement. Dans le cas déstabilisant, l'intensité turbulente va être supérieure aux autres cas et donc une plus grande gamme d'échelles turbulentes doit à priori être résolue afin de prédire avec précision la physique de l'écoulement. Les résultats de Fransen *et al.* [52] reportés sur la Fig. 4.28 ont été obtenus en utilisant le même maillage pour les trois cas. Le cas déstabilisant peut donc être sujet à un manque de résolution spatiale. Afin d'évaluer cet effet et voir si les prédictions sont affectées, un nouveau maillage est généré via une adaptation de maillage en utilisant un critère basé sur la dissipation d'énergie cinétique (LIKE : Loss In Kinetic Energy) déjà présenté dans le chapitre précédent et visible en Fig. 4.29 sur le plan de symétrie du canal dans les trois cas.

Dans le cas statique, Fig. 4.29b, la majorité de la dissipation se fait dans la région proche des perturbateurs, du fait du blocage de l'écoulement, même si de la dissipation apparaît également sur les parois avec une intensité moindre. Les Figures 4.29a et 4.29c montrent que le terme de dissipation est grand/petit dans la zone proche perturbateurs pour les cas déstabilisant/stabilisant par rapport au cas statique de référence. Cette observation confirme que dans le cas de la rotation positive, les zones à forte dissipation peuvent nécessiter une augmentation de la résolution du maillage comparé aux autres cas puisque les niveaux de LIKE atteints sont nettement supérieurs aux deux autres cas.

Sur cette base et pour évaluer l'impact de la résolution du maillage sur la prédiction, la taille de maille caractéristique est divisée par deux dans les zones de forte valeur de LIKE alors que la taille de la couche de prismes à la paroi restera inchangée. Le résultat est un maillage de 9.5 millions de cellules illustré en Fig. 4.30b qui peut être comparé au maillage original de 3.6 millions de cellules, Fig. 4.30a.

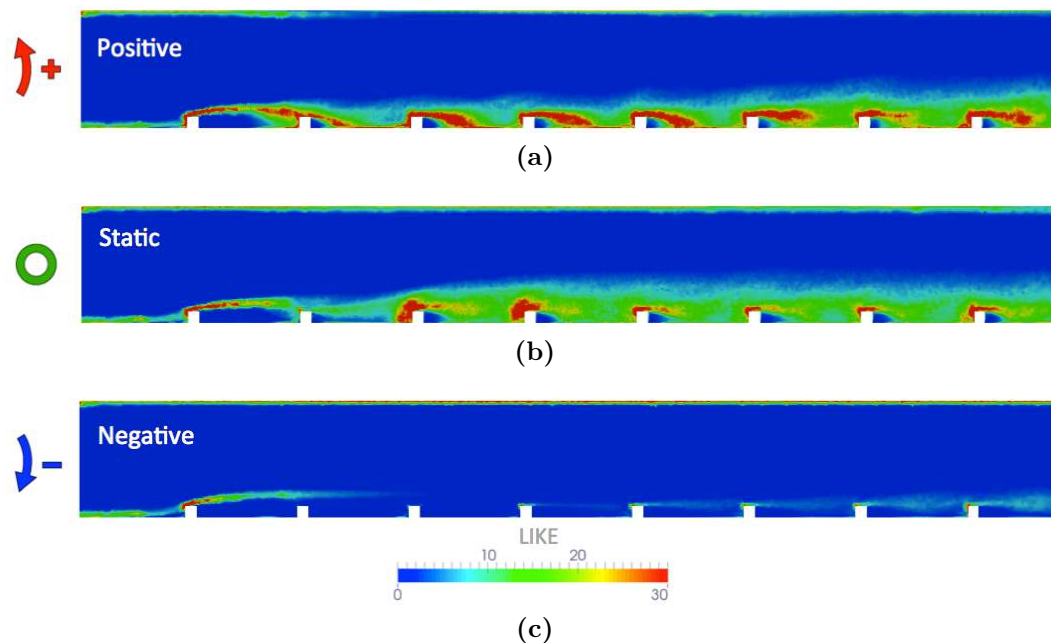


Figure 4.29 – Contour de *LIKE* sur le plan de symétrie du canal sans les cas positif (a), statique (b) et négatif (c).

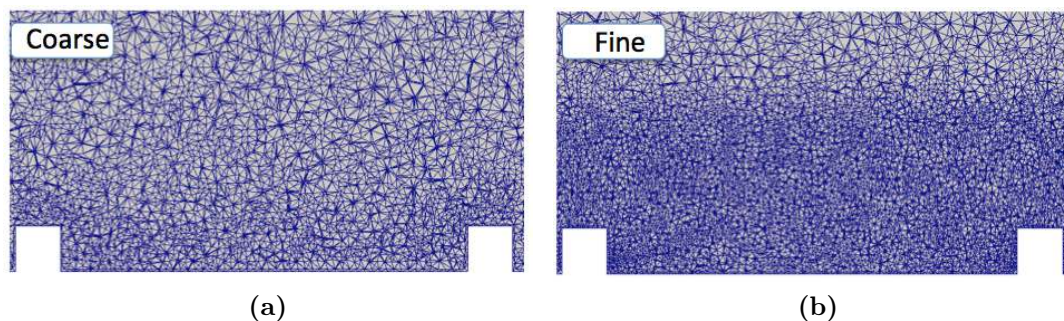


Figure 4.30 – Visualisation du maillage avant (a) et après (b) le raffinement entre les perturbateurs 6 et 7.

La Figure 4.31 montre les profils de vitesse axiale moyens obtenus sur les deux maillages dans le cas déstabilisant entre les perturbateurs six et sept. Les résultats sur le maillage raffiné sont plus proches des résultats expérimentaux dans la zone de recirculation en aval du perturbateur. C'est précisément dans cette zone que le terme de dissipation est le plus élevé, indiquant qu'un maillage plus fin peut être nécessaire. En revanche plus loin des perturbateurs, proche du centre du canal, les résultats ne sont pas améliorés avec le maillage fin, indiquant que les résultats sont convergés en maillage dans cette zone. L'écoulement dans le canal semble en effet être raisonnablement bien prédit avec les deux maillages. Une raison à ce constat est que les petites échelles de l'écoulement sont de faible intensité dans cette zone et l'écoulement est marqué principalement par les

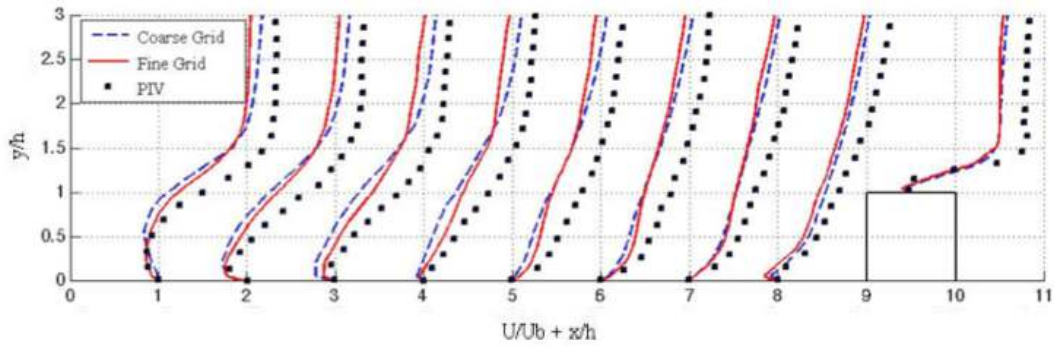


Figure 4.31 – Profils de vitesse sur le maillage original (pointillés) et raffiné (lignes) comparé aux mesures PIV [27] (symboles).

grandes échelles qui sont bien représentées par les deux maillages.

Il est en outre confirmé que le critère LIKE employé pour raffiner le maillage est adéquate et est un bon indicateur de résolution de l'écoulement dans ce cas précis. La Figure 4.32 représentant le critère LIKE après le raffinement de maillage montre que son contour a évolué, signe que ce raffinement était bien nécessaire et impacte la prédiction. Afin de confirmer l'intérêt du raffinement dans ce cas, on peut s'aider du critère de Pope [140] qui permet d'évaluer la qualité d'une SGE en comparant les énergies cinétiques turbulentes résolues et de sous-maille :

$$M = \frac{\langle k_{sgs} \rangle}{\langle k_{sgs} \rangle + \langle k_{res} \rangle}, \quad (4.34)$$

avec k_{sgs} et k_{res} respectivement les énergies cinétiques moyennes de sous-maille et résolues et sont définies par,

$$k_{sgs} = \left(\frac{\nu_t}{C_M \Delta} \right)^2, \quad k_{res} = \frac{1}{2} ((U_{rms})^2 + (V_{rms})^2 + (W_{rms})^2), \quad (4.35)$$

avec $C_M = 0.069034$ et Δ la taille du filtre, i.e. : la racine cubique du volume de contrôle associé au noeud. Selon Pope, une SGE est considérée de bonne qualité lorsqu'on s'approche de $M \leq 0.2$ [141]. La Figure 4.33 présente le critère Pope sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept sur le maillage grossier (a) et sur le maillage fin (b). Globalement la qualité de la simulation est très nettement améliorée. Sur le maillage grossier, le critère de Pope est constamment supérieur à 0.4 avec la zone de forte dissipation allant jusqu'à 0.8. Sur le maillage fin, le critère de Pope reste majoritairement

inférieur à 0.4 avec de nombreuses zones inférieures à 0.2. L'écoulement est donc nettement mieux résolu, même si le maillage serait encore perfectible pour obtenir $M \leq 0.2$ partout.

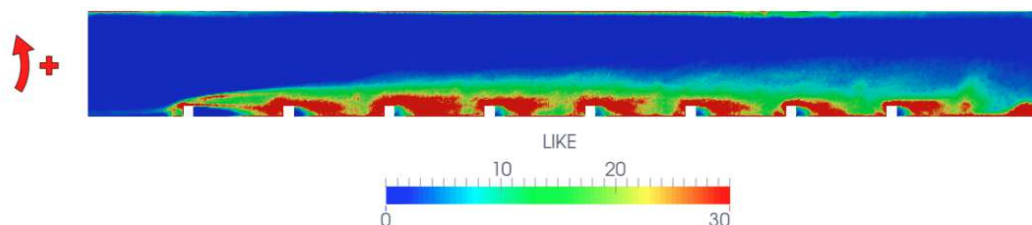


Figure 4.32 – Contour du critère de dissipation *LIKE* sur le maillage raffiné.

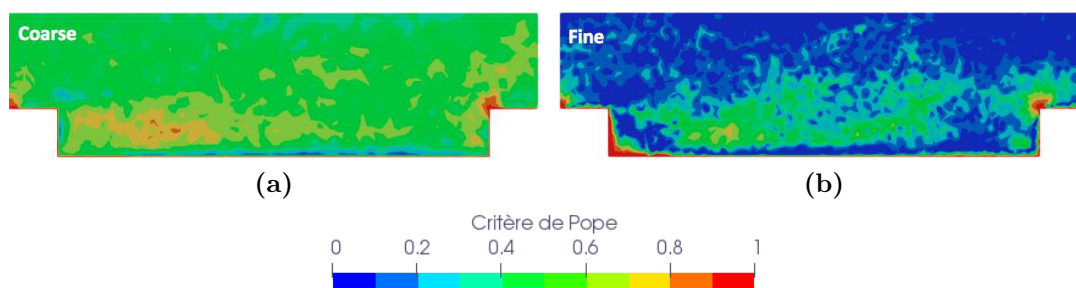


Figure 4.33 – Contours du critère de Pope [140] entre les perturbateurs six et sept sur le maillage grossier (a) et sur le maillage fin (b).

Il est important de noter à ce stade que les écoulements dans des canaux en rotation sont sujets à des structures grandes échelles induits par la force de Coriolis qui vont évoluer spatialement le long du canal. Ces phénomènes spécifiques sont l'objet de la prochaine section où les grandes structures mises en évidence dans l'écoulement principal sont détaillées ainsi que leurs origines et impacts spécifiques sur les prédictions SGE dans le cas de la rotation positive.

Sensibilité au profil de vitesse en entrée du canal

La section précédente a permis de mettre en évidence que dans la région proche des perturbateurs les petites échelles de la turbulence jouent un rôle important et donc que le maillage doit être construit avec soin. Par contre vers le centre du canal, cette observation n'est plus vérifiée. Dans cette région, l'écoulement est marqué par deux grands vortex induits par la force de Coriolis illustrés sur la Fig. 4.34.

Ces deux vortex contra-rotatifs, Fig. 4.34, sont initiés très proche de l'entrée du canal dans les deux coins du côté en dépression dans le cas de la rotation positive. Ensuite

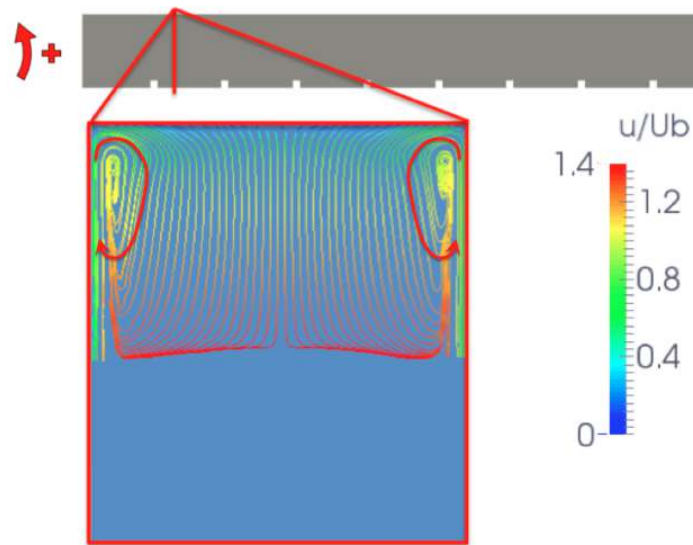


Figure 4.34 – Lignes de courant montrant les vortex secondaires colorés par la vitesse axiale sur une coupe normale à l'écoulement principale en rotation positive.

ils évoluent spatialement tout au long du canal. L'effet de ces vortex est schématisé en Fig. 4.35 :

- Entre les deux vortex, le fluide est extrait du côté en dépression et est envoyé vers le centre du canal.
- A l'extérieur de la paire, les vortex prélèvent du fluide de l'écoulement principal et le rabat vers le côté en pression le long des parois latérales.

Il s'agit d'un mécanisme bien identifié dans les canaux lisses en rotation discuté en section 4.1.5. Ce sont des cellules générées par les parois latérales proche du côté en dépression. Même si ces vortex sont principalement des structures longitudinales, elles ont un impact direct sur la vitesse axiale de l'écoulement à cause du blocage généré. Ces structures grossissent le long du canal et vont ainsi réduire la section de passage effective, ce qui impose une accélération de l'écoulement au centre du canal.

Étant créés proche de l'entrée, ces structures secondaires peuvent être influencées par le profil de vitesse imposé sur la condition limite d'entrée. Afin de vérifier l'effet de ce paramètre, les résultats de deux simulations sont comparés :

- Une simulation avec le profil de vitesse expérimental statique en condition limite d'entrée comme dans l'étude de Fransen [52].

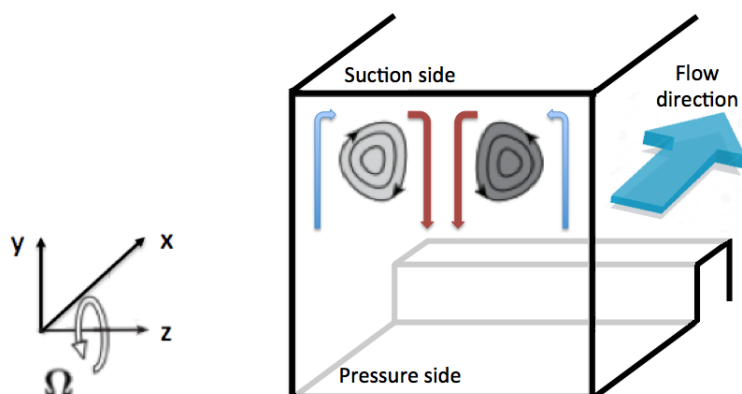


Figure 4.35 – Schéma de l'influence sur l'écoulement des vortex secondaires induits par la force de Coriolis.

- Une seconde simulation dans laquelle le profil de vitesse mesuré expérimentalement lors de la deuxième campagne de tests sur le canal en rotation positive est imposé. Les deux profils en question sont visibles en Fig. 4.36.

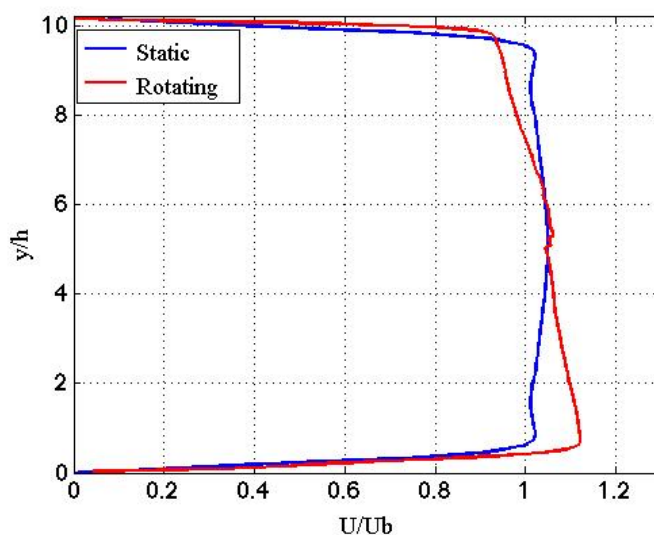


Figure 4.36 – Profils de vitesse imposés en entrée, expérimental statique (ligne) et en rotation (pointillé).

L'évolution spatiale de la vitesse axiale le long du canal issu des deux simulations est comparée en Fig. 4.37. L'impact des écoulements secondaires induits par les forces de Coriolis sur l'établissement du champ de vitesse y est clairement mis en évidence : la

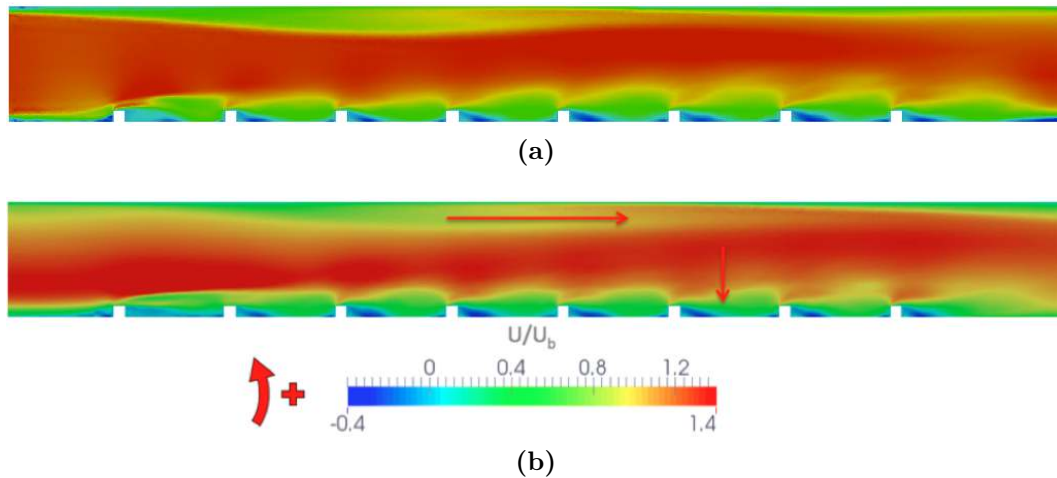


Figure 4.37 – Contours de vitesse axiale adimensionnée sur le plan de symétrie du canal avec le profil d'entrée expérimental statique (a) ou représentatif de la rotation (b).

zone de faible vitesse axiale proche de la paroi en dépression dans le plan médian se positionne différemment selon le profil d'entrée utilisé. L'organisation spatiale de l'écoulement dépend donc de la forme du profil de vitesse imposé en entrée. La différence principale lors de l'utilisation du profil de vitesse issu du canal en rotation en entrée est que les vortex se développent plus en aval dans le canal. L'effet de cette évolution est le déplacement de la zone de forte vitesse de l'écoulement principal plus proche des perturbateurs. Selon le cas, l'écoulement accélère dans la zone d'intérêt entre les perturbateurs six et sept ou avant. Ce mécanisme est corroboré par les profils de vitesse axiale dans cette région, Fig. 4.38. L'impact prédit du profil imposé en entrée sur l'écoulement après le perturbateur six est similaire à celui observé entre les deux campagnes de tests Fig. 4.8a même si les profils ne peuvent pas être directement comparés puisque la mesure de l'écoulement en entrée du canal en rotation de la première campagne expérimentale n'est pas disponible.

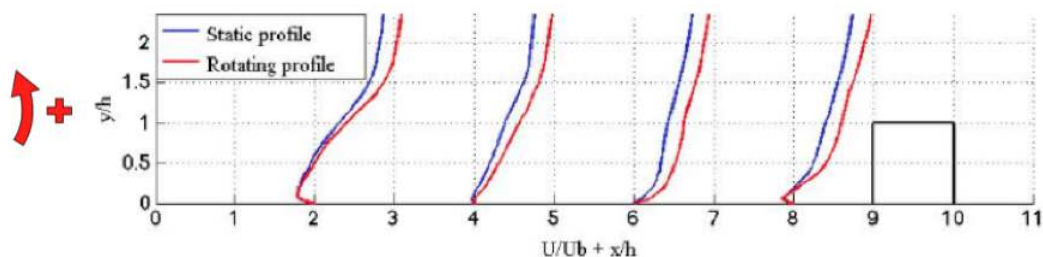


Figure 4.38 – Résultats SGE avec le profil d'entrée expérimental statique (bleu) ou en rotation (rouge)

Ces résultats montrent bien que les observations précédentes étaient correctes et que le profil de vitesse imposé en entrée a un impact au premier ordre sur la distribution de la vitesse axiale dans le canal, même entre les perturbateurs six et sept. Cela confirme égale-

ment que pour ce point de fonctionnement précis, l'écoulement n'est vraisemblablement pas complètement développé après le perturbateur six dans le cas déstabilisant et que le profil d'entrée devient un paramètre clé de la simulation. Ainsi, comme il s'agit d'un problème de développement spatial, la simulation de l'ensemble de la longueur du canal s'avère nécessaire pour obtenir une bonne prédiction. Une simulation périodique autour de un ou deux perturbateurs ne sera pas capable de prédire l'évolution et la croissance des vortex secondaires, si ce n'est en étudiant le calcul en temps avant convergence. Une telle approche n'est pas cohérente avec les hypothèses sous-jacentes à ces calculs périodiques dans la plupart des cas.

4.4 Impact de la thermique sur l'écoulement en rotation

Jusqu'à présent il a été démontré que l'écoulement est très bien prédit pour l'ensemble des trois cas en condition isotherme, que ce soit sur les grandeurs moyennes et fluctuantes. Toutes ces simulations ont été réalisées en imposant une condition limite adiabatique sur l'ensemble des parois du canal. Pour les simulations présentées ci-dessous, la paroi des perturbateurs chauffe l'écoulement, le but étant d'en voir l'impact sur l'organisation de l'écoulement.

4.4.1 Effet de la thermique de paroi sur le développement de l'écoulement

Afin de modéliser l'échauffement de l'écoulement par la paroi, une condition limite isotherme à 368 K est imposée au niveau de la paroi des perturbateurs tout en conservant les autres parois adiabatiques. La différence de température entre le fluide à l'entrée du canal et la paroi chauffée est donc de 75 K. Les contours de vitesse axiale sur le plan de symétrie sont présentés en Fig. 4.39 dans les différents cas : i.e. en rotation positive et négative avec paroi adiabatique ou chauffée. A noter que le canal statique n'est pas présenté ici car détaillé dans le chapitre précédent et que la température de paroi a un impact très limité sur l'écoulement dans ce cas et dans la gamme de température étudiée.

Dans le cas de la rotation positive, Fig. 4.39a, la température de la paroi semble avoir un effet très important sur le développement global de l'écoulement et tout particulièrement sur les structures secondaires de Coriolis. La trace des structures secondaires très visible dans le cas adiabatique est bien différente dans le cas avec paroi chauffée ou elle est bien moins marquée. Cette différence implique une élévation de la zone de forte vitesse, $U/U_b > 1.2$ dans le canal entre les perturbateurs trois et huit. En revanche l'écoulement proche des perturbateurs est peu modifié, même si lorsque l'écoulement est chauffé, la recirculation principale s'agrandit légèrement par rapport au cas adiabatique, ce qui est particulièrement visible entre les deux premiers perturbateurs. Dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.39b, l'écoulement proche des perturbateurs est bien plus affecté par la

température de la paroi. En effet, les zones de recirculations post-perturbateurs deviennent plus importantes. Cette zone de recirculation est alors visible jusqu'à $y/h = 1$ et sur toute la longueur de l'espace inter-perturbateur. L'écoulement principal du canal ne s'engouffre plus entre les perturbateurs et est poussé vers le côté en pression. La vitesse de l'écoulement augmente donc dans cette zone lorsque l'écoulement est chauffé.

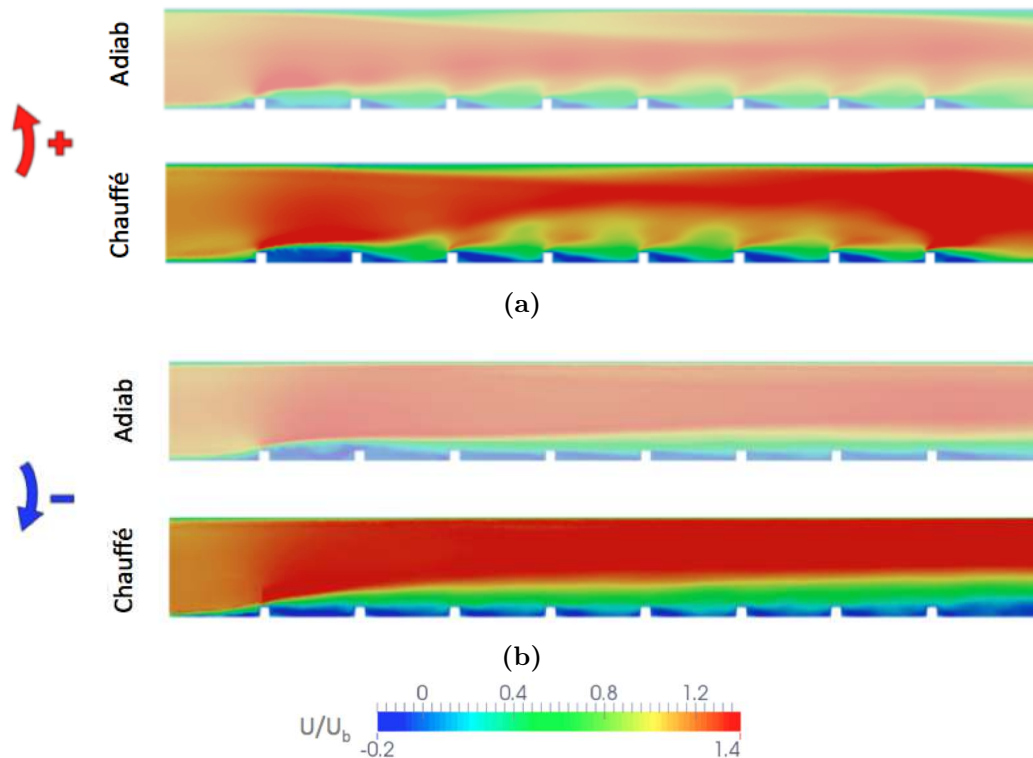


Figure 4.39 – Contours de vitesse axiale adimensionnée sur le plan de symétrie du canal dans les cas adiabatiques ou avec parois chauffées en rotation positive (a) et en rotation négative (b).

Afin de pouvoir mieux visualiser les structures secondaires évoquées précédemment, les lignes de courant sur des plans transverses à l'écoulement principal sont présentées en Fig. 4.40. Sur cette figure, seuls les deux sens de rotation sont représentés puisque l'impact de la thermique sur l'écoulement est minime dans le cas statique. Les plans étudiés se situent toujours à mi-distance entre les perturbateurs. De plus, chaque plan comporte deux parties : A gauche les résultats sur le canal adiabatique et à droite les résultats sur le canal avec paroi chauffée. Dans le cas de la rotation négative, il semble que la température de la paroi a un effet minime sur le développement des structures secondaires. La seule différence notable est la légère augmentation de la hauteur des cellules induites par les forces de Coriolis (entourées en rouge) dans le cas avec paroi chauffée. Cette élévation dans le canal est en accord avec les observations sur les contours de vitesse axiale, où l'écoulement est poussé vers le côté en pression du fait de l'augmentation de la taille des zones de recirculation dans le cas avec paroi chauffée. Les cellules de Görtler (vert) ou les cellules induites par les perturbateurs (bleu) ne semblent pas être affectées

par l'échauffement dans le canal.

Dans le cas du canal en rotation positive en revanche, la température de la paroi a un impact important sur les structures secondaires comme évoqué précédemment lors de l'observation des contours de vitesse axiale. Cette différence ne devient vraiment visible qu'après le quatrième perturbateur et est attribuée à la flottabilité. Son importance est quantifiée par le nombre de flottabilité Bo , Eq. (4.2) (Buoyancy number en anglais). Il a été montré expérimentalement [19, 173] et numériquement [159] que l'impact de la flottabilité sur l'écoulement est visible à partir de $Bo > 0.2$ pour la gamme de température cible. Or ici la limite $Bo = 0.2$ correspond à la localisation du troisième perturbateur, là où la topologie de l'écoulement commence en effet à changer significativement par rapport au cas adiabatique. Ainsi peu de différences sont visibles entre les perturbateurs deux et trois, Fig. 4.40a même si les structures proches des perturbateurs ont déjà tendance à grandir à cette localisation. Les différences générées par la flottabilité sont bien plus marquées entre les perturbateurs six et sept, Fig. 4.40c. Il n'y a plus seulement deux structures contra-rotatives (rouge) comme dans le cas adiabatique, mais une troisième structure (noire) apparaît dans le cas avec paroi chauffée au centre du canal du côté en pression. Il semblerait que cette structure soit le fruit du grossissement de l'une des structures entourée en bleu en Fig. 4.40a qui, étant trop confiné proche paroi des perturbateurs, migre légèrement au centre et vers la paroi lisse pour continuer son développement. Ceci se fait au détriment des deux structures induites par les forces de Coriolis (rouge) qui vont se loger dans les coins supérieurs et descendent le long des parois latérales. Cette structure centrale (noire) n'est pas du tout visible dans le cas du canal adiabatique et est donc à priori induite par cet effet de thermique. Le mécanisme derrière cette évolution sera décrit plus en détail dans la section 4.4.2.

Les contours de température sans dimension associés aux trois cas d'étude sont présentés sur la Fig. 4.41. Ces contours sont présentés à trois endroits différents dans le canal, sur le plan de symétrie (Sy), sur la paroi lisse supérieure (T) et sur une paroi latérale (S). D'un point de vue général, sur le plan de symétrie du canal, les trois cas présentent une couche de fluide chaud ($T_{adim} > 0.5$) localisée autour des perturbateurs et d'une épaisseur approchant $2h$. En regardant plus précisément, dans chaque cas un motif similaire est visible sur le contour de température après chaque perturbateur, à l'exception du premier. Une poche de gaz chaud est présente dans le premier espace inter-perturbateur du fait de la recirculation et du manque de mélange avec de l'air frais.

Alors que la couche thermique s'épaissit lentement au-dessus de la paroi des perturbateurs dans le cas statique et de la rotation négative au fur et à mesure que l'on avance dans le canal, un phénomène est détecté au-dessus des deux derniers perturbateurs dans le cas de la rotation positive : Une région de fluide chaud atteint la paroi supérieure (T). Les observations sur le plan de symétrie (Sy) ne sont pas suffisantes pour comprendre l'origine de ce phénomène. En combinant le contour de température moyenne sur les parois latérales (S) et supérieure (T) du cas en rotation positive, il est visible que le fluide chaud monte bien plus au-dessus des perturbateurs sur les parois latérales que sur

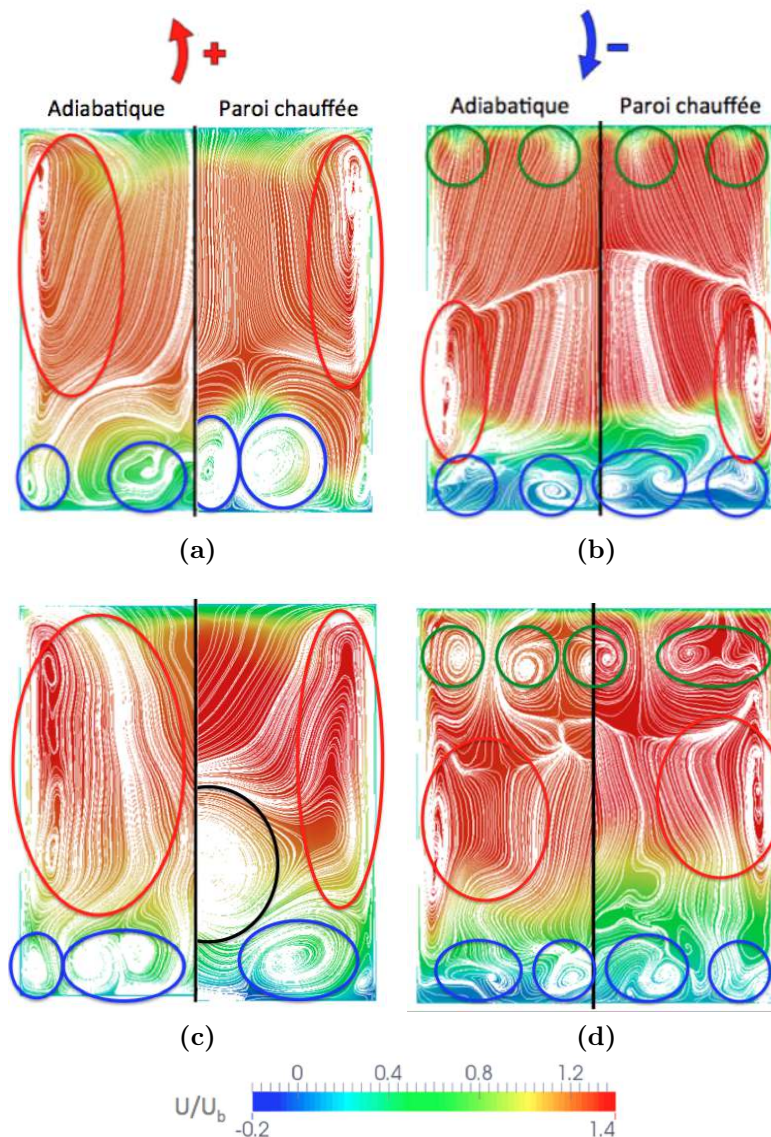


Figure 4.40 – Comparaison des structures secondaires issues des simulations en rotation positive (gauche) et en rotation négative (droite) dans les cas adiabatiques et avec paroi chauffée à mi distance entre les perturbateurs 2 et 3 (haut) et les perturbateurs 6 et 7 (bas).

le plan de symétrie, atteignant la paroi supérieure au-dessus du septième perturbateur. Ce mouvement de fluide chaud est causé par les grandes structures secondaires induites par les forces de Coriolis mises en évidence précédemment. Ces structures extraient du fluide chaud de la paroi des perturbateurs et le convectent le long des parois latérales vers la paroi supérieure. À l'inverse, il y a peu de différence entre le plan de symétrie et la paroi latérale dans le cas de la rotation négative. Dans ce cas, les structures secondaires confinent le fluide proche des perturbateurs et les gaz chauds n'atteignent pas la paroi

supérieure avant la fin du canal.

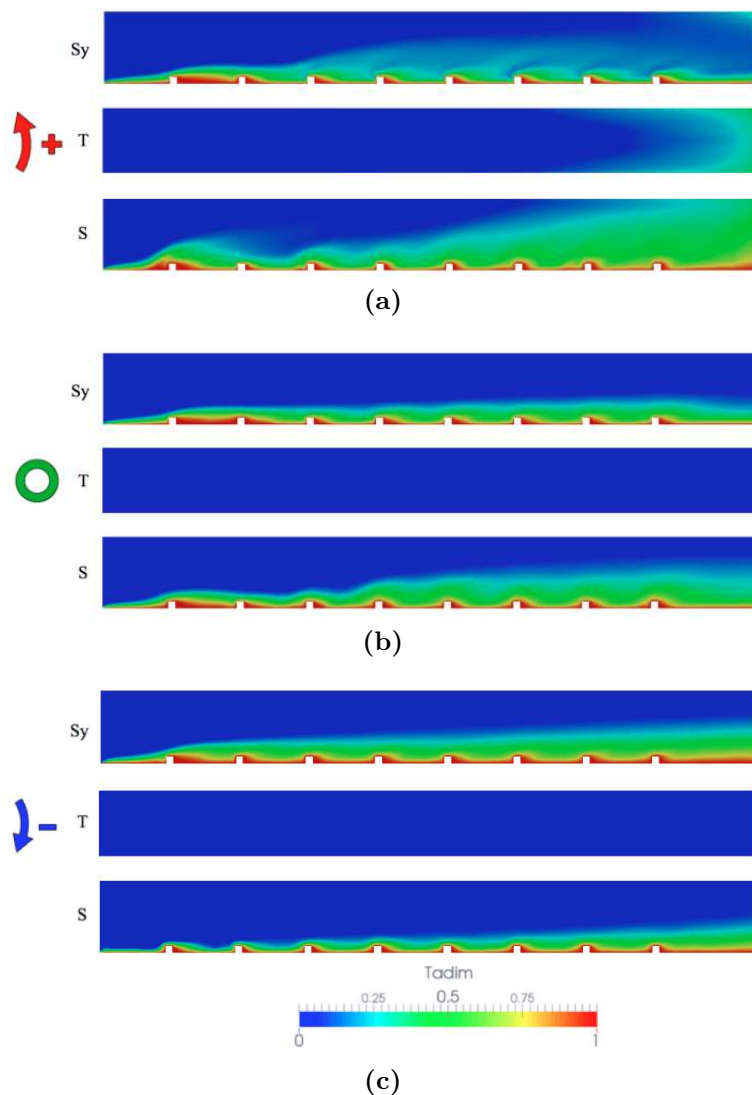


Figure 4.41 – Température moyenne sur le plan de symétrie (Sy), le mur du haut (T) et le mur de côté (S) issu de en rotation positive (a) statique (b) et en rotation négative (c).

Ce comportement d'extraction/confinement pour les cas en rotation positive/négative est confirmé par la vue tridimensionnelle de la Fig. 4.42 où une iso-surface de température $T_{adim} = 0.16$ est fournie et est colorée par les fluctuations de température $T_{adim_{rms}}$. Dans le cas de la rotation positive, la surface initialement plane à l'entrée du canal s'enroule proche des parois latérales pour finalement former un tube à la sortie du canal. Dans le cas de la rotation négative, la surface garde une forme globalement plate le long du canal, même si elle tend à se courber vers la paroi des perturbateurs du fait de l'entraînement généré par les structures secondaires. Le cas statique présente un comportement similaire au cas de la rotation positive avec une courbure vers la paroi lisse sur les parois

latérales mais sans fusionner avant la sortie du canal. A noter également le phénomène d'éloignement de l'iso-contour de la paroi des perturbateurs au niveau des parois latérales lors du passage de chaque perturbateur. Ce phénomène est vraisemblablement causé par l'enroulement de l'écoulement dans cette zone au passage des perturbateurs mis en évidence en Fig. 4.12c qui facilite le mélange fluide chaud/froid et déplace l'iso-contour. Ainsi ce phénomène est bien plus marqué dans le canal en rotation positive que dans le cas statique et disparaît quasiment en rotation négative, tout comme les structures (3) en Fig. 4.12c. En conclusion, la topologie de l'écoulement moyen engendre des différences visibles sur l'évolution de la température le long du canal. A noter que les niveaux de fluctuations de température sont similaires dans les trois cas et débutent approximativement à la même position, vers le deuxième perturbateur.

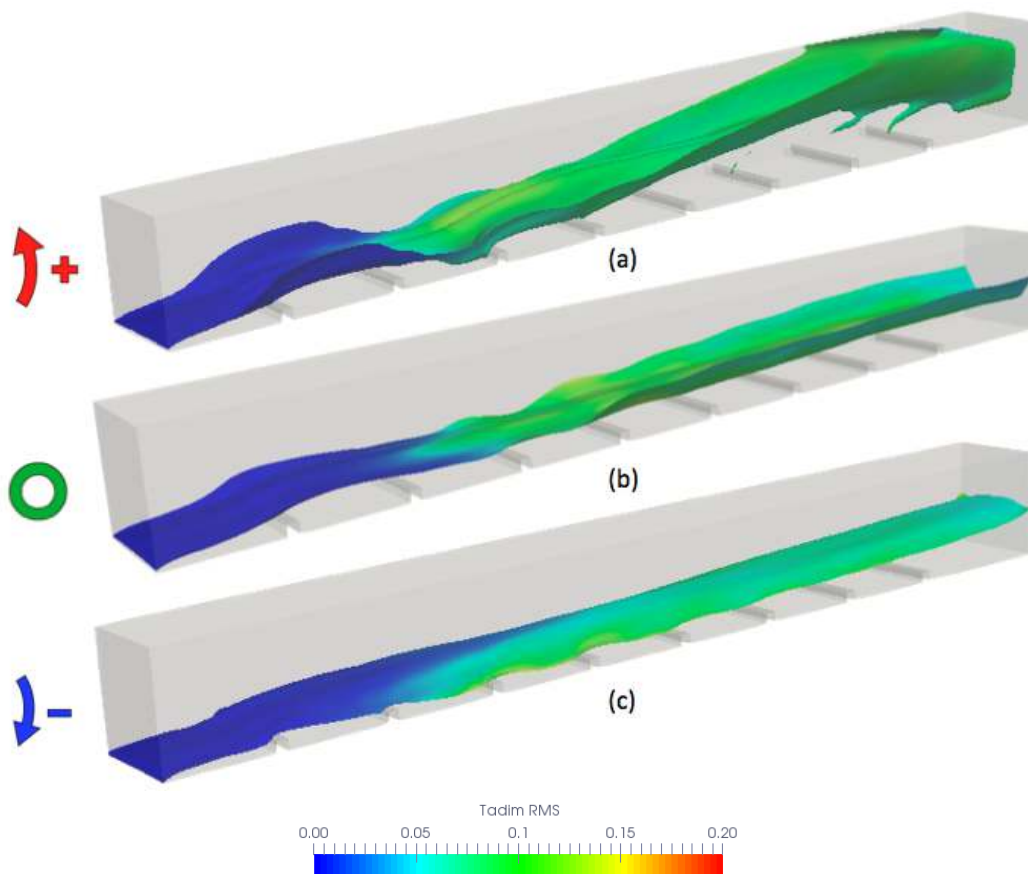


Figure 4.42 – Iso-surfaces de température adimensionnée issues des simulations en rotation positive (a) statique (b) et en rotation négative (c).

Le champ de fluctuation de température $T_{adim_{rms}}$ est maintenant présenté en Fig. 4.43 sur le plan de symétrie du canal. Dans les trois cas, la couche de fluctuations importantes ($T_{adim_{rms}} > 0.08$) apparaît proche du deuxième perturbateur. Cette couche s'épaissit ensuite le long du canal. L'épaisseur finale est semblable dans le cas statique, Fig. 4.43b, et en rotation négative, Fig. 4.43c. En revanche la couche de fortes fluctuations est

plus épaisse en rotation positive, Fig. 4.43a et inter-agit même avec la paroi supérieure après le septième perturbateur. Cette localisation correspond à la zone où l'iso-surface de $T_{adim} = 0.16$ s'enroule sur elle-même, Fig. 4.42a, du fait de la présence des structures secondaires induites par les forces de Coriolis. Globalement l'intensité des fluctuations est similaire en rotation positive et dans le cas statique et est légèrement inférieure en rotation négative. La rotation semble donc n'avoir que très peu d'effet sur les niveaux de fluctuations de température. En revanche, la zone de plus forte fluctuation de température est différente suivant les cas. Dans les trois cas, de très fortes fluctuations apparaissent au niveau du contournement des perturbateurs, dans la zone de cisaillement, ce qui est parfaitement visible dans le cas statique, Fig. 4.43b. Par contre de fortes fluctuations de température apparaissent proche de la paroi inter-perturbateur. Cette zone est uniquement visible après le point de rattachement de la zone de recirculation principale. Elle n'est donc pas présente dans le cas de la rotation négative puisque la zone de recirculation principale occupe tout l'espace inter-perturbateur. De même cette zone est plus étendue en rotation positive que dans le cas statique puisque inversement proportionnelle à la longueur de la zone de recirculation principale. Un phénomène intermittent apparaît donc entre le point de rattachement de la zone de recirculation et le perturbateur aval. Ce phénomène sera étudié plus en détail dans la section 4.5.

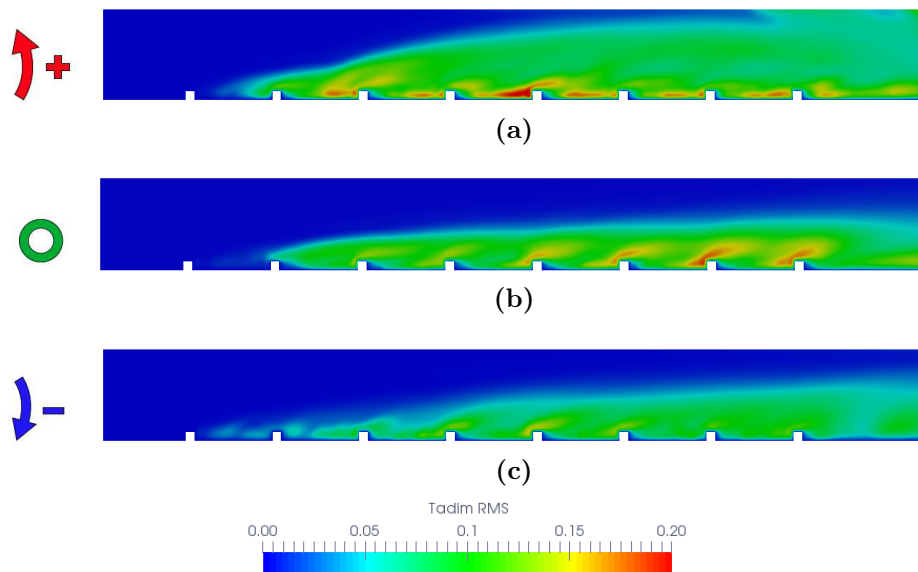


Figure 4.43 – Comparaison des fluctuations de température sans dimension en rotation positive (a), statique (b) et en rotation négative (c) sur le plan de symétrie du canal.

En résumé, jusqu'à présent les simulations ont permis de montrer que l'influence de la température sur le développement de l'écoulement est bien différente suivant le cas étudié. En effet, dans le cas statique cette influence est minimale car la flottabilité est nulle. Dans le cas en rotation positive, l'écoulement moyen proche du perturbateur est peu impacté alors que le développement des structures secondaires change drastiquement lorsque le canal

est chauffé. A l'inverse dans le cas de la rotation négative, le développement des structures secondaires est pratiquement inchangé par rapport au cas isotherme alors que la flottabilité semble impacter davantage l'écoulement proche perturbateur.

4.4.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux : Écoulement entre les perturbateurs six et sept

Dans le but d'étudier plus finement l'impact de la température sur l'écoulement, l'étude se focalise à présent sur une zone plus réduite, la zone entre les perturbateurs six et sept. Les résultats des simulations numériques sont alors comparés aux résultats expérimentaux de Mayo *et al.* [116] dans cette même zone. Pour commencer, la Fig. 4.44 montre l'impact de la température de paroi sur les profils de vitesse prédits dans le cas statique et les deux cas en rotation entre les perturbateurs six et sept.

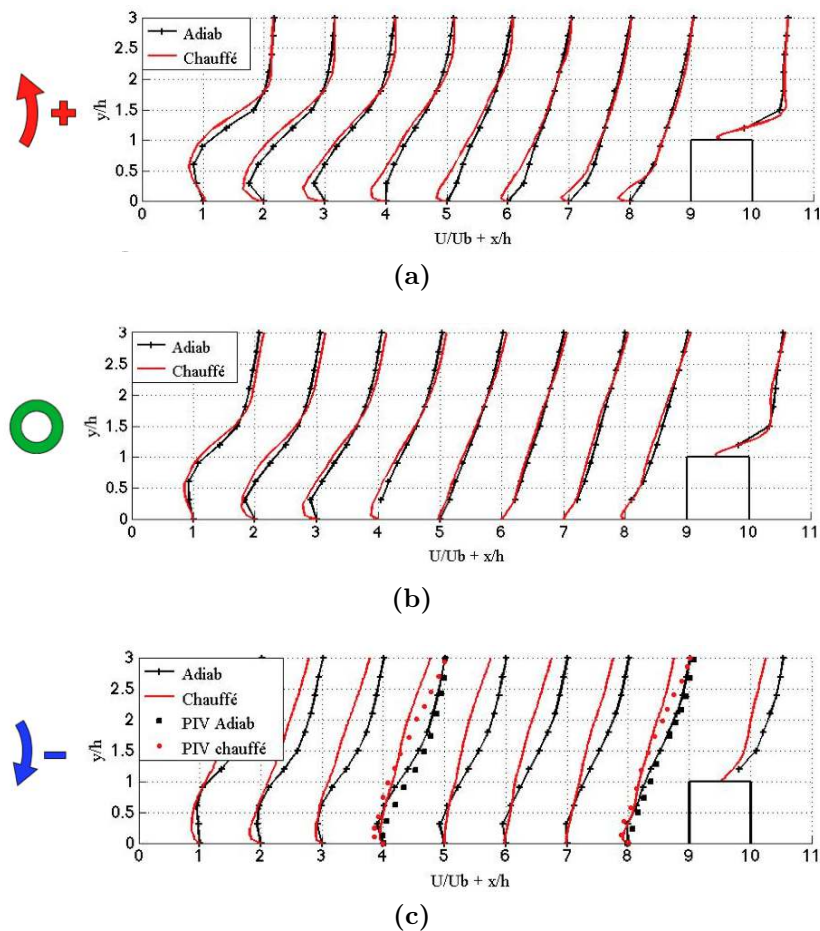


Figure 4.44 – Profils de vitesse entre les perturbateurs 6 et 7 avec paroi chauffée (pointiller) et adiabatique (lignes) dans les cas positif (a), statique (b) et négatif (c).

Ces résultats montrent que l'impact de la température de la paroi sur la topologie de l'écoulement dans le cas statique est très limité. La vitesse au-dessus de $y/h = 2$ est légèrement plus élevée lorsque la paroi est chauffée mais la différence est marginale. Lorsque le canal est en rotation (Fig. 4.44a et Fig. 4.44c), des différences bien plus importantes apparaissent. Dans le cas de la rotation positive, Fig. 4.44a, seule la zone de recirculation principale en aval du perturbateur six est affectée par le changement de la température de paroi. Effectivement lorsque la paroi est chauffée, la zone de recirculation devient plus forte, la vitesse axiale négative en dessous de la position verticale $y/h = 1$ a une intensité plus importante. Cette zone de recirculation s'étend également sur une plus longue distance. A noter qu'il n'y a pas de réelle différence plus au centre du canal, lorsque y/h est plus grand que 1.5.

Dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.44c, les différences entre les résultats adiabatiques et avec paroi chauffée sur la vitesse axiale peuvent aller jusqu'à 25%. La différence majeure apparaît au-dessus des perturbateurs, pour $y/h > 1.5$. Lorsque l'écoulement est chauffé par la paroi, la vitesse axiale au-dessus de $y/h = 1$ est bien plus faible qu'avec la condition limite adiabatique. Cette observation est en accord avec les résultats expérimentaux de Coletti *et al.* [26] aussi visibles en Fig. 4.44c. La comparaison SGE/expérience est bonne, plus particulièrement dans la zone proche des perturbateurs, même si la SGE prédit une jonction des profils adiabatiques et isothermes à une valeur de y/h plus grande que les résultats expérimentaux.

La Figure 4.45 permet de comparer les lignes de courant entre les perturbateurs six et sept issues des simulations SGE et des résultats expérimentaux dans les deux cas en rotation, dans le canal adiabatique et avec paroi chauffée. Encore une fois, le cas statique n'est pas représenté ici car il a été détaillé dans le chapitre précédent et la température de paroi a un effet négligeable sur l'écoulement. Dans le cas de la rotation négative, Fig. 4.45b, la zone de recirculation prend plus d'espace entre les perturbateurs lorsque la paroi est chauffée, ce qui engendre l'élévation de la zone de forte vitesse de $U/U_b > 1.2$ vers la paroi lisse du canal comme vu précédemment. Cela a pour effet de diminuer la vitesse axiale dans la région proche perturbateurs comme observé sur la Fig. 4.44c. Ce phénomène a déjà été observé expérimentalement par Coletti *et al.* [26] et le mécanisme peut être schématiquement représenté par la Fig. 4.46. D'un point de vue physique, la région proche paroi est chauffée par la condition limite isotherme. La couche de fluide chauffée est ensuite soumise à une force de flottabilité centripète qui tire le fluide à contre courant de l'écoulement principal. Le résultat est que la zone de recirculation prend désormais l'ensemble de l'espace entre les perturbateurs comme visualisé sur des lignes de courant en Fig. 4.45b. La couche de mélange passant au-dessus du perturbateur amont ne peut plus descendre vers la paroi et passe directement au-dessus du perturbateur plus en aval. Ces résultats sont similaires à ceux trouvés expérimentalement.

En regardant la comparaison entre le canal adiabatique et avec paroi chauffée dans le cas de la rotation positive, Fig. 4.45a, il n'y a pas d'influence majeure de la thermique sur l'écoulement proche perturbateur. Les résultats expérimentaux montrent une taille

de la zone de recirculation similaire entre les deux cas, avec un point de rattachement au alentours de $x/h = 4$. En revanche la SGE prédit une légère augmentation de cette zone de recirculation principale lorsque l'écoulement est chauffé avec un point de rattachement vers $x/h = 5$.

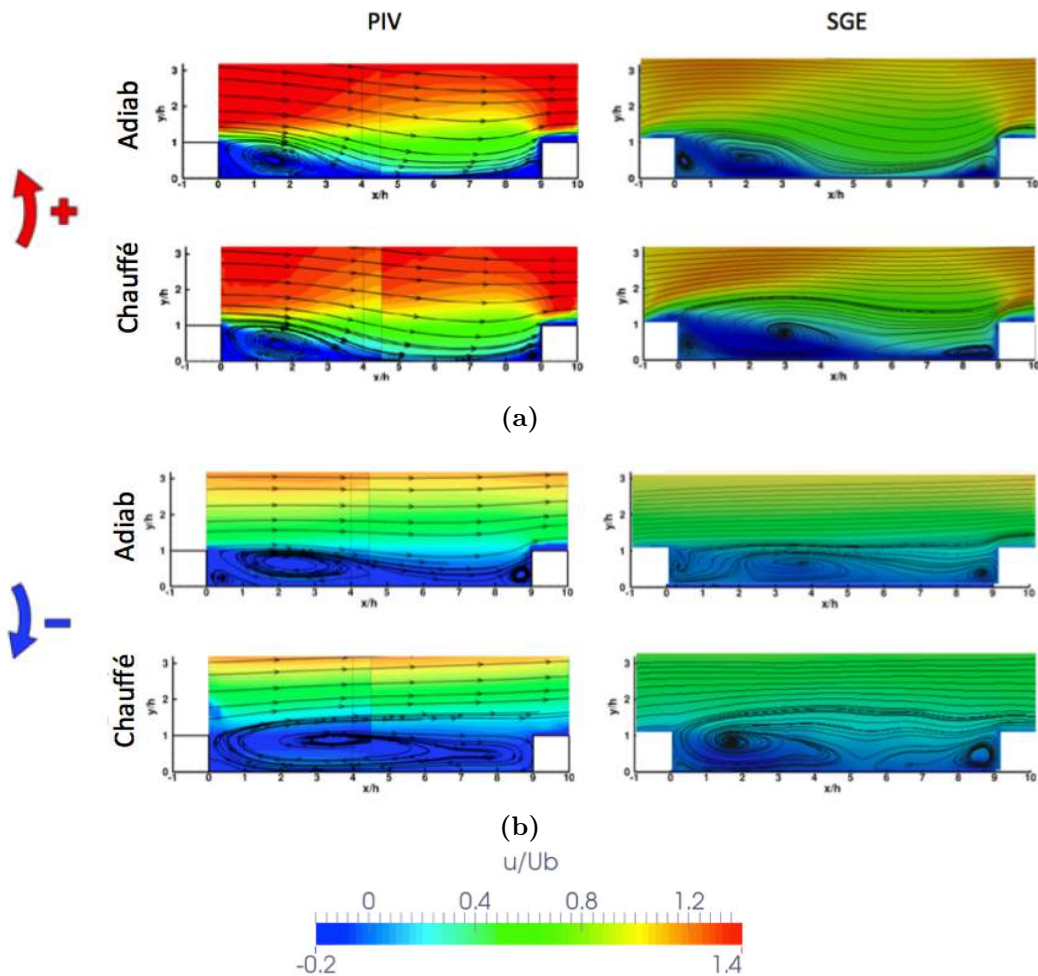


Figure 4.45 – Comparaison des lignes de courant expérimentales et numériques dans les cas de la rotation positive (a) et de la rotation négative (b) en canal adiabatique et avec paroi chauffée.



Figure 4.46 – Modèle schématique de l'effet de la flottabilité sur l'écoulement dans l'espace inter-perturbateur par Coletti et al. [26].

Afin d'étudier l'empreinte des structures secondaires de l'écoulement sur la paroi, les lignes de courant sur des plans très proches de la paroi entre les perturbateurs six et sept sont tracées sur la partie haute de la Fig. 4.47. Le cas statique ainsi que les deux cas en rotation sont représentés. Les traces visibles en paroi peuvent être directement mise en relation avec les structures secondaires sur un plan transverse à $p/2$ présentées sur la partie basse en Fig. 4.47. Dans le cas du canal statique, l'écoulement proche paroi est divisé en deux zones séparées par le plan de symétrie du canal, Fig. 4.47b. Cette trace axiale sur le plan de symétrie correspond au point de contact entre les deux structures secondaires contra-rotatives, Fig. 4.47e. Les empreintes de ces structures (entourées en rouge) sont alors visibles de chaque côté de cette trace.

Dans le cas de la rotation positive, l'écoulement proche paroi est dissymétrique, Fig. 4.47a. Cette dissymétrisation peut être causée par une bifurcation de l'écoulement. Dans ce cas deux états semblent possibles. Ici la structure proche perturbateur entourée en noir en Fig. 4.47d grossit et migre vers le centre du canal lorsque l'écoulement est chauffé, comme évoqué précédemment dans ce chapitre. Cette structure tourne dans le sens anti-horaire, tout comme la cellule induite par les forces de Coriolis (b) entourée en rouge en Fig. 4.47d. Il y a donc interactions entre ces deux cellules, la seconde alimentant la première, d'où le grossissement et la migration de la première vers la deuxième. Le deuxième état possible pourrait être l'alimentation de la structure entourée en bleu en Fig. 4.47d par la cellule induite par les forces de Coriolis (a) entourée en rouge. Le résultat serait le miroir de l'écoulement présenté en Fig. 4.47d avec la cellule (b) prenant toute la hauteur du canal et la cellule (a) confinée dans le coin proche de la paroi lisse et une structure proche perturbateur le long de la même paroi latérale. Dans notre cas, la structure entourée en noire marque le centre de la paroi des perturbateurs en Fig. 4.47a. Par contre, les écoulements de part et d'autre de cette structure sont différents. D'un côté, la structure induite par les forces de Coriolis (a) (entourée en rouge en Fig. 4.47e) occupe toute la paroi latérale et descend jusqu'à la paroi des perturbateurs, laissant une trace large proche paroi (entourée en rouge en Fig. 4.47a). De l'autre côté, la structure induite par les forces de Coriolis alimente la structure centrale et ne se propage plus jusqu'à la paroi des perturbateurs. A cet endroit se situe la seconde structure générée par les perturbateurs (entourée en bleue en Fig. 4.47e), qui n'a pas pu grossir puisque contra-rotative par rapport à la cellule induite par les forces de Coriolis. La trace de cette structure entourée en bleue est tout de même visible très proche de la paroi latérale en Fig. 4.47a.

Dans le cas de la rotation négative, il a été montré précédemment que l'échauffement de la température engendre une force de flottabilité opposée à l'écoulement principal qui augmente la taille de la zone de recirculation en amont du perturbateur sept. La jonction entre cette zone de recirculation et la zone de recirculation principale est alors visible en Fig. 4.47c. Les structures induites par les forces de Coriolis (entourées en rouges en Fig. 4.47f) sont cantonnées très proche des parois latérales. La trace laissée par ces structures sur la paroi est uniquement visible dans cette zone dans la seconde moitié de l'espace inter-perturbateur. Les petites structures générées par les perturbateurs (entourées en

bleue) laissent également une trace sur la paroi dans la seconde moitié de l'espace, même si celle-ci est moins marquée.

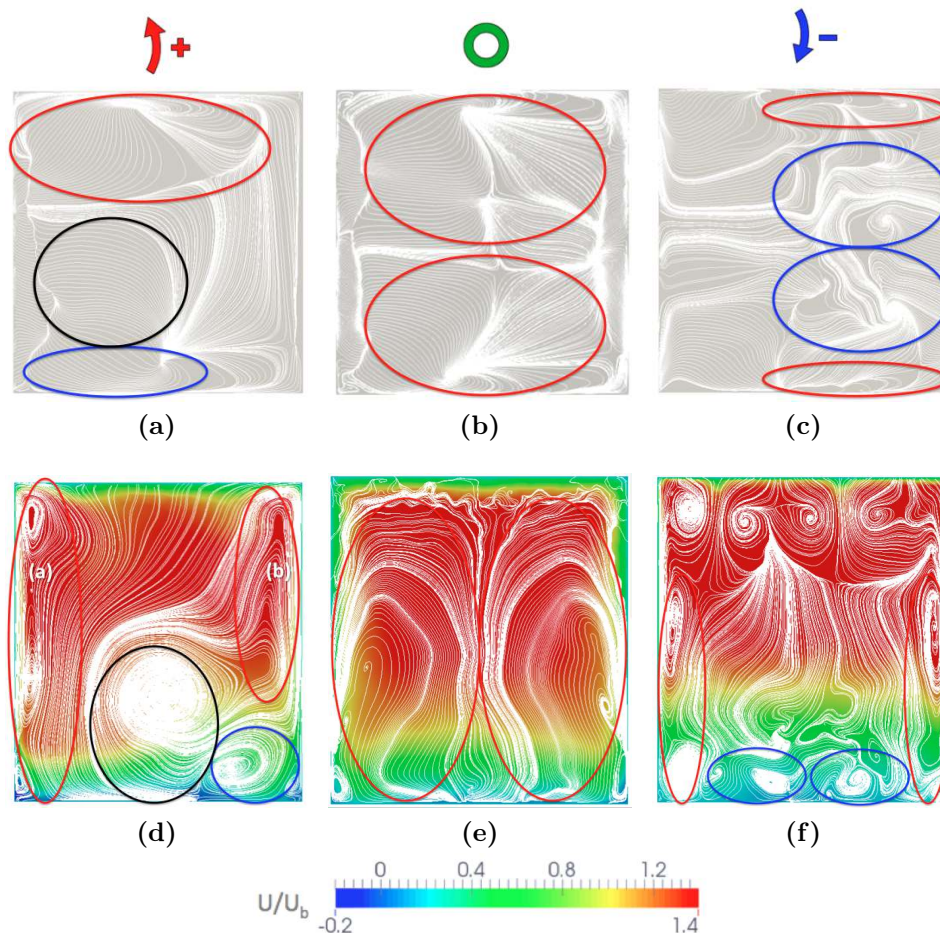


Figure 4.47 – Lignes de courant sur la paroi entre les perturbateurs six et sept (haut) et sur un plan transverse à l'écoulement principale à $p/2$ (bas) issus des simulations en rotation positive, statique et en rotation négative.

Un lien direct est alors établi entre les structures secondaires de l'écoulement et la topologie proche paroi des perturbateurs. Afin de caractériser l'impact de ces structures sur les flux de chaleur, l'efficacité de transfert thermique EF prédite par les simulations dans les trois cas entre les perturbateurs six et sept est présentée en Fig. 4.48 droite. Comme précédemment, pour comparer les résultats SGE aux résultats expérimentaux de Mayo *et al.* [115], Fig. 4.48 gauche, la condition limite isotherme est remplacée par une condition limite à flux constant imposé à 500 W/m^2 dans les calculs. De plus pour tous ces cas, les perturbateurs sont considérés comme adiabatiques puisqu'ils sont composés de plexiglass non conducteur de chaleur sur le banc expérimental. A noter que lors de cette comparaison, seule la topologie de EF ainsi que l'évolution d'un cas à l'autre est

comparable puisque le calcul de EF expérimental n'est pas pleinement décrit.

Globalement dans les trois cas la topologie de l'efficacité des transferts de chaleur à la paroi prédite par les simulations est similaire aux résultats expérimentaux. Le point commun de toutes les simulations et les expériences est la zone de très faible efficacité directement en aval du perturbateur six, sur toute la largeur du canal. Cette zone correspond à l'emplacement de la petite zone de recirculation juste en aval du perturbateur présente dans les trois cas. Plus en aval dans le canal, les topologies diffèrent suivant les cas :

- Rotation positive, Figs. 4.48a et 4.48d : Des zones de forte efficacité sont visibles entre $x/h = 2$ et $x/h = 6$. Cette zone est marquée par des motifs axiaux, dans le sens de l'écoulement principal. Ces traces ne sont pas complètement symétriques dans le cas expérimental ainsi que dans la simulation. L'efficacité est plus importante d'un côté que de l'autre. Ce contour s'explique par les traces laissées par les structures secondaires étudiées précédemment. Effectivement, la présence de la structure secondaire centrale explique l'augmentation de EF au milieu de la paroi puisque qu'elle améliore le mélange fluide chaud/froid dans cette zone. Le côté de plus forte efficacité correspond au côté où la structure induite par les forces de Coriolis est la plus développée, allant jusqu'à la paroi des perturbateurs tout le long de l'espace inter-perturbateur. La présence de cette structure permet d'extraire le fluide chaud de la paroi des perturbateurs vers le centre du canal, ce qui explique l'augmentation des transferts thermiques dans cette zone. De l'autre côté, seule la structure générée par les perturbateurs est présente proche paroi, or il a été vu en Fig. 4.47a que cette structure n'est présente que dans la première moitié de l'espace inter-perturbateur, d'où la zone de forte efficacité dans la première moitié de ce côté, et une diminution de l'efficacité proche du perturbateur sept.
- Cas statique, Figs. 4.48b et 4.48e : L'accord entre la simulation numérique et les résultats expérimentaux est globalement bon. Ici l'efficacité est toujours la plus importante entre $x/h = 2$ et $x/h = 6$. Mais cette fois deux zones de forte efficacité apparaissent clairement de chaque côté du canal avec une petite zone où l'efficacité est moins importante entre les deux traces principales. Ces deux zones de forte efficacité correspondent à la zone d'interaction entre les deux cellules contra-rotatives induites par les forces de Coriolis et la paroi des perturbateurs. A $x/h > 6$ une zone de plus faible efficacité est visible au milieu du canal puisque les deux cellules s'éloignent de la paroi des perturbateurs dans cette zone du fait de la présence du perturbateur sept. Pour finir, la simulation prédit une zone de forte efficacité juste en amont du perturbateur sept qui n'est pas visible sur les résultats expérimentaux.
- Rotation négative, Figs. 4.48c et 4.48f : Les zones de forte efficacité sont très proches des parois latérales pour des $x/h > 4$. Encore une fois cette zone correspond à

l'emplacement des structures induites par les forces de Coriolis, qui sont cantonnées proche des parois latérales dans ce cas et descendent au niveau de la paroi des perturbateurs uniquement dans la deuxième moitié de l'espace inter-perturbateur, apportant du fluide frais. La zone de faible efficacité s'élargit par rapport au canal statique et occupe tout le centre du canal jusqu'au perturbateur sept, malgré la présence des structures générées par les perturbateurs à cet endroit, qui ne sont pas suffisamment développées dans la direction transverse pour apporter du fluide frais et donc augmenter les flux de chaleur.

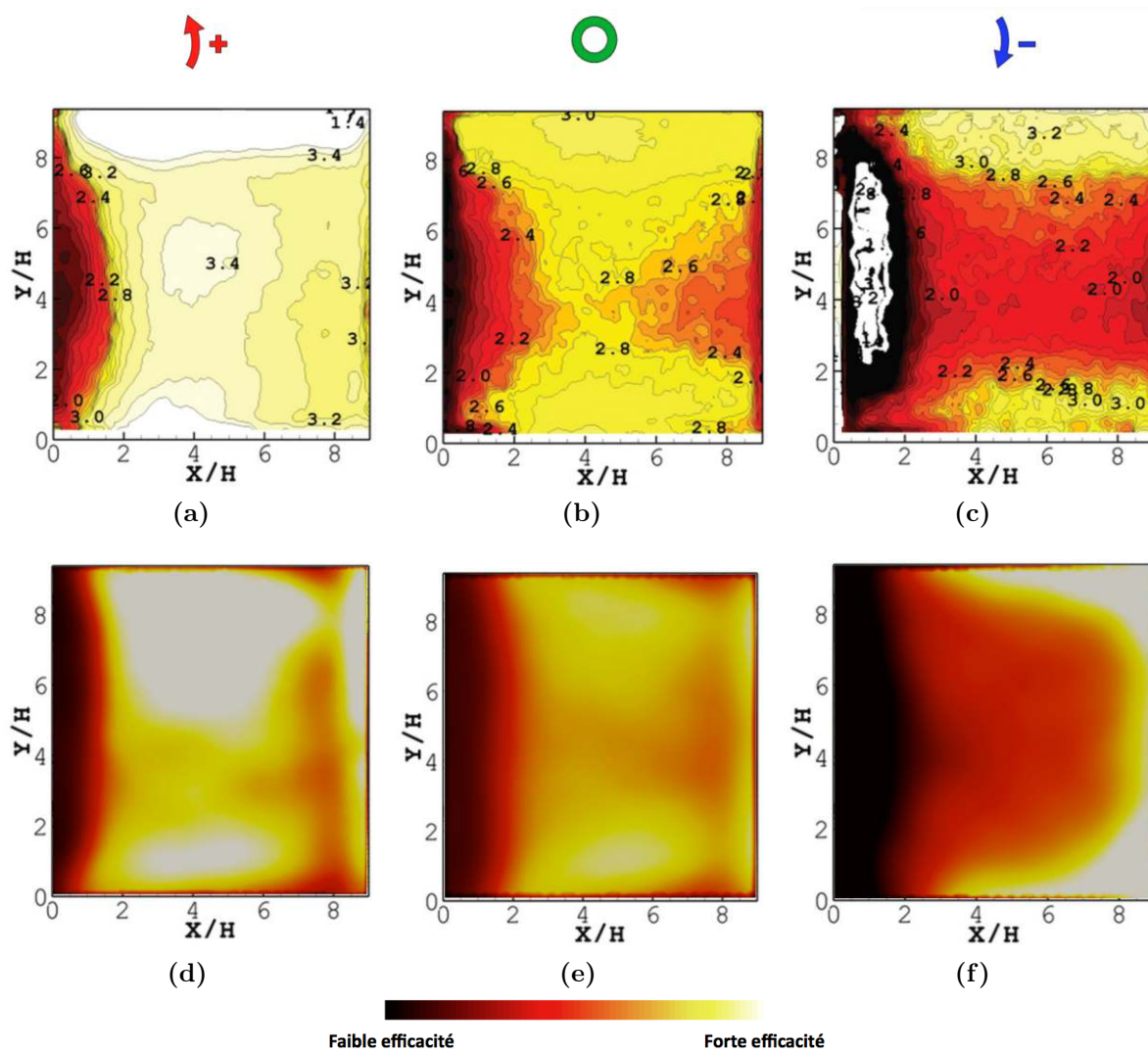


Figure 4.48 – Contour d'efficacité de transferts thermiques issue de la SGE (bas) et expérimentaux (haut) dans les cas du canal statique (b, e), de la rotation positive (a, d) et de la rotation négative (c, f).

Afin de comparer directement les trois cas entre eux, les profils de l'efficacité moyennés en temps et sur la largeur du canal sont visibles en Fig. 4.49. En ce qui concerne

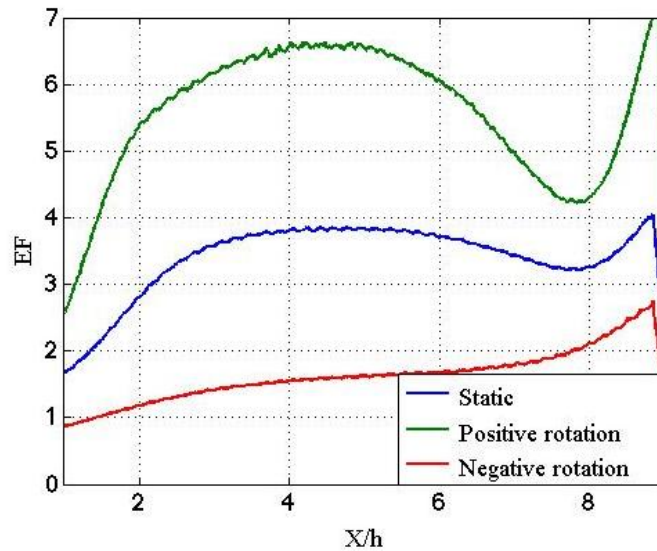


Figure 4.49 – Comparaison des profils d'efficacité de transferts thermiques moyennés en temps et sur la largeur du canal dans les trois cas.

l'évolution des profils, elle est très similaire dans les cas statique et de la rotation positive. L'efficacité augmente à partir du perturbateur six pour atteindre un maximum vers $x/h = 4$. Ensuite l'efficacité diminue jusqu'à $x/h = 8$ pour augmenter fortement proche du perturbateur sept comme observé précédemment. Dans le cas de la rotation négative, l'efficacité augmente constamment le long du canal entre les perturbateurs six et sept.

Le canal en rotation positive/négative est plus/moins efficace respectivement que le canal statique. Ainsi plus l'écoulement est déstabilisé plus l'activité turbulente est importante proche des perturbateurs, plus l'efficacité des transferts thermiques sera importante. Cette hiérarchie d'efficacité est visible en Fig. 4.50 où l'évolution de l'efficacité moyenne divisée par l'efficacité du canal statique entre les perturbateurs six et sept est donnée en fonction du nombre de rotation Ro . Sur cette figure, il est visible que les prédictions des simulations SGE sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux de Johnson *et al.* [80] ou encore de Kim *et al.* [86]. A noter que les résultats issus des SGE périodiques de Mayo *et al.* [114] semblent prédire un plateau sur l'efficacité de transfert en rotation positive qui n'est pas encore visible par les autres études dans cette plage de Ro .

En conclusion et comme anticipé, la topologie de l'efficacité de transferts thermique sur la paroi entre les perturbateurs est directement pilotée par l'interaction entre les structures secondaire moyennes de l'écoulement et la paroi. En revanche la hiérarchisation de l'efficacité de refroidissement entre les différents cas ne semble pas être entièrement expliqué par la topologie du champ moyen. Afin d'expliquer ce phénomène, il est nécessaire de pleinement utiliser le caractère instationnaire de la méthode SGE en étudiant l'évolution temporelle de ces structures secondaires, ce qui fait l'objet de la section suiv-

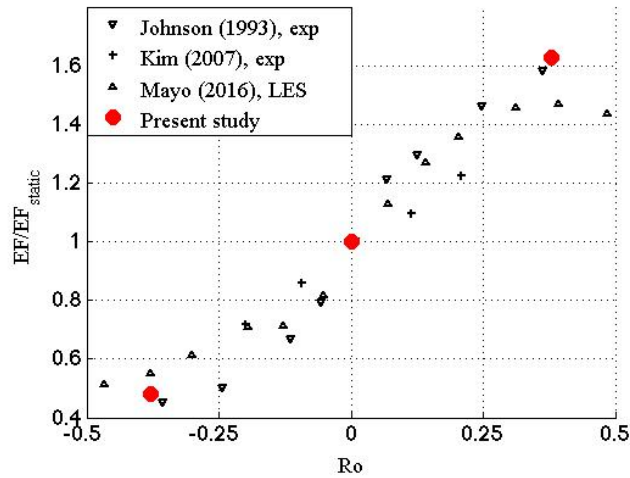


Figure 4.50 – Évolution de l'efficacité de transferts thermiques moyens entre les perturbateurs six et sept en fonction du nombre de rotation Ro comparé aux résultats expérimentaux de Johnson [80] ou Kim [86] et aux résultats SGE périodiques de Mayo [114].

ante.

4.5 Etude instationnaire de l'activité post-perturbateurs

Maintenant que les résultats des simulations numériques ont été validés dans le cas statique ainsi que dans les deux cas de rotation, avec et sans thermique, il est intéressant comme dans le chapitre précédent d'essayer de mieux comprendre la dynamique des structures entre deux perturbateurs et leur impact sur l'efficacité des transferts de chaleur à la paroi. Il a été montré dans le chapitre précédent que lorsqu'on regarde l'évolution de la vitesse axiale entre le sixième et le septième perturbateur, l'écoulement n'est pas stationnaire dans le cas statique. Lorsque l'écoulement est mis en rotation, l'écoulement proche perturbateur est stabilisé/déstabilisé en rotation négative/positive. Il est donc intéressant de voir l'impact de cette stabilisation/déstabilisation sur l'évolution des structures principales entre les perturbateurs six et sept. Pour ce faire, une décomposition du champ de vitesse ainsi que du champ de température sont réalisées en utilisant l'outil DMD. Comme dans le chapitre précédent, la DMD est réalisée sur une coupe 2D sur le plan de symétrie du canal entre le sixième et le septième perturbateur. Ce plan se situe entre la paroi des perturbateurs et la coordonnée $y/h = 2$ et est représenté en Figs. 4.51. Le champ de vitesse est ensuite reconstruit en utilisant uniquement les modes les plus énergétiques ainsi que le mode 0 correspondant au champ moyen.

Les caractéristiques de ces modes les plus énergétiques, que ce soit sur le champ de vitesse axiale ou de température, sont résumées pour les trois cas dans le Tableau 4.2.

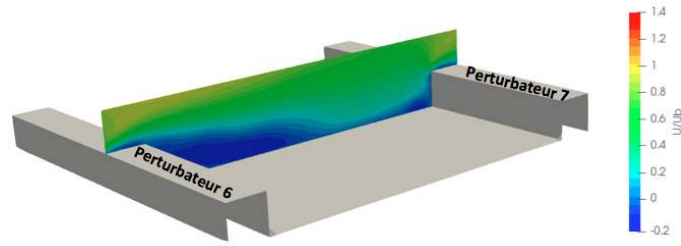


Figure 4.51 – Illustration du domaine de décomposition.

Sur le champ de vitesse U , les fréquences élevées sont du même ordre de grandeur dans les trois cas, avec $St > 0.5$. En revanche, les fréquences les plus basses sont moins élevées dans les deux cas en rotation que dans le cas statique. L'intensité des modules est quant à elle bien différente suivant les cas, étant respectivement plus/moins grande en rotation positive/négative par rapport au cas statique. En ce qui concerne le champ de température T , les fréquences basses et hautes sont comparables dans les trois cas, avec respectivement $St < 0.2$ et $St > 0.6$. De la même manière, il n'y a pas de hiérarchie particulière sur l'intensité des modules. À noter que les fréquences les plus élevées sont très proche dans les trois cas entre le champ de vitesse et de température.

		Positif		Statique		Négatif	
Mode		Module	St	Module	St	Module	St
U	1	11.26 m/s	0.17	1.80 m/s	0.66	0.13 m/s	0.53
	2	7.62 m/s	0.34	1.38 m/s	0.42	0.12 m/s	0.58
	3	6.46 m/s	0.72	1.34 m/s	0.57	0.11 m/s	0.29
T	1	4.37 K	0.68	6.98 K	0.20	6.42 K	0.63
	2	4.16 K	0.47	6.22 K	0.28	5.33 K	0.06
	3	4.04 K	0.12	5.00 K	0.70	4.80 K	0.19

Table 4.2 – Récapitulatif de la moyenne des modules et du nombre de Strouhal St pour les trois mode les plus important dans la décomposition du champ de vitesse axiale U et du champ de température T .

La Figure 4.52 permet de comparer l'évolution temporelle de la vitesse adimensionnée à l'évolution temporelle de la température adimensionnée dans les trois cas étudiés ici grâce à la reconstruction DMD. La vitesse a été adimensionnée par la vitesse débitante en entrée de canal et la température a également été adimensionnée par la température imposée en entrée du canal. La coordonnée x sur l'axe des abscisses du diagramme est adimensionnée par la hauteur des perturbateurs h et le temps sur l'axe des ordonnées est exprimé en temps convectif, c'est-à-dire le temps que met une particule fluide à aller d'un perturbateur à l'autre à la vitesse moyenne de l'écoulement. En se concentrant d'abord sur l'évolution de la vitesse axiale, Fig. 4.52 haut, il est visible que dans les trois cas,

deux zones bien distinctes apparaissent :

- La zone 1 proche du perturbateur six, à $x/h < 4.5$. La zone de recirculation principale post-perturbateur six se situe dans cette région. La fréquence de fluctuation de cette zone de recirculation est diminuée par la rotation, puisqu'il y a respectivement 1 et 2 périodes par temps convectif en rotation positive, Fig. 4.52a, et négative, Fig. 4.52c, contre 4 dans le cas statique, Fig. 4.52b. Ce sont donc les modules aux fréquences les moins élevées observés dans le Tableau 4.2 qui sont actifs dans cette zone.
- La zone 2 proche du perturbateur sept, à $x/h > 4.5$. Dans le cas de référence du canal statique, une accélération de l'écoulement vers le perturbateur sept en intermittence avec l'instant où la recirculation est la plus importante dans la zone 1 est visible. Ce phénomène est également présent dans les deux cas en rotation. Cette fois la rotation ne semble pas avoir d'impact sur la fréquence des accélérations dans cette zone, comme déjà observé dans le Tableau 4.2 sur les modules ayant la fréquence la plus importante dans chacun des cas.

Ensuite l'intensité des variations est très différente suivant les trois cas. Une hiérarchisation s'établit, les variations de vitesse axiale étant moins/plus importante dans les cas de rotation négative/positive respectivement par rapport au cas statique, ce qui est en accord avec le principe de stabilisation/déstabilisation de l'écoulement. Ainsi la mise en rotation de l'écoulement a bien un impact sur l'évolution temporelle des structures principales de l'écoulement entre les perturbateurs. Cette gradation de l'intensité des fluctuations rappelle celle observée sur les flux thermique à la paroi. Le lien entre ces deux grandeurs peut être fait via la corrélation entre le champ de vitesse et le champ de température dont l'évolution temporelle est représentée en Fig. 4.52 bas pour les trois cas.

En regardant le cas de référence qui est le cas statique, Figs. 4.52b et 4.52e, il est visible que l'écoulement dans la zone proche du perturbateur six, à $x/h < 1$, est soumise à très peu d'activité aérodynamique. La conséquence de cette zone de faible activité est l'augmentation de la température dans la zone $x/h < 1.5$. Une fois passée cette zone, l'activité de l'écoulement devient plus importante permettant une ingestion de fluide frais, ce qui diminue la température de l'écoulement. Le gradient de température à la paroi devient donc plus grand dans cette zone, ce qui permet d'augmenter l'efficacité des transferts thermiques. A noter que dans la zone $x/h > 1.5$, l'oscillation de la zone de recirculation principale a un impact direct sur la température de l'écoulement puisque les instants où l'écoulement se refroidit légèrement correspondent temporellement aux instants où l'écoulement accélère en direction du perturbateur sept, ce qui est cohérent avec les fréquences les plus hautes similaires sur le champ de vitesse et de température dans le Tableau 4.2.

Dans le cas de la rotation positive, Figs. 4.52a et 4.52d, l'écoulement est déstabilisé donc l'activité de l'écoulement est plus importante. L'oscillation de la zone de recirculation principale est visible pratiquement jusqu'au perturbateur six, ainsi la zone de faible activité est moins grande que dans le cas statique. Cela a pour avantage la diminution de la zone de forte température qui passe de $x/h < 1.5$ à $x/h < 1$, améliorant par la même occasion les transferts de chaleur. Dans la zone de forte température, la température est similaire à celle du cas statique, ainsi seule la taille de la zone diminue, pas la température. A $x/h > 1.5$, l'activité de l'écoulement est bien plus importante que dans le cas statique, engendrant un écoulement plus froid, ce qui explique les meilleures performances de refroidissement de ce cas par rapport au cas statique. Dans ce cas, encore une fois une corrélation directe est visible entre la fréquence d'accélération de l'écoulement vers le perturbateur sept et l'apparition de moments plus froids dans l'écoulement.

Enfin dans le cas de la rotation négative, Figs. 4.52c et 4.52f, l'écoulement est stabilisé. La zone de faible activité est donc bien plus importante et s'étend jusqu'à $x/h = 2.5$. De plus la température de l'écoulement dans cette zone est significativement plus importante que dans les autres cas. A $x/h > 2.5$, l'activité de l'écoulement reste très faible puisque l'espace inter-perturbateur est intégralement comblé par les zones de recirculation, du fait de la flottabilité comme expliqué en Fig. 4.46. L'écoulement reste donc plus chaud que dans les autres cas, ce qui explique la plus faible efficacité thermique de ce cas. Ici l'oscillation de la zone de recirculation est trop faible pour marquer directement l'évolution temporelle de la température de l'écoulement contrairement aux deux autres cas.

Ainsi dans les trois cas il est visible que la dynamique des structures principales de l'écoulement proche perturbateur a un impact direct sur la dynamique du champ de température dans cette région. Or c'est le gradient de température entre l'écoulement et la paroi qui définit les transferts thermiques et donc l'efficacité de refroidissement du canal. Même s'il a été montré précédemment que le contour de l'efficacité de transferts thermique à la paroi est piloté par la formation des structures secondaires moyennes, c'est la dynamique de l'écoulement et de ses structures principales qui est directement liée au niveau moyen d'efficacité du canal. Il a été montré que cette dynamique, que ce soit sur le champ de vitesse ou de température, est reconstituable à partir des seuls trois modes les plus importants de la DMD. La dynamique des structures principales de l'écoulement semble donc régir par un phénomène déterministe et l'augmentation/diminution des transferts thermiques dans les cas en rotation positive/négative par rapport au cas statique serait alors influencé par ce phénomène et non pas seulement dû à l'augmentation/diminution de la turbulence dans la région.

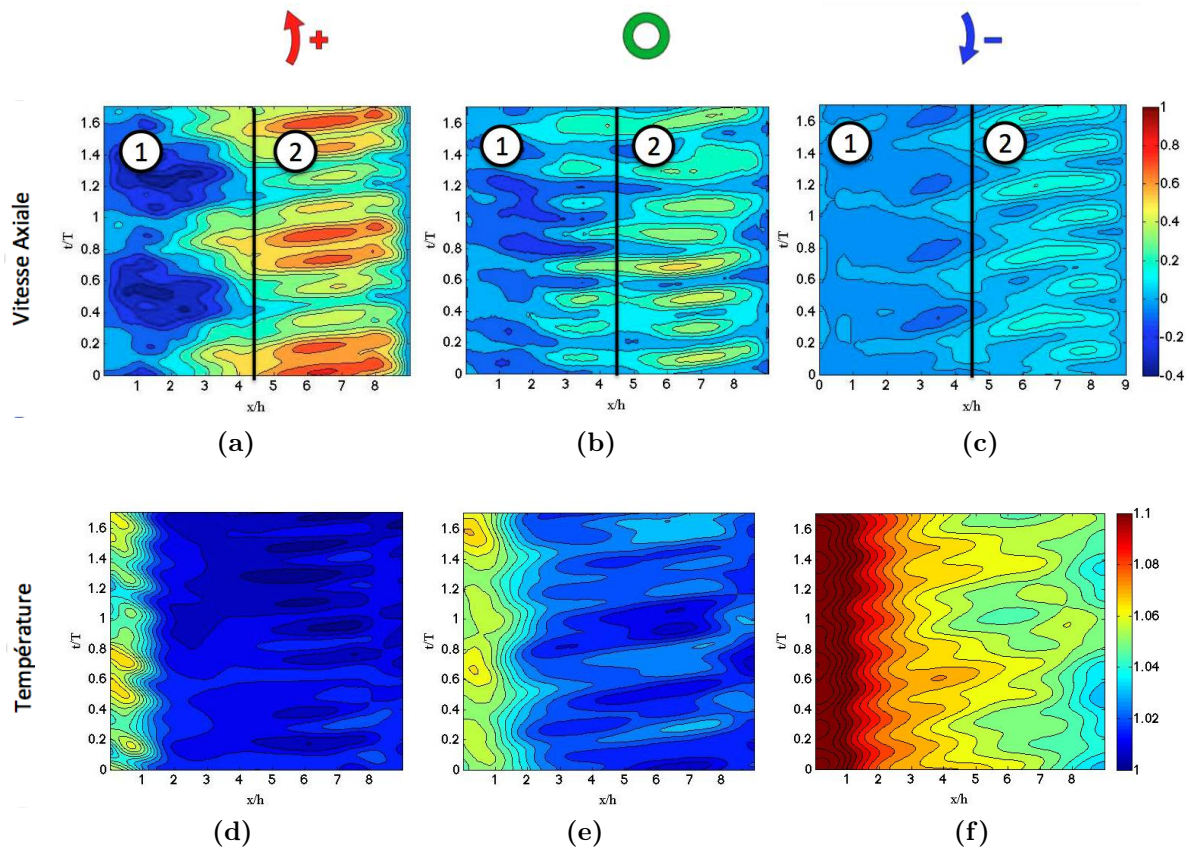


Figure 4.52 – Diagramme espace/temps sur la vitesse axiale adimensionnée (haut) et la température adimensionnée (bas) dans les cas de la rotation positive (gauche), statique (milieu) et de la rotation négative (droite).

4.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, le canal académique droit jalonné de huit perturbateurs a été étudié en rotation. Trois cas distincts ont été réalisés : le canal statique étudié dans le chapitre précédent comme cas de référence et le canal dans les deux sens de rotation. Le cas de la rotation positive où l'écoulement est déstabilisé proche perturbateurs et le cas en rotation négative où l'écoulement est stabilisé proche perturbateurs.

Dans un premier temps, l'influence de la rotation sur le développement de l'écoulement et notamment des écoulements secondaires le long du canal a été étudié. Il a été vérifié que la rotation positive/négative engendre une déstabilisation/stabilisation de l'écoulement dans la zone proche perturbateurs par rapport au cas statique. Ce phénomène engendre une hiérarchisation de l'intensité des fluctuations de l'écoulement avec un écoulement plus/moins agité en rotation positive/négative par rapport au cas statique. En ce qui concerne les structures secondaires, il a été montré que le cas statique comprend deux cellules contra-rotatives sur les cotés du canal à mi-hauteur. Ces cellules sont générées par les parois latérales et la dépression causée par les perturbateurs. Dans le cas de la

rotation négative, des structures apparaissent dès l'entrée du canal. Il s'agit également de deux cellules contra-rotatives mais elles se développent dans les coins sur le coté en dépression du canal et sont générées par l'association des parois latérales et des forces de Coriolis. Ces cellules grandissent le long du canal jusqu'à occuper la moitié de la hauteur du canal. De l'autre coté, sur le coté en pression, deux paires de cellules de Görtler se forment à partir du quatrième perturbateur. Ces cellules de Görtler sont nettement moins visibles dans le cas du canal en rotation positive puisque le coté en pression est déstructuré par la présence des perturbateurs. Les écoulements secondaires induits par les forces de Coriolis sont en revanche bien présents sur le coté en dépression.

Dans la mesure où ces canaux ont pour objectif le refroidissement d'aubes de turbines, l'impact de la température de paroi sur l'écoulement a été étudié. En rotation positive, chauffer l'écoulement engendre le déplacement de cellules tournantes vers le centre du canal. L'écoulement proche perturbateur est très peu influencé mais l'écoulement au centre du canal évolue du fait de la migration des structures secondaires. En rotation négative, la température de la paroi a très peu d'impact sur le développement des structures secondaires. En revanche, la zone de recirculation post-perturbateur principale augmente en taille lorsque l'écoulement est chauffé, ce qui éloigne de la paroi des perturbateurs la zone de forte vitesse. Les différentes structures de l'écoulement engendrent des différences sur les contours de température. Les structures secondaires induites par les forces de Coriolis vont extraire/confiner l'écoulement de la paroi des perturbateurs par les parois latérales en rotation positive/négative respectivement. Le fluide chaud est donc convecté jusqu'à la paroi supérieure du canal en rotation positive alors qu'il est confiné bien plus bas en rotation négative.

Les différents cas ont également pu être comparés plus finement à des résultats expérimentaux du VKI entre les perturbateurs six et sept. En ce qui concerne l'écoulement sur le plan de symétrie du canal, le champ de vitesse est très bien prédit dans les trois cas. La topologie des fluctuations de vitesses est correctement prédite dans les trois cas, avec une légère sur-estimation dans la zone de cisaillement et une sous-estimation en rotation négative. La stabilisation/déstabilisation suivant les différents cas est également parfaitement prédite.

L'efficacité des transferts de chaleur à la paroi est aussi correctement prédite avec une amélioration/diminution de l'efficacité lorsque le canal est en rotation positive/négative par rapport au canal statique. Il a été démontré que la topologie des transferts thermiques à la paroi inter-perturbateur est directement pilotée par l'interaction entre les structures secondaires de l'écoulement et la paroi. Afin d'expliquer les différences d'efficacité de refroidissement entre les cas, la dynamique des principales structures de l'écoulement entre les perturbateurs six et sept a été étudiée par le biais de DMD. Il a été montré que l'intensité des fluctuations de ces structures augmente/diminue si le canal est en rotation positive/négative. Un lien a été montré entre cette dynamique de l'écoulement et la dynamique du champ de température : plus l'activité est importante, plus la température est basse, ce qui explique donc la hiérarchisation observée sur l'efficacité de refroidisse-

ment du canal.

Il est important de noter qu'une attention particulière a été portée à la modélisation du cas en rotation positive. L'écoulement est déstabilisé dans ce cas et des expériences ainsi que les simulations numériques montrent un fort impact de l'écoulement en amont du canal sur les résultats. Le profil de vitesse imposé au calcul à l'entrée du canal a un impact sur le développement des structures secondaires induites par les forces de Coriolis. Ces structures définissent ensuite la distribution de vitesse moyenne jusque dans la zone entre les perturbateurs six et sept. Il est donc nécessaire de correctement prédire le développement des structures secondaires afin de correctement prédire l'écoulement dans le canal, ce qui semble incompatible avec une approche périodique. La simulation du canal complet semble donc indispensable.

Suite à cet exercice, une méthodologie de simulation numérique SGE prédictive pour des canaux perturbés en rotation est désormais disponible et validée. Les phénomènes très complexes comme la génération d'écoulements secondaires induits par les forces de Coriolis, les cellules de Görtler ou encore la flottabilité sont pris en compte par cet outil. De plus des diagnostics permettant l'optimisation des performances de ces canaux sont également disponibles : le critère de dissipation mécanique permet d'identifier clairement les zones de forte perte de charge dans l'écoulement en trois dimensions et l'outil DMD permet de mettre en avant la dynamique de l'écoulement influant sur les transferts thermiques à la paroi. Cette méthodologie désormais validée est appliquée à une géométrie industrielle complexe dans le chapitre suivant afin d'en évaluer les capacités par rapport à l'état de l'art actuel dans ce type de configurations.

Conclusions générales et Perspectives

Conclusions

Le principe de la propulsion par des turbines à gaz existe depuis des décennies mais le développement de telles technologies continue encore aujourd'hui. La tendance actuelle est d'améliorer les performances globales à l'aide de méthodes numériques, ce qui consiste à trouver le meilleur compromis entre puissance maximale et durabilité du moteur. La puissance et le rendement du moteur étant directement liés à la température de l'écoulement, la longévité du moteur est traduite par sa capacité à résister aux fortes températures. De ce point de vue, les pales du rotor proches de la sortie de la chambre de combustion soumises aux contraintes mécaniques causées par une vitesse de rotation importante, peuvent être considérées comme l'une des parties les plus critiques dans la conception de la turbine à gaz. La durée de vie de ce composant dépend de sa température, le refroidir efficacement devient donc une priorité pour assurer la fiabilité du moteur. Cet objectif passe par le développement de technologies de refroidissement interne de pales de turbine.

L'état de l'art en termes de simulation numérique de ces canaux dans l'industrie est limité à des modèles de réseaux 1D ou des simulations stationnaires RANS. L'avantage de ces méthodes est le faible coût de calcul mais elles reposent sur de nombreuses hypothèses et ne sont pas capables de prendre en compte les instationnarités de l'écoulement par exemple. Grâce à l'augmentation de la puissance de calcul, les simulations hautes fidélités comme la SGE deviennent abordables. La SGE est plus universelle que l'approche RANS, la rendant plus facilement adaptable à n'importe quelle configuration d'écoulement turbulent. Il est donc important pour les industriels de qualifier les outils SGE pour améliorer la prédiction des écoulements complexes dans des circuits internes de refroidissement de turbines.

Cette thèse financée par Safran Helicopter Engines est donc consacrée à l'application de la SGE pour la prédiction de l'écoulement dans des canaux de refroidissement de pales de rotor de turbine haute pression (RHP). Afin d'évaluer les capacités prédictives de la SGE, un canal académique représentatif d'un canal de refroidissement est étudié dans un premier temps. La géométrie sélectionnée consiste en un canal à section rectangulaire de faible ratio d'aspect avec les perturbateurs sur une paroi, placés perpendiculairement à l'écoulement principal, permettant d'augmenter les transferts thermiques par rapport à un canal lisse. Même si cette géométrie ne réplique pas exactement la forme d'un canal de refroidissement de turbine moderne, il en reproduit les phénomènes physiques principaux qui pilotent les performances aérothermiques de ce composant. De plus, cette géométrie permet la comparaison des simulations numériques à des résultats expérimentaux, ce qui est fondamental pour le développement et la validation d'une méthodologie. Ce canal est étudié lorsqu'il est statique mais aussi dans les deux sens de rotation, afin de comprendre l'impact de la rotation sur la topologie et la dynamique de l'écoulement, ainsi que sur l'efficacité des transferts thermiques. Une fois cette méthode validée sur le canal académique, ces travaux de thèse ont également pour objectif de prouver la faisabilité d'une simulation SGE d'une pale de rotor de turbine refroidie industrielle. Les principales

conclusions de cette thèse sur chacune de ces parties sont synthétisées ci-dessous :

Canal académique statique : Le canal perturbé académique statique constitue un cas idéal pour comparer la performance et la prédiction de différentes approches SGE, ie : compressible avec AVBP et incompressible avec YALES2. Il a été établi que l'écoulement se développe le long du canal, mettant plusieurs espaces inter-perturbateurs pour devenir quasi-périodiques. La différence de formalisme engendre des écarts de prédiction en amont du premier perturbateur, ce qui génère un développement spatial plus rapide de l'écoulement avec YALES2 qu'avec AVBP mais une fois l'écoulement développé, les différences entre les deux simulations sont minimales, tant sur le plan aérodynamique que thermique. L'étude du canal complet, et non pas d'une section périodique, a permis la mise en évidence du développement de structures secondaires comme deux cellules contra-rotatives proches des parois latérales ou encore des vortex en coins générés par les perturbateurs. Le développement de ces structures a un impact direct sur l'écoulement moyen et donc les transferts thermiques. En effet, un lien direct a été établi entre la topologie de l'écoulement et celle du champ de température ou de flux thermique. Les deux simulations ont montré des résultats en accord avec les résultats expérimentaux sur les pertes de charge, la topologie de l'écoulement dans l'espace inter-perturbateurs avec la génération de quatre zones de recirculation ainsi que sur la topologie de flux de chaleur à la paroi. Enfin, la dynamique de l'écoulement inter-perturbateurs a été étudiée via une décomposition DMD, mettant en évidence une évolution temporelle de la taille des différentes zones de recirculation du fait du passage intermittent de structures longues distances générées dès le contournement du premier perturbateur, ce qui a une influence directe sur le niveau de flux de chaleur à la paroi.

Canal académique en rotation : Cette étude a permis de comparer la physique de l'écoulement dans le canal lorsqu'il est en rotation, dans le sens positif ou négatif. Lorsque le canal tourne dans le sens négatif, les perturbateurs se situent sur le côté en dépression et les forces de Coriolis induisent une stabilisation de l'écoulement dans cette région, réduisant l'intensité turbulente et augmentant la taille de la zone de recirculation post-perturbateur par rapport au canal statique. En conséquence, le flux de chaleur à la paroi est réduit de moitié. Lorsque le canal est en rotation positive, l'écoulement proche perturbateur est déstabilisé, augmentant la turbulence, diminuant la taille de la zone de recirculation et augmentant les flux thermiques de plus de 60% par rapport au cas statique. Il a été mis en évidence, sur ce cas, l'importance majeure de la condition limite en entrée sur la topologie de l'écoulement, même après le sixième perturbateur. La discrétisation spatiale est également critique dans ce cas et il a été montré qu'elle est optimisable avec le critère de dissipation mécanique LIKE. L'écoulement se développe le long du canal, devient quasi similaire après le quatrième perturbateur mais jamais complètement périodique, gardant toujours des effets longues distances depuis l'entrée. Par ailleurs, les écoulements secondaires induits par la rotation ont été caractérisés, ainsi que leurs impacts sur les flux de chaleur. Deux cellules contra-rotatives se développent

dans le canal le long des parois latérales comme dans le canal statique, et migrent sur le côté en dépression. Ces cellules extraient du fluide de la paroi des perturbateurs le long des parois latérales, causant une augmentation significative de l'efficacité de transfert de chaleur dans cette région. Sur le côté en pression, des structures de Görtler apparaissent et sont principalement visibles dans le canal en rotation négative puisque la paroi en pression est la paroi lisse. L'écoulement entre les perturbateurs six et sept a pu être comparé aux résultats expérimentaux, montrant un très bon accord sur la topologie de l'écoulement moyen, ses fluctuations ainsi que sur les transferts thermiques, que ce soit dans le cas de la rotation négative stabilisante ou en rotation positive déstabilisante. La méthodologie SGE avec le solveur AVBP a donc été pleinement validée pour la prédiction d'écoulements dans des canaux de refroidissement en rotation.

RHP refroidie industrielle : La méthodologie développée a été appliquée à une géométrie complexe de RHP. L'ensemble du domaine fluide est simulé, avec la veine principale, la purge amont et le circuit de refroidissement interne. Les résultats de la simulation SGE ont été comparés à l'état de l'art industriel, une simulation RANS. La prédiction SGE est cohérente avec les résultats RANS, d'un point de vue thermique et aérodynamique. Des structures secondaires typiques d'un écoulement autour d'une pale, comme l'écoulement de jeu ou en fer à cheval ont été mis en évidence, ainsi que l'impact qu'ils peuvent avoir sur le développement du film de refroidissement et donc du champ de température en peau de pale. Lors de l'étude du circuit interne, de nombreuses similitudes ont été relevées avec le canal académique, validant ainsi le choix du canal académique. Enfin, dans le but d'accéder à la température métal de peau de pale, une simulation couplée fluide/thermique du solide a été réalisée pour la première fois sur la base de la SGE sur une géométrie RHP refroidie complète. Les résultats sont comparés aux résultats d'essais de coloration, montrant un bon accord général sur la topologie de température. La SGE semble donc être un formalisme prometteur en complément des simulations RANS pour comprendre finement ces écoulements complexes hautement instationnaires.

Perspectives

Canal académique :

- Cette étude a permis de valider l'approche SGE et de mettre en place différents diagnostics pour la compréhension d'écoulements dans des canaux perturbés. Il serait donc maintenant intéressant d'optimiser la performance des canaux sur cette base, avec l'utilisation du critère LIKE comme indicateur pour l'optimisation des pertes de charge ou encore de la DMD pour maximiser les flux de chaleur via la compréhension de la dynamique de l'écoulement par exemple.

- Même si les moyens de calcul augmentent d'année en année, le coût de simulations SGE résolues en paroi peut encore être important, en géométrie complexe notamment. Afin de diminuer ce coût, en plus de la loi de paroi brièvement étudiée dans cette thèse, des modélisations plus complexes que la loi log peuvent être étudiées. De même, de nombreux travaux ont été réalisés sur le couplage SGE/RANS pour diminuer le coût de calcul.
- La diminution du coût de calcul peut également passer par l'utilisation de nouvelles approches numériques telles que les méthodes Lattice-Boltzmann ou méthodes spectrales par exemple. Des approches indépendantes de la CFD comme le Deep Learning apparaissent également comme des options envisageables dans un futur pas si lointain. Dans ce cas, les approches traditionnelles comme la SGE pourront permettre la création de bases de données pour valider ces nouvelles méthodes.

RHP refroidie industrielle :

- La simulation de la géométrie complexe présentée dans cette thèse constitue principalement une preuve de faisabilité. Même si deux maillages ont été réalisés, il serait intéressant de voir l'impact d'une discrétisation spatiale encore plus fine sur les résultats. Dans ce cas, il serait envisageable de réaliser une simulation SGE résolue dans le circuit interne, pour évaluer son impact. Dans la même idée, la simulation couplée a été réalisée sur le maillage fluide grossier, il faudrait donc poursuivre la convergence en maillage ainsi que consolider la mise en données pour pleinement évaluer le potentiel de la SGE dans cette configuration.
- L'étude du canal académique statique a permis de démontrer que le formalisme incompressible est tout aussi prédictif que le formalisme compressible dans les canaux de refroidissement pour une fraction du coût de calcul. Cependant, l'écoulement dans la veine principale dépasse largement le domaine de validité des simulations incompressibles. Il serait donc envisageable de développer une méthode de couplage compressible/incompressible à l'interface entre le circuit interne bas Mach et la veine principale.
- De nouvelles méthodes de fabrication des pales de turbines émergent dans l'industrie. L'une des plus prometteuses est la fabrication additive. Cette méthode engendre des états de surfaces différents de la méthode de fonderie classique, avec une rugosité bien plus importante. Il faudrait donc faire évoluer les modèles SGE pour prendre en compte cette rugosité afin de caractériser son impact sur les pertes de charge ainsi que les transferts thermiques par exemple.

Bibliographie

- [1] ABHARI, R. S. Impact of Rotor-Stator Interaction on turbine Blade film cooling. *Journal of Turbomachinery* 118, January 1996 (1996), 123–133. (Cited on page 6.)
- [2] ACHARYA, S., DUTTA, S., AND MYRUM, T. A. Heat Transfer in Turbulent Flow Past a Surface-Mounted Two-Dimensional Rib. *ASME* 120 (1998). (Cited on page 45.)
- [3] ACHARYA, S., DUTTA, S., MYRUM, T. A., AND BAKER, R. S. Turbulent Flow Past a Surface-Mounted Two-Dimensional Rib. *Journal of Fluids Engineering* 116, 2 (1994), 238. (Cited on page 45.)
- [4] ADAMS, R. A., AND ESSEX, C. *Calculus: A Complete Course*, 7th ed. 2003. (Cited on page 106.)
- [5] AHN, J., CHOI, H., AND LEE, J. S. Large eddy simulation of flow and heat transfer in a rotating ribbed channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50, 25-26 (2007), 4937–4947. (Cited on page 117.)
- [6] AILLAUD, P. *Simulations aux grandes échelles pour le refroidissement d’aubages de turbine haute-pressure*. PhD thesis, INP Toulouse, 2017. (Cited on pages 6 and 10.)
- [7] AL-HADHRAMI, L., AND HAN, J.-C. C. Effect of rotation on heat transfer in two-pass square channels with five different orientations of 45 degrees angled rib turbulators. *Journal of Heat Transfer* 46 (2003), 653–669. (Cited on page 46.)
- [8] ANTONIOU, J., AND BERGELES, G. Development of the reattached flow behind surface mounted two-dimensional prisms. *ASME Journal of Fluids Engineering* 110 (1988), 127–133. (Cited on page 45.)
- [9] AUBRY, N. On the hidden beauty of the proper orthogonal decomposition. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 2, 5-6 (1991), 339–352. (Cited on page 224.)
- [10] BOYCE, M. P. *GasTurbine Engineering Handbook*. 2002. (Cited on page 2.)

-
- [11] BRACONNIER, T., FERRIER, M., JOUHAUD, J., MONTAGNAC, M., AND SAGAUT, P. Towards an adaptive POD / SVD surrogate model for aeronautic design. *Computers and Fluids* 40, 1 (2011), 195–209. (Cited on page 225.)
- [12] BRADSHAW, P. The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 36, 01 (1969), 177. (Cited on pages 108 and 125.)
- [13] BRETHOUWER, G., SCHLATTER, P., AND JOHANSSON, A. V. Turbulence, instabilities and passive scalars in rotating channel flow. *Journal of Physics: Conference Series* 318 (2011). (Cited on page 109.)
- [14] BUIS, S., PIACENTINI, A., AND DAMIEN, D. PALM : a computational framework for assembling high-performance computing applications. *Concurrency and Computation: Practice and Experience* 18 (2006), 231–245. (Not cited.)
- [15] BUNKER, R. S. A Review of Shaped Hole Turbine Film-Cooling Technology. *Journal of Heat Transfer* 127, 4 (2005), 441. (Cited on page 6.)
- [16] CASTRO, I. P. Relaxing wakes behind surface-mounted obstacles in rough wall boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 93, 04 (1979), 631–659. (Cited on page 45.)
- [17] CHANDRA, P. R., FONTENOT, M. L., AND HAN, J.-C. Effect of Rib Profiles on Turbulent Channel Flow Heat Transfer. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 12, 1 (1998), 116–118. (Cited on page 15.)
- [18] CHANDRA, P. R., AND HAN, J. C. Pressure drop and mass transfer in two-pass ribbed channels. *Journal of Thermophysics* 3 (1989), 315–320. (Cited on page 15.)
- [19] CHANG, S. W., AND MORRIS, W. D. Heat transfer in a radially rotating square duct fitted with in-line transverse ribs. *International Journal of Thermal Sciences* 42, 3 (2003), 267–282. (Cited on page 150.)
- [20] CHAPMAN, D., AND KUHN, G. The limiting behavior of turbulence near a wall. *Journal of Fluid Mechanics* 170 (1986). (Cited on page 27.)
- [21] CHASSAING, P. *Turbulence en mécanique des fluides, analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l’usage de l’ingénieur*. Cépaduès-éditions, Toulouse, France, 2000. (Cited on page 21.)
- [22] CHATTERJEE, A. An introduction to the proper orthogonal decomposition. *Current Science* 78, 7 (2000). (Cited on page 225.)
- [23] CHOI, H., AND MOIN, P. Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman’s estimates revisited. *Physics of Fluids* 24, 1 (2012), 1–6. (Cited on page 30.)
-

-
- [24] CHUPP, R. E., HELMS, H. E., MCFADDEN, P. W., AND BROWN, T. R. Evaluation of internal heat-transfer coefficients for impingement-cooled turbine airfoils. *Journal of Aircraft* 6, 3 (1969), 203–208. (Cited on page 6.)
- [25] COLETTI, F., CRESCI, I., AND ARTS, T. Time-Resolved PIV Measurements of Turbulent Flow in Rotating Rib-Roughened Channel With Coriolis and Buoyancy Forces. *ASME Turbo Expo* (2012), GT2012–69406. (Cited on pages 18 and 37.)
- [26] COLETTI, F., JACONO, D. L., CRESCI, I., AND ARTS, T. Turbulent flow in rib-roughened channel under the effect of Coriolis and rotational buoyancy forces. *Physics of Fluids* 26, 4 (2014). (Cited on pages 156 and 157.)
- [27] COLETTI, F., MAURER, T., ARTS, T., AND DI SANTE, A. Flow field investigation in rotating rib-roughened channel by means of particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 52, 4 (2012), 1043–1061. (Cited on pages 18, 37, 78, 133 and 143.)
- [28] COLETTI, F., MAURER, T., ARTS, T., AND SANTE, A. D. Flow field investigation in rotating rib-roughened channel by means of particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 52, 04 (Sept. 2011), 1043–1061. (Cited on pages 50, 51 and 115.)
- [29] COLIN, O. A finite element operator for diffusion terms in avbp. Tech. rep., Institut Français du Pétrole, 2003. (Cited on page 35.)
- [30] COLIN, O., AND RUDGYARD, M. Development of high-order taylor-galerkin schemes for unsteady calculations. *J. Comput. Phys.* 162, 2 (2000), 338–371. (Cited on pages 34, 35, 54 and 118.)
- [31] COOK, A. W., AND CABOT, W. H. A high-wavenumber viscosity for high-resolution numerical methods. *Journal of Computational Physics* 195, 2 (2004), 594–601. (Cited on page 35.)
- [32] DAVIDSON, L., AND DAHLSTRÖM, S. Hybrid LES-RANS: An approach to make LES applicable at high Reynolds number. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 19, March 2015 (2005), 415–427. (Cited on page 37.)
- [33] DAVILLER, G., BREBION, M., XAVIER, P., STAFFELBACH, G., MÜLLER, J. D., AND POINSOT, T. A Mesh Adaptation Strategy to Predict Pressure Losses in LES of Swirled Flows. *Flow, Turbulence and Combustion* 99, 1 (2017), 93–118. (Cited on pages 67, 68 and 208.)
- [34] DE LAAGE DE MEUT, B. *Modélisation des écoulements turbulents en rotation et en présence de transferts thermiques par approche hybride RANS/LES zonale*. PhD thesis, ENSMA, 2012. (Cited on page 117.)
-

- [35] DEARDORFF, J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 41, 2 (1970), 453–480. (Cited on page 30.)
- [36] DHOPADE, P., CAPONE, L., MCGILVRAY, M., GILLESPIE, D., AND IRELAND, P. Numerical Modeling Techniques for Turbine Blade Internal Cooling Passages. *ASME Turbo Expo* (2015), 1–13. (Cited on page 31.)
- [37] DI SANTE, A., THEUNISSEN, R., AND VAN DEN BRAEMBUSSCHE, R. A. A new facility for time-resolved PIV measurements in rotating channels. *Experiments in Fluids* 44, 2 (2008), 179–188. (Cited on pages 50 and 115.)
- [38] DONEA, J., AND HUERTA, A. *Finite Element Methods for Flow Problems*. 2003. (Not cited.)
- [39] DORFMAN, A., AND RENNER, Z. Conjugate Problems in Convective Heat Transfer: Review. *Mathematical Problems in Engineering* (2009). (Not cited.)
- [40] DRING, R. P., BLAIR, M. F., AND JOSLYN, H. D. An Experimental Investigation of Film Cooling on a Turbine Rotor Blade. *Journal of Engineering for Power* 102, 1 (1980), 81. (Cited on page 6.)
- [41] DUCHAINE, F., CORPRON, A., PONS, L., MOUREAU, V., NICOUD, F., AND POINSOT, T. Development and assessment of a coupled strategy for conjugate heat transfer with Large Eddy Simulation: Application to a cooled turbine blade. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30, 6 (2009), 1129–1141. (Not cited.)
- [42] DUCHAINE, F., MAHEU, N., MOUREAU, V., BALARAC, G., AND MOREAU, S. Large-Eddy Simulation and Conjugate Heat Transfer Around a Low-Mach Turbine Blade. *Journal of Turbomachinery* 136 (2013). (Not cited.)
- [43] DUTTA, S., ANDREWS, M. J., AND HAN, J.-C. Simulation of Turbulent Heat Transfer in a Rotating Duct. *Journal of Thermophysics* 9, 2 (1994). (Cited on page 114.)
- [44] EL-MASRI, M. A. Exergy Analysis of Combined Cycles Part1: Air-Cooled Brayton-Cycle Gas Turbines. *ASME/IEEE Power Generation* (1986). (Cited on page 2.)
- [45] ELFERT, M., SCHROLL, M., AND FORSTER, W. PIV Measurement of Secondary Flow in a Rotating Two Pass Cooling System With an Improved Sequencer Technique. *Journal of Turbomachinery* (2012). (Cited on page 20.)
- [46] ELYYAN, M. A., AND TAFTI, D. K. Investigation of Coriolis Forces Effect of Flow Structure and Heat Transfer Distribution in a Rotating Dimpled Channel. *ASME Conference Proceedings 2010*, 43994 (2010), 245–254. (Cited on page 117.)

-
- [47] FENOT, M., DORIGNAC, E., AND VULLIERME, J. J. An experimental study on hot round jets impinging a concave surface. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29, 4 (2008), 945–956. (Cited on page 86.)
- [48] FOURIER, J. *Théorie de la Chaleur*. 1822. (Not cited.)
- [49] FRANSEN, R. *LES based aerothermal modeling of turbine blade cooling systems*. PhD thesis, INP Toulouse, 2013. (Cited on pages 9, 10, 32, 53 and 140.)
- [50] FRANSEN, R. *LES based aerothermal modeling of turbine blade cooling systems*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2013. (Cited on page 25.)
- [51] FRANSEN, R., GOURDAIN, N., AND GICQUEL, L. Y. M. Steady and Unsteady Modeling for Heat Transfer Predictions of High Pressure Turbine Blade Internal Cooling. *ASME Turbo Expo* (2012), 10. (Cited on pages 37 and 38.)
- [52] FRANSEN, R., VIAL, L., AND GICQUEL, L. Y. M. Large Eddy Simulation of Rotating Ribbed Channel. *ASME Turbo Expo* (2013), 1–10. (Cited on pages 19, 118, 140, 141 and 145.)
- [53] FURLANI, L., ARMELLINI, A., AND CASARSA, L. Rotational effects on the flow field inside a leading edge impingement cooling passage. *Experimental Thermal and Fluid Science* 76 (2016), 57–66. (Cited on page 20.)
- [54] GAVRILAKIS, S. Numerical simulation of low-Reynolds-number turbulent flow through a straight square duct. *Journal of Fluid Mechanics* 244 (1992), 101–129. (Cited on page 48.)
- [55] GERMANO, M. Turbulence: the filtering approach. *Journal of Fluid Mechanics* 238 (1992). (Cited on pages 27 and 28.)
- [56] GICQUEL, L. *Velocity Filtered Density Function for Large Eddy Simulation of Turbulent Flows*. PhD thesis, SUNY Buffalo, 2001. (Cited on page 24.)
- [57] GICQUEL, L., STAELBACH, G., AND POINSOT, T. Large eddy simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers. *Progress in Energy and Combustion Science* (2012). (Cited on page 10.)
- [58] GOURDAIN, N., GICQUEL, L., MONTAGNAC, M., VERMOREL, O., GAZAIX, M., STAFFELBACH, G., GARCIA, M., BOUSSUGE, J.-F., AND POINSOT, T. High performance parallel computing of flows in complex geometries: I. Methods. *Computational Science & Discovery* 2 (2009). (Cited on page 33.)
- [59] GRANET, V. *La Simulation aux Grandes Echelles : un outil pour la prédiction des variabilités cycliques dans les moteurs à allumage commandé ?* PhD thesis, INP Toulouse, 2011. (Cited on page 118.)
-

- [60] GRANET, V., VERMOREL, O., LÉONARD, T., GICQUEL, L., AND POINSOT, T. Comparison of Nonreflecting Outlet Boundary Conditions for Compressible Solvers on Unstructured Grids. *AIAA Journal* 48, 10 (2010), 2348–2364. (Not cited.)
- [61] HAJEK, T. J., WAGNER, J. H., JOHNSON, B. V., HIGGINS, A. W., AND STEUBER, G. D. *Effects of Rotation on Coolant Passage Heat Transfer: Volume 2*, vol. II. 1993. (Cited on page 115.)
- [62] HALL, M. Cell vertex multigrid solution of the euler equations for transonic flow past aerofoils. Tech. rep., Royal Aerospace Establishment, 1984. (Cited on page 34.)
- [63] HAN, J.-C. Heat Transfer and Friction in Channels With Two Opposite Rib-Roughened Walls. *Journal of Heat Transfer* 106, November 1984 (1984), 774–781. (Cited on page 14.)
- [64] HAN, J.-C., DUTTA, S., AND EKKAD, S. V. *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology*. 2000. (Cited on page 7.)
- [65] HAN, J. C., LEE, C. P., AND ZHANG, Y. M. Augmented Heat Transfer in Square Channels With Parallel, Crossed, and V-Shaped Angled Ribs. *Journal of Heat Transfer* 113, 3 (1991), 590–596. (Cited on page 15.)
- [66] HAN, J. C., AND PARK, J. S. Developing heat transfer in rectangular channels with rib turbulators. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 31, 1 (1988), 183–195. (Cited on page 14.)
- [67] HAN, J. C., AND RALLABANDI, A. P. Turbine Blade Film Cooling Using PSP Technique. *Frontiers in Heat and Mass Transfer* 1, 1 (2010). (Cited on page 7.)
- [68] HAN, Z.-X., DENNIS, B. H., AND DILIKRAVICH, G. S. Simultaneous Prediction of External Flow-Field and Temperature in Internally Cooled 3-D turbine Blade Material. *International Journal of Turbo and Jet Engines* (2001), 47–58. (Not cited.)
- [69] HANJALIĆ, K., LAUNDER, B. E., AND SCHIESTEL, R. Multiple-timescale concepts in turbulent transport modeling. *Turbulent Shear Flows* (1980). (Cited on page 24.)
- [70] HARLOW, F. H., AND NAKAYAMA, P. I. Transport of Turbulence Energy Decay Rate. Tech. rep., 1968. (Cited on page 23.)
- [71] HE, L., AND OLDFIELD, M. L. G. Unsteady Conjugate Heat Transfer Modeling. *Journal of Turbomachinery* 133 (2011). (Not cited.)
- [72] HE, L., AND TAFTI, D. K. Evaluating the Immersed Boundary Method in a Ribbed Duct for the Internal Cooling of Turbine Blades. *ASME Turbo Expo* (2015), 1–10. (Cited on page 31.)

-
- [73] HÉMON, P., AND SANTI, F. Simulation of a spatially correlated turbulent velocity field using biorthogonal decomposition. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95, 1 (2007), 21–29. (Cited on page 224.)
- [74] HIROTA, M., YOKOSAWA, H., AND FUJITA, H. Turbulence kinetic energy in turbulent flows through square ducts with rib-roughened walls. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 13, 1 (1992), 22–29. (Cited on pages 49 and 82.)
- [75] HIRT, C. W., AMSDEN, A. A., AND COOK, J. L. An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds. *Journal of Computational Physics* 14, 3 (1974), 227–253. (Cited on page 118.)
- [76] HUH, M., LEI, J., AND HAN, J.-C. Influence of Channel Orientation on Heat Transfer in a Two-Pass Smooth and Ribbed Rectangular Channel (AR=2:1) Under Large Rotation Numbers. *Journal of Turbomachinery* 134, 1 (2012), 011022. (Cited on page 8.)
- [77] HUSER, A., AND BIRINGEN, S. Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow in a Square Duct. *AIAA Journal* (1993). (Cited on page 48.)
- [78] JAMESON, A. Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings. *AIAA Journal* (1991). (Cited on page 24.)
- [79] JAMESON, A., SCHMIDT, W., AND TURKEL, E. Numerical solution of the euler equations by finite volume methods using runge-kutta time stepping schemes. In *14th Fluid and Plasma Dynamic Conference* (Palo Alto, 1981), A. p. 81-1259, Ed. (Cited on page 35.)
- [80] JOHNSON, B. V., WAGNER, J. H., AND STEUBER, G. D. Effects of Rotation on Coolant Passage Heat Transfer Volume II: Coolant Passages With Trips Normal and Skewed to the Flow. Tech. rep., Nasa Contractor Report 4396, 1993. (Cited on pages 162 and 163.)
- [81] JOHNSTON, J. P., HALLEEN, R. M., AND LEZIUS, D. K. Effects of spanwise rotation on the structure of two-dimensional fully developed turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 56 (1972), 533–557. (Cited on pages 107, 108, 109, 113 and 122.)
- [82] JONES, W., AND LAUNDER, B. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15, 2 (1972), 301–314. (Cited on page 37.)
- [83] JONES, W. P., AND LAUNDER, B. E. The prediction of laminarization with a 2-equation model of turbulence. *Int. J. Heat and Mass Transfer* 15 (1972), 301. (Cited on page 23.)
-

- [84] KANG, S., AND HIRSCH, C. Experimental Study on the Three-Dimensional Flow Within a Compressor Cascade With Tip Clearance: Part I—Velocity and Pressure Fields. *Journal of Turbomachinery* (1992). (Not cited.)
- [85] KIM, J. The effect of rotation on turbulence structure. In *4th Symposium on Turbulent Shear Flows* (Karlsruhe, 1983). (Cited on page 109.)
- [86] KIM, K. M., KIM, Y. Y., LEE, D. H., RHEE, D. H., AND CHO, H. H. Influence of duct aspect ratio on heat / mass transfer in coolant passages with rotation. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28, 3 (2007), 357–373. (Cited on pages 162 and 163.)
- [87] KIRILLOV, I. Steam Cooling of High-Temperature Gas Turbine. *Thermal Engineering* 33, 1 (1986). (Cited on page 4.)
- [88] KLAINERMAN, S., AND MAJDA, A. Compressible and incompressible fluids. *Communications on Pure and Applied Mathematics* 35, 5 (1982), 629–651. (Cited on page 33.)
- [89] KLEIN, A. Investigation of the entry boundary layer on the secondary flow in the blading of axial turbines. *BHRA T 1004* (1966). (Not cited.)
- [90] KNUDSEN, J. G., AND KATZ, D. L. *Fluid Dynamics and Heat Transfer*. 1958. (Cited on page 45.)
- [91] KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *C. R. Acad. Sci. , USSR* 30 (1941), 301. (Cited on pages 21 and 22.)
- [92] KOUPPER, C. *Unsteady multi-component simulations dedicated to the impact of the combustion chamber on the turbine of aeronautical gas turbines*. PhD thesis, INP Toulouse, 2015. (Cited on page 10.)
- [93] KRAUSHAAR, M. *Application of the compressible and low-mach number approach to large-eddy simulation of turbulent flow in aero-engines*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2011. (Cited on pages 34 and 54.)
- [94] KRISTOFFERSEN, R., AND ANDERSSON, H. Direct simulations of low-Reynolds-number turbulent flow in a rotating channel. *Journal of Fluid Mechanics* 256 (1993), 163–197. (Cited on pages 110, 113 and 117.)
- [95] KUKREJA, R. T., LAU, S. C., AND McMILLIN, R. D. Local heat/mass transfer distribution in a square channel with full and V-shaped ribs. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36, 8 (1993), 2013–2020. (Cited on page 49.)
- [96] KUMADA, M., MABUCHI, I., AND OYAKAWA, K. General Correlation of Mass Transfer by Reattached Jet at Stagnation Point on a Plate. *Heat Transfer - Japanese Research* 3 (1974), 93–103. (Cited on page 45.)

- [97] LAMARQUE, N. *Schémas numériques et conditions limites pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diphasique dans les foyers d'hélicoptère*. Phd thesis, INP Toulouse, 2007. (Cited on pages 34 and 35.)
- [98] LAMBALLAIS, E., LESIEUR, M., AND MÉTAIS, O. Effects of spanwise rotation on the vorticity stretching in transitional and turbulent channel flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17, 3 (1996), 324–332. (Cited on page 109.)
- [99] LANGSTON, L. S., NICE, M. L., AND HOOPER, R. M. Three-Dimensional Flow Within a Turbine Cascade Passage. *Journal of Engineering for Power* 99, 1 (1977). (Not cited.)
- [100] LE, H., MOIN, P., AND KIM, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics* 330 (1997), 349–374. (Cited on pages 43, 44 and 46.)
- [101] LEBLANC, C., EKKAD, S. V., LAMBERT, T., AND RAJENDRAN, V. Detailed Heat Transfer Distributions in Engine Similar Cooling Channels for a Turbine Rotor Blade With Different Rib Orientations. *Journal of Turbomachinery* 135, January 2013 (2013), 011034. (Cited on page 37.)
- [102] LEZIUS, D. K., AND JOHNSTON, J. P. Roll-cell instabilities in rotating laminar and turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics* 77 (1976), 153–175. (Cited on page 113.)
- [103] LI, Y., DENG, H., XU, G., AND TIAN, S. Heat Transfer and Pressure Drop in a Rotating Two-Pass Square Channel with Different Ribs at High Rotation Numbers. *ASME Turbo Expo* (2015), 1–10. (Cited on pages 19 and 20.)
- [104] LILLY, D. K. A Proposed Modification of the Germano-Subgrid-Scale Closure Method. *Physics of Fluids* 4, 3 (1992), 633–635. (Cited on page 28.)
- [105] LIOU, T.-M., CHANG, S.-W., CHAN, S.-P., AND LIU, Y.-S. Effect of Rib Angle Orientation on Flow Field in a Two-Pass Parallelogram Channel with 180-Deg Sharp Turn. *ASME Turbo Expo* (2015), 1–15. (Cited on page 15.)
- [106] LIOU, T.-M., AND HWANG, J.-J. Turbulent Heat Transfer Augmentation and Friction in Periodic Fully Developed Channel Flows. *Journal of Heat Transfer, ASME* 114, February 1992 (1992), 56–64. (Cited on page 46.)
- [107] LIOU, T.-M., AND KAO, C.-F. Symmetric and asymmetric turbulent flows in a rectangular duct with a pair of ribs. *Journal of Fluids Engineering* 110, 4 (1988), 373–379. (Cited on page 45.)
- [108] LIOU, T. M., WU, Y. Y., AND CHANG, Y. LDV measurements of periodic fully developed main and secondary flows in a channel with rib-disturbed walls. *J. Fluids Eng.* 115, March 1993 (1993), 109–114. (Cited on page 48.)

- [109] LIU, C. K., KLINE, S. J., AND JOHNSTON, J. P. An experimental study of turbulent boundary layers on rough walls. *Stanford University report* (1966). (Cited on page 45.)
- [110] LIU, Y., TUCKER, P. G., AND LO IACONO, G. Comparison of zonal RANS and LES for a non-isothermal ribbed channel flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 3 (2006), 391–401. (Cited on page 37.)
- [111] LUMLEY, J. L. *Stochastic Tools in Turbulence*. 1970. (Cited on page 224.)
- [112] LYALL, M. E. *Heat Transfer From Low Aspect Ratio Pin Fins*. PhD thesis, 2011. (Cited on page 6.)
- [113] MALANDAIN, M., MAHEU, N., AND MOUREAU, V. Optimization of the deflated Conjugate Gradient algorithm for the solving of elliptic equations on massively parallel machines. *Journal of Computational Physics* 238 (2013), 32–47. (Cited on page 33.)
- [114] MAYO, I. *Flow field and heat transfer un a rotating rib-roughened cooling passage*. PhD thesis, INPT, 2017. (Cited on pages 9, 162 and 163.)
- [115] MAYO, I., EL-HABIB, A., ARTS, T., AND PARRES, B. Two Dimensional Heat Transfer Distribution of a Rotating Ribbed Channel at Different Reynolds Numbers. *Proceedings of ASME TurboExpo* 137, 1 (2014), GT2014–26616. (Cited on pages 85, 86, 88 and 159.)
- [116] MAYO, I., GORI, G. L., LAHALLE, A., AND ARTS, T. AEROTHERMAL CHARACTERIZATION OF A ROTATING RIBBED CHANNEL AT ENGINE REPRESENTATIVE CONDITIONS-PART I : HIGH RESOLUTION PIV. *ASME Turbo Expo* (2015), 1–13. (Cited on pages 115, 116, 132, 133, 135, 136, 137, 139, 140 and 155.)
- [117] MENTER, F. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal* 32, 8 (1994), 1598–1605. (Cited on page 23.)
- [118] MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal* 32, 8 (1994), 1598–1605. (Cited on page 37.)
- [119] METZGER, D. E., BERRY, R. A., AND BRONSON, J. P. Developing Heat Transfer in Rectangular Ducts With Staggered Arrays of Short Pin Fins. *Journal of Heat Transfer* 104, 4 (1982), 700. (Cited on page 6.)
- [120] MISDARIIS, A. *Schémas cinétiques réduits et couplage thermique pour les simulations aux grandes échelles du cliquetis dans les moteurs à piston*. PhD thesis, INP Toulouse, 2015. (Cited on page 118.)
- [121] MIYAKE, Y., AND KAJISHIMA, T. Numerical Simulation of the Effect of Coriolis Force on the Structure of Turbulence. *Bulletin of JSME* 29 (1986). (Cited on page 109.)

- [122] MOCHIZUKI, S., MURATA, A., AND FUKUNAGA, M. Effects of Rib Arrangements on Pressure Drop and Heat Transfer in a Rib-Roughened Channel With a Sharp 180 deg Turn. *Journal of Turbomachinery* 119, 95 (1997), 610–616. (Cited on page 46.)
- [123] MOUREAU, V., LARTIGUE, G., SOMMERER, Y., ANGELBERGER, C., COLIN, O., AND POINSOT, T. Numerical methods for unsteady compressible multi-component reacting flows on fixed and moving grids. *Journal of Computational Physics* 202, 2 (2005), 710–736. (Cited on page 118.)
- [124] MUCIGNAT, C., ARMELLINI, A., AND CASARSA, L. Flow field analysis inside a gas turbine trailing edge cooling channel under static and rotating conditions: Effect of ribs. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 42 (2013), 236–250. (Cited on page 20.)
- [125] MUELLER, T. J., KORST, H. H., AND CHOW, W. L. On the separation, re-attachment and re-development of incompressible turbulent shear flow. *Journal of Basic Engineering, ASME* 86 (1964), 221–226. (Cited on page 45.)
- [126] MURATA, A., AND MOCHIZUKI, S. Large eddy simulation with a dynamic subgrid-scale model of turbulent heat transfer in an orthogonally rotating rectangular duct with transverse rib turbulators. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43, 7 (2000), 1243–1259. (Cited on page 117.)
- [127] NARASIMHAMURTHY, V. D., AND ANDERSSON, H. I. Turbulence statistics in a rotating ribbed channel. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 51 (2015), 29–41. (Cited on page 19.)
- [128] NARASIMHAN, T. N. Fourier’s Heat Conduction Equation: History, Influence and Connections. *Reviews of Geophysics*, 1998 (1999), 151–172. (Not cited.)
- [129] NI, R. A multiple grid scheme for solving the Euler equations. *AIAA Journal* 20 (1982), 1565–1571. (Cited on page 34.)
- [130] NICOUD, F., AND DUCROS, F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient. *Flow, Turb. and Combustion* 62, 3 (1999), 183–200. (Cited on pages 28, 54 and 118.)
- [131] NICOUD, F., TODA, H. B., CABRIT, O., BOSE, S., AND LEE, J. Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations. *Physics of Fluids (1994-present)* 23, 8 (2011), 85106. (Cited on pages 27 and 29.)
- [132] PALLARES, J., AND DAVIDSON, L. Large-eddy simulations of turbulent flow in a rotating square duct. *Physics of Fluids* 12, 11 (2000), 2878–2894. (Cited on page 48.)
- [133] PARK, M., HWANG, Y. H., CHOI, Y. S., AND KIM, T. G. Analysis of a J69-T-25 engine turbine blade fracture. *Engineering Failure Analysis* 9, 5 (2002), 593–601. (Cited on page 5.)

- [134] PERELMAN, T. L. On Conjugated Problems of Heat Transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 3, 1 (1961), 293–303. (Not cited.)
- [135] PIOMELLI, U., AND BALARAS, E. Wall-Layer Models for Large-Eddy Simulations. *Annual Review of Fluid Mechanics* 34 (2002), 349–374. (Cited on page 31.)
- [136] POINSOT, T., AND VEYNANTE, D. *Theoretical and Numerical Combustion*. R.T. Edwards, 2nd edition, 2005. (Cited on pages 25 and 36.)
- [137] POINSOT, T. J., AND LELE, S. K. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics* 101, 1 (1992), 104–129. (Not cited.)
- [138] POPE, S. B. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000, ch. 13. (Cited on page 10.)
- [139] POPE, S. B. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2000. (Cited on pages 21, 23 and 25.)
- [140] POPE, S. B. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000. (Cited on pages 30, 53, 143, 144 and 214.)
- [141] POPE, S. B. Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. *New Journal of Physics* 6, 35 (2004). (Cited on page 143.)
- [142] PRAKASH, C., AND ZERKLE, R. Prediction of Turbulent Flow and Heat Transfer in a Radially Rotating Square Duct. *Journal of Turbomachinery* 114, 4 (1992). (Cited on page 114.)
- [143] PRANDTL, L. *Verhandlung des 2. internationalen kongresses für technische mechanik*. 1926. (Cited on page 46.)
- [144] QIN, Z., AND PLETCHER, R. H. Large eddy simulation of turbulent heat transfer in a rotating square duct. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 3 (2006), 371–390. (Cited on page 117.)
- [145] RAINS, D. *Tip clearance flows in axial flow compressors and pumps*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1954. (Not cited.)
- [146] RAU, G., CAKAN, M., MOELLER, D., AND ARTS, T. The Effect of Periodic Ribs on the Local Aerodynamic and Heat Transfer Performance of a Straight Cooling channel. *Journal of Turbomachinery* 120 (1998). (Cited on pages 48 and 66.)
- [147] RAYLEIGH, L. On the Dynamics of Revolving Fluids. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 93 (1917), 148–154. (Cited on page 113.)

- [148] RICHARD, J. *Développement d'une chaîne de calcul pour les interactions fluide-structure et application aux instabilités aéro-acoustiques d'un moteur à propergol solide*. PhD thesis, Montpellier II, 2012. (Cited on page 118.)
- [149] RICHARDSON, P. D. Heat and mass transfer in turbulent separated flows. *Chemical Engineering Science* 18 (1963), 149–155. (Cited on page 44.)
- [150] SAGAUT, P. *Introduction à la simulation des grandes échelles, mathématiques & applications* ed. Springer, 1998. (Cited on pages 21 and 23.)
- [151] SAGAUT, P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*, springer ed. 2002. (Cited on pages 26 and 28.)
- [152] SAGAUT, P. *Large Eddy Simulation for incompressible flows*. Springer, 2006. (Cited on page 10.)
- [153] SARIC, W. S. Görtler vortices. *Annual Review of Fluid Mechanics* 26 (1994), 379–409. (Cited on page 112.)
- [154] SCHMID, P. J. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics* 656 (2010), 5–28. (Cited on page 224.)
- [155] SCHOENFELD, T., AND RUDGYARD, M. Steady and unsteady flow simulations using the hybrid flow solver AVBP. *AIAA Journal* 37, 11 (1999), 1378–1385. (Cited on page 32.)
- [156] SCHUMANN, U. Subgrid Scale Model for Finite Difference Simulations of Turbulent Flows in Plane Channels and Annuli. *Journal of Computational Physics* 18 (1975), 376–404. (Cited on page 30.)
- [157] SEGUI TROTH, L. M. *Multiphysics coupled simulations of gas turbines*. PhD thesis, INPT, 2017. (Cited on page 35.)
- [158] SEWALL, E. A., AND TAFTI, D. K. Large Eddy Simulation of the Developing Region of a Rotating Ribbed Internal Turbine Blade Cooling Channel. *ASME Turbo Expo* (2004). (Cited on page 37.)
- [159] SEWALL, E. A., AND TAFTI, D. K. Large Eddy Simulation of Flow and Heat Transfer in the Developing Flow Region of a Rotating Gas Turbine Blade Internal Cooling Duct With Coriolis and Buoyancy Forces. *ASME Conference Proceedings* 130 (2008). (Cited on pages 18, 117 and 150.)
- [160] SIROVICH, L. Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures Part 1: Coherent Structures. *Quarterly of Applied Mathematics* 45, 3 (1987), 561–571. (Cited on page 224.)
- [161] SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations: 1. the basic experiment. *Mon. Weather Rev.* 91 (1963), 99–164. (Cited on page 28.)

- [162] SOGIN, H. H. A Summary of Experiments on Local Heat Transfer From the Rear of Bluff Obstacles to a Low Speed Airstream. *ASME 86* (1964), 200–202. (Cited on page 44.)
- [163] SPALART, P., AND ALLMARAS, S. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *AIAA Paper*, 92-0439 (1992). (Cited on page 23.)
- [164] SPEZIALE, C. G. Galilean invariance of subgrid-scale stress models in the large-eddy simulation of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics 156* (1985), 55. (Cited on page 117.)
- [165] TERZIS, A. *Detailed Heat Transfer Distributions of Narrow Impingement Channels for Cast-In Turbine Airfoils*. PhD thesis, 2014. (Cited on page 5.)
- [166] TRITTON, D. J. Stabilization and destabilization of turbulent shear flow in a rotating fluid. *Journal of Fluid Mechanics 241* (1992), 503–523. (Cited on page 114.)
- [167] TYAGI, K., SINGH, P., PANDIT, J., RAMESH, S., EKKAD, S. V., AND TOLPADI, A. Experimental Study of Heat Transfer Augmentation in High Aspectratio Channels Featuring Different Dimple Configurations. *ASME Turbo Expo* (2015), 1–11. (Cited on page 15.)
- [168] UEDA, T., AND HARADA, I. Experiment of heat transfer on the surfaces with transverse fins for flow direction. *Bulletin of JSME 7*, 28 (1964). (Cited on page 45.)
- [169] VAN DYKE, M. *An Album of Fluid Motion*. 1982. (Cited on page 22.)
- [170] VERSTRAETE, T., COLETTI, F., BULLE, J., VANDERWIELEN, T., AND ARTS, T. Optimization of a U-Bend for Minimal Pressure Loss in Internal Cooling Channels - Part I: Numerical Method. *ASME Turbo Expo* (2011), 1–12. (Cited on page 20.)
- [171] VOGEL, J. C., AND EATON, J. K. Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a Backward-Facing Step. *ASME 107* (1985). (Cited on pages 43, 44 and 77.)
- [172] VON KARMAN, T. Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. (Cited on page 215.)
- [173] WAGNER, J. H., JOHNSON, B. V., GRAZIANI, R. A., AND YEH, F. C. Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages With Trips Normal to the Flow. *Journal of Turbomachinery 114* (1992), 847–857. (Cited on pages 114 and 150.)
- [174] WALLIN, S., GRUNDESTAM, O., AND JOHANSSON, A. V. Laminarization mechanisms and extreme-amplitude states in rapidly rotating plane channel flow. *Journal of Fluid Mechanics 730* (2013), 193–219. (Cited on page 109.)
- [175] WEBB, R. L., ECKERT, E. R. G., AND GOLDSTEIN, R. J. Heat transfer and friction in tubes with repeated-rib roughness. *Journal of heat and mass transfer 14* (1971). (Cited on pages 45 and 47.)

-
- [176] WILCOX, D. Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal* 26, 11 (1988), 1299–1310. (Cited on page 23.)
- [177] WILCOX, D. C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal* 26, 11 (1988), 1299–1310. (Cited on page 37.)
- [178] YANG, G., CHOI, M., AND LEE, J. S. An experimental study of slot jet impingement cooling on concave surface: Effects of nozzle configuration and curvature. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42, 12 (1999), 2199–2209. (Cited on page 6.)
- [179] YORK, W. D., AND LEYLEK, J. H. Three-Dimensional Conjugate Heat Transfer Simulation of an Internally-Cooled Gas Turbine Vane. *ASME Turbo Expo* (2003). (Not cited.)
- [180] ZHAO, C. Y., AND TAO, W. Q. Effect of rib angle orientation on local mass transfer distribution around sharp 180 deg turn with rib-turbulators mounted in entire two-pass channels. *Heat and Mass Transfer* 32, 5 (1997), 325–332. (Cited on page 46.)
- [181] ZHU, M. Large Eddy Simulation of thermal cracking in petroleum industry. *Thesis* (2015). (Cited on page 6.)

Annexe **A**

Papier accepté à la conférence ASME Turbo
Expo 2017:
Large Eddy Simulations of Static and
Rotating Ribbed Channels in Adiabatic and
Isothermal Conditions

GT2017-64241

**LARGE EDDY SIMULATIONS OF STATIC AND ROTATING RIBBED CHANNELS IN
ADIABATIC AND ISOTHERMAL CONDITIONS**

Thomas Grosnickel

CERFACS, 42 avenue G. Coriolis
31 057 Toulouse Cedex 01 France
Email: grosnickel@cerfacs.fr

Florent Duchaine

CERFACS, 42 avenue G. Coriolis
31 057 Toulouse Cedex 01 France

Laurent Y. M. Gicquel

CERFACS, 42 avenue G. Coriolis
31 057 Toulouse Cedex 01 France

Charlie Koupper

SAFRAN Helicopter Engines
64510 Bordes, France

ABSTRACT

In an attempt to better understand spatially developing rotating cooling flows, the present study focuses on a computational investigation of a straight, rotating rib roughened cooling channel initially numerically studied by Fransen et al. [1]. The configuration consists of a squared channel equipped with 8 rib turbulators placed with an angle of 90 degrees with respect to the flow direction. The rib pitch-to-height (p/h) ratio is 10 and the height-to-hydraulic diameter (h/D_h) ratio is 0.1. The simulations are based on a case where time resolved two-dimensional Particle Image Velocimetry (PIV) measurements have been performed at the Von Karman Institute (VKI) in a near gas turbine operating condition: the Reynolds number (Re) and the rotation number (Ro) are around 15000 and ± 0.38 respectively. Adiabatic as well as anisothermal conditions have been investigated to evaluate the impact of the wall temperature on the flow, especially in the rotating configurations. Static as well as both positive and negative rotating channels are compared with experimental data. In each case, either an adiabatic or an isothermal wall boundary condition can be computed. In this work, Large Eddy Simulation (LES) results show that the high fidelity CFD model manages very well the turbulence increase (decrease) around the rib in destabilizing (stabilizing) rotation of

the ribbed channels. Thanks to the full spatial and temporal description produced by LES, the spatial development of secondary flows are found to be at the origine of observed differences with experimental measurements. Finally, the model is also able to reproduce the differences induced by buoyancy on the flow topology in the near rib region and resulting from an anisothermal flow in rotation.

NOMENCLATURE

SYMBOLS

Ro	Rotation number
Bo	Buoyancy number
Re	Reynolds number
h	Rib height
U_0	Bulk velocity
T_0	Bulk temperature
D_h	Hydraulic diameter
p	Pitch
l	Length of the channel
H	Height of the channel
w	Depth of the channel
Ω	Rotation rate

ν_t Sub-Grid Scale viscosity
 y^+ Dimensionless wall distance
 r Radius

ACRONYMS

LES Large Eddy Simulation
 NS Navier Stokes
 GT Gas Turbine
 LIKE Loss In Kinetic Energy
 PIV Particle Image Velocimetry
 CFL Courant Friedrichs Lewy number
 DNS Direct Numerical Simulation
 (U)RANS (Unsteady) Reynolds Average Navier-Stokes
 NSCBC Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition
 VKI Von Karman Institute
 SGS Sub-Grid Scale
 ALE Arbitrary Lagrangian Eulerian

INTRODUCTION

Aeronautical engine manufacturers are constantly subject to increasing power demands from aircraft/helicopter industries. To satisfy this requirement, turbine entry temperature can be increased to improve efficiency and output energy of Gas Turbines (GT). This rise in temperature however can surpass the material melting point and to avoid engine failure, turbine blades internal cooling systems are usually required. Turbine blade often uses internal channels where air from the compressor flow to cool it down. Design of these systems therefore resumes to maximizing heat transfer enhancement while minimizing airflow rate to avoid engine power penalties. In the literature, authors like Han & *al.* [2] demonstrate that the key parameters for this optimization are the Reynolds number, the rib configuration and the aspect ratio of the channel. The rotation number Ro as defined in Eq. (1) is also a leading parameter according to Li *et al.* [3] although such flows are still largely uncontrolled and miss-understood,

$$Ro = \frac{\Omega D_h}{U_0}, \quad (1)$$

where Ω , D_h and U_0 are respectively rotation speed, channel hydraulic diameter and bulk velocity of the flow.

In this context, a lot of simulations based on Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) or Unsteady RANS formalism [?, 4, 5] have been done to improve knowledge and propose design rules. However Fransen *et al.* [6] demonstrated the limitation of the RANS models to well predict mean axial velocity profiles contrarily to LES that managed to correctly predict the recirculation zone and the axial velocity in a static ribbed channel. Similarly Sewall *et al.* [7] proved the ability of LES to pre-

dict the flow in rotating turbulent channels and showed the fundamental impact of buoyancy in such channel. This was experimentally confirmed by Coletti *et al.* [8]. The present paper relies on these previous demonstrations but focuses on the mechanisms that act on the flow development and the modeling requirement needed to properly reproduced experimentally observed features reported on the VKI facility. First, grid resolution, i.e. its quality and impact will be evaluated using a flow criterion looking at the influence of the small scales on the flow. Then, macro scales will be analyzed and the role of the Coriolis induced secondary vortices on the axial velocity in the main stream for rotating cases will be highlighted. Finally the flow is heated via an isothermal wall condition and the impact of this wall temperature on the flow development in the channel due to buoyancy is evaluated.

EXPERIMENTAL TEST CASE

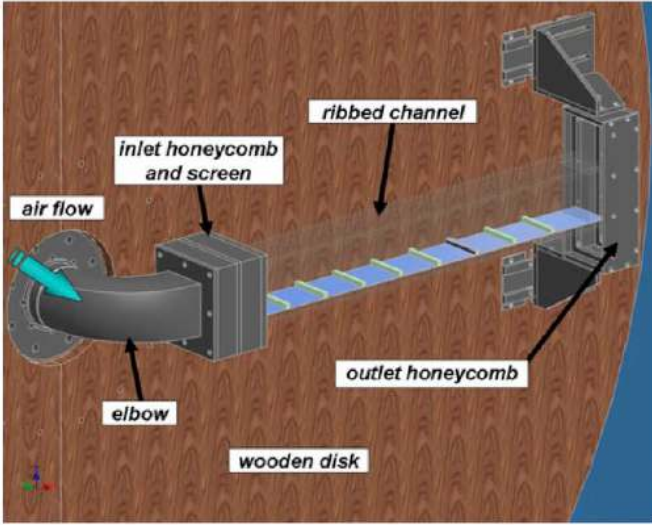
To evaluate LES in this rotating context, the experimental test case of the VKI rotating facility by Di Sante *et al.* [9] is used. This facility has the particularity of having an on-board PIV system allowing measurement of classical mean quantities from uncorrelated time windows, but also of fluctuating quantities resolved in time. The experimental test rig presented on Fig. 1a consists of a straight channel mounted on a wooden disk. The entire rig can rotate up to $Ro = 0.52$. The rotation speed for this study is around 130 rpm yielding $Ro = 0.38$. Eight ribs are placed on one side of the channel to introduce turbulence in the channel and is representative of an existing GT cooling technology. The flow comes from the center of the disk through an elbow and is then straightened by a honeycomb before entering the channel. Another honeycomb is placed at the outlet of the channel to protect the flow from the ambient perturbation when rotating. The ribs are square and perpendicular to the main flow. They have a cross section of 8 x 8 mm and are placed every 80 mm. The geometry of the channel is summarized in Table 1.

Figure 1b shows a side view of the channel. Walls are made out of 10 mm thick plexiglas to perform PIV measurements. Six measurement windows are placed on the channel. pa and pb can record the inlet velocity profiles but here only the static case profile is made available. Then p1 to p4 record the velocity between rib 6 and rib 7. Note that only one third of the channel height is covered.

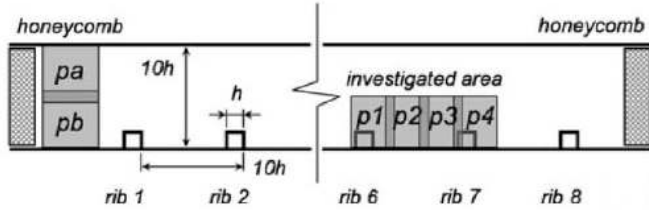
NUMERICAL METHODS

LES solver

The LES solver AVBP [11] developed by CERFACS and IFPEN is used to solve the filtered compressible Navier-Stokes (NS) equations. This solver is massively parallel and is designed to handle unstructured meshes. The TTGC scheme [12] is used for the discretization of the convective terms. It is a two step Tay-



(a)



(b)

FIGURE 1: Experimental test bench: three dimensional view (a) and schematic lateral view (b, not at scale) - with the courtesy of Coletti et al. [10]

lor Galerkin, finite element scheme based on a cell vertex formulation. This scheme has low diffusion and low dispersion properties [13] which is required for LES. The accuracy of this scheme in time and in space is third order. A second order Galerkin scheme is used for the diffusion terms [14]. This association of schemes in the AVBP solver has already been widely validated for turbulent flow applications [15, 16, 17, 18, 19]. The temporal integration is explicit and therefore the time step is limited by the acoustic Courant Friedrichs Lewy number (CFL). The CFL cannot be higher than 0.7 for stability reason. This leads to a time step $dt \approx 0.6 \mu s$ which leads to a relatively high computational cost. The Wall Adapting Local Eddy-viscosity (WALE) model is used to compute the Sub-Grid Scale (SGS) viscosity ν_{SGS} . This model was developed for wall bounded flows to recover the scaling laws of wall flows [20]. The SGS heat flux are modeled using the classical gradient-diffusion hypothesis [21] that relates the SGS heat flux to the filtered temperature gradient using a SGS thermal conductivity λ_{SGS} . This SGS thermal con-

TABLE 1: Summary of ribbed channel characteristics.

Length l	760 mm
Height H	83 mm
Depth w	75 mm
D_h	79 mm
Ribs height h	8 mm
Blockage ratio h/D_h	0.1
Pitch p/h	10
Ribs angle	90 degrees

ductivity is computed using the SGS turbulent Prandtl number here fixed at $Pr_{SGS} = 0.6$,

$$Pr_{SGS} = \frac{\mu_{SGS} C_p(T)}{\lambda_{SGS}}, \quad (2)$$

Boundary conditions and mesh

For the numerical setup, a mean velocity profile is imposed at the inlet associated with a uniform temperature, $T_0 = 293K$, using the Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition (NSCBC) formalism [22]. For the mean velocity profile, several tests will be done. Note that the experimental static profile is used for all the cases which is to be compared to an adapted inflow profile from a rotating channel. Those profiles are illustrated on Fig. 11 and will be discussed later in the paper. At the outlet, the static pressure is enforced using the NSCBC formalism accounting for the transverse terms [23]. All walls (S, T and R of Fig. 2) are adiabatic for the reference cases. The influence of the temperature of the ribbed wall (R) will also be discussed. To do so, the flow is heated by the bottom wall (R) using an isothermal no-slip boundary condition. To finish, the entire channel can rotate around the z axis in the positive or in the negative side according to the trigonometric directions.

To perform a wall resolved LES of this channel, a hybrid mesh is used Fig. 3. All walls are covered by one layer of prism to ensure a small wall unit distance referred as y^+ without increasing too much the number of cells. The rest of the domain is then filled with tetrahedra. The reference mesh has 3.6 million cells and the mean y^+ on the ribbed wall (R) is 2.8 without exceeding 5 as required for a wall resolved LES [24]. Note also that later in the paper this reference mesh will be refined in some

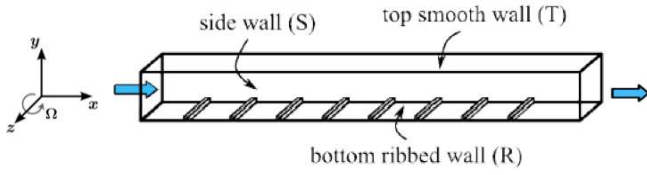


FIGURE 2: Scheme of the numerical domain.

cases to better capture de physics of the flow when it is needed.

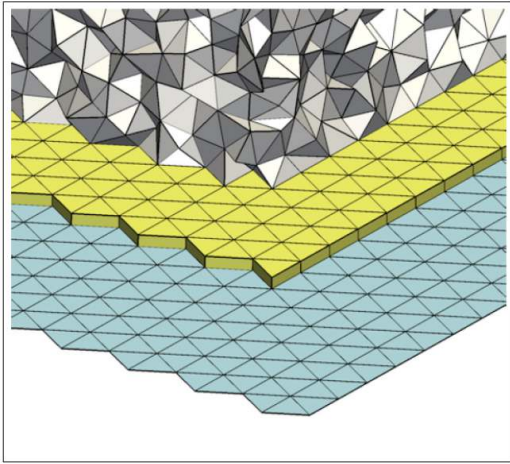


FIGURE 3: Hybrid mesh type composition: one prism layer (yellow) on every wall (blue) and remaining volume filled with tetrahedra (grey).

All the statistics for the following results are taken during approximately 0.6 seconds which is about 20 times the time that takes a fluid particle to travel from a rib to another.

Rotating methodology

The main approach used in numerical studies of rotating flows is classically to choose the rotating frame as the reference frame, and therefore to add the Coriolis and the centrifugal forces to the NS equations [25, 26, 27, 28, 7]. Naturally, this method works well considering a DNS computation for which geometrical simplifications need to be done [29]. When turbulence modeling is mandatory, most of the classical models are, in their original form, incompatible with the rotating frame of reference [30], and need to be corrected. For instance, original and corrected models are compared in an academic rotating channel configuration using DNS data by De Laage de

Meux [31].

Here, a non-conventional approach is adopted to simulate rotating flows. Instead of the rotation frame, an inertial frame is used as reference frame. Indeed to set numerically a rotating channel, the Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) description given by Hirt *et al.* [32] is used and was already implemented in AVBP by Moureau *et al.* [33]. This approach allows mesh nodes to be moved in some arbitrary fashion regardless of the flow motions. Here a circular movement is given to all the mesh points to set the numerical domain in rotation. This approach removes the need for correcting the NS equations since rotation is transmitted implicitly to the flow through moving boundaries and mesh points and has already been validated in previous works on piston and rocket engines [34, 35, 36] and in rotating channels [1].

EXPECTED TOPOLOGY IN A SMOOTH CHANNEL

Considering the simple case of a 2D channel flow in the (x,y) plane rotating around the z axis, as shown on Fig. 4, the Coriolis force will balance the wall-normal pressure gradient. As a consequence, the leading and trailing walls become pressure and suction sides respectively. Based on the stability analyses developed by Bradshaw *et al.* [37], boundary layers on the pressure side will destabilize, while the one on the suction side will stabilize. The main impact on the flow quantities is a change in the near wall turbulence level. More precisely, the stabilized (destabilized) side sees a decrease (increase) in turbulence intensity, implying a increase of the symmetry loss of the main flow velocity profile compared to a laminar rotating channel. Previous observations have been experimentally reported by Johnston *et al.* [38] and later confirmed by the DNS of Kristoffersen *et al.* [29].

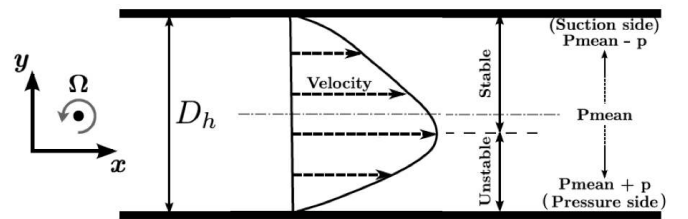


FIGURE 4: Scheme of a 2D rotating channel.

Adding ribs on the bottom side of the above discussed channel, turbulence in the vicinity of the ribs will be either further stabilized/destabilized when the channel is rotating in the negative/positive direction for the reasons detailed above but applied to an already turbulent flow.

STARTING POINT OF THIS STUDY

This study builds on the work of Fransen [17]. One of the main results of his work is to show the ability of LES with the setup explained above to very well predict mean axial velocity of a ribbed channel in the static and in the negative rotation (stabilized) cases as shown on Figs. 5b and 5c.

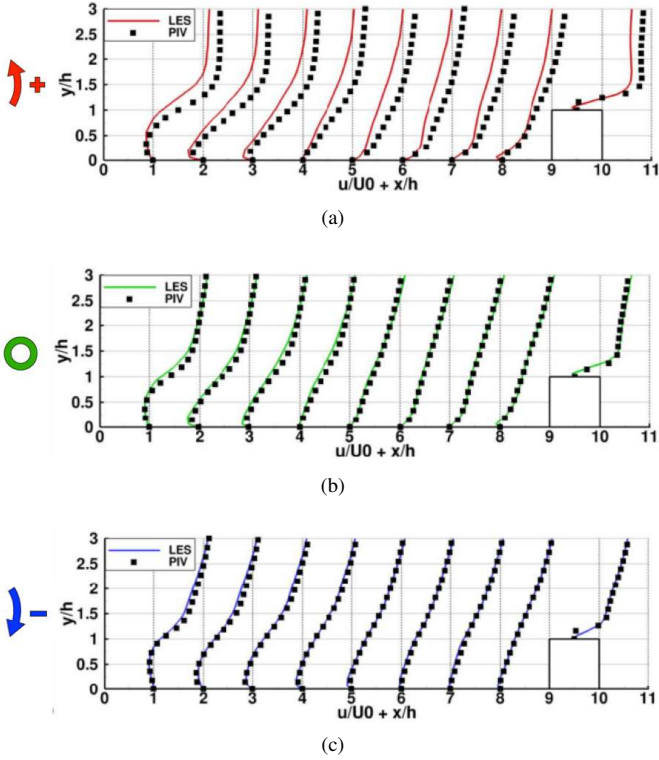


FIGURE 5: Comparison of mean axial velocity profiles on the symmetry plane from LES (lines) and PIV (symbols): Positive rotation (a), static (b) and negative rotation (c) [1].

However on the positive rotation (destabilized) case, the LES results are not exactly on the experimental points even if the general trend is well captured as showed by Fig. 5a. To understand the reasons of this difference, two aspect of the simulations are investigated here:

- A numerical aspect: The destabilization of the flow in this case along with the local increase of turbulence in the vicinity of the ribs allows to question the influence of the grid resolution.
- A physical aspect: The influence of the inlet velocity profile on the Coriolis induced secondary vortices as detailed

TABLE 2: Summary of the different adiabatic simulations.

		Static	+ Rotation	- Rotation
Adiabatic	Ps Mc	X	X	X
	Ps Mf		X	
	Pr Mf		X	
Isothermal	Ps Mc	X	X	X

hereafter can impact the axial velocity. Issue on inflow specifications are therefore to be assessed

All the different simulations produced here are summarized in Table 2 where Ps and Pr stand for static and rotating inlet velocity profiles respectively, Mc and Mf stand for coarse and fine mesh respectively.

Note that for the comparison between the adiabatic and isothermal wall boundary condition, all simulations will be performed on the reference mesh with the static inlet velocity profile.

ANALYSIS OF THE FLOW DEVELOPMENT IN THE CHANNEL

Grid resolution

As shown in the previous section, the flow in the vicinity of the ribs can be either stabilized or destabilized by a negative and positive rotation respectively. In the destabilized case, turbulence intensity will be enhanced and a larger range of scales have to be resolved to accurately predict the flow physics. Preliminary flow predictions obtained by Fransen *et al.* [1] relied on the same mesh for the three different cases. The destabilized case mesh can hence be subject to clear lack of grid resolution. To assess such potential effects and see if predictions are affected, a new mesh is generated automatically by mesh adaptation using a new physically based error sensor relying on the Loss In Kinetic Energy (LIKE) concept already validated by Daviller *et al.* [39] on a swirled flow. This criterion relies on irreversible dissipation of kinetic energy due to viscous friction in the fluid and is evaluated based on Eqs. (3) (4).

$$LIKE = \tau_{ij} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad (3)$$

with

$$\tau_{ij} = \rho(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad (4)$$

where τ_{ij} is the stress tensor which relates to movement, ν_t the SGS turbulent viscosity and U_i is the filtered velocity vector.

Looking at Eq. (3) and Eq. (4), when the LIKE term is high, it is either because the velocity gradients are strong or because the turbulent viscosity is high. So in both cases, to better capture the physics, the mesh can be refined in this specific zone. An illustration of the time averaged LIKE field issued by the three LES predictions obtained on the same mesh is displayed in Fig. 6.

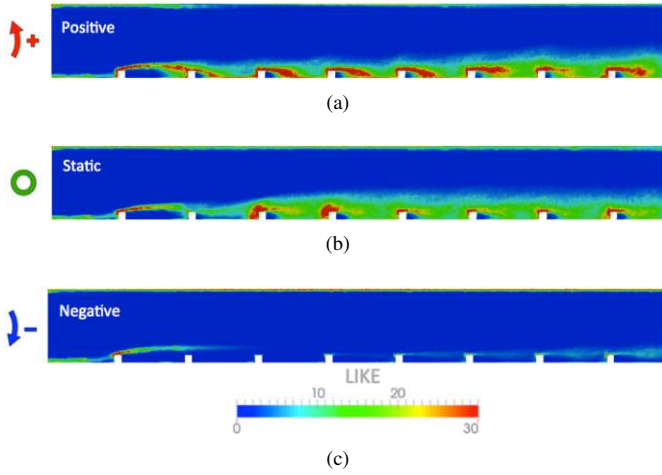


FIGURE 6: Contour of LIKE on the channel symmetry plane in the positive (a), static (b) and negative (c) cases.

In the static case, most of the dissipation occurs in the vicinity of the ribs, Fig. 6b. The ribs act like a blockage of the flow and the kinetic energy is dissipated via a local pressure drop. Some dissipation occurs also on the smooth walls due to friction but its intensity is here found to be lower.

Figures 6a and 6c show that the dissipation term is higher/smaller in the near rib regions for the destabilized/stabilized cases than in the static reference one. This observation confirms that the expected flow responses are reproduced by the respective simulation and that LIKE indeed captures its impact. It furthermore confirms that in the positive rotation case, the high dissipation regions may require an increase grid resolution if compared to the other two cases, especially in the region of interest between rib 6 and 7.

For the positive rotating case, Fig 6a, the zones to be refined clearly coincide with the rib shear layers and backward faces. To do so, the characteristic length of the mesh at these specific locations is divided by two while the prism layer at the wall is kept unchanged. This results into a 9.5 million cell mesh pictured on Fig. 7b and compared to the original grid shown on Fig. 7a.

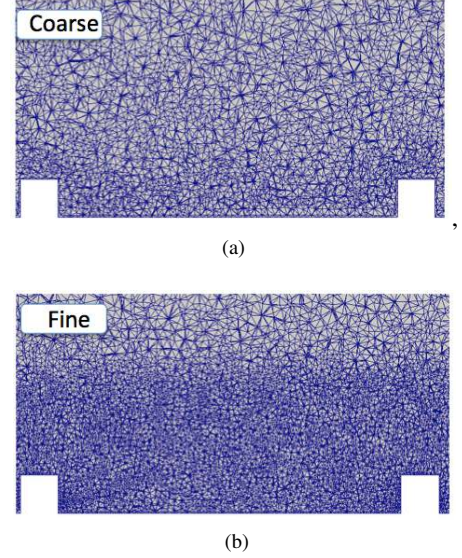


FIGURE 7: Mesh visualization before (a) and after (b) the refinement between the 6th and 7th ribs.

Figure 8 shows the mean axial velocity profiles obtained for the two meshes for the destabilized case in the symmetry plane between the 6th and 7th ribs. The results on the finer grid are clearly closer to the experimental measurements in the backward rib recirculation zone. This is due to the fact that it is precisely in this zone that the dissipation term was found to be the larger, indicating that a higher grid resolution is needed. In these zones the LIKE sensor is confirmed to be a good criterion to optimize mesh refinement according to the flow physics. However further from the ribs, near the center of the channel, results are not improved with the fine grid. This indication points specifically to the main stream flow prediction. Indeed for this case, the prediction does not depend on the near rib turbulence activity which seems reasonably well predicted with both meshes. The flow small scale motions are expected to be weak and the main flow behavior is expected to be marked primarily by large scale features. It is furthermore important to note that such rotating channel flows are known to be prone to secondary flow vortices induced by Coriolis effects which will evolve spatially all along the channel length.

These specific features are the focus of the next section where macro structures evidenced in the main stream are detailed along with their origine and specific impact on the LES prediction of the positive rotating case.

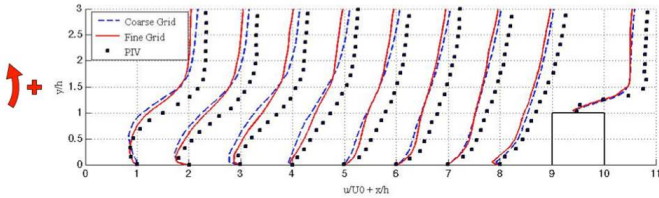


FIGURE 8: Velocity profiles on the coarse (dashed) and fine (lines) compared to PIV measurements [10] (symbols).

Coriolis Induced secondary flows

The previous section demonstrated that the near rib region is driven by the small length scales and the grid needs to be carefully constructed to capture the velocity profiles in those regions. In the center of the channel this observation however does not hold. Instead, the flow is primarily marked by two large vortices induced by the Coriolis force as illustrated on Fig. 9.

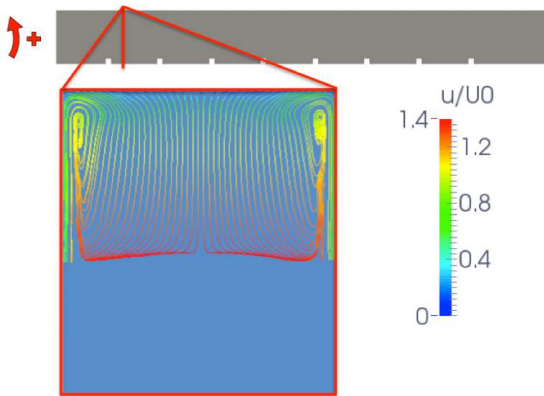


FIGURE 9: Velocity streamlines showing the secondary vortices colored by the axial velocity on a cross section cut of the channel.

These two specific counter rotating vortices, Fig. 9, are observed to be initiated near the inlet of the channel in the two corners close to the suction side. They then grow and evolve spa-

tially along the channel length. The main result of those vortices on the flow is clearer on the suction side wall Fig. 10:

- Between the two vortices, the flow is extracted from the suction side wall top boundary layer which is then sent towards the middle of the channel (red arrows).
- Outside of the pair, the vortices take flow from the main stream and carry it out to the suction side via the side walls (blue arrows).

Going further downstream, the structures grow until they interact and reduce the effective flow section of the channel imposing the flow to accelerate. Although these vortices are mainly transverse flow structures, they indeed have an impact on the axial velocity in the channel because of the blockage they generate. Note that these vortices have only an impact on the positive rotation case, because in the negative rotation case the suction side is the ribbed wall and therefore the vortices are destroyed by the ribs while in the static case they are simply not present since there is no Coriolis force.

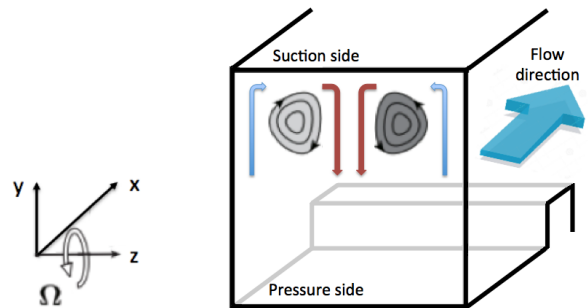


FIGURE 10: Scheme of the influence of the Coriolis induced secondary vortices on the flow.

Being born close to the inlet, those secondary structures might be influenced by the imposed velocity profile at the inlet condition. Until now the numerical simulations were performed using the experimental static inlet velocity profile. To assess such a potential effect, an inlet velocity profile more representative of a rotating channel, Fig. 11, is imposed and the destabilized case is simulated again.

To do so, a rotating profile extrapolated from the work of Kristoffersen *et al.* [29] is constructed, the experimental profile being unavailable in the specific VKI test configuration. In the work of Kristoffersen *et al.* [29], they conducted DNS to study the evolution of the velocity profile of a square channel

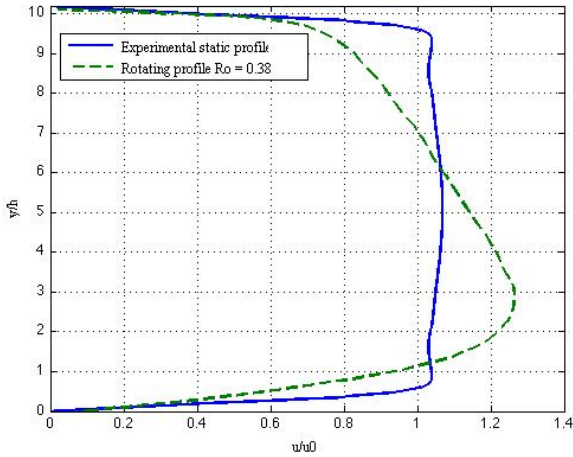


FIGURE 11: Inlet velocity profiles, experimental static (line) and rotating at $Ro = 0.38$ (dashed).

against the rotation speed, going from $Ro = 0$ to $Ro = 0.5$. The 1D profile at $Ro = 0.38$ required for our study was hence interpolated from this work, extended span-wise and scaled to match the target mass flow rate. Then the spatial development of the axial velocity along the channel can be compared for the two imposed inlet velocity profiles as shown in the Fig. 12.

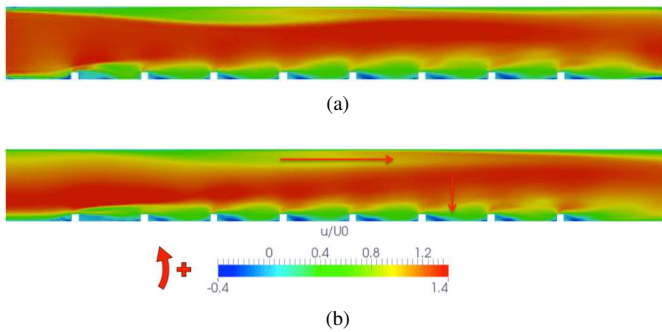


FIGURE 12: Contour of non-dimensional axial velocity on the symmetry plane when imposing the experimental static (a) or the theoretical rotating (b) velocity profile on the inlet boundary condition.

The Coriolis induced secondary flow can be clearly evidenced in Fig. 12 by the low mean axial velocity on the wall suction side. It is clear from these findings that those vortices have a spatial development and do not have the same mark along

the axial axis. The main difference when using the rotating inlet velocity profile is that the vortices are developing further downstream the channel Fig. 12. The effect of this evolution is the displacement of the high velocity zone of the main channel stream that gets closer to the ribs and covers a wider axial distance, therefore accelerating the flow in the zone of interest between the 6th and 7th ribs. This mechanism and impact on the prediction is corroborated when looking at the axial velocity profile in this region, Fig. 13.

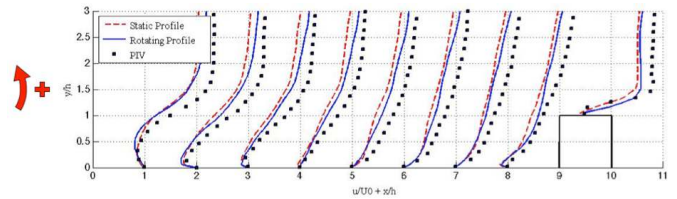


FIGURE 13: Velocity profiles with the static (dashed) or rotating (lines) inlet velocity profile compared to PIV measurements (symbols).

Overall at this specific location, although the velocity is still under-estimated compared to the experimental measurements, with the rotating inlet velocity profile it gets closer to the PIV results. This means that the previous observation is correct and the inlet velocity profile has a first order effect on the axial velocity distribution even between the 6th and 7th ribs. This furthermore demonstrates that for this specific operating point the flow is most likely not fully developed after the 6th rib in the destabilized case and the inlet velocity profile is a key parameter. Great care is henceforth recommended. Indeed differences observed when comparing experimental and numerical results may be explained by a lack of accurate characterization of the inlet flow profile. This shortcoming is further amplified in the current simulations as the full channel is considered. Finally and due to the evidenced link between the mid channel profile and the establishment of the secondary vortices, the current operating condition can hardly be reproduced accurately by a fully periodic computational domain.

From adiabatic to isothermal wall boundary conditions

All the simulations for the previous sections were made using adiabatic boundary conditions on all walls of the channel. Now the ribbed walls will be heated with an isothermal boundary condition while keeping other walls adiabatic. The temperature of the ribbed wall is 368 K for all cases discussed hereafter to reproduce the experimental setup of Coletti *et al.* [40]. Figure 14

shows the impact of this change on the predicted velocity profiles for the static and the two rotation cases between ribs 6 and 7.

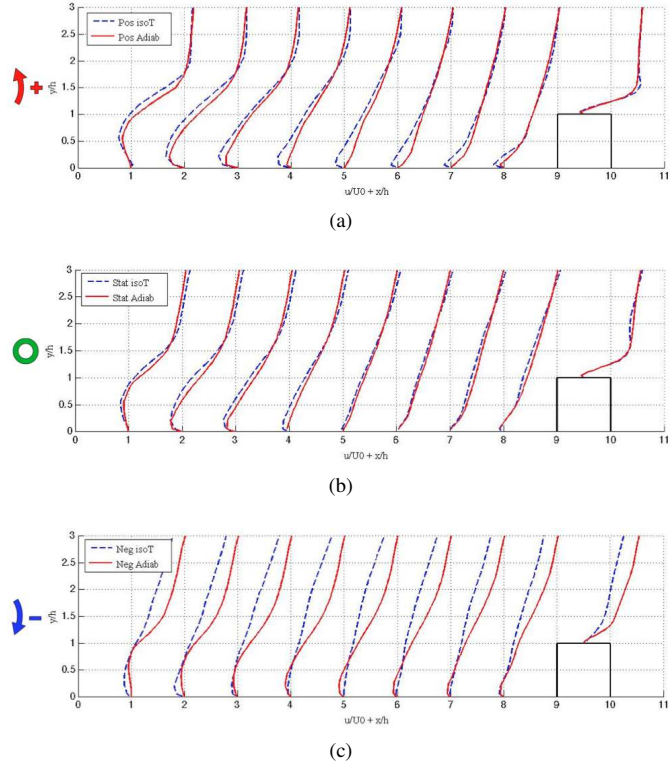


FIGURE 14: Velocity profiles between the 6th and 7th ribs with heated (dashed) and adiabatic (lines) wall in the positive (a), static (b) and negative (c) cases.

Figure 14b shows that the impact of the wall temperature on the flow topology when the channel remains static is small. The post ribs recirculation zone is slightly bigger and the velocity above $y/h = 2$ is slightly larger when the wall is heated but the differences remain marginal.

When the channel is rotating (Fig. 14a and Fig. 14c), much bigger differences appear. For the positive rotation case, Fig. 14a, only the major recirculation zone after rib 6 is really affected by the wall temperature change. When the wall is heated, the recirculation gets stronger as the negative velocity under $y/h = 1$ is larger. The recirculation zone between the two ribs is also larger: for the adiabatic wall boundary condition the reattachment occurs between $x/h = 4$ and $x/h = 5$ while for the heated wall case, the recirculation remains still visible at $x/h = 9$. Note finally that no effective difference appears near the center of the channel at y/h above 1.5.

For the negative rotation case, Fig. 14c, differences in axial velocity values can go up to 25%. The major differences appear over the ribs. When the flow is heated by the wall, the axial velocity above $y/h = 1$ is much smaller than with the adiabatic wall condition. This observation is consistent with the experimental results found by Coletti *et al.* [40], Fig. 15. The LES/experiments comparison is good, especially in the vicinity of the ribs even if the LES predicts a junction of the adiabatic and isothermal profile for higher values of y/h than the experimental results. As this case is more sensitive to thermal conditions, the mechanisms beyond these differences will be explained in more details. Figure 16 shows the flow development along the channel with the adiabatic and the isothermal wall conditions.

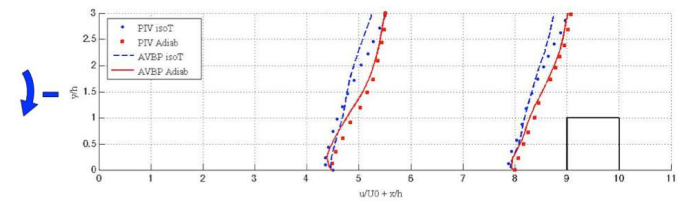


FIGURE 15: Comparison between PIV measurements (symbols) and LES (lines) on the heated and adiabatic axial velocity profiles.

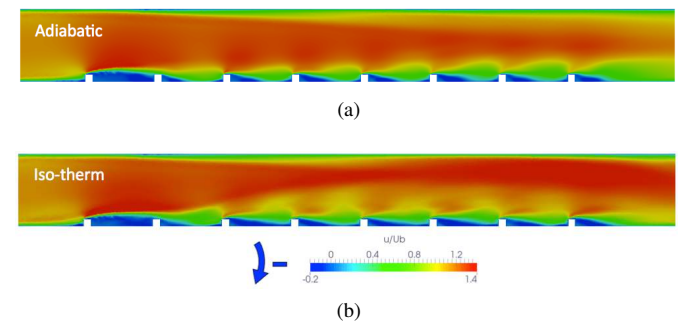


FIGURE 16: Non dimensional axial velocity on the symmetry plane of the channel with adiabatic (a) or isothermal (b) ribbed wall boundary condition.

The differences on Fig. 16 start after the third rib: The recirculation takes more space between the ribs with the heated wall but the main difference is the elevation of the high velocity zone of $u/U_0 > 1.2$ toward the smooth top wall of the channel.

This leads to a decrease of the axial velocity in the near ribs region as noted on Fig. 14c. This phenomenon was already seen experimentally by Coletti *et al.* [40] and the mechanism can be schematically represented by Fig. 17.

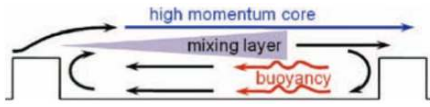


FIGURE 17: Schematic model for the mean flow by Coletti *et al.* [40].

First, the near wall region is heated by the isothermal boundary condition. The heated fluid layer is then submitted to a centripetal buoyancy force that drags the fluid against the main flow direction. This leads to a recirculation zone that takes all the space between two ribs as visualized on the streamlines of Fig. 18b. Secondary, the mixing layer going over the upstream rib cannot go anymore toward the wall as on Fig. 18a and goes directly over the downstream rib. The consequence is that the main flow is pushed away from the ribs by the mixing layer as evidenced on Fig. 16b.

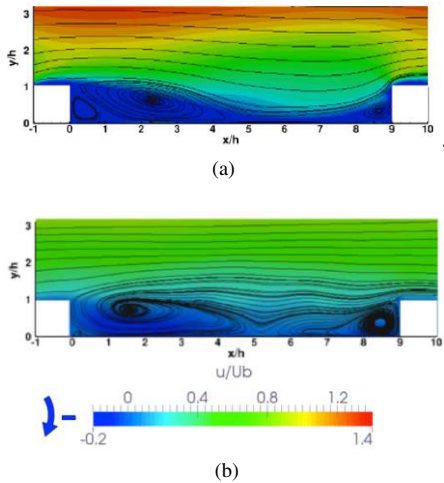


FIGURE 18: Streamlines of velocity in the recirculation zones with adiabatic (a) or isothermal (b) ribbed wall boundary condition on the contour of axial velocity.

The impact of buoyancy can be quantified by the Buoyancy number Bo following the expression in Eq. (5),

$$Bo = r\Omega^2 \frac{D_h}{U_0^2} \frac{T_w - T_0}{T_0}, \quad (5)$$

where $r\Omega^2$ is the centrifugal force, T_w the wall temperature while U_0 and T_0 are respectively the bulk velocity and bulk temperature.

Looking at Eq.(5), the buoyancy is mainly driven by the temperature difference issued by the wall and the fluid but also by the rotation number. It was found experimentally that the heat transfer evolution changes for $Bo > 0.2$ [41, 42]. This was corroborated by the LES of Sewall *et al.* [7] who found that for $Bo < 0.25$, the recirculation zone is only growing but for $Bo > 0.25$ this recirculation takes all the inter-rib space, explaining the differences in heat transfer. Note that Bo is a function of r and here $Bo = 0.2$ corresponds to the third rib location, where the flow topology begins to change. In the zone of interest, between rib 6 and 7, $Bo = 0.34$ and the recirculation takes all the space as showed by Coletti *et al.* [40] and it does not affect only the heat transfer. This study along with others also demonstrates that it also impacts the main stream axial velocity and therefore the flow development in the channel. Of course the absence of impact on the flow by the temperature of the wall in the static case, Fig. 14b, can be explained by the negligible buoyancy when the channel isn't rotating.

CONCLUSION

The state of the art work of Fransen *et al.* [1] shown that stabilized rotation can be simulated accurately quite straightforward using the same LES setup as the static case. The destabilized rotation is on the other hand more difficult due to the increase of turbulence and the macro-phenomena that appear in such a configuration. Here, LES of a straight ribbed channel has been performed to investigate the key parameters that dictate the flow topology in this kind of channel to better understand this complex flow. The simulations are performed both in static and in solid rotation using the ALE method for adiabatic or isothermal cases. Using a new criteria based on the mechanical dissipation, the destabilization in the near rib region in the positive rotation case is confirmed. The same criterion then is used to optimize an automatic mesh refinement strategy and better adapt the local grid resolution to the physics of the flow in regions of interest while giving access to an estimation of its impact on the positive rotation case. With this new grid, predictions of the axial velocity are slightly improved in the post rib recirculation zones, where most of the mechanical dissipation occurs. However, this study also shows that the main flow in the center of the channel is triggered by large eddies, namely two Coriolis induced secondary vortices. These transverse

vortices are born at the inlet of the channel and then grow spatially. The key parameter that influences the development of these vortices is demonstrated to be the inlet velocity profile. Unfortunately the experimental profile was not available for the rotating channel. Using a theoretical rotating profile, the results on the axial velocity are closer to the experimental data. This demonstrates that the inlet profile has an impact even after the 6th rib indicating that for the positive rotation case the flow is not fully developed. The simulation of the complete spatial channel is therefore mandatory.

In the second part of this document, the influence of the wall temperature on the flow topology is investigated. Heating the fluid is found here to have no impact on the static channel contrarily to the rotating one, especially in the negative direction. This can be explained by buoyancy that is mainly driven by the rotation speed and the temperature difference between the wall and the fluid. For the negative rotating channel, buoyancy makes the recirculation fill all the space between two ribs. As a consequence, the fluid is pushed away from the ribs decreasing the overall mean velocity near the ribs.

ACKNOWLEDGMENT

The authors acknowledge CINES of GENCI for giving access to HPC resources under the allocation 2016-x2016a6074. The authors are grateful to Safran Helicopter Engines for funding this work and to VKI (T. Arts and I. Mayo) for providing the experimental data.

REFERENCES

- [1] Fransen, R., Vial, L., and Gicquel, L. Y. M., 2013. "Large Eddy Simulation of Rotating Ribbed Channel". *ASME Turbo Expo*, pp. 1–10.
- [2] Han, J.-C., Dutta, S., and Ekkad, S. V., 2000. *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology*.
- [3] Li, Y., Deng, H., Xu, G., and Tian, S., 2015. "Heat Transfer and Pressure Drop in a Rotating Two-Pass Square Channel with Different Ribs at High Rotation Numbers". *ASME Turbo Expo*, pp. 1–10.
- [4] Jang, Y.-J. J., Chen, H.-C. C., and Han, J.-C. C., 2001. "Flow and Heat Transfer in a Rotating Square Channel With 45 deg Angled Ribs by Reynolds Stress Turbulence Model". *ASME Journal of Turbomachinery*, **123**(1), p. 124.
- [5] Iacovides, H., and Raisee, M., 1999. "Recent progress in the computation of flow and heat transfer in internal cooling passages of turbine blades". *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **20**(3), pp. 320–328.
- [6] Fransen, R., Gourdain, N., and Gicquel, L. Y. M., 2012. "Steady and Unsteady Modeling for Heat Transfer Predictions of High Pressure Turbine Blade Internal Cooling". *ASME Turbo Expo*, p. 10.
- [7] Sewall, E. a., and Tafti, D. K., 2008. "Large Eddy Simulation of Flow and Heat Transfer in the Developing Flow Region of a Rotating Gas Turbine Blade Internal Cooling Duct With Coriolis and Buoyancy Forces". *Journal of Turbomachinery*, **130**.
- [8] Coletti, F., Cresci, I., and Arts, T., 2012. "Time-Resolved PIV Measurements of Turbulent Flow in Rotating Rib-Roughened Channel With Coriolis and Buoyancy Forces". *ASME Turbo Expo*, pp. GT2012–69406.
- [9] Di Sante, A., Theunissen, R., and Van Den Braembussche, R. a., 2008. "A new facility for time-resolved PIV measurements in rotating channels". *Experiments in Fluids*, **44**(2), pp. 179–188.
- [10] Coletti, F., Maurer, T., Arts, T., and Di Sante, A., 2012. "Flow field investigation in rotating rib-roughened channel by means of particle image velocimetry". *Experiments in Fluids*, **52**(4), pp. 1043–1061.
- [11] Schønfeld, T., and Rudgyard, M., 1999. "Steady and unsteady flows simulations using the hybrid flow solver avbp". *AIAA Journal*, **37**(11), pp. 1378–1385.
- [12] Colin, O., and Rudgyard, M., 2000. "Development of high-order taylor-galerkin schemes for unsteady calculations". *J. Comput. Phys.*, **162**(2), pp. 338–371.
- [13] Lamarque, N., 2007. "Schémas numériques et conditions limites pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diphasique dans les foyers d'hélicoptère". Phd thesis, INP Toulouse.
- [14] Donea, J., and Huerta, A., 2003. *Finite Element Methods for Flow Problems*. John Wiley & Sons Inc, New York.
- [15] Duchaine, F., Maheu, N., Moureau, V., Balarac, G., and Moreau, S., 2013. "Large-Eddy Simulation and Conjugate Heat Transfer Around a Low-Mach Turbine Blade". *Journal of Turbomachinery*, **136**.
- [16] Koupper, C., 2015. "Unsteady multi-component simulations dedicated to the impact of the combustion chamber on the turbine of aeronautical gas turbines". Phd thesis, INP Toulouse.
- [17] Fransen, R., 2013. "LES based aerothermal modeling of turbine blade cooling systems". Phd thesis, INP Toulouse.
- [18] Papadogiannis, D., 2015. "Coupled large eddy simulations of combustion chamber-turbine interactions". Phd thesis, INP Toulouse.
- [19] Gicquel, L. Y. M., Staffelbach, G., and Poinso, T., 2012. "Large eddy simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers". *Prog. Energy Comb. Sci.*, **38**(6), pp. 782 – 817.
- [20] Nicoud, F., and Ducros, F., 1999. "Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient". *Flow, Turb. and Combustion*, **62**(3), pp. 183–200.
- [21] Pope, S. B., 2000. *Turbulent flows*. Cambridge University

- Press.
- [22] Poinso, T., and Lele, S., 1992. “Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows”. *J. Comput. Phys.*, **101**(1), pp. 104–129.
- [23] Granet, V., Vermorel, O., Leonard, T., Gicquel, L., , and Poinso, T., 2010. “Comparison of nonreflecting outlet boundary conditions for compressible solvers on unstructured grids”. *AIAA Journal*, **48**(10), pp. 2348–2364.
- [24] Pope, S. B., 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.
- [25] Ahn, J., Choi, H., and Lee, J. S., 2007. “Large eddy simulation of flow and heat transfer in a rotating ribbed channel”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **50**(25-26), pp. 4937–4947.
- [26] Qin, Z., and Pletcher, R. H., 2006. “Large eddy simulation of turbulent heat transfer in a rotating square duct”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **27**(3), pp. 371–390.
- [27] Elyan, M. a., and Tafti, D. K., 2010. “Investigation of Coriolis Forces Effect of Flow Structure and Heat Transfer Distribution in a Rotating Dimpled Channel”. *ASME Conference Proceedings*, **2010**(43994), pp. 245–254.
- [28] Murata, A., and Mochizuki, S., 2000. “Large eddy simulation with a dynamic subgrid-scale model of turbulent heat transfer in an orthogonally rotating rectangular duct with transverse rib turbulators”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **43**(7), pp. 1243–1259.
- [29] Kristoffersen, R., and Andersson, H., 1993. “Direct simulations of low-Reynolds-number turbulent flow in a rotating channel”. *Journal of Fluid Mechanics*, **256**, pp. 163–197.
- [30] Speziale, C. G., 1985. “Galilean invariance of subgrid-scale stress models in the large-eddy simulation of turbulence”. *Journal of Fluid Mechanics*, **156**, p. 55.
- [31] De Laage de Meut, B., 2012. “Modélisation des écoulements turbulents en rotation et en présence de transferts thermiques par approche hybride RANS/LES zonale”. PhD thesis, ENSMA.
- [32] Hirt, C. W., Amsden, a. a., and Cook, J. L., 1974. “An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds”. *Journal of Computational Physics*, **14**(3), pp. 227–253.
- [33] Moureau, V., Lartigue, G., Sommerer, Y., Angelberger, C., Colin, O., and Poinso, T., 2005. “Numerical methods for unsteady compressible multi-component reacting flows on fixed and moving grids”. *Journal of Computational Physics*, **202**(2), pp. 710–736.
- [34] Granet, V., 2011. “La Simulation aux Grandes Echelles : un outil pour la prédiction des variabilités cycliques dans les moteurs à allumage commandé ?”. PhD thesis, INP Toulouse.
- [35] Richard, J., 2012. “Développement d’une chaîne de calcul pour les interactions fluide-structure et application aux instabilités aéro-acoustiques d’un moteur à propergol solide”. PhD thesis, Montpellier II.
- [36] Misdariis, A., 2015. “Schémas cinétiques réduits et couplage thermique pour les simulations aux grandes échelles du cliquetis dans les moteurs à piston”. PhD thesis, INP Toulouse.
- [37] Bradshaw, P., 1969. “The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow”. *Journal of Fluid Mechanics*, **36**(01), p. 177.
- [38] Johnston, J. P., Halleen, R. M., and Lezius, D. K., 1972. “Effects of spanwise rotation on the structure of two-dimensional fully developed turbulent channel flow”. *Journal of Fluid Mechanics*, **56**, pp. 533–557.
- [39] Daviller, G., Brebion, M., Xavier, P., Staffelbach, G., Muller, J., and Poinso, T., 2016. “A mesh adaptation strategy to predict pressure losses in LES of swirled flows”. *submitted to Flow, Turbulence and Combustion*.
- [40] Coletti, F., Jacono, D. L., Cresci, I., and Arts, T., 2014. “Turbulent flow in rib-roughened channel under the effect of Coriolis and rotational buoyancy forces”. *Physics of Fluids*, **26**(4).
- [41] Chang, S. W., and Morris, W. D., 2003. “Heat transfer in a radially rotating square duct fitted with in-line transverse ribs”. *International Journal of Thermal Sciences*, **42**(3), pp. 267–282.
- [42] Wagner, J. H., Johnson, B. V., Graziani, R. a., and Yeh, F. C., 1992. “Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages With Trips Normal to the Flow”. *Journal of Turbomachinery*, **114**, pp. 847–857.

Annexe **B**

Dérivation du terme LIKE (Loss In Kinetic Energy)

Afin de localiser plus en détail dans le domaine trois dimensions l'origine des pertes de charges, il est intéressant de regarder le terme LIKE (Loss In Kinetic Energy) basé sur la dissipation d'énergie cinétique. Ce terme peut également servir comme critère physique servant de métrique pour un raffinement de maillage automatique. Ce concept a déjà été validé par Daviller *et al.* [33] sur un écoulement swirlé. Ce critère repose sur la dissipation irréversible de l'énergie cinétique due aux frictions visqueuse du fluide. Pour comprendre d'où il provient, il faut réaliser le bilan d'énergie cinétique. Commençons par l'équation de quantité de mouvement:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial P}{\partial x_j} \delta_{ij} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B.1})$$

Puis on multiplie l'Eq. (B.1) par U_i :

$$u_i \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + u_i \frac{\partial P}{\partial x_j} \delta_{ij} - u_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B.2})$$

Maintenant regardons les termes temporels et convectifs de cette équation:

$$\begin{aligned} u_i \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \\ \underline{u_i u_i \frac{\partial \rho}{\partial t}} + \underline{u_i \rho \frac{\partial u_i}{\partial t}} + \underline{u_i u_i u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j}} + \underline{\rho u_i u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j}} + \underline{\rho u_i u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

La somme des termes soulignés fait zéro du fait de l'équation de continuité exprimé en Eq. (B.5). On a donc:

$$u_i \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial \frac{1}{2} u_i u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial \frac{1}{2} u_i u_i}{\partial x_j} \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{B.5})$$

En utilisant encore l'équation de continuité,

$$\frac{1}{2}u_i u_i \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{2}u_i u_i u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + \frac{1}{2}u_i u_i \rho \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{B.6})$$

Ainsi la partie temporelle convective de l'équation d'énergie devient:

$$u_i \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \rho \frac{1}{2} u_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \frac{1}{2} u_i u_i u_j}{\partial x_j} \quad (\text{B.7})$$

Maintenant réarrangeons le terme de pression:

$$u_i \frac{\partial P \delta_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial P u_j}{\partial x_j} - P \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (\text{B.8})$$

Et le terme de contrainte visqueuse:

$$u_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (\text{B.9})$$

Finalement le bilan d'énergie cinétique devient donc:

$$\underbrace{\frac{\partial \frac{1}{2} \rho u_i^2}{\partial t}}_1 + \underbrace{\frac{\partial \frac{1}{2} \rho u_i^2 u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p u_i}{\partial x_j} \delta_{ij}}_2 - \underbrace{p \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij}}_3 - \underbrace{\frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j}}_4 + \underbrace{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_5 = 0 \quad (\text{B.10})$$

Avec:

1. Variation temporelle de l'énergie cinétique
2. Flux d'énergie mécanique
3. Pression-Dilatation (négligeable à faible nombre de Mach)
4. Diffusion

5. Dissipation *LIKE* (Loss In Kinetic Energy)

La fonction $LIKE = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ représente les pertes de charge. Effectivement, si on moyenne temporellement Eq. (B.10) et on l'intègre sur le volume V , on obtient:

$$\underbrace{\int \int_{\Sigma} E_c u_i n_i d\sigma + \int \int_{\Sigma} p u_i n_i d\sigma}_2 = \underbrace{\int \int_{\Sigma} \tau_{ij} u_i n_j d\sigma}_4 - \underbrace{\int \int \int_V LIKE dV}_5 \quad (\text{B.11})$$

Avec $E_c = \frac{1}{2} \rho u^2$ et:

2. Flux d'énergie mécanique à travers Σ : C'est le terme P_{tot} donc la variation de ce terme est la perte de charge
4. Puissance des efforts visqueux sur Σ
5. Puissance visqueuse dissipée dans le volume V

Ainsi le flux d'énergie mécanique à travers la surface Σ du volume V est égal à la puissance transmise au fluide par l'ensemble des forces extérieures moins la dissipation (5) sur le domaine. Le terme de viscosité (4) traduit la puissance des efforts visqueux sur la surface Σ et est nul à la paroi si celle ci est fixe. Donc dans un domaine où les parois sont fixes, le terme (2) qui donne la perte de charge est exactement égal à *LIKE*. Comprendre les pertes de charge c'est donc comprendre le terme *LIKE*.

Or la seconde loi de la thermodynamique dit que la production d'entropie est issue d'un mécanisme source qui est irréversible, soit autrement dit les pertes de charge. Tout naturellement le terme de dissipation *LIKE* vu précédemment se retrouve donc dans l'équation de transport de l'entropie:

$$\rho \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u_i \frac{\partial s}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{T} \left(LIKE - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \right) \quad (\text{B.12})$$

Ici le terme *LIKE* représente la dissipation au sens thermodynamique. Il correspond aux irréversibilités dues au mouvement d'un fluide visqueux. De plus *LIKE* peut être relié à ϵ par:

$$\overline{LIKE} \equiv \rho \bar{\epsilon} = 2\bar{\rho} \nu \overline{S_{ij} S_{ij}}, \quad (\text{B.13})$$

avec $\bar{\epsilon}$ la dissipation par le mouvement turbulent.

En résumé, le critère de dissipation *LIKE* utilisé ici est décrit par les Eqs. (B.14) (B.15).

$$LIKE = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (\text{B.14})$$

avec

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (\text{B.15})$$

où τ_{ij} est le tenseur des contraintes dues au mouvement, μ la viscosité turbulente de sous maille et u_i le vecteur vitesse filtré.

Or la LES ne résous pas l'ensemble des échelles de l'espace. Il y a donc un champ filtré et un champ local. La viscosité est alors composée de deux terme $\mu + \mu_t$ avec μ la viscosité filtrée et μ_t la viscosité locale turbulente. L'expression finale de *LIKE* dans un contexte LES devient donc,

$$LIKE = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad (\text{B.16})$$

En regardant les Eqs. (B.14) et (B.15), quand le terme *LIKE* est élevé, c'est soit parce que le gradient de vitesse est important, soit parce que la viscosité turbulente est grande. Donc dans les deux cas, pour mieux capturer la physique de l'écoulement, le maillage peut être raffiné dans ces zones spécifiques.

Annexe **C**

Comparaison des approches SGE résolues et
SGE modélisées à la paroi sur le canal
académique statique

Il a été montré dans le chapitre 1 que le refroidissement des pales de turbines peut être très complexe. La géométrie des canaux perturbés de refroidissement se complexifie de plus en plus et de nombreux passages dans la pale sont nécessaires à son bon refroidissement. Les canaux de refroidissement internes débouchent dans la veine principale par des perforations dans la peau de pale. L'ensemble de ces problématiques rend un maillage SGE résolu en paroi potentiellement trop coûteux pour une étude industrielle de la performance de refroidissement des pales. Afin d'adresser cette problématique, dans cette section, le canal perturbé droit académique est étudié avec des maillages dé-raffinés au regard du maillage résolu en paroi dans le but d'utiliser des lois de paroi et donc de diminuer significativement le coût de calcul.

C.1 Conditions aux limites: Loi de paroi

Lors de calculs SGE résolus en paroi, la distance du premier point de maillage à la paroi doit respecter le critère $y^+ < 5$ [140], ce qui peut rendre le coût de calcul important. L'utilisation d'une loi de paroi permet de considérablement éloigner le premier point de maillage de la paroi, de l'ordre de $y^+ = 50$. Dans ce cas l'écoulement dans la couche limite est modélisé grâce à différentes caractéristiques de l'écoulement dans cette zone. Le cisaillement proche paroi modifie le comportement turbulent de l'écoulement. Les échelles turbulentes sont filtrées par la distance à la paroi, ainsi les grandes échelles ne peuvent pas subsister. Les fluctuations de vitesse normales à la paroi sont plus faible dans cette zone, la turbulence devient donc anisotrope.

Pour cette étude, la condition aux limites sur les parois est une loi de paroi sans flux de chaleur, c'est-à-dire adiabatique. La contrainte de cisaillement à la paroi $\tau_w = \rho u_\tau^2$ est calculée itérativement et dépend de différentes quantités données par chaque cellules du maillage ayant une face sur la paroi. Ces quantités sont:

- La hauteur y_w de la cellule perpendiculairement à la paroi.
- La vitesse moyenne \bar{u} à tous les sommets de la cellule qui ne sont pas sur la paroi.
- la viscosité ν_w et la densité ρ_w sur la face à la paroi.

Les variables sans dimension pour la distance à la paroi et la vitesse dans la couche limite sont définies par:

$$y^+ = \frac{y_w u_\tau}{\nu_w}, \quad u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}, \quad (\text{C.1})$$

avec $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_w}$ la vitesse de friction.

En considérant un écoulement dans une couche limite turbulente pleinement développée sur une plaque plane infinie, le problème est stable et unidirectionnel. La vitesse de frottement u_τ est calculée suivant la valeur de y^+ . Ce calcul est fait soit par une relation linéaire dans la sous couche visqueuse (Eq. (C.2)), soit par une loi logarithmique dans la sous couche inertielle (Eq. (C.3)):

$$u^+ = y^+, \quad (\text{C.2})$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+), \quad (\text{C.3})$$

avec E une constante valant 9.2 ici et κ la constante universelle de Von Karman [172] ici fixée à 0.41.

A noter que par rapport aux conditions limites du chapitre 3, seules les conditions aux parois sont modifiées, les autres sont identiques.

C.2 Maillages

L'utilisation de loi de paroi nécessite la création de nouveaux maillages spécifiques par rapport au maillage résolu en paroi. Ici trois maillages déraffinés par rapport au maillage de référence utilisé dans le chapitre 3 ont été réalisés. Une illustration de ces trois maillages ainsi que du maillage de référence est visible en Fig. C.1. Les trois maillages déraffinés sont composés uniquement de tétraèdres. Il n'y a pas de couche de prisme à la paroi afin d'utiliser les pratiques généralement appliquées pour les simulations de géométrie complexe car ajouter une ou plusieurs couches de prisme peut être difficile en géométrie complexe. Les trois maillages déraffinés sont caractérisés par un y^+ compris entre 20 et 60 contre un y^+ inférieur à 5 dans le maillage de référence afin d'être dans la plage d'utilisation optimale des lois de paroi.

Le maillage le plus déraffiné M1, Fig. C.1a, est composé de 0.5 millions de cellules contre 3.6 pour le maillage de référence. La taille de maille est globalement uniforme dans tout le canal, aucune zone n'est particulièrement raffinée par rapport à une autre. Le deuxième maillage M2, Fig. C.1b, est composé de 1 million de cellules. La différence par rapport au maillage M1 est que la zone proche des perturbateurs (zones de mélange, cisaillement et recirculation) est raffinée. Le dernier maillage M3, Fig. C.1c, est composé de 1.5 millions de cellules. Ici par rapport au maillage M2, seule la zone proche des deux premiers perturbateurs a été raffinée. Ainsi dans cette zone, le maillage est similaire au

maillage de référence hormis la résolution en parois.

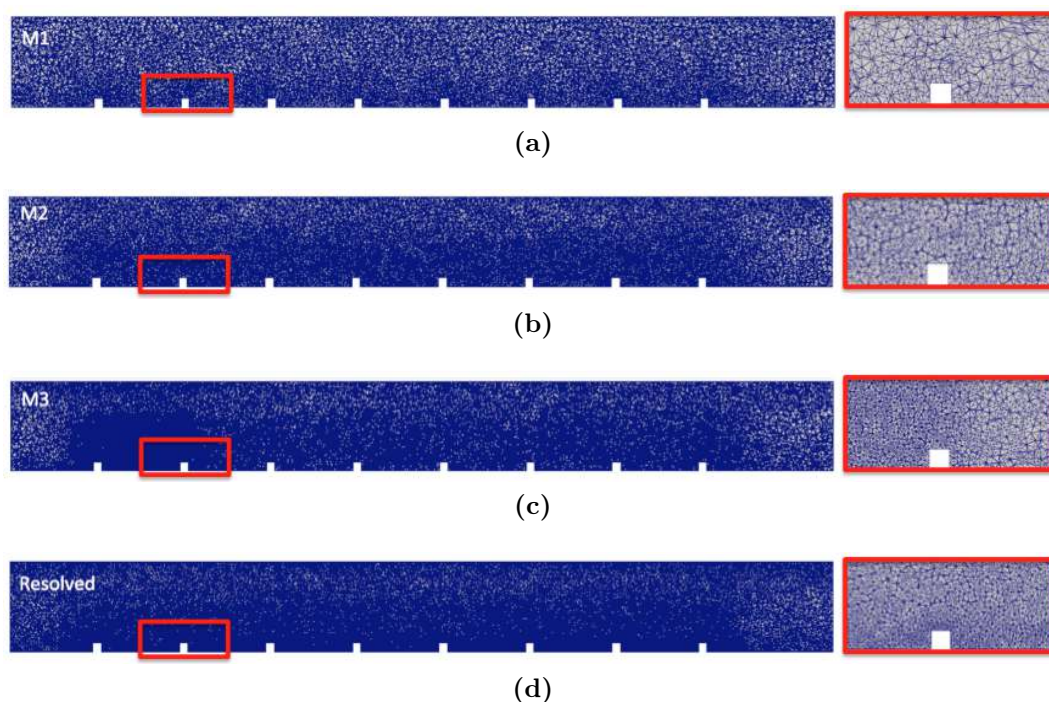


FIGURE C.1 – Coupes sur le plan de symétrie du canal des trois maillages déraffinés (a, b et c) en comparaison du maillage résolu à la paroi (d) avec agrandissement autour du deuxième perturbateur.

C.3 Comparaison des résultats avec la SGE résolue

Afin de pouvoir qualifier la prédictivité des résultats obtenus sur les maillages déraffinés avec des lois de paroi, ces résultats seront comparés dans la mesure du possible avec les résultats expérimentaux obtenus au VKI ainsi qu'aux résultats de la simulation SGE de référence résolue en paroi décrite dans le chapitre 3.

La Figure C.2 montre les contours de vitesse axiale moyens sur le plan de symétrie sur les trois maillages déraffinés en comparaison de la simulation résolue à la paroi, Fig. C.2d. Les résultats sur le maillage le plus grossier M1, Fig. C.2a, montrent un développement de la couche limite sur la paroi supérieure du canal très similaire aux résultats de la SGE résolue. En revanche, l'écoulement proche des perturbateurs est très différent. Les zones de recirculations sont bien plus grandes sur le maillage M1, ces dernières s'étendant sur tout l'espace inter-perturbateur jusqu'au perturbateur six. La zone de forte vitesse au centre du canal, $U/U_b > 1.2$, descend bien plus proche des perturbateurs. Le motif en "dents de scie" du contour le vitesse au dessus des perturbateur n'apparaît qu'à partir du perturbateur six sur le maillage M1 alors qu'il apparaît dès le troisième perturbateur

sur le maillage résolu à la paroi.

Sur le maillage M2, le maillage à été raffiné dans la zone proche perturbateurs où les résultats n'étaient pas très prédictifs avec le maillage M1. La couche limite supérieure s'épaissit bien plus sur le résultat du maillage M2, Fig. C.2b, que sur le maillage M1 ou le maillage résolu malgré le peu de changement des maillages dans cette région. La zone de forte vitesse reste toujours très proche des perturbateurs même si le motif en dents de scie est désormais visible à partir du quatrième perturbateur. C'est également à partir de ce perturbateur que les zones de recirculations deviennent moins importantes en taille et correspondent à celles prédites par la simulation résolue à la paroi. Il semble donc ici que le motif en dent de scie généré par les perturbateurs se développe plus en aval dans le canal par rapport aux cas sur le maillage le plus grossier car les fluctuations de l'écoulement autour des premiers perturbateurs sont mal prédites.

Sur le maillage M3, la zone proche des deux premiers perturbateurs a encore été raffinée. Sur la Fig. C.2c, il est visible que le développement de la couche limite supérieure a très peu évolué par rapport aux résultats sur le maillage M2. En revanche la zone de forte vitesse est bien plus haute dans le canal et le motif en dent de scie apparait dès le perturbateur trois comme dans le cas résolu à la paroi. La petite zone de recirculation visible juste en aval au pied de chaque perturbateur sur les résultats de la simulation résolue est uniquement visible dans les résultats sur le maillage M3 derrière le premier perturbateur, là où le maillage est le plus fin. Cette zone de recirculation est prédite nul-part ailleurs avec utilisation de loi de paroi.

Ces résultats mettent en évidence une fois de plus que l'écoulement en aval dans le canal perturbé est déterminé par l'écoulement au début du canal, autour des premiers perturbateurs. L'écoulement proche du premier perturbateur joue donc un rôle prépondérant sur le développement le long du canal.

La Figure C.3 permet de comparer plus quantitativement les profils de vitesse entre les perturbateurs six et sept issus des simulations sur les trois maillages déraffinés par rapport aux résultats de la SGE résolue et aux résultats expérimentaux. La simulation sur le maillage M1 ne permet pas de correctement prédire la zone de recirculation. Il est particulièrement visible à $x/h = 6$ que la zone de recirculation est encore importante alors qu'elle n'est plus visible sur les profils expérimentaux. Cette zone de recirculation est en revanche bien prédite dès lors que le maillage est raffiné proche des perturbateurs (M2 et M3). Il est toutefois noté que les résultats issus de l'utilisation du maillage M1 et maillage M2 sur-estiment la vitesse de l'écoulement au dessus de $y/h = 1.5$. Ceci est cohérent avec les observations préalables montrant la zone de forte vitesse du canal trop proche des perturbateurs. Avec le maillage M3, lorsque le domaine est bien discrétisé proche de l'entrée, la zone de recirculation ainsi que l'écoulement au dessus des perturbateurs est correctement prédit avec l'utilisation d'une loi de paroi. Ainsi il est possible de prédire les bon profils de vitesses dans la zone perturbée en utilisant un maillage déraffiné

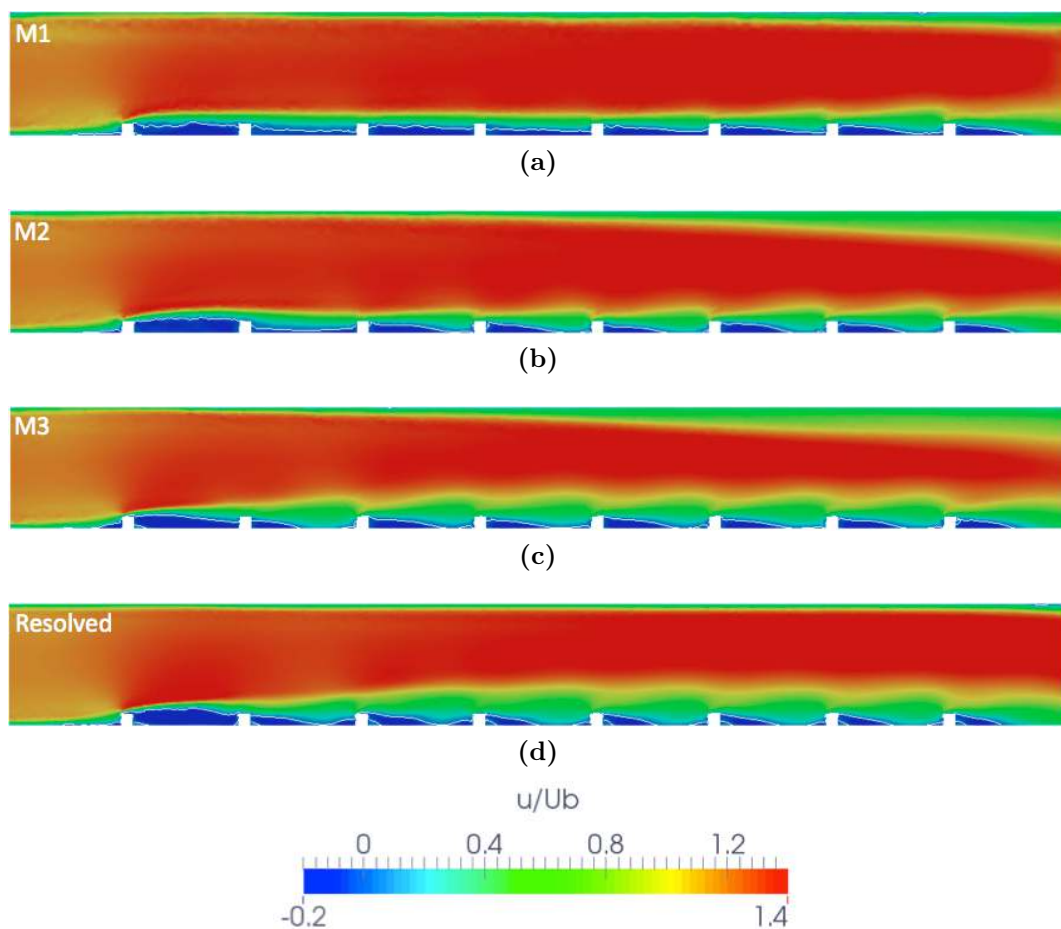


FIGURE C.2 – Contours de vitesse axiale sur le plan de symétrie du canal sur les trois maillages déraffinés (a, b et c) en comparaison du résultat de référence (d) avec iso-contour de vitesse nulle en blanc.

et des lois de paroi si l'écoulement est bien discrétisé en amont.

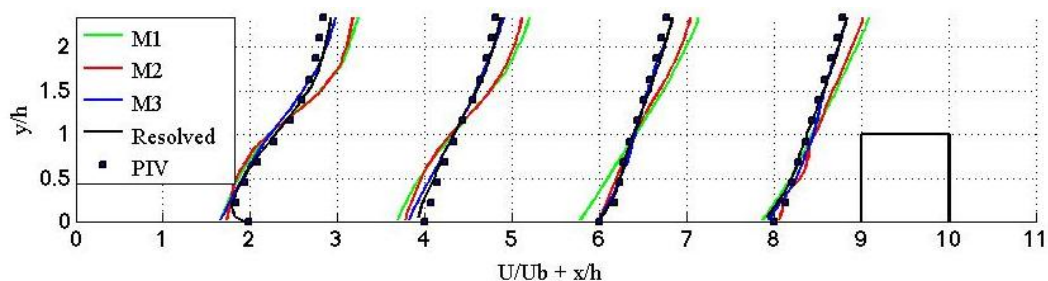


FIGURE C.3 – Comparaison avec les résultats expérimentaux et la SGE résolue des profils de vitesse axiale entre les perturbateurs six et sept issus des simulations sur les trois maillages déraffinés.

En ce qui concerne les pertes de charge, la Fig. C.4 permet de comparer l'évolution de la perte de pression le long du canal sur les trois maillages dérafinés par rapport à la simulation de référence. Pour rappel, les lignes pointillées verticales représentent l'emplacement des perturbateurs. Dans tous les cas la topologie de perte de charge est bien prédite, chaque perturbateur crée un blocage générant une importante perte de pression. Globalement les résultats sur le maillage M1 sous-estiment les pertes de charge, même si elles sont légèrement sur-estimées au début du canal, jusqu'au troisième perturbateur. Toujours au début du canal, jusqu'au perturbateur trois, les prédictions sur le maillage M3 sont très proches de celles sur le maillage résolu puisque c'est dans cette région que le maillage M3 est le plus raffiné. En revanche, plus en aval, la simulation sur le maillage M3 semble légèrement sur-estimer les pertes de charge alors que la perte de charge globale sur le maillage M2 est en accord avec les résultats sur le maillage résolu.

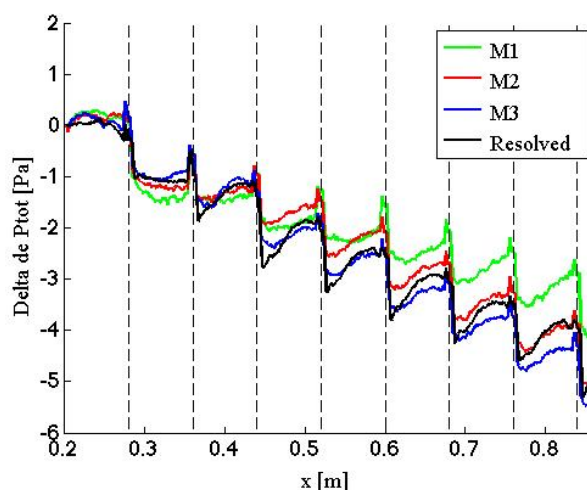


FIGURE C.4 – Profils de perte de pression totale P_{tot} le long du canal sur les trois maillages dérafinés et le maillage de référence.

Le Tableau C.1 montre les tendances des différents profils de perte de charge par une simple régression linéaire des profils montrés en Fig. C.4. Il est ici clairement visible que la perte de charge globale est sous estimée lors de l'utilisation du maillage M1 mais légèrement sur estimée sur le maillage M3. Les résultat sur le maillage M2 sont en bon accord avec le cas de référence avec seulement 4% d'écart entre les deux résultats.

	M1	M2	M3	Resolved
ΔP_{tot} [Pa/m]	5.1	7.1	7.9	6.8

TABLE C.1 – Pertes de pression totale par mètre de canal issus d'une régression linéaire des profils de la Fig. C.4.

La Figure C.5 montre l'évolution du cisaillement à la paroi entre les perturbateurs six et sept moyenné en temps et sur la largeur du canal. Dans un premier temps, il est visible que les résultats sur le maillage M1 n'ont pas tout à fait la même topologie que la simulation de référence. Malgré la bonne prédiction du pic vers $x/h = 8.5$, le cisaillement est en constante augmentation le long de l'axe x , il n'y a pas de plateau visible. Ce plateau est nettement mieux représenté par les simulations sur les maillages M2 et M3. Le cisaillement est pratiquement constant entre $x/h = 3$ et $x/h = 7$. Ces résultats sont plus en accord avec le cas de référence, même si sur celui-ci dans cette zone, le cisaillement n'est pas constant mais diminue légèrement suivant l'axe x . A noter qu'il y a très peu de différences entre les simulations sur les maillages M2 et M3 puisque ces maillages sont similaires dans cette région. La topologie du cisaillement à la paroi est bien capturée par les simulations avec loi de paroi même si l'intensité est globalement sous estimée par un facteur deux.

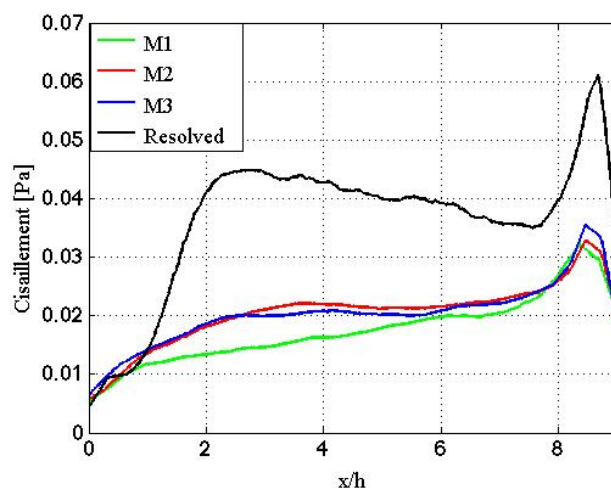


FIGURE C.5 – Comparaison du cisaillement à la paroi moyenné en temps et en espace entre les perturbateurs six et sept issus des simulations sur les trois maillages déraffinés par rapport à la simulation de référence.

C.4 Coût de calcul

Comme cela a été évoqué précédemment, l'avantage de modéliser l'écoulement dans la couche limite en utilisant des lois de paroi est de ne pas discrétiser le domaine finement à la paroi comme c'est nécessaire lors de simulations résolues. Cela permet donc de diminuer le coût de calcul par deux moyens:

- Le nombre de cellules dans le maillage diminue: il y a donc besoin de moins de temps de calcul pour réaliser une itération.

- Dans un calcul résolu à la paroi, la plus petite maille du maillage se situe souvent dans la couche limite. En utilisant une loi de paroi, la taille de la plus petite maille du maillage augmente donc. Or le pas de temps Δt est défini par le nombre de CFL et est proportionnel à la taille de la plus petite mailles. Ainsi en augmentant la taille de cette maille, le pas de temps augmente, diminuant le temps de calcul nécessaire pour simuler un temps physique donné.

Les caractéristiques des trois simulations déraffinées ainsi que celle de référence sont résumées dans le Table C.2. Il est visible dans ce tableau que la simulation sur le maillage M2 qui donne de bons résultats en terme de perte de charge et de topologie de frottement à la paroi coûte globalement 6 fois moins chère que la SGE résolue. Le maillage est 3.5 fois moins important et le pas de temps est 2 fois plus grand. Afin d’avoir les bons profils de vitesse grâce au maillage M3, le facteur de gain CPU est de 2.5 par rapport à la SGE résolue. Le maillage est 2 fois moins important mais le pas de temps est du même ordre de grandeur. A noter que la simulation sur la maillage M1 est 12 fois plus rapide que la simulation résolue, mais les résultats dans cette simulation ne sont pas satisfaisants.

	Nb Cellules [M]	Δt [μs]	$tps/proc/ité$ [s]	$CPU/CPU_{Resolved}$
M1	0.5	160	3.4	0.08
M2	1	130	5.7	0.17
M3	1.5	84	8.8	0.4
Resolved	3.6	64	16.5	1

TABLE C.2 – Comparaison des caractéristiques des simulations loi de paroi et résolue.

En conclusion, il a été possible de retrouver les bon profils de vitesse dans la région proche des perturbateurs, la bonne perte de charge du canal et une topologie de cisaillement à la paroi similaire à celle de référence en utilisant un maillage déraffiné et une loi de paroi. Même si l’étude du canal académique avec paroi chauffante et loi de paroi n’a pas été réalisée ici, les bons résultats sur la topologie de frottement à la paroi semblent un bon indicateur pour une bonne prédiction de la topologie des flux thermique à la paroi dans ce cas. Le déraffinement du maillage couplé à l’utilisation de la loi de paroi a permis de gagner un facteur 2.5 sur le temps de calcul, ce qui n’est pas négligeable. Ce facteur est très certainement encore optimisable puisque le maillage M3 a été drastiquement raffiné proche des perturbateurs un et deux diminuant le pas de temps. Un maillage intermédiaire entre M2 et M3 pourrait permettre d’obtenir des résultats similaire à M3 pour un coût moindre.

Annexe **D**

Comparaison des méthodes de décomposition de l'écoulement

Il existe différentes méthodes pour décomposer un écoulement et identifier les structures cohérentes de cet écoulement. Il y a des méthodes utilisées depuis des décennies comme la décomposition bi-orthogonale [9, 73] ou encore Proper Orthogonal Decomposition (POD) [111, 160] mais aussi des méthodes bien plus récentes comme la Dynamic Mode Decomposition (DMD) [154]. Dans cette section, le principe général ainsi que les différences entre la POD et la DMD seront expliqués. Enfin la méthode la plus adéquate pour étudier la configuration de cette thèse sera choisie.

Comme mentionné précédemment, la POD et la DMD sont deux méthodes permettant l'identification et l'étude des structures cohérentes dans un écoulement. Il y a donc des similarités entre ces deux méthodes. Les données nécessaires afin de réaliser la décomposition sont différents champs instantanés, ils peuvent être 3D ou une coupe 2D. Posons l'utilisation d'un nombre M de champs instantanés sur un maillage de N points. L'ensemble de ces données est ensuite réarrangé dans une matrice D de taille $N \times M$, Eq. (D.1). Chaque ligne de la matrice correspond à un champ instantané. Ainsi, les lignes de la matrice correspondent à une évolution spatiale alors que chaque colonne correspond à l'évolution temporelle sur un point du maillage. L'intervalle de temps entre chaque champ instantané, et donc entre chaque ligne de la matrice D , doit être constant.

$$D = \begin{pmatrix} d_{1,1} & \cdots & d_{1,N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ d_{M,1} & \cdots & d_{M,N} \end{pmatrix} \quad (\text{D.1})$$

La matrice D doit ensuite être décomposée en trois matrices distinctes, Eq. (D.2). Si $D \in \mathbb{C}^{N \times M}$ alors $A \in \mathbb{C}^{N \times M}$, $B \in \mathbb{C}^{M \times M}$ et $C \in \mathbb{C}^{M \times M}$.

$$D = ABC \quad (\text{D.2})$$

La matrice A contient les informations sur les structures spatiales, la matrice B les amplitudes et la matrice C l'évolution temporelle. La seule contrainte jusqu'à présent sur cette décomposition est que la matrice B doit être diagonale. Avec cette seule contrainte, la décomposition ABC n'est pas unique. Ce sont ensuite les contraintes additionnelles qui vont différer suivant la méthode POD ou DMD.

Afin de réaliser une POD, il faut ajouter une contrainte sur la structure spatiale, c'est-à-dire sur les colonnes de la matrice A . Ces colonnes doivent être mutuellement orthogonales, ce qui implique aucune corrélation entre les structures spatiales des modes et pas d'association entre une structure modale et une fréquence correspondante. Le résultat de cette méthode est un classement hiérarchique des modes basé sur une énergie. Les

points négatifs de cette méthode sont qu'elle n'est pas appropriée pour l'étude des phénomènes à basse énergie comme l'acoustique par exemple ou encore qu'elle est très sensible aux données aberrantes. Cette méthode peut être utilisée afin de réduire les données en mémoire et garder uniquement les données relatives aux structures les plus énergétiques [22, 11].

Dans le cadre de la DMD, la contrainte supplémentaire est ajoutée sur la matrice temporelle C . Chaque ligne de cette matrice doit correspondre à un signal temporel contenant une seule fréquence. Ainsi les structures de l'écoulement sont indépendantes en temps mais ne le sont pas en espace. Cette méthode a été créée pour étudier les écoulements oscillants comme la séparation de vortex derrière un corps immergé afin d'identifier les fréquences propres à ces structures.

Ainsi la DMD semble la méthode la plus adaptée à cette étude puisqu'il s'agit d'étudier l'oscillation des zones de recirculation en amont et en aval de perturbateurs. Par la suite seule la DMD sera utilisée.

