



---

# SIMULATION DES GRANDES ÉCHELLES POUR LA PRÉDICTION DES ÉCOULEMENTS DE REFROIDISSEMENT DES PALES DE TURBINES

---

Thomas GROSNICKEL - Promotion 2014

Dans le cadre d'un stage de fin d'études au sein du département CFD du  
CERFACS



Période : 01/03/2014 au 31/08/2014  
Encadrants : Florent DUCHAINE  
Laurent GICQUEL  
Responsable universitaire : Anne TANIÈRE

**Rapport de stage de fin d'études**

## Résumé

Différentes méthodes pour refroidir les pales des turbines de turbomoteurs existent. Dans le cadre de cette étude nous allons détailler la méthode consistant à introduire un écoulement d'air frais à l'intérieur de la pale. Cette étude a pour but de mieux comprendre les transferts thermiques à la paroi qui se trouve être l'interface entre le fluide et le solide. L'approche numérique de type Simulation aux Grandes échelles (SGE) résolue à la paroi est choisie. Celle-ci permet d'avoir accès aux phénomènes instationnaires et est susceptible, dans le cas d'écoulements aussi complexes, de fournir de meilleurs résultats par rapport aux méthodes statistiques. Afin de valider la méthode de calcul en géométrie simplifiée pour laquelle des mesures expérimentales existent, un canal avec huit perturbateurs qui créent de la turbulence est traité numériquement. Le nombre de Reynolds est de 15000. Les résultats obtenus avec le code AVBP seront comparés aux expériences menées à l'IVK (Institut Von Karman) et aux résultats de la thèse de Rémy Fransen. Ensuite un second point de fonctionnement est calculé en considérant le couplage fluide/structure.

## Abstract

Several methods can be used to cool aero-engine turbine blades. The one that we will be the focus of this report is an internal cooling flow system. The goal of this study is to better understand heat flux exchanges at the interface between the fluid and the solid. A wall-resolved Large Eddy Simulation (LES) approach is used, which enables to have access to unsteady phenomena and is prone to provide better results than statistical methods in such complex flows. In order to validate the method, the first configuration studied is a straight canal with eight ribs generating turbulence. The Reynolds number is about 15000. The results obtained with the AVBP code are compared to VKI (Von Karman Institute) experiments and to the results that can be found in Rémy FRANSEN's thesis. With the second configuration, focus is put on the coupling fluid/structure.

## Remerciements

Je tiens sincèrement à remercier mes encadrants Florent DUCHAINE et Laurent GICQUEL pour le temps qu'ils m'ont consacré afin de me transmettre des connaissances et me donner des conseils d'experts pour que je puisse appréhender dans les meilleures conditions la CFD. Je tiens également à remercier mes collègues de bureau Francis SHUM-KIVAN et Luis Miguel SEGUI TROTH pour leur aide lors de l'apprentissage des différents outils du CERFACS.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Contexte de l'étude . . . . .	1
1.2	Présentation du CERFACS . . . . .	1
1.3	Présentation d'un turboréacteur . . . . .	2
1.4	Principales méthodes de refroidissement . . . . .	3
1.5	Présentation des écoulements en canal perturbé . . . . .	5
1.6	Objectifs et déroulement du mémoire . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Simulation numérique des Grandes Échelles (SGE)</b>	<b>8</b>
2.1	Les trois familles de simulation numérique . . . . .	10
2.1.1	DNS . . . . .	10
2.1.2	RANS . . . . .	10
2.1.3	SGE . . . . .	11
2.2	Les equations de la SGE . . . . .	12
2.2.1	Filtrage . . . . .	12
2.2.2	Modèle de sous-maille . . . . .	13
2.3	Le code AVBP . . . . .	14
2.3.1	Généralités . . . . .	14
2.3.2	Schéma numérique . . . . .	15
2.3.3	Viscosité artificielle . . . . .	15
2.3.4	Conditions limites NSCBC . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Cas test de validation</b>	<b>17</b>
3.1	Description de l'écoulement . . . . .	17
3.1.1	Mise en données numérique . . . . .	17
3.1.2	Présentation de l'expérience . . . . .	19
3.2	Résultats et comparaisons . . . . .	20
3.2.1	Vitesses . . . . .	21
3.2.2	Températures . . . . .	24
3.2.3	Flux thermique . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Canal à six perturbateurs</b>	<b>30</b>
4.1	Description du point de fonctionnement . . . . .	30
4.2	Résultats . . . . .	31

4.2.1	Vitesses . . . . .	31
4.2.2	Températures . . . . .	33
4.2.3	Flux thermique . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Couplage fluide/structure</b>	<b>38</b>
5.1	Présentation de AVTP . . . . .	38
5.2	Mise en données thermique . . . . .	39
5.3	Résultats thermique . . . . .	40
5.4	Principe du couplage . . . . .	41
5.5	Résultats . . . . .	41
5.5.1	Température . . . . .	41
5.5.2	Flux thermique . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>45</b>
	<b>Appendices</b>	<b>50</b>
<b>A</b>	<b>Isocontour de température moyenne dans le cas avec 8 perturba-</b>	
	<b>teurs</b>	<b>50</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Ce chapitre introductif a pour but de présenter le contexte général du projet de fin d'étude effectué au CERFACS en vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur de l'ESSTIN. Après une brève présentation du CERFACS et une description du fonctionnement d'un turboréacteur, les principales méthodes de refroidissement des aubes de turbine sont passées en revue. Ensuite, sur cette base, les objectifs du stage sont énoncés et le plan du mémoire est indiqué.

### 1.1 Contexte de l'étude

La recherche permanente de meilleures performances pour les moteurs aéronautiques implique entre autre d'augmenter la température des gaz en entrée de turbine haute pression. Cependant, cette température est limitée par la résistance thermique des matériaux constituant les aubes de turbine. C'est pourquoi on refroidit les matériaux pour permettre d'atteindre des hautes températures, au delà des températures de fusion de ces matériaux. Parmi les méthodes de refroidissement existantes, l'écoulement interne dans les pales est très utilisé car il permet un échange thermique important.

### 1.2 Présentation du CERFACS

Le CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique) est un centre de recherche dont l'objectif est de développer des méthodes de simulation numérique avancées ainsi que des solutions algorithmiques pour résoudre les plus grands problèmes scientifiques et techniques abordées dans la recherche publique et industrielle. Ces simulations numériques requièrent l'utilisation des moyens de calcul les plus puissants. Le CERFACS est dirigé par un Conseil de Gérance dont les membres sont chacun issus de ses actionnaires. Il bénéficie par ailleurs des recommandations de son Conseil Scientifique.

Le CERFACS compte sept actionnaires :

- Le CNES, Centre National d'Etudes Spatiales,
- EADS France, European Aeronautic and Defence Space company,
- EDF, Electricité De France,
- Météo-France,
- L'ONERA, centre français de recherche en aéronautique,
- SAFRAN, groupe international de haute technologie,
- TOTAL, multinationale du domaine de l'énergie.

En interne, le CERFACS est structuré en cinq équipes différentes : 'Aviation et Environnement', 'Modélisation du Climat et de son Changement Global', 'Mécanique des Fluides Numérique', 'Algorithmique Numérique Parallèle' et 'Support Informatique'. Durant mon stage je faisais partie du groupe 'Mécanique des Fluides Numérique' et j'étais plus particulièrement en contact avec la partie CFD (Computational Fluid Dynamics) combustion.

### 1.3 Présentation d'un turboréacteur

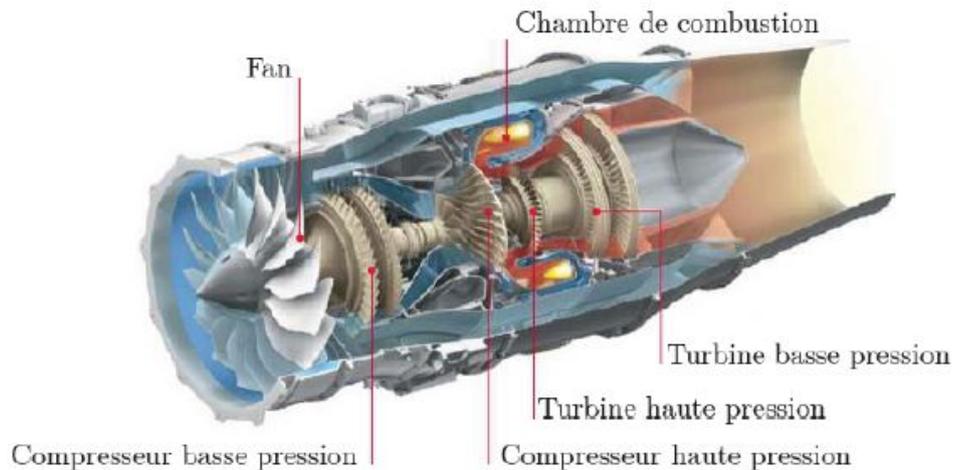


FIGURE 1.1 – Représentation schématique 3D d'un turboréacteur vue dans [26].

Un turboréacteur consiste globalement à convertir l'énergie thermique issue de la combustion en énergie mécanique qui correspond à la poussée nécessaire pour faire voler un avion ou un hélicoptère. Le fonctionnement du turboréacteur, représenté en Fig. 1.1, est décrit plus précisément ci-après. De grandes quantités d'air sont aspirées par un compresseur qui va 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 pour favoriser une bonne combustion. Les gaz chauds issus de la combustion sont alors éjectés vers la tuyère. Un processus de détente et de récupération de leur énergie s'effectue à travers une

turbine. Celle-ci permet de récupérer l'énergie sous forme mécanique et fournit la puissance utile nécessaire pour l'entraînement des hélices d'un hélicoptère par exemple. Une partie de l'énergie fournie est utilisée pour actionner les compresseurs grâce à un axe central qui les lie à la turbine.

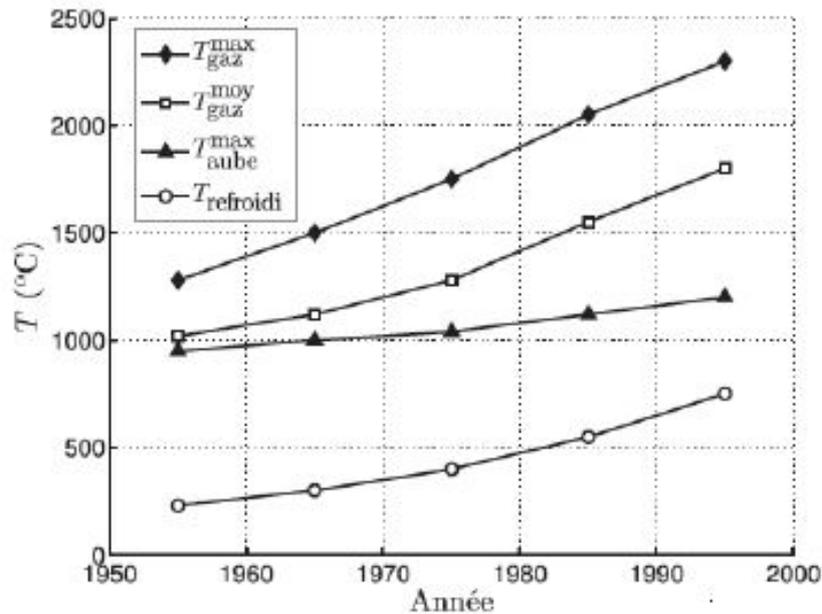


FIGURE 1.2 – Evolution des températures dans les turbines d'après Petot [21].

Les performances du turboréacteur sont principalement liées à la température d'entrée turbine et au taux de compression. Plus ceux-ci sont élevés et plus la poussée fournie par le turboréacteur est importante. La Fig. 1.2 montre l'évolution de la température d'entrée turbine et de la température critique ( $T_{\max \text{ aube}}$ ) des matériaux durant les dernières décennies. Aujourd'hui, la température critique que peuvent supporter les matériaux constituant la turbine est de l'ordre de  $1200^{\circ}\text{C}$  alors que les gaz issus de la combustion ont une température localement supérieure à  $2000^{\circ}\text{C}$ . C'est pourquoi il est nécessaire de refroidir la turbine afin d'éviter sa détérioration.

## 1.4 Principales méthodes de refroidissement

De nombreuses méthodes existent pour refroidir les aubes de turbine. Chacune des méthodes présentées possède ses avantages et inconvénients, c'est pourquoi elles sont la plupart du temps couplées. Une description détaillée de ces méthodes est fournie par exemple par Han *et al.* [10].

**Refroidissement par film :** Cette technique consiste à créer un film d'air frais sur la paroi externe de l'aube via de multiples perforations (Fig. 1.3). Ce film d'air a pour but de protéger l'aube et d'éviter le contact direct entre l'aube et les gaz chauds issus de la combustion.

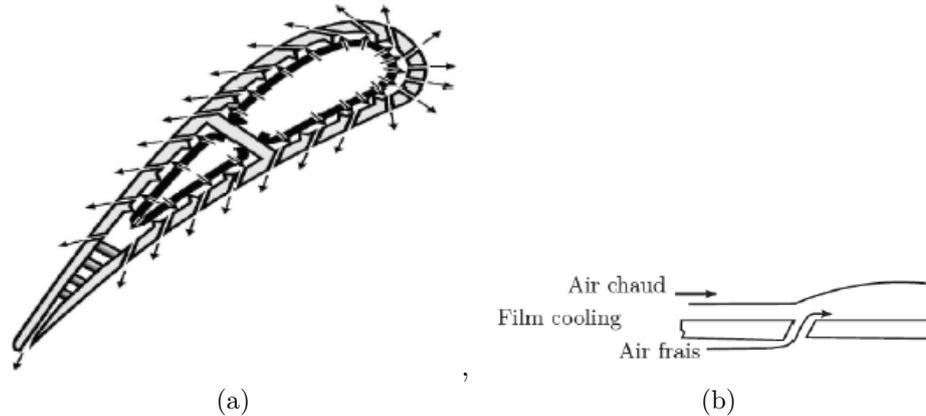


FIGURE 1.3 – Principe du refroidissement par film : (a) Aube avec de multiples perforations sur sa paroi externe ; (b) Zoom sur une perforation d'après Han et al. [10].

**Jet impactant :** Cette méthode 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 (Fig. 1.4). Elle permet un refroidissement localisé de l'aube. Cette technique est très utilisée sur le bord d'attaque de l'aube, lieu où les contraintes thermiques sont maximales.

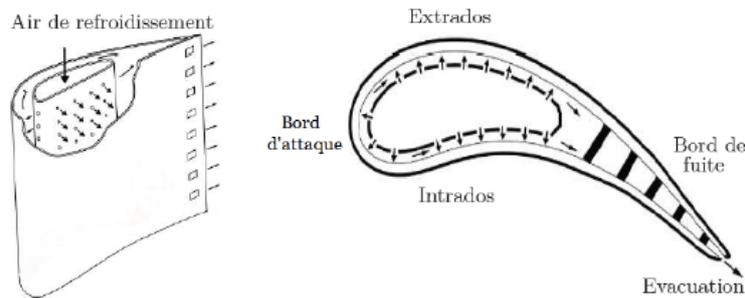


FIGURE 1.4 – Principe des jets impactants d'après Han et al. [10].

**Convection interne forcée :** Cette dernière méthode constitue le sujet d'étude de ce rapport. Historiquement, c'est la méthode la plus ancienne. Elle consiste

simplement à faire circuler de l'air frais à travers des canaux lisses. En réalité, le circuit emprunté par l'air frais est beaucoup plus complexe comme le montre la [Figure 1.5](#). Pour favoriser les transferts thermiques, des ailettes sont parfois rajoutées, ce qui a pour effet d'augmenter la turbulence et la surface d'échange.

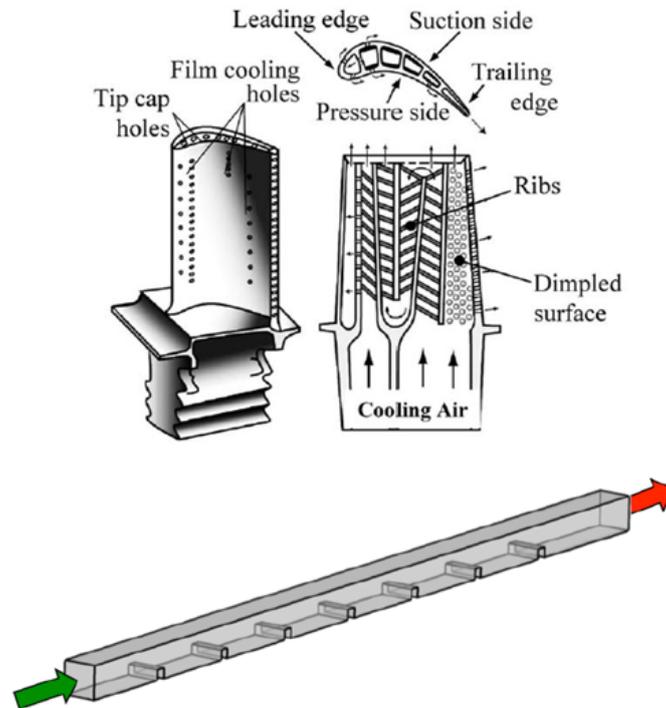


FIGURE 1.5 – Représentation d'une aube de turbine avec ses canaux d'après Han *et al.* [10] et Franssen [7].

## 1.5 Présentation des écoulements en canal perturbé

Le sujet de cette étude est la simulation d'écoulement en canal interne. Ainsi dans cette rubrique, les écoulements externes ne seront pas développés mais les travaux de Collado [5] peuvent donner plus amples informations. Dans le cas des écoulements internes de canaux refroidissant, le travail de Han *et al.* [10] représente une base de données importante.

Han *et al.* [10] a montré que trois paramètres sont prépondérants dans le taux de refroidissement :

- Le nombre de Reynolds  $Re$  de l'écoulement. En effet, le transfert thermique diminue légèrement si le nombre de Reynolds augmente. Typiquement  $Re$

- doit être compris entre  $10^4$  et  $10^5$  pour la plus part des applications.
- La configuration des perturbateurs. Celle ci dépend principalement de la hauteur  $h$  des perturbateurs, du pas  $p$  entre les perturbateurs et de l’angle d’attaque  $\alpha$  mais aussi de leur forme (carré, rond, triangulaire) ou encore s’ils sont continus ou non. Tous ces paramètres vont influencer sur les zones de recirculation et donc sur le transfert thermique
  - L’Aspect Ratio (AR, ratio largeur sur hauteur) du canal. Le plus souvent les canaux sont rectangulaires ou carrés mais peuvent devenir triangulaires si le canal se rapproche du bord d’attaque.

Il est accepté que pour avoir un bon transfert thermique dans un canal statique il faut avoir un ratio entre  $h$  et le diamètre hydraulique du canal de l’ordre de 0.1 et un pas  $p$  de 10. Un  $\alpha = 45^\circ \sim 60^\circ$  montre de bon résultats avec une perte de pression relativement basse comparée à  $\alpha = 90^\circ$ . Les performances avec  $\alpha = 60^\circ$  peuvent atteindre un  $Nu/Nu_0$  moyen de 3 [20].

La majorité de ces travaux sont faits dans des configurations académiques, avec des géométries simples et des écoulements développés. Or dans la réalité des turbomachines, ce cas est presque impossible à avoir. En effet la géométrie des canaux va être pilotée par celle du profil de la pale et l’écoulement ne va pas forcément être complètement développé. Les travaux menés par Leblanc [16] sur des canaux réels ont montré que les corrélations obtenues avec des simples géométries sur-estiment les transferts thermiques comparé aux observations expérimentales.

## 1.6 Objectifs et déroulement du mémoire

Malgré de nombreuses recherches sur le sujet de la convection forcée interne, de nombreuses questions subsistent dans ce domaine. Pour cause, les diagnostics expérimentaux restent compliqués à mettre en œuvre en proche paroi. L’un des objectifs du stage est d’approfondir la compréhension de cet écoulement par une approche purement numérique de type SGE (Simulation aux Grandes Echelles) [25], qui permet d’avoir accès aux phénomènes instationnaires et qui dans le cas d’un écoulement aussi complexe, est potentiellement plus prédictive que les méthodes statistiques généralement utilisées en CFD (Computational Fluids Dynamics) telles que (U)RANS. Pour cela, le code AVBP est utilisé. Le second objectif consiste à étudier les transferts de chaleur avec interaction fluide/structure via un couplage avec le code AVTP. Ce travail n’a jusqu’à aujourd’hui été réalisé que très rarement sur la base de la SGE.

La suite de ce rapport est organisée de la manière suivante. Dans un premier temps, le principe de la SGE est présenté et les équations à résoudre sont énoncées. Les spécificités du code AVBP sont également passées en revue. Dans un deuxième temps, la configuration de validation étudiée est décrite et les résultats obtenus en

terme d'aérodynamique sont analysés et comparés avec des expériences réalisées au VKI [3] et les résultats numériques de Rémy FRANSEN [7]. Ensuite, un autre point de fonctionnement est étudié afin d'être au plus proche du programme expérimental du VKI (Von Karman Institute) et les résultats associés sont présentés. Enfin, dans un dernier temps, on s'intéresse plus particulièrement aux transferts thermiques et aux interactions fluide/structure avec le couplage AVBP/AVTP.

# Chapitre 2

## Simulation numérique des Grandes Échelles (SGE)

Encore aujourd’hui de nombreux chercheurs travaillent pour faire des progrès en simulation numérique d’écoulement fluide car ceci est très complexe. La majeure partie de la complexité de la prédiction des écoulements fluides est due au phénomène de turbulence. Il faut savoir que la turbulence est 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.

En apparence, la turbulence semble être un chaos totalement anarchique et donc sans prédiction possible. Cependant après de nombreuses recherches qui se poursuivent encore aujourd’hui comme l’attestent les ouvrages suivants [24, 2, 23], on sait qu’elle résulte du caractère non-linéaire des équations de Navier-Stokes. La turbulence est donc hiérarchisée suivant différentes échelles que l’on peut voir dans le spectre de Kolmogorov [13]. La Fig. 2.1 représente ce spectre 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).

Les échelles de la turbulence peuvent être divisées en trois zones distinctes :

- 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.
- La zone 3 quant à elle englobe les plus petites structures. On appelle cette zone la zone dissipative. En effet, les petits tourbillons à forte vitesse de rotation 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. Cette zone appelée zone inertielle a pour particularité d’avoir une pente constante en  $-5/3$  dans le diagramme  $\log(E)$   $\log(k)$ .

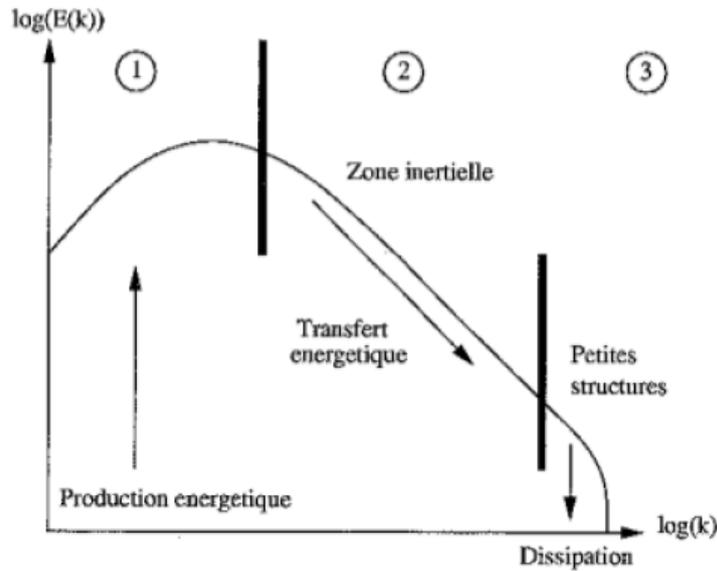


FIGURE 2.1 – Représentation des échelles de Kolmogorov d’une turbulence homogène isotrope.

Il faut savoir également que tous les écoulements ne sont pas turbulents. En effet, la turbulence dépend du nombre de Reynolds. Typiquement en écoulement de conduite (canal droit par exemple) pour que l’écoulement soit turbulent, il faut que le nombre de Reynolds soit supérieur à approximativement 3000 même si cette valeur seuil n’est pas fixe car dépendante de beaucoup de paramètres comme l’état de surface, le fluide... Pour rappeller, le nombre de Reynolds est défini comme tel :

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

avec  $U$  la vitesse du fluide,  $L$  la longueur caractéristique du système (le diamètre hydraulique  $D_h$  dans le cas d’un canal) et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide.

La taille des plus petites structures est liée à la viscosité et donc au type de fluide utilisé ou à sa température. Cependant si le fluide reste le même et que la température ne fluctue pas beaucoup, elle reste du même ordre de grandeur quelque soit l’écoulement. Mais plus on augmente le nombre de Reynolds, plus la taille des grandes structures devient importante, allant de quelques micromètres à des centaines de kilomètres en simulations atmosphérique. Il n’est donc pas forcément raisonnable ou tout simplement envisageable de simuler l’ensemble des ses échelles. Voilà pourquoi il existe aujourd’hui trois méthodes principales pour appréhender ces écoulements.

## 2.1 Les trois familles de simulation numérique

Une brève présentation des différentes méthodes de simulation numérique fluide est effectuée dans cette partie.

### 2.1.1 DNS

La DNS (Direct Numerical Simulation) correspond à une approche brute force, c'est-à-dire que l'on résout l'ensemble des échelles de la turbulence en temps et en espace. Cependant le problème est qu'il faut un maillage extrêmement raffiné afin de pouvoir capturer toutes les échelles du spectre turbulent. 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 certains cas les ressources techniques de calcul sont même insuffisantes. Effectivement il faut un nombre de maille supérieur à  $Re^{9/4}$  pour réaliser une bonne DNS d'un écoulement [23, 24]. Prenons l'exemple des canaux étudiés lors de ce stage, avec un nombre de Reynolds de l'ordre de  $5 \cdot 10^4$  qui est relativement faible, il faudrait  $3.7 \cdot 10^{10}$  mailles. Ainsi aujourd'hui la DNS sert principalement à des cas académiques très spécifiques (boite de  $1 \text{ mm}^3$ , périodicité, Re petit...). Ces études sont considérées comme des références tout comme une expérience et permettent également d'étudier les aspects fondamentaux de la turbulence.

### 2.1.2 RANS

Les simulations RANS (Reynolds Average Navier-Stokes) sont en beaucoup de points opposées aux simulations DNS. En effet ici on ne résout aucune échelle de la turbulence mais on les modélise toutes. Ainsi le nombre de points nécessaire dans le maillage est bien moins important. L'inconvénient de cette méthode est que suivant le modèle utilisé, les résultats diffèrent. Or il existe de nombreux modèles comme  $k-\epsilon$  [12],  $k-\omega$  [30] [17], Spalart-Allmaras [28]... Les industriels utilisent beaucoup cette méthode du fait du faible coût CPU mais ont besoin de réaliser des expériences afin de pouvoir calibrer les constantes des différents modèles. Ainsi lorsque le point de fonctionnement change drastiquement, de nouvelles expériences sont nécessaires. De plus les simulations RANS ne peuvent pas capturer les instationnarités car seules les grandeurs moyennées sont calculées. Seul le champ moyen donc peut être étudié.

### 2.1.3 SGE

La SGE (Simulation des Grandes Échelles) quand à elle 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 qui sont comme dit précédemment très dépendantes de la géométrie et de modéliser les plus petites échelles de la turbulence qui demandent un grand raffinement de maillage et qui sont plus universelles. Cela a pour effet de considérablement diminuer le coût CPU. Pour différencier les petites des grandes échelles on utilise un filtre spatial sur les équations de Navier-Stokes qui détermine les échelles modélisées et celles résolues. Ainsi la SGE est moins coûteuse que la DNS et permet d'avoir une représentation des instationnarités. On peut donc grâce à la SGE étudier les phénomènes de transition, voire même d'acoustique s'il s'agit d'un code est compressible... De plus les récents progrès en matière de calculs parallèles et de supercalculateurs permettent désormais de réaliser des SGE sur des cas industriels réels et complexes. En ce qui concerne le traitement de la couche limite, il y a deux possibilités, soit on réalise une SGE résolue et donc on résout les équations jusqu'à la paroi, soit on réalise une SGE modélisée et on utilise une loi de paroi pour prendre en compte les effets de couche limite. Une SGE Résolue coûte environ 60 à 140 fois plus cher qu'une SGE modélisée [29].

La Fig. 2.2 illustre les différences de résultats entre ces trois méthodes.

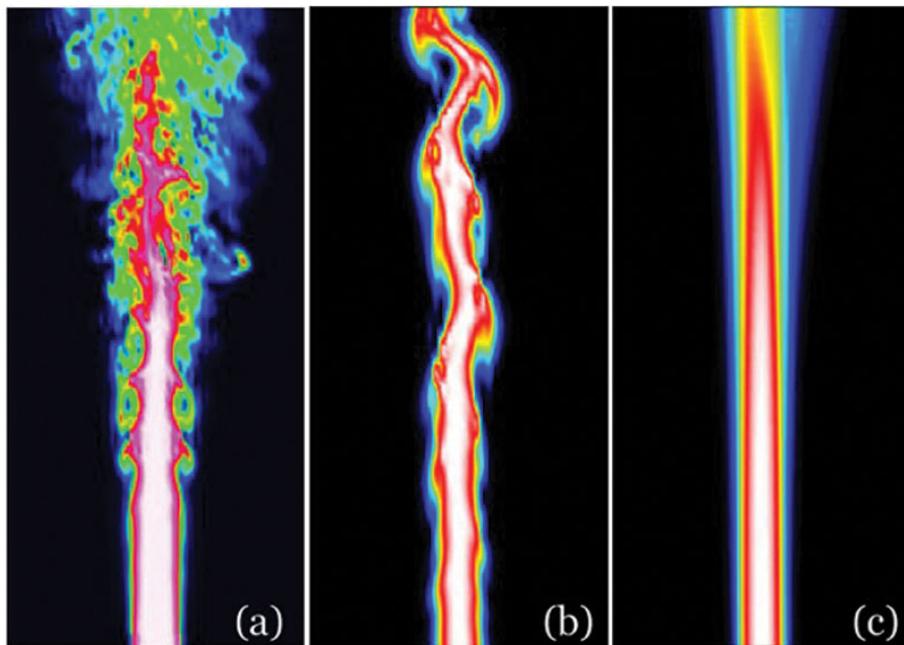


FIGURE 2.2 – Résultats des différentes méthodes : a) DNS ; b) LES ; c) RANS réalisé par Gicquel [8].

## 2.2 Les equations de la SGE

Dans le cadre de ce stage on s'intéresse aux equations de Navier-Stokes compressibles sans termes sources chimiques ou radiatifs [22, 23] :

$$\begin{cases} \text{(Masse)} & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \\ \text{(Moment)} & \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} [P \delta_{ij} - \tau_{ij}] \\ \text{(Energie)} & \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial(\rho E u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} [u_i (P \delta_{ij} - \tau_{ij}) + q_j] \end{cases} \quad (2.2)$$

avec  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker,  $P$  la pression,  $u_i$  la composante de la vitesse dans la direction  $i$ ,  $E$  l'énergie totale,  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide,  $q_j$  le flux de chaleur,  $\tau_{ij}$  le tenseur des contraintes visqueuses défini par :

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.3)$$

Le flux de chaleur  $q$  est exprimé via la loi de Fourier :

$$q = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.4)$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique du milieu et  $T$  la température.

Lors des calculs effectués durant ce stage, l'hypothèse des gaz parfait à été utilisée et donc la loi d'état associée est :

$$P = \rho RT \quad (2.5)$$

avec  $P$  la pression du gaz considéré,  $T$  sa température,  $\rho$  sa masse volumique et  $R$  une constante dépendant de la composition moléculaire du gaz et de sa température.

### 2.2.1 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. Ainsi une grandeur instantanée  $f$  est filtrée de la manière suivante :

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \int G_{\Delta}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) f(\mathbf{y}, t) d\mathbf{y} \quad (2.6)$$

avec  $G_{\Delta}$  le filtre spatial de taille caractéristique  $\Delta$ . on obtient donc :

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.7)$$

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

Ce filtrage spatial en théorie est le produit de convolution avec la variable  $f$  et un filtre passe bas en espace (filtre boîte, filtre Gaussien, filtre porte...). Mais en pratique, et c'est le cas dans le code AVBP, le filtrage est fait implicitement par le maillage lui même.

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

$$\bar{\rho} \tilde{f} = \overline{\rho f} \quad (2.8)$$

En appliquant ce filtre sur les équations de Navier-Stokes (Eq. 2.2), on obtient les équations de conservation pour la SGE ou encore équations de Navier-Stokes filtrées :

$$\left\{ \begin{array}{l} (Masse) \quad \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \\ (Moment) \quad \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} [\tilde{\tau}_{ij} - \bar{\rho}(\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)] \\ (Energie) \quad \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{u}_i (\bar{P} \delta_{ij} - \tilde{\tau}_{ij}) - \bar{\rho}(\tilde{u}_i \tilde{E} - \tilde{u}_i \tilde{E}) + \tilde{q}_j] \end{array} \right. \quad (2.9)$$

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

$$(\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.10)$$

Pour l'équation de l'énergie, le terme non fermé est exprimé en introduisant une conductivité thermique turbulente  $\lambda_t$  :

$$(\rho \tilde{u}_i \tilde{E} - \tilde{u}_i \tilde{E}) = \lambda_t \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (2.11)$$

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  $\nu_t$  sur la diffusivité thermique turbulente  $\alpha_t = \frac{\lambda_t}{\rho \bar{C}_p}$ . Pour l'ensemble des calculs présentés dans ce rapport,  $Pr_t = 0.6$ . Il s'agit donc désormais de déterminer la viscosité turbulente  $\nu_t$  et la conductivité thermique turbulente  $\lambda_t$ .

## 2.2.2 Modèle de sous-maille

Les modèles de sous mailles permettent de fermer le problème en calculant la viscosité turbulente.

Le modèle le plus connu et le plus utilisé est le modèle de Smagorinsky [27]. Il ne sera pas développé dans ce rapport car il n'est pas adapté en proche paroi.

Le modèle qui a été utilisé durant ce stage est le modèle WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity) [19]. En effet ce modèle fut pensé dès l'origine afin d'avoir un comportement juste au niveau de la paroi. Le terme de viscosité turbulente est calculé de la manière suivante :

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(S_{ij} S_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (2.12)$$

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

Concernant la fermeture de l'équation d'énergie, on utilise  $Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t}$  sachant qu'on pose  $Pr_t$  comptant et  $\alpha_t$  la diffusivité thermique turbulente. On obtient donc  $\lambda_t$  avec  $\alpha_t = \frac{\lambda_t}{\rho C_p}$ . Ainsi avec l'Eq. 2.11 on modélise les transferts thermiques de sous maille.

## 2.3 Le code AVBP

### 2.3.1 Généralités

AVBP est un code qui est né au CERFACS en janvier 1993 sous l'impulsion de Michael RUDGYARD et Thilo SCHONFELD. L'objectif était de créer un outil de calcul haute performances pour la mécanique des fluides numérique (CFD) de type SGE. Le code doit également être capable de gérer tout type de maillage.

AVBP est un code hautement parallèle, c'est-à-dire qu'il peut tourner très efficacement sur plusieurs milliers de processeurs en même temps. Ce point est essentiel afin de réussir à étudier des configurations complexes telles que des géométries et des problèmes industriels.

AVBP résout les équations de Navier-Stokes compressibles instationnaires pour des écoulements laminares et turbulents, dans deux ou trois dimensions.

AVBP est écrit en Fortran 77, avec quelques extensions et sous-routines en C pour permettre l'allocation dynamique de mémoire des tableaux. Les extensions initiales, utilisées notamment pour l'allocation de blocs de mémoire contigus, sont remplacés progressivement par du Fortran 90/95 dans le but d'améliorer la portabilité d'AVBP sur différentes architectures.

### 2.3.2 Schéma numérique

Dans le cadre de cette étude, deux types de schémas numériques convectifs sont utilisés :

**Volume fini :** C'est le schéma de Lax Wendroff [18] [9]. Il est centré d'ordre deux en espace et en temps. Il est très 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 grande dissipation. Dans ce stage cette étape d'établissement de la solution initiale n'a pas eu lieu d'être car ces solutions étaient d'ores et déjà à disposition.

**Éléments finis :** Ce sont les schémas TTG4A ou TTGC [4] centrés d'ordre trois en espace et au moins trois en temps. Ce fut ce dernier qui a été utilisé lors de ce stage. En effet, bien qu'il ait un coût CPU de l'ordre de 2.5 fois supérieur au schéma Lax-Wendroff, il est utilisé afin d'avoir des résultats plus précis. L'ensemble de ces schémas sont décrits et expliqués dans les thèses de Lamarque [15] ou encore Kraushaar [14].

L'avancement temporel dans AVBP se fait de façon explicite. Le pas de temps est donc imposé par la taille de la plus petite maille. Pour des raisons de stabilité, le pas de temps est limité par la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) :

$$\Delta_t < CFL \frac{\min(\Delta_x)}{\max(\mathbf{u}) + c} \quad (2.13)$$

avec  $\mathbf{u}$  la vitesse de convection du fluide,  $c$  la vitesse du son et  $\Delta_x$  la taille de maille. Le CFL doit être inférieur à une certaine valeur selon le schéma numérique utilisé pour assurer la stabilité. Lors de ce stage un CFL de 0.7 a été utilisé.

### 2.3.3 Viscosité artificielle

Comme dit précédemment, les schémas numériques utilisés dans AVBP ont une discrétisation spatiale centrée. Il est donc possible que ces schémas engendrent des oscillations non physiques et non voulues qui sont appelées "wiggles". Ces wiggles apparaissent lorsque les gradients sont trop élevés, typiquement à un choc par exemple. Ainsi si on ne se préoccupe pas de ces oscillations, le calcul peut tout bonnement diverger et donc donner des résultats faux, voir pas de résultats du tout.

Une solution à ce problème est de rajouter de la viscosité artificielle lorsque ce phénomène se produit. Ainsi un senseur décrit dans (Jameson *et al.* [11] ou Colin *et al.* [4]) est utilisé. Ce senseur détecte donc les zones à trop fort gradient. Ensuite la viscosité artificielle y est 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 [15].

### 2.3.4 Conditions limites NSCBC

Dans la plupart des cas, on impose une condition limite qui ne peut pas fluctuer autour de la valeur imposée. Par exemple, en RANS, dans le cas d'une sortie de canal on va vouloir imposer une pression comme la pression atmosphérique. Or AVBP est un code compressible et donc peut générer des ondes, physiques ou non. Ainsi si la condition limite ne peut absolument pas fluctuer, cela veut dire que si une onde acoustique arrive sur cette condition limite, elle sera réfléchiée à 100%. Si on a le même type de condition aux limites en entrée, cette onde sera également réfléchiée à 100%. Il y aura donc de plus en plus d'ondes dans le domaine et le calcul va alors diverger.

La solution à ce problème est apportée par les conditions aux limites NSCBC (Navier Stokes Characteristic Boundary Conditions) [22]. En effet on va imposer une valeur moyenne qui peut légèrement fluctuer au cours du temps. L'amplitude des fluctuations est maitrisée par un paramètre fourni par l'utilisateur qui est appelé relax. Les equations de Navier-Stokes sont décomposées en ondes caractéristiques (convectives, acoustiques et entropiques). Seules les ondes acoustiques et entropiques sont conservées et on élimine les réflexions d'ondes non physiques. Lors de cette étude, des condition aux limites NSCBC ont été utilisées en entrée et en sortie du canal.

# Chapitre 3

## Cas test de validation

Dans le cadre de ce stage, afin de maîtriser l'ensemble des outils mis à disposition au CERFACS, une reproduction du point de fonctionnement d'un cas de la thèse de Fransen [7] a été effectuée.

### 3.1 Description de l'écoulement

Il s'agit d'un écoulement dans un canal avec perturbateurs. L'écoulement considéré ici a un nombre de Reynolds de l'ordre de 15000 avec  $Re = U_0 D_h / \nu$ .  $D_h = 4ab/2(a+b) = 79\text{mm}$  avec  $a = 83\text{mm}$  et  $b = 79\text{mm}$  et  $U_0 = 2.8\text{m/s}$  la vitesse moyenne. La hauteur des perturbateurs est de 8 mm, ce qui donne un ratio de blocage de 0.1. Le pas entre les perturbateurs est de 80 mm. Les principales caractéristiques de ce canal sont résumées dans le [Table 3.1](#)

Hauteur	a = 83 mm
Profondeur	b = 75 mm
Dh	79 mm
Longueur	760 mm
Hauteur de perturbateur	h = 8 mm
Ratio de blocage	h/Dh = 0.1
Pas	p = 80 mm
Reynolds number	Re = 15 000

TABLE 3.1 – Caractéristiques du canal.

La [Fig. 3.1](#) donne une vue de la géométrie étudiée dans ce chapitre.

#### 3.1.1 Mise en données numérique

Comme le recommande R.Fransen, le maillage utilisé pour la simulation est un maillage hybride afin de mieux prendre en compte les phénomènes à la paroi.

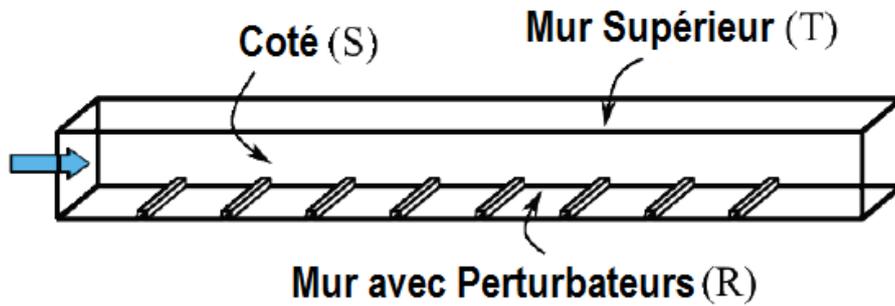


FIGURE 3.1 – Illustration de la géométrie étudiée.

En effet une couche mince de prisme, c'est-à-dire que le ratio entre la hauteur du prisme et sa base est petite, est placée tout le long des parois et le reste du domaine est quant à lui rempli par des tétraèdres. Cela permet de minimiser la distance entre le premier point et la paroi tout en gardant un nombre de mailles raisonnable comparé à du tétraèdre partout. La Fig. 3.2 illustre ce procédé.

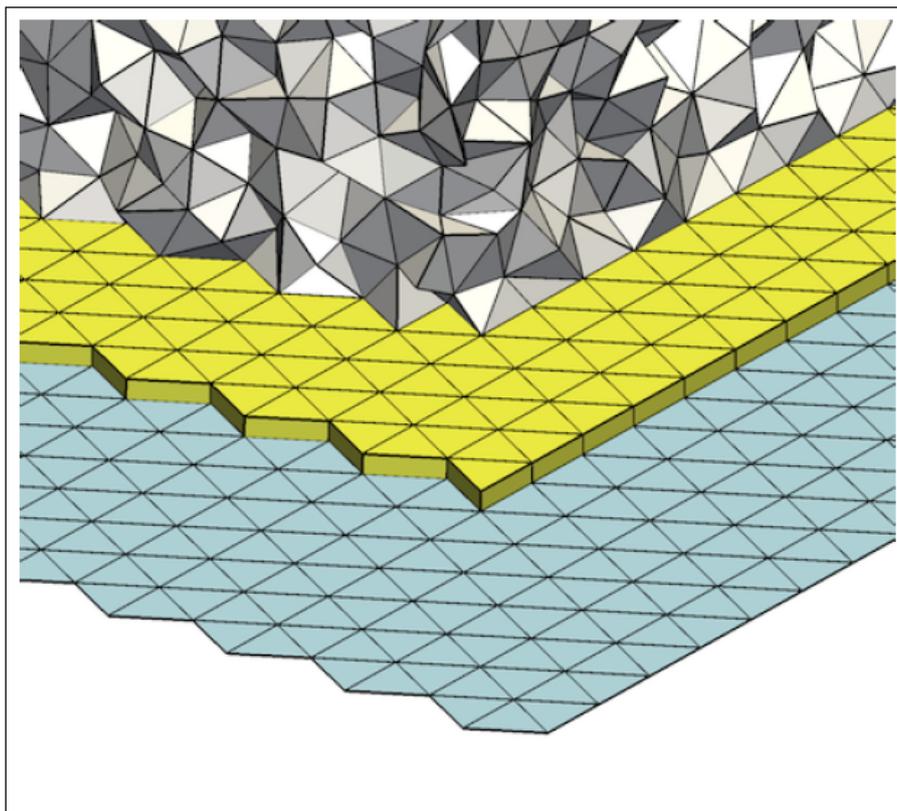


FIGURE 3.2 – Composition d'un maillage hybride : une couche de prisme (jaune) sur chaque mur (bleu) et le volume restant rempli de tétraèdres (gris).

En ce qui concerne les caractéristiques du maillage, il comporte 3 600 000 cellules. Lors d’une SGE 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 souvent évaluée via le nombre a-dimensionnalisé  $y^+ = u_* y / \nu$  avec  $u_*$  la vitesse de frottement à la paroi la plus proche,  $y$  la distance à laquelle se trouve la paroi la plus proche et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. La valeur de  $y^+$  moyenne de ce maillage est de 2.25, ce qui est tout à fait bon pour une SGE résolue à la paroi car il est admis que  $y^+$  doit être inférieur à 5 pour réaliser une bonne SGE résolue. Cette valeur de  $y^+$  descend même à 1.88 sur le mur ou il y a les perturbateurs, c’est à dire là ou nous portons le plus d’intérêt dans cette simulation. Les principales caractéristiques du maillage sont récapitulées dans le [Table 3.2](#).

Nœuds	689 000
Cellules	3 600 000
$y^+$ moyen	2.25

TABLE 3.2 – Caractéristiques du maillage.

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

- L’entrée qui est une condition limite NSCBC avec vitesse constante de 2.8 m/s, température constante de 273 K et avec un profil de vitesse turbulent. Il faut noter que dans la thèse de R.Fransen, la condition limite en entrée était une reproduction des mesures PIV de l’expérience.
- La sortie qui est une condition limite NSCBC avec une pression cible de 101300 Pa.
- Les murs des côtés (S) et le mur supérieur (T) qui sont tout trois des murs adiabatiques non glissants, c’est-à-dire qu’il n’y a pas de flux thermique.
- Le mur des perturbateurs (R) a une condition limite avec température imposée à la paroi de 368 K et également un traitement d’adhérence.

### 3.1.2 Présentation de l’expérience

Le point de fonctionnement décrit précédemment correspond à une expérimentation réelle réalisée au VKI (Von Karman Institute) par Coletti [3]. Le dispositif est schématisé dans la [Fig. 3.3](#). Un système de mesure PIV (Particle Image Velocimetry) est utilisé afin de connaître aussi bien les grandeurs de vitesse moyennées que les grandeurs de vitesse instantanées. Comme la [Fig. 3.4](#) le montre, la zone tout particulièrement étudiée se trouve entre le sixième et le septième perturbateur. En

effet, après six perturbateurs, les expérimentateurs ont montré que l'écoulement est pleinement développé et devient indépendant du numéro de perturbateur. Comme illustré sur la Fig. 3.4, quatre capteurs sont nécessaires à la prise de mesure.

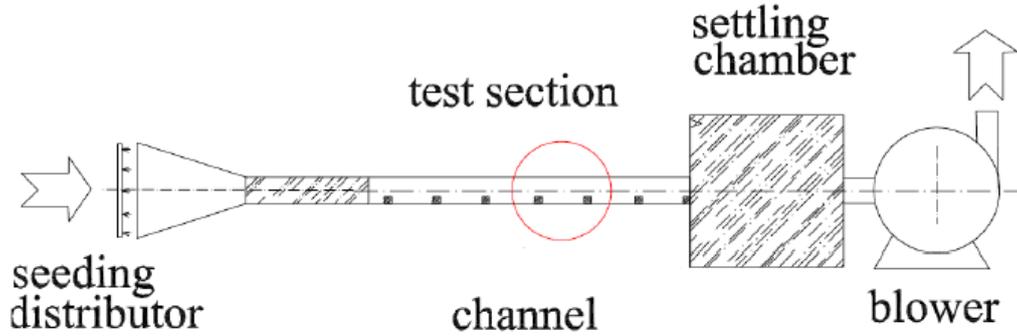


FIGURE 3.3 – Schéma du banc d'essais du VKI réalisé par Casarsa [1].

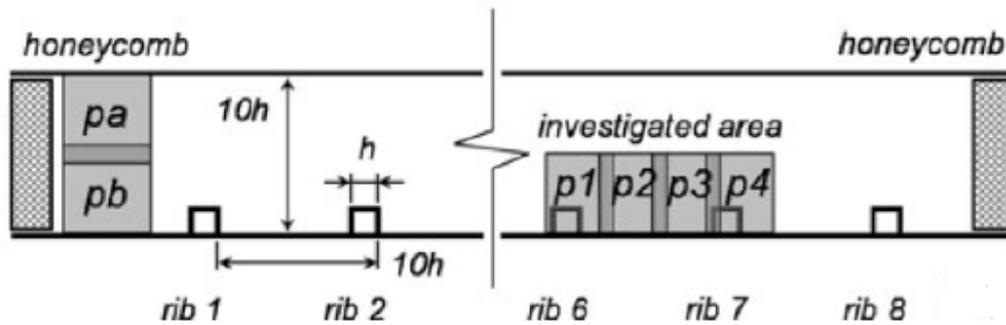


FIGURE 3.4 – Schéma de la zone d'intérêt.

## 3.2 Résultats et comparaisons

Les moyennes présentées dans la suite de ce chapitre sont réalisées sur une durée physique de 0.81s après l'établissement de l'écoulement. Cela représente trois fois le temps de passage d'une particule fluide entre l'entrée et la sortie du canal. Il faut savoir que cela a demandé 1.4 million d'itérations et a coûté 10 000 heures de CPU.

### 3.2.1 Vitesses

La Fig. 3.5 représente la vitesse a-dimensionnalisée par  $U_{adim} = u/U_b$  sur le plan de symétrie du canal.

On note que l'écoulement pré et post perturbateur est identique pour chaque perturbateur sauf pour les deux premiers. Effectivement à chaque fois il y a une bulle de recirculation qui occupe à peu près la moitié de l'espace inter-perturbateurs et une autre petite bulle juste avant le perturbateur. Or derrière le premier perturbateur la bulle de recirculation est bien plus grande et occupe tout l'espace alors qu'elle est bien plus petite après le deuxième. L'influence que cela peut avoir sur les autres grandeurs sera vu plus tard dans ce manuscrit.

On peut également souligner que la vitesse au centre du canal dépasse les  $1.5 * U_b$ . De plus, une légère perturbation est présente sur la partie inférieure de l'entrée du canal. Cette perturbation est vraisemblablement due à des problèmes de condition limite en entrée et d'établissement du profil de vitesse.

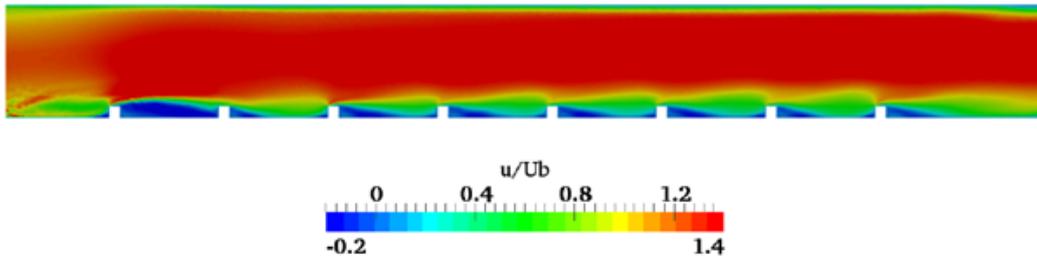


FIGURE 3.5 – *Contour de vitesse dans le plan de symétrie du canal.*

La Fig. 3.6 représente les profils de vitesse sur le plan de symétrie exactement à la moitié de la distance inter-perturbateurs.

Les observations précédentes sont confirmées car après le premier perturbateur, il y a encore une forte zone de recirculation à cet endroit alors qu'à la même distance derrière de deuxième perturbateur, le profil ressemble d'avantage à un profil d'écoulement sur une plaque plane. En revanche à partir du quatrième perturbateur, les profils de vitesse sont quasi-identiques après chaque perturbateur. On peut donc dire que l'écoulement devient périodique à ce moment là et que l'écoulement du début de canal n'influe plus sur le contour de vitesse derrière les perturbateurs suivants. Il est donc judicieux de réaliser un zoom sur l'écoulement entre les perturbateurs six et sept.

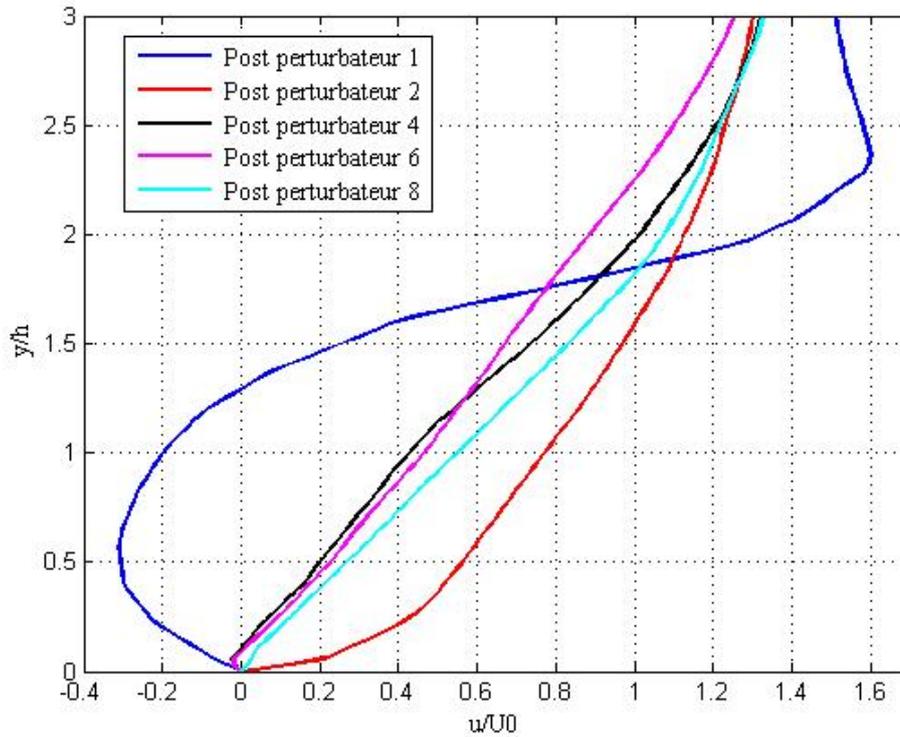


FIGURE 3.6 – *Profils de vitesse sur le plan de symétrie à  $p/2$  entre les perturbateurs.*

La Fig. 3.7 représente un zoom sur le contour de vitesse agrémenté de lignes de courant entre de sixième et le septième perturbateur. Les sous-figures (a), (b) et (c) représentent respectivement les résultats des mesures PIV, les résultats de la thèse de R.Fransen et les résultats de ce stage.

Tout d’abord, les résultats de cette étude ont une bonne corrélation avec les deux autres cas présentés. Effectivement on distingue très nettement sur les trois cas trois bulles de recirculation. La première se trouve juste après le perturbateur et tourne dans le sens anti-horaire. La deuxième bulle est la plus importante. Elle se trouve aussi après le perturbateur mais tourne dans le sens horaire. La forme de la bulle est tout à fait correcte et cohérente avec les autres résultats. La dernière bulle se situe elle juste en amont du perturbateur suivant et tourne dans le sens horaire.

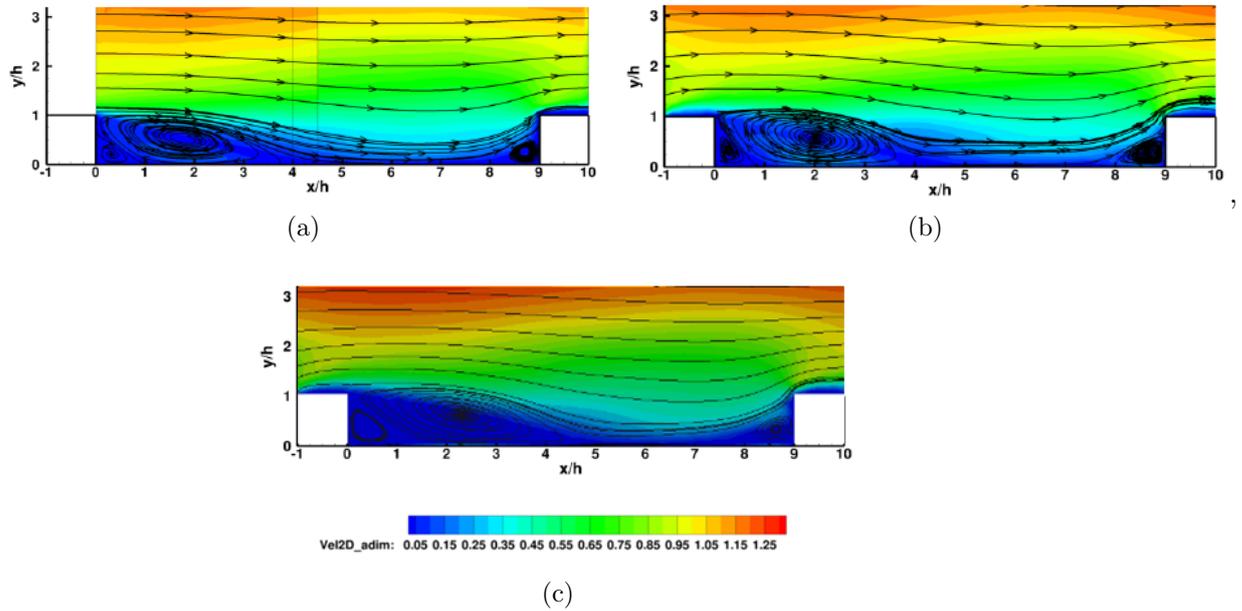


FIGURE 3.7 – Contour de vitesse 2D sur le plan de symétrie du canal entre le sixième et le septième perturbateur pour les résultats PIV (a), de la thèse de R.Fransen (b) et de ce stage (c).

La Fig. 3.8 représente l'évolution du profil de vitesse entre le sixième et le septième perturbateur. Elle montre les résultats obtenues par R.Fransen en vert, ceux des mesures PIV en points noirs et ceux de cette étude en bleu.

La Fig. 3.8 montre bien que les résultats obtenues lors de cette étude sont en accord, et avec les résultats de R.Fransen, et avec les résultats de l'expérience. On peut tout de même noter que lorsqu'on s'éloigne au-dessus des perturbateurs, la vitesse a tendance à être sur-estimée par cette étude. Ceci est certainement dû à la différence de condition limite en entrée.

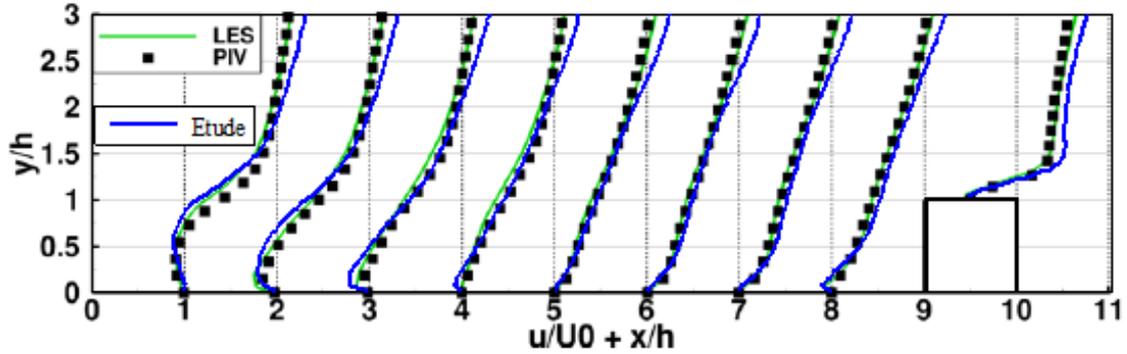


FIGURE 3.8 – Profils de vitesse sur le plan de symétrie entre les perturbateurs six et sept de R.Fransen (Vert), PIV (Points noirs) et de cette étude (Bleu).

### 3.2.2 Températures

La Fig. 3.9 montre la température moyenne a-dimensionnalisée obtenue lors de ce stage sur trois différents plans et la Fig. 3.10 montre la température moyenne sur les mêmes plans obtenue dans la thèse de R. Fransen. L'a-dimensionnalisation à été faite de la manière suivante :

$$T_{adim} = \frac{T - T_i}{T_w - T_i} \quad (3.1)$$

avec  $T_i$  la température moyenne de l'air à l'entrée du canal, ici  $T_i = 293K$  et  $T_w$  la température du mur où s'effectue le transfert thermique, ici  $T_w$  est fixé à  $368K$ .

Si on se focalise sur le plan de symétrie pour commencer, on voit que dans les deux cas, il y a une couche d'air chaud ( $T_{adim} > 0.5$ ) qui se place tout au long de l'écoulement près des perturbateurs et qui atteint approximativement une hauteur dans le canal de  $2h$ . De plus dans les deux cas, la hauteur au niveau de la sortie du canal ou  $T_{adim} = 0$  est approximativement  $a/2$ . On peut voir également que le contour de température derrière les deux premiers perturbateurs ne ressemble pas au contour derrière les perturbateurs suivants. Effectivement derrière le premier perturbateur, la bulle chaude prend bien plus de place qu'après les autres perturbateurs. Dans le cas de R.Fransen, la bulle prend même toute la place inter-perturbateur et légèrement moins dans le cas étudié ici. A l'inverse, la bulle chaude est quasi inexistante derrière le deuxième perturbateur dans chacun des cas. Ces phénomènes sont tout simplement dus aux différences de recirculation du fluide. En effet nous avons vu précédemment que le fluide recircule plus derrière le premier perturbateur, il a donc plus le temps d'emmagasiner de la chaleur alors qu'il recircule moins derrière le deuxième, ce qui produit l'effet inverse. Ensuite les recirculations sont similaires derrière chaque perturbateur et on voit que les bulles

d'air chaud le sont aussi.

En regardant ensuite la paroi supérieure (Plan T), on voit que dans les résultats de R.Fransen cette paroi est entièrement à  $T_{adim} = 0$ , c'est-à-dire que la chaleur n'a pas convecté jusqu'en haut du canal. Or dans les résultats obtenus lors de ce stage, les coins supérieurs de fin de canal sont à  $T_{adim} = 0.08$ . Afin de mieux comprendre pourquoi cette différence, il faut regarder ce qui se passe au niveau d'une paroi latérale (Plan S).

Sur cette paroi, on voit que la température du fluide agit comme sur le plan de symétrie tant qu'on se trouve proche des perturbateurs. mais lorsqu'on s'éloigne, on remarque que les iso-contours montent plus rapidement sur les côtés que sur le plan de symétrie. C'est pourquoi seul les coins ont une température supérieure dans le cas de cette étude. En ce qui concerne la différence entre les deux cas, on voit que dans les résultats de ce stage les iso-contours chutent derrière le dernier perturbateur pour ensuite remonter brusquement. Ceci provient du fait que la condition limite en entrée de R.Fransen avait un profil plus "pointu" et donc l'écoulement passe plus facilement au dessus ce la première marche, ce qui influe directement sur l'écoulement au centre du canal.

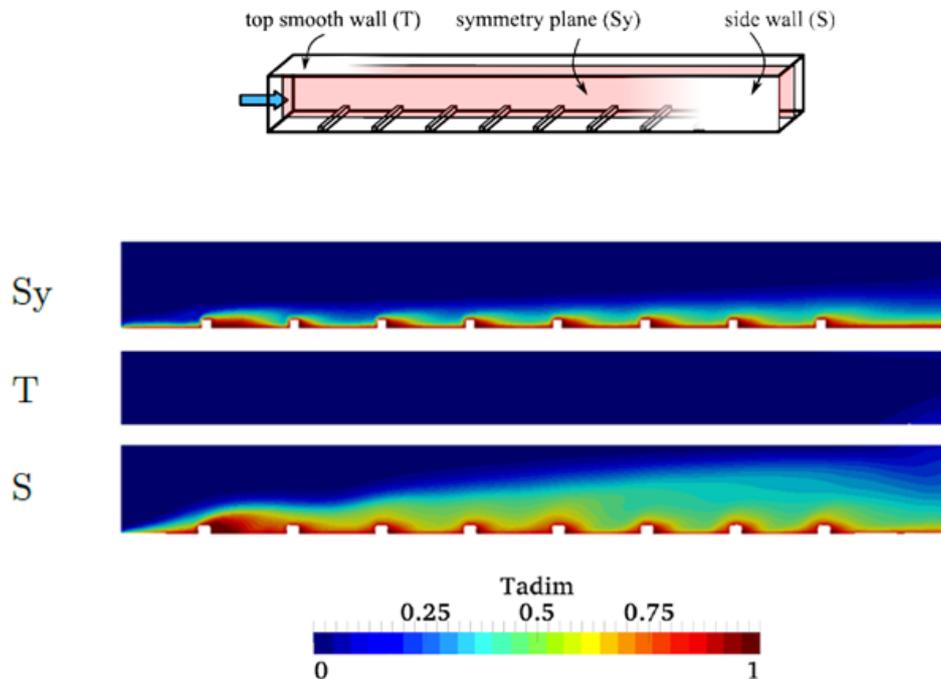


FIGURE 3.9 – *Température moyenne sur le plan de symétrie (Sy), le mur du haut (T) et le mur de côté (S).*

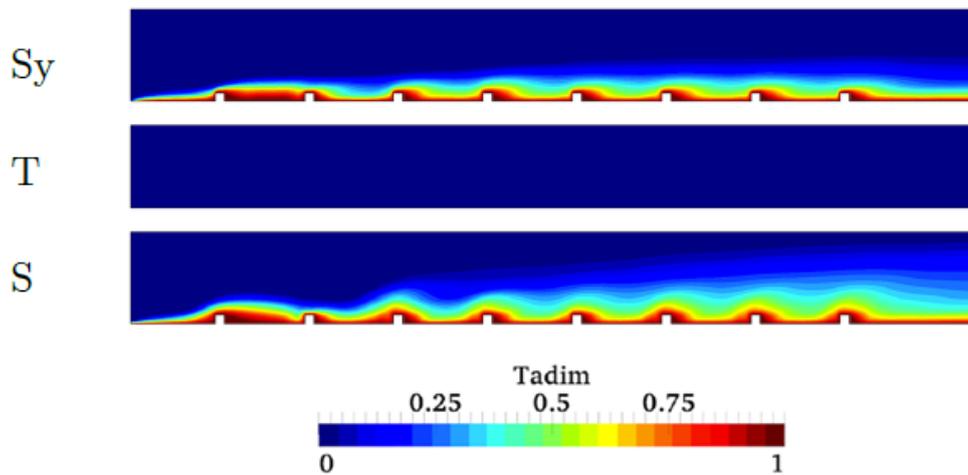


FIGURE 3.10 – Température moyenne de la thèse de Rémy Fransen sur le plan de symétrie (Sy), le mur du haut (T) et le mur de coté (S).

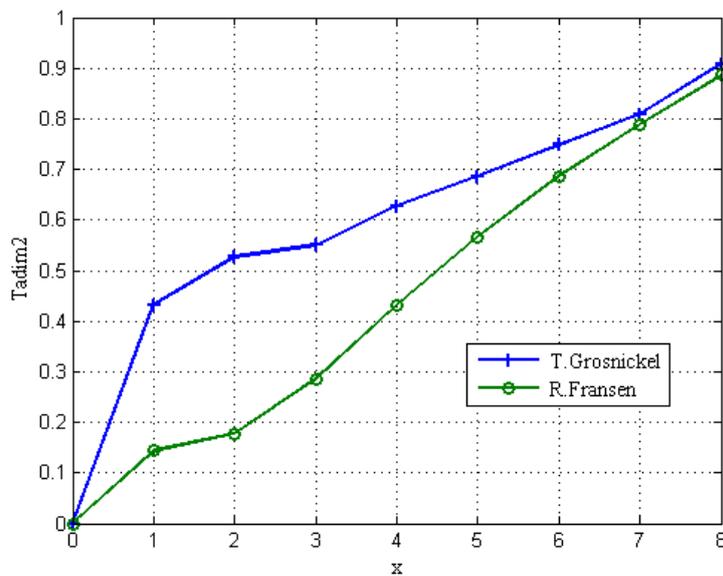


FIGURE 3.11 – Évolution de la température moyenne a-dimensionnalis e le long du canal avec le numéro de perturbateur en abscisse.

La Fig. 3.11 montre l'évolution de la température dans le canal pour l'étude menée lors de ce stage et l'étude de la thèse de R.Fransen. Dans ce graphique, la température a été a-dimensionnalis e de la manière suivante :

$$T_{adim2} = \frac{T - T_i}{\Delta(T)} \quad (3.2)$$

Avec  $\Delta(T)$  correspondant à la différence de température entre l'entrée et la sortie du canal.

Comme on pouvait s'y attendre au vu des résultats précédents, la température du canal dans les résultats de ce stage est plus importante que celle dans la thèse. Effectivement nous avons vu précédemment que l'iso-surface se rapproche bien plus du plan T en proche parois. Cependant ce graphique nous indique que cette différence est prépondérante en début de canal. En effet il semble que le canal étudié lors de ce stage chauffe plus rapidement le long de l'écoulement que dans le cas de la thèse.

### 3.2.3 Flux thermique

La Fig. 3.12 montre les transferts thermique sur la paroi où se situe les perturbateurs et la Fig. 3.13 montre les transferts thermique sur la même paroi obtenus dans la thèse de Rémy Fransen. L'a-dimensionnalisation à été faite de la manière suivante :

$$Q_{w,adim} = \frac{Q_w}{Q_{w,ref}} \quad (3.3)$$

avec  $Q_{w,ref}$  le flux de chaleur moyen sur la totalité de la paroi.

On peut voir sur la Fig. 3.12 et sur la Fig. 3.13 que le début du canal se trouve être une zone de très fort transfert thermique. En effet le ratio  $q_w/q_{w,ref}$  augmente allègrement au dessus de 2.25. Cependant on peut voir une répartition uniforme de cette zone sur la largeur du canal dans les résultats de la thèse de R.Fransen alors que dans les résultats de ce stage on observe plus une répartition dans le sens de la longueur du canal. Ceci peut s'expliquer par de légères différences de profil de vitesse en entrée et donc un écoulement différent à cet endroit.

D'autre part on observe dans les deux cas que la zone de recirculation après les perturbateurs est une zone où le transfert thermique est quasi inexistant. Ainsi il n'y a presque pas de transfert thermique qui s'effectue entre le premier et le deuxième perturbateur car la recirculation occupe tout cet espace. Du même acabit on voit que les arêtes des perturbateurs sont propices au transferts thermiques.

On distingue très nettement également dans les deux cas des structures entre les perturbateurs, hormis entre le premier et le deuxième. Effectivement on observe deux voire trois zones entre chaque perturbateur de forme elliptique dans le sens de l'écoulement où le transfert thermique est plus important.

Enfin, dans une vue globale, on peut tout de même observer que le rapport  $q_w/q_{w,ref}$  semble être plus faible dans les résultats de ce stage que dans les résultats de R.Fransen alors que  $\int q_w/q_{w,ref} = 1$  par définition. Ceci est dû au fait que dans le cas de cette étude, un gros transfert thermique s'effectue en entrée du canal.

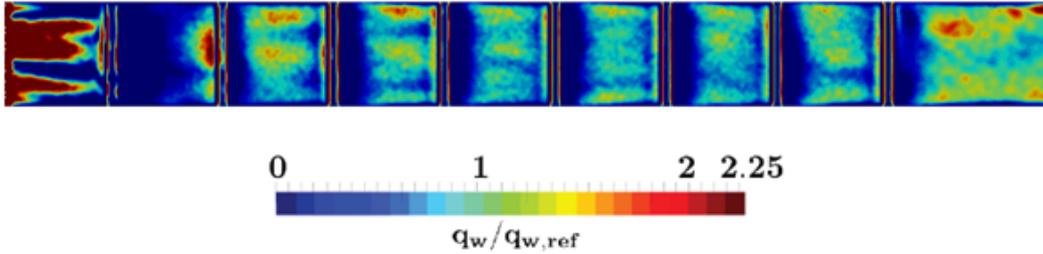


FIGURE 3.12 – Flux thermique à la paroi a-dimensionnalisé dans le cas de cette étude.

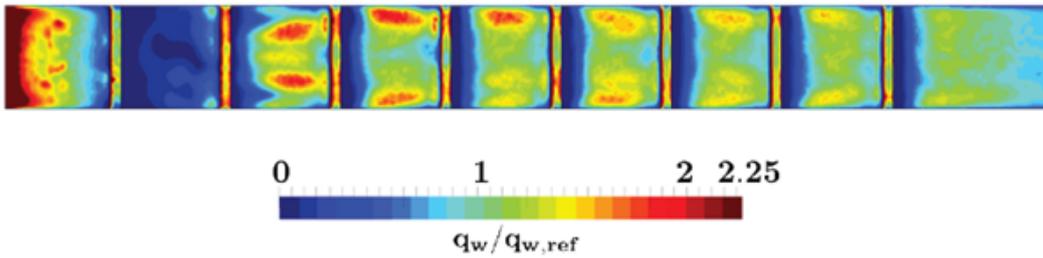


FIGURE 3.13 – Flux thermique à la parois a-dimensionnalisé de la thèse de R. Fransen.

La Fig. 3.14 montre l'évolution du transfert thermique dans le canal pour l'étude menée lors de ce stage et l'étude de la thèse de R.Fransen. Dans ce graphique on a a-dimensionnalisé le transfert thermique en utilisant  $Nu/Nu_0$ .  $Nu_0$  est calculé avec la corrélation de Dittus Boelter [6] de la manière suivante :

$$Nu_0 = 0.023 * Re^{0.8} * Pr^{0.4} \quad (3.4)$$

On voit très clairement que le transfert thermique est plus important dans l'étude réalisée lors de ce stage. Ceci est logique du fait que la température était supérieure dans le canal, cela signifiait que plus de chaleur avait été transférée au fluide. Cependant on remarque également que le comportement de l'évolution de transfert thermique le long du canal est similaire dans les deux cas, il y a simplement un décalage entre les deux courbes après le deuxième perturbateur.

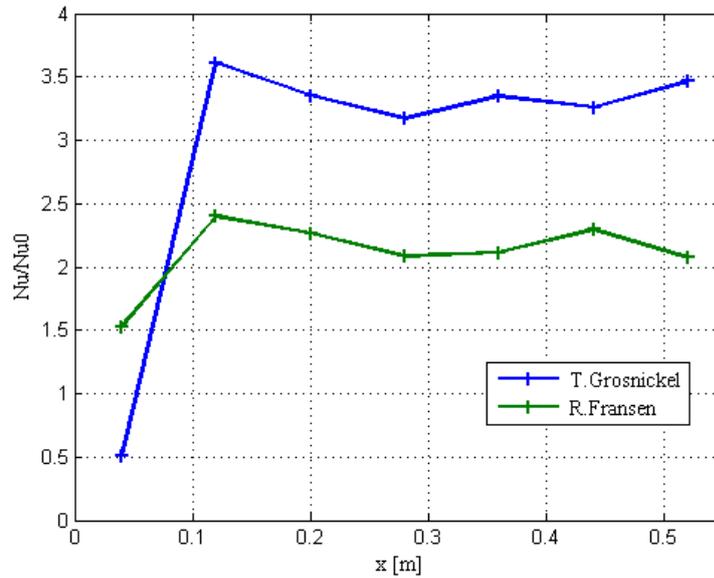


FIGURE 3.14 – Évolution du flux thermique moyen  $a$ -dimensionnalisé le long du canal avec le numéro de perturbateur en abscisse.

**Conclusion du chapitre :** Pour conclure, on a vu dans ce chapitre que la méthodologie utilisée permet d'obtenir de bons résultats en accord avec les résultats expérimentaux et les résultats d'une autre SGE même s'il reste encore quelques réglages à trouver. En effet, l'étude montre des résultats macroscopiquement bons mais l'écoulement au-dessus des premiers perturbateurs et au centre du canal est fortement conditionné par la condition limite en entrée qui était différente entre cette étude et l'étude de R. Fransen ou l'expérience.

# Chapitre 4

## Canal à six perturbateurs

Dans le but de suivre le programme expérimental du VKI qui réalise de nombreuses configurations afin de faire des analyses physiques ou de performance, un autre point de fonctionnement est choisi. Il y a de nombreuses possibilités de configurations. Le choix peut être fait de changer la hauteur des perturbateurs, leur formes, leurs orientations face à l'écoulement et bien d'autres choses encore. La méthodologie acquise lors de la configuration précédente va être strictement appliquée à ce nouveau point de fonctionnement et les résultats seront comparés entre eux.

### 4.1 Description du point de fonctionnement

Ici le choix a été d'augmenter le ratio de blocage et la vitesse de l'écoulement tout en diminuant le nombre de perturbateurs. Un récapitulatif des caractéristiques géométriques de la configuration étudiée est donné dans le [Table 4.1](#) et le [Table 4.2](#) énonce un récapitulatif des caractéristiques de l'écoulement.

Hauteur	$a = 75 \text{ mm}$
Profondeur	$b = 75 \text{ mm}$
Dh	$75 \text{ mm}$
Longueur	$L = 1.71 \text{ m}$
Hauteur des perturbateurs	$h = 22.5 \text{ mm}$
Pas entre les perturbateurs	$p/h = 10$
Ratio de blocage	$h/Dh = 0.3$
Nombre de perturbateurs	6
Angle des perturbateurs	$90^\circ$

TABLE 4.1 – Caractéristiques géométriques du canal.

Fluide	Air
Vitesse moyenne en entrée	7 m/s
Température moyenne en entrée	293 K
Re	34 000

TABLE 4.2 – Caractéristiques de l’écoulement.

En ce qui concerne le maillage, le choix de l’hybride est conservé. C’est-à-dire que le maillage est principalement composé de tétraèdres et qu’il y a une couche de prismes à la paroi afin de mieux prendre en compte les phénomènes liés à la couche limite aux parois. Le [Table 4.3](#) récapitule les caractéristiques du maillage.

Nombre de cellules	10 000 000
Volume min	7.6e-12 m <sup>3</sup>
Pas de temps	1.23e-7 s
y <sup>+</sup>	6

TABLE 4.3 – Caractéristiques du maillage.

La valeur de  $y^+ = 6$  semble un peu élevée car supérieure à 5 mais ceci est la valeur moyenne sur toutes les parois. Il faut noter que la valeur moyenne de  $y^+$  sur la paroi où s’effectue le transfert thermique est de 1.6. Les phénomènes liés à la paroi seront donc bien captés.

## 4.2 Résultats

Les moyennes présentées dans la suite de ce chapitre sont réalisées sur une durée physique de 0.33s après l’établissement de l’écoulement. Cela représente 1.3 fois le temps de passage d’une particule fluide entre l’entrée et la sortie du canal. Il faut savoir que cela a demandé un million d’itérations et a coûté 20 000 heures de CPU.

### 4.2.1 Vitesses

La [Fig. 4.1](#) représente la vitesse a-dimensionnalisé par  $U_{dim} = u/U_b$  sur le plan de symétrie du canal.

On voit que malgré l’ensemble des changements effectués sur le point de fonctionnement du calcul, on observe très peu de changement sur les résultats de vitesses a-dimensionnalisées, en particulier dans la partie basse de l’écoulement, c’est-à-dire derrière et directement au dessus des perturbateurs. Effectivement on

observe toujours une importante recirculation derrière le premier perturbateur alors que les bulles derrière les perturbateurs suivants ne prennent que la moitié de l'espace inter-perturbateur comme dans le cas précédent. De plus l'écoulement atteint également bien plus que  $1.5 * U_b$  dans le canal au dessus des perturbateurs.

En revanche, on voit également que la recirculation post-perturbateur est stabilisée dès le deuxième perturbateur alors qu'il fallait attendre le troisième dans le point de fonctionnement précédent. De plus il faut noter que les perturbations en entrée ont disparu. Ceci s'explique sûrement par le fait que le nombre de Reynolds soit plus grand dans ce cas là.

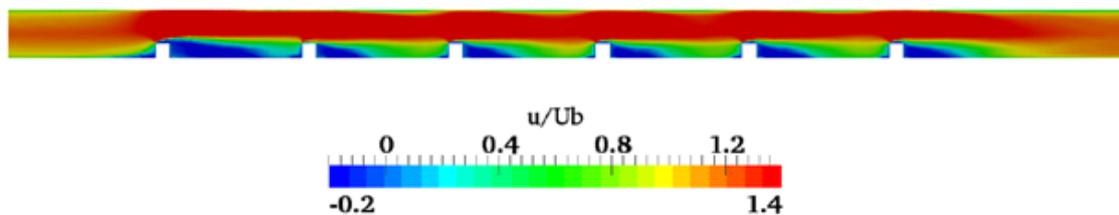


FIGURE 4.1 – *Contour de vitesse dans le plan de symétrie du canal.*

La [Fig. 4.2](#) représente un gros plan sur le contour de vitesse agrémenté de lignes de courant entre le quatrième et le cinquième perturbateur.

Comme précédemment on remarque que l'écoulement est très semblable à l'écoulement du canal à 8 perturbateurs étudié plus haut dans ce manuscrit. Effectivement on distingue très bien les trois différentes bulles de recirculation. Elles sont toutes les trois au même endroit et tournent dans le même sens que dans le cas précédent. Ainsi l'augmentation de la hauteur des perturbateurs ou encore du nombre de Reynolds ne semble pas fondamentalement changer le contour de vitesse de l'écoulement.

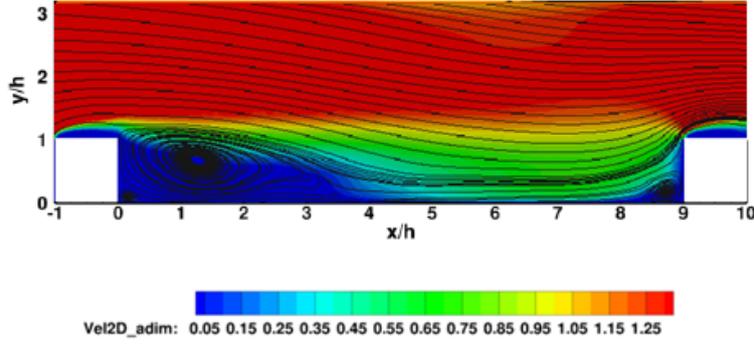


FIGURE 4.2 – Contour de vitesse 2D sur le plan de symétrie du canal entre le quatrième et le cinquième perturbateur.

## 4.2.2 Températures

La Fig. 4.3 montre la température moyenne a-dimensionnalisée obtenue lors de ce stage sur trois différents plans. L'a-dimensionnalisation a été faite de la manière suivante :

$$T_{adim} = \frac{T - T_i}{T_w - T_i} \quad (4.1)$$

avec  $T_i$  la température moyenne de l'air à l'entrée du canal, ici  $T_i = 293K$  et  $T_w$  la température du mur où s'effectue le transfert thermique, ici  $T_w$  est fixé à  $368K$ .

On voit que le contour de température est très différent sur le plan de symétrie dans ce cas de configuration par rapport au cas précédent. Effectivement la couche chaude est beaucoup plus mince car pour  $T_{adim} > 0.5$  la couche mesure  $1.4h$  de haut contre  $2h$  avant et surtout est moins chaude. On avoisine les  $T_{adim} = 0.5$  dans la bulle de recirculation alors que dans le cas du canal à huit perturbateurs, cette zone se trouvait aux alentours de  $T_{adim} = 0.8$ .

On voit également que la valeur de  $T_{adim} > 0$  atteint le plan opposé aux perturbateurs bien avant. Effectivement on trouve  $T_{adim} > 0$  à  $x/L = 0.5$  alors que dans la simulation précédente, seul les coins du plan T à la sortie du canal avaient des valeurs supérieures à  $T_{adim} = 0$ .

Ces différences sont très certainement dues à l'augmentation du nombre de Reynolds. En effet le fluide passe plus vite dans le canal et a donc moins le temps d'emmagasiner de la chaleur.

La Fig. 4.4 montre l'évolution de la température dans le canal pour l'étude menée lors de ce stage. Dans ce graphique, la température a été a-dimensionnalisée

de la manière suivante :

$$T_{adim2} = \frac{T - T_i}{\Delta(T)} \quad (4.2)$$

Avec  $\Delta(T)$  correspondant à la différence de température entre l'entrée et la sortie du canal.

Cette courbe est très similaire aux résultats du cas précédent. Effectivement l'augmentation de  $T_{adim2}$  se voit freinée au niveau du premier et du deuxième perturbateur. Cette marche se trouve à  $T_{adim2} = 0.4$  dans ce cas précis et  $T_{adim2} = 0.5$  dans le cas précédent. Une fois ce palier franchi,  $T_{adim2}$  augmente linéairement pour atteindre 1.15 dans le canal à six perturbateurs et 0.91 dans le canal à huit perturbateurs.

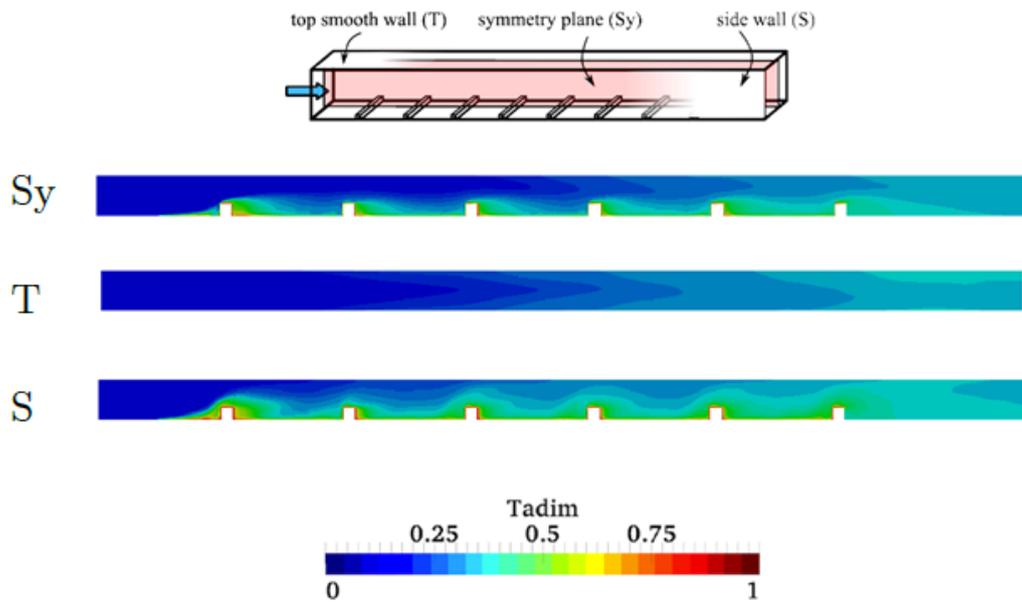


FIGURE 4.3 – *Température moyenne sur le plan de symétrie (Sy), le mur du haut (T) et le mur de côté (S).*

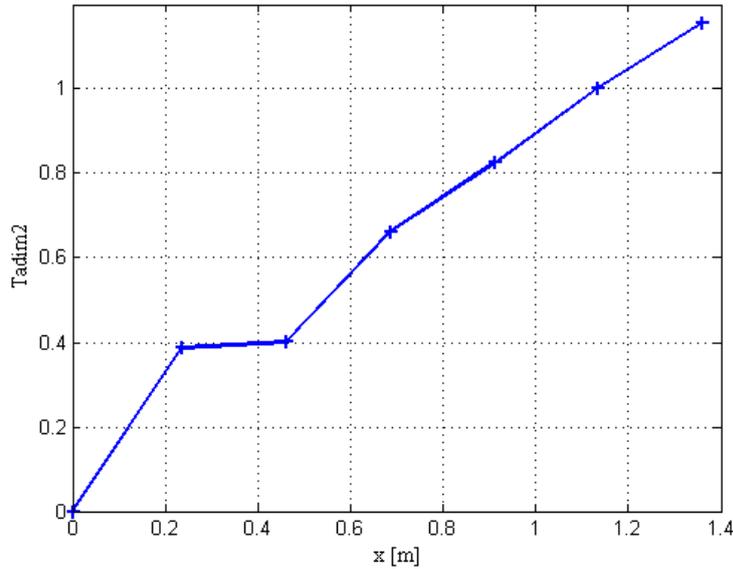


FIGURE 4.4 – Évolution de la température moyenne a-dimensionnalis e le long du canal.

### 4.2.3 Flux thermique

La Fig. 4.5 montre les transferts thermique sur la paroi où se situent les perturbateurs. L'a-dimensionnalisation  a été faite de la manière suivante :

$$Q_{w,adim} = \frac{Q_w}{Q_{w,ref}} \quad (4.3)$$

avec  $Q_{w,ref}$  le flux de chaleur moyen sur la totalité de la paroi.

Globalement le contour de flux de chaleur a-dimensionnalis e ressemble à celui du cas précédent. Il persiste une zone de très faible transfert thermique derrière les perturbateurs et une zone de fort transfert thermique juste en amont des perturbateurs. Encore une fois la zone de faible transfert est plus importante derrière le premier perturbateur à cause de la recirculation plus importante établie plus haut dans le manuscrit. La zone extrême de transfert thermique en entrée du canal n'est pas présente ici car cette image ne correspond pas au début du canal mais au début de la partie non adiabatique. Dans ce calcul, ce sont deux points différents alors qu'ils étaient deux points concordants dans le calcul précédent. Enfin entre les perturbateurs, on voit que le transfert thermique a-dimensionnalis e atteint des valeurs bien plus faible que précédemment. Effectivement on observe à peine quelques points à  $Q_w/Q_{w,ref} = 1.5$  alors  $Q_w/Q_{w,ref}$  dépasse les 2 dans le cas précédent.

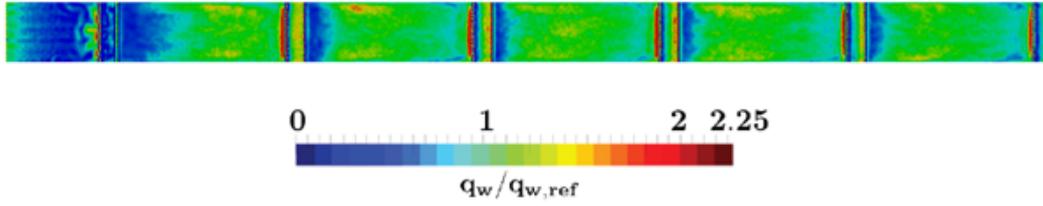


FIGURE 4.5 – Flux thermique à la paroi a-dimensionnalisé dans le cas de cette étude.

La Fig. 4.6 montre l'évolution du transfert thermique et de la contrainte de cisaillement pariétale dans le canal pour l'étude menée lors de ce stage. Dans ce graphique on a a-dimensionnalisé le transfert thermique en utilisant  $Nu/Nu_0$ .  $Nu_0$  est calculé avec la corrélation de Dittus Boelter [6] de la manière suivante :

$$Nu_0 = 0.023 * Re^{0.8} * Pr^{0.4} \quad (4.4)$$

La contrainte de cisaillement pariétale est quant à elle a-dimensionnalisée  $\tau_w/\tau_{w0}$  avec  $\tau_{w0}$  la contrainte de cisaillement pariétale moyenne sur toute la surface où se réalise le transfert thermique.

Tout d'abord, la courbe de  $Nu/Nu_0$  ressemble beaucoup à la même courbe dans le cas précédent hormis une chute ici entre le deuxième et le troisième perturbateur. En outre la courbe monte fortement jusqu'au deuxième perturbateur pour atteindre plus de 5 tout comme dans le cas précédent. Après la chute de transfert thermique, les valeurs restent relativement constantes tout comme dans le cas précédent.

Ensuite si on compare la courbe de  $Nu/Nu_0$  à la courbe de  $\tau_w/\tau_{w0}$ , on voit qu'il y a une corrélation évidente entre ces deux grandeurs. Effectivement, visiblement la contrainte de cisaillement pariétale évolue en fonction du transfert thermique. Ainsi si le flux de chaleur est important, la contrainte de cisaillement pariétale le sera aussi.

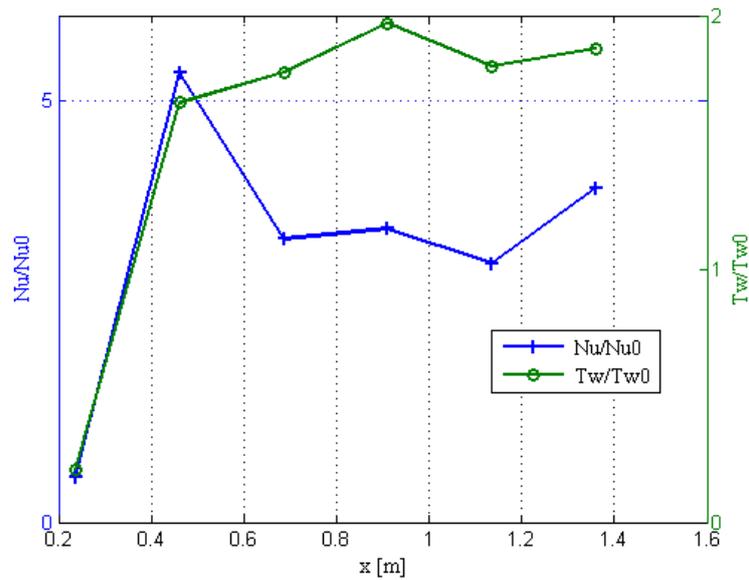


FIGURE 4.6 – Évolution du flux thermique moyen et de la contrainte de cisaillement pariétale moyenne  $a$ -dimensionnalisés le long du canal.

**Conclusion du chapitre :** On a pu voir dans ce chapitre que le changement du point de fonctionnement n'a influé que très peu sur la dynamique de l'écoulement. Par contre le contour de température s'est vu nettement modifié avec des bulles de recirculation bien moins chaudes. De plus on a confirmé qu'une augmentation du nombre de Reynolds tend à faire diminuer le facteur de transfert thermique  $Nu/Nu_0$ . Enfin il a été établi qu'une forte corrélation entre le transfert thermique et la contrainte de cisaillement à la paroi existe.

# Chapitre 5

## Couplage fluide/structure

A ce stade de l'étude, deux estimateurs mis en données sont disponibles :

- un calcul SGE avec une condition limite de température imposée sur la partie perturbée du canal. Ce calcul s'est montré prédictif vis-à-vis des expériences.
- un calcul de conduction dans la partie solide des perturbateurs.

Un couplage de ces deux simulations va permettre de se rapprocher au plus proche de l'expérience où la condition limite est appliquée la face externe du solide et non sur l'interface fluide/solide. Ce calcul donne d'une part accès à la répartition de température dans le solide qui est également accessible expérimentalement, et d'autre part permet de vérifier si l'hypothèse d'imposer une température constante sur une simulation fluide pour extraire les profils de nombre de Nusselt est justifiable.

### 5.1 Présentation de AVTP

AVTP est un dérivé de AVBP et donc partage la structure informatique de AVBP. L'équation qui est résolue est la suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + Q \right] \quad (5.1)$$

Dans AVTP  $\lambda$ ,  $\rho$  et  $c$  dépendent du matériau utilisé et  $Q$  est une source de chaleur. Les calculs sont réalisés suivant les étapes décrites dans le [Table 5.1](#)

### 5.2 Mise en données thermique

La partie solide se trouve juste en dessous du volume fluide. En réalisant la forme du volume fluide est directement dictée par la forme du solide. Ainsi dans la si-

Étape	Description
1	Calcul de $\lambda, \rho$ et $c$ à partir de la température et de la table du matériau
2	Calcul du gradient de température
3	Calcul du flux de chaleur en utilisant le gradient et $\lambda$
4	Addition d'un éventuel terme source
5	Application des conditions au limites

TABLE 5.1 – Étapes de calcul dans AVTP.

mulation, les deux géométries se doivent de concorder parfaitement. Le [Table 5.2](#) montre les principales caractéristiques du solide et la [Fig. 5.1](#) illustre les zones en contact entre les deux parties.

Longueur	$L = 1.26 \text{ m}$
Profondeur	$p = 75 \text{ mm}$
Épaisseur	$e = 22.5 \text{ mm}$
Matériau	Fer
Conductivité thermique	$2.68 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2 \text{ K}^{-2}$

TABLE 5.2 – Caractéristiques du maillage.

En ce qui concerne les conditions aux limites de la partie solide, tous les bords sont considérés adiabatiques sauf deux qui sont le côté inférieur et l'interface fluide/solide. Le bord inférieur est chauffé à 368 K et est considéré isotherme. Quant à l'interface on lui impose un flux constant de  $-1100 \text{ W/m}^2$  dans un premier temps.

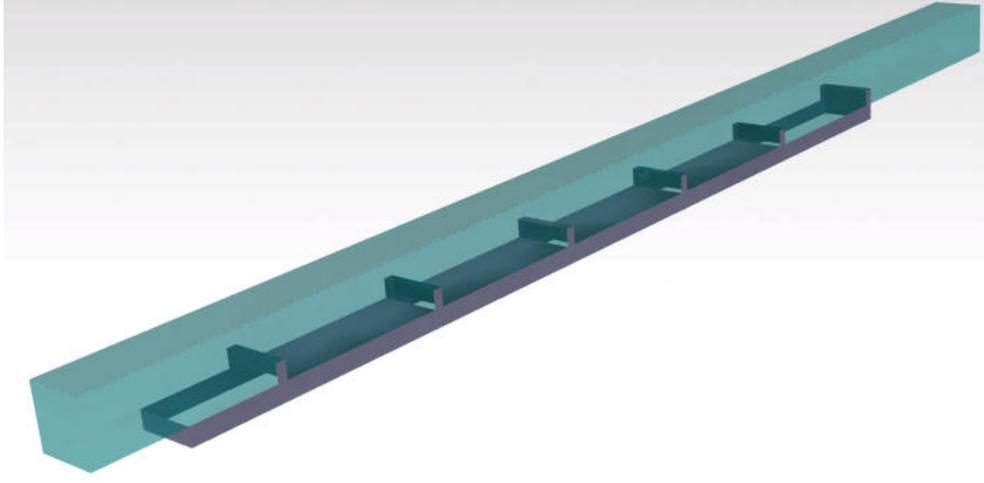


FIGURE 5.1 – Géométries fluide et solide.

### 5.3 Résultats thermique

La Fig. 5.2 représente le profil de la température sur le plan de symétrie de la pièce solide à convergence du solveur thermique. La température sur cette figure a été a-dimensionnalisé de la manière suivante :

$$T_{adim} = \frac{T - T_i}{T_w - T_i} \quad (5.2)$$

avec  $T_i$  la température initiale du solide, ici  $T_i = 293K$  et  $T_w$  la température de la paroi qui reçoit les gaz chauds, soit la paroi inférieure du solide. Ici  $T_w$  est fixé à  $368K$ .

On voit très bien que la température chaude imposée à  $368K$  prend place sur presque tout le solide. Le flux thermique imposé enlève tout de même de la chaleur. Ainsi grâce au phénomène de conduction thermique, on voit que plus on est loin en distance de la source chaude, plus le solide est froid. Mais avec cette valeur de flux thermique, la température la plus basse n'est qu'à 98% de la température chaude.

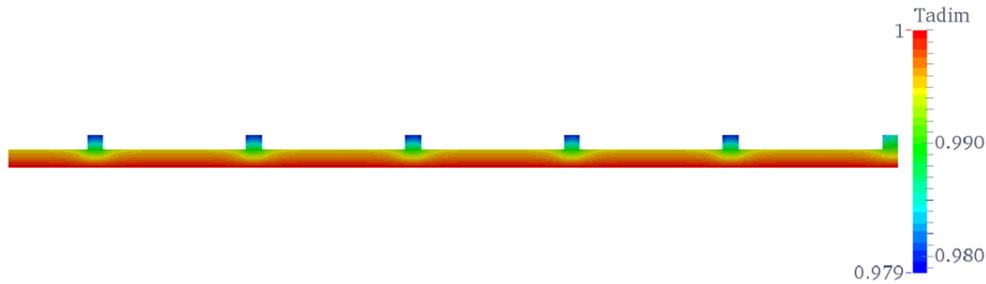


FIGURE 5.2 – Contour de température moyenne a-dimensionnalisée sur le plan de symétrie du solide.

## 5.4 Principe du couplage

La clé de l'opération de couplage se trouve bien sûr au niveau de l'interface. Le principe du couplage est donc d'échanger des informations entre le code AVBP (Fluide) et le code AVTP (Solide) alors que ces deux codes tournent en même temps. Effectivement, à l'interface coté fluide jusqu'à présent on avait une température constante imposée alors qu'avec le couplage, cette valeur de température sera récupérée en temps réel dans les résultats du code AVTP. Et de même, à l'interface coté solide nous avons un flux constant imposé qui maintenant sera lu dans le code AVBP et utilisé en temps réel dans le code AVTP comme l'illustre la Fig. 5.3.

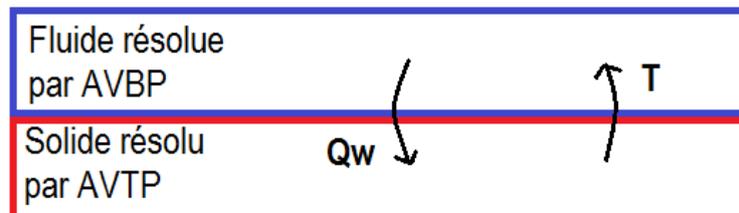


FIGURE 5.3 – Illustration de l'interaction entre deux codes lors d'un couplage.

## 5.5 Résultats

### 5.5.1 Température

La Fig. 5.4 montre la température moyenne a-dimensionnalisée obtenue lors de ce stage sur le plan de symétrie du fluide et du solide. L'a-dimensionnalisation a été faite de la manière suivante :

$$T_{adim} = \frac{T - T_i}{T_w - T_i} \quad (5.3)$$

avec  $T_i$  la température moyenne de l'air à l'entrée du canal, ici  $T_i = 293K$  et  $T_w$  la température du mur où s'effectue le transfert thermique, ici  $T_w$  est fixé à  $368K$ .

La température du solide au niveau de l'interface est proche de  $T_{adim} = 1$  mais ne l'est pas tout à fait. Ainsi la condition limite du solveur fluide est modifiée automatiquement. On voit que le profil de température ne semble pas refléter une périodicité après chaque perturbateur comme ça l'était dans les cas précédents. Cependant une bulle chaude se place tout de même après les perturbateurs mais celle ci à emmagasiné moins de chaleur que précédemment car les perturbateurs ont une température plus faible.

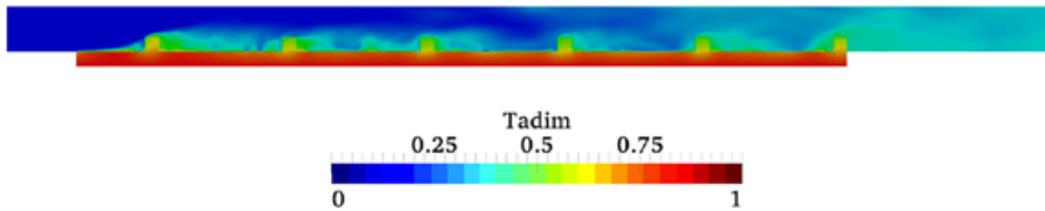


FIGURE 5.4 – Température moyenne sur le plan de symétrie du volume fluide et du solide.

La Fig. 5.5 montre l'évolution de la température dans le canal pour l'étude menée lors de ce stage. Dans ce graphique, la température à été a-dimensionnalisée de la manière suivante :

$$T_{adim2} = \frac{T - T_i}{\Delta(T)} \quad (5.4)$$

Avec  $\Delta(T)$  correspondant à la différence de température entre l'entrée et la sortie du canal.

L'évolution de la température le long du canal est tout a fait comparable au cas non-couplé. Effectivement le palier entre le deuxième et le troisième perturbateur est toujours présent mais se situe à  $T_{adim2} = 0.3$  dans le cas couplé contre  $T_{adim2} = 0.4$  dans le cas non-couplé. De plus on retrouve également ce delta de 0.1 à la fin du canal. Il semblerait donc que le canal chauffe légèrement moins dans le cas couplé.

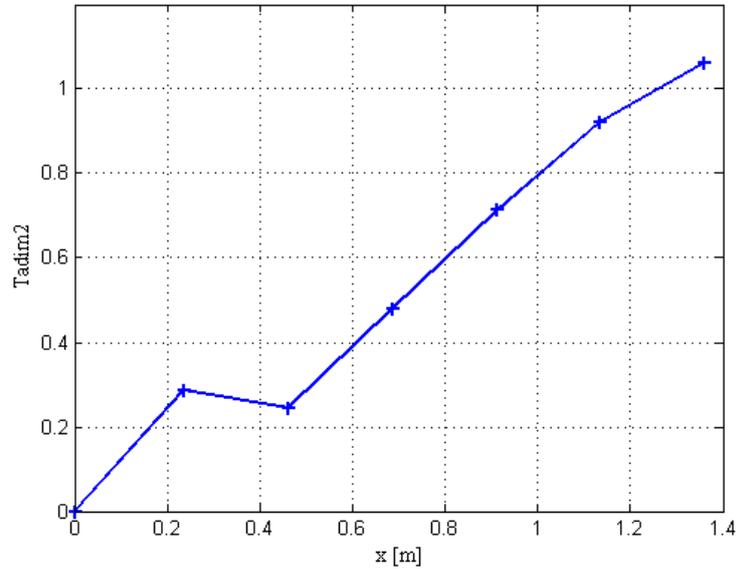


FIGURE 5.5 – Évolution de la température moyenne a-dimensionnalis e le long du canal.

### 5.5.2 Flux thermique

La Fig. 5.6 montre l'évolution du transfert thermique et de la contrainte de cisaillement pariétale dans le canal pour l'étude menée lors de ce stage. Dans ce graphique on a a-dimensionnalis e le transfert thermique en utilisant  $Nu/Nu_0$ .  $Nu_0$  est calcul e avec la corrélation de Dittus Boelter [6] de la manière suivante :

$$Nu_0 = 0.023 * Re^{0.8} * Pr^{0.4} \quad (5.5)$$

La contrainte de cisaillement pariétale est quant à elle a-dimensionnalis e  $\tau_w/\tau_{w0}$  avec  $\tau_{w0}$  la contrainte de cisaillement pariétale moyenne sur toute la surface ou se réalise le transfert thermique.

Tout d'abord concernant ces courbes, il faut noter que dans le cas couplé, la valeur du pic de  $Nu/Nu_0$  est cinq fois plus petite que dans le cas non couplé. De plus la valeur ne fait que décroître après le pic dans le cas couplé alors qu'elle reste relativement stable dans le cas non-couplé. Ainsi il semble que le cas non-couplé sur-estime le transfert thermique. En revanche la contrainte de cisaillement pariétale est aussi en dessous des valeurs de l'étude précédente mais à moindre mesure avec seulement un facteur 0.7. Enfin cette étude confirme toutefois que la contrainte de cisaillement pariétale est fortement corr l e au transfert thermique puisque les deux courbes sont presque identiques avec une échelle différente bien sûr.

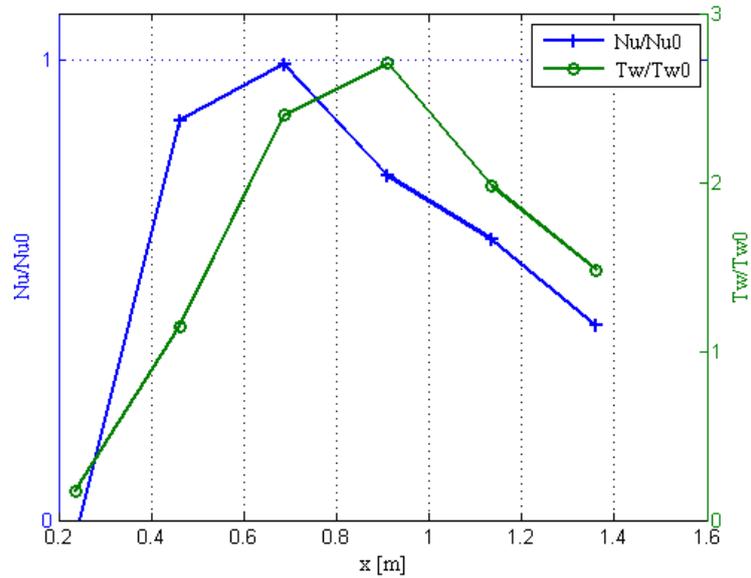


FIGURE 5.6 – Évolution du flux thermique moyen et de la contrainte de cisaillement pariétale moyenne  $a$ -dimensionnalisés le long du canal.

**Conclusion du chapitre :** Ce chapitre a montré qu'un couplage fluide/thermique est possible et montre des résultats encourageants. En effet on confirme que les études en canaux simple sur-estiment la valeur du transfert thermique. De plus ce chapitre permet également de confirmer l'interaction entre le flux thermique et la contrainte de cisaillement. Dans l'avenir il faudra cependant comparer plus en détail ces résultats avec ceux où la température est imposée.

# Chapitre 6

## Conclusion

Cette étude avait pour but d'investiguer une méthode de refroidissement des pales de turbines de moteurs aéronautiques, à savoir le refroidissement par canaux internes. Une approche SGE avec le code AVBP à été utilisée. Elle a montré de bons résultats, tout d'abord sur un cas déjà étudié, et ensuite en utilisant la même méthodologie sur un nouveau cas où les résultats étaient cohérents également. L'étude de ces deux cas à permis de confirmer que l'augmentation du nombre de Reynolds nuit au transfert thermique alors que l'augmentation de la hauteur des perturbateurs ne change pas fondamentalement la topologie de l'écoulement. Ensuite un couplage fluide/thermique sur la base du deuxième cas d'étude à été réalisé. Des résultats encourageants ont été montrés et ont permis de vérifier que les études en canaux simples ont tendance à sur-estimer le transfert thermique et que la contrainte de cisaillement pariétale est très fortement liée au flux de chaleur.

Cependant cette étude est loin d'être terminée car beaucoup d'interrogations subsistent. Effectivement il faut désormais comparer les résultats du cas couplé aux expériences du VKI et vérifier s'ils sont cohérents. De plus il serait bon de vérifier si le couplage est moins coûteux en temps CPU et donne de meilleurs résultats qu'un chaînage (itération manuelle entre deux codes après un certain nombre d'itérations). Ensuite les pales de turbines sont en très fortes girations dans un moteur. Il faudra donc réaliser des études couplées dans le cas d'une forte rotation et non plus rester dans le cas statique. Ces résultats devront également être comparés à des expériences. Enfin une fois que ces études montreront de bons résultats, on pourra alors imaginer utiliser ces méthodologies sur une géométrie complexe provenant d'une configuration industrielle réelle.

# Bibliographie

- [1] CASARSA, L. *Aerodynamic performance investigation of a fixed rib-roughened internal cooling Passage*. PhD thesis, Università degli Studi di Udine Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2003.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] COLIN, O., AND RUDGYARD, M. Development of high-order taylor-galerkin schemes for unsteady calculations. *J. Comput. Phys.* 162, 2 (2000), 338–371.
- [5] COLLADO, E. *Impact of the unsteady aerothermal environment on the turbine blades temperature*. PhD thesis, Université de Toulouse - Institut National Polytechnique de Toulouse - Energétique et Transferts, 2012. PhD.
- [6] DITTUS, F., AND BOELTER, L. Heat transfert in automobile radiators of the tubular type. *University of California Publications in Engineering* 2 (1930), 443–461.
- [7] FRANSEN, R. *LES based aerothermal modeling of turbine blade cooling systems*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2013.
- [8] GICQUEL, L. *Velocity Filtered Density Function for Large Eddy Simulation of Turbulent Flows*. PhD thesis, SUNY Buffalo, 2001.
- [9] HALL, M. Cell vertex multigrid solution of the euler equations for transonic flow past aerofoils. Tech. rep., Royal Aerospace Establishment, 1984.
- [10] HAN, J., DUTTA, S., AND EKKAD, S. Gas turbine heat transfert and cooling technology. *Taylor & Francis Inc* (Apr. 2001).
- [11] 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.
- [12] 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.

- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] LEBLANC, C., EKKAD, S., LAMBERT, T., AND RAJENDRAN, V. Detailed heat transfert distributions in engine similar cooling channels for a turbine rotor blade with different rib orientations. In *ASME 2011 Turbo Expo : Turbine Technical Conference and exposition 5* (June 2011).
- [17] MENTER, F. Two-Aquation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal* 32, 8 (1994), 1598–1605.
- [18] NI, R. A multiple grid scheme for solving the Euler equations. *AIAA Journal* 20 (1982), 1565–1571.
- [19] NICLOUD, 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.
- [20] PARK, J., HAN, J., HUANG, Y., OU, S., AND BOYLE, R. Heat transfert performance comparisons of five different rectangular channels with parralel angled ribs. *International Journal of Heat and Mass Transfert* 11, 35 (Nov. 1992), 2891–2903.
- [21] PETOT, B. Refroidissement des aubes de turbines de turboréarcteurs.
- [22] POINSOT, T., AND VEYNANTE, D. *Theoretical and Numerical Combustion*. R.T. Edwards, 2nd edition, 2005.
- [23] POPE, S. B. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [24] SAGAUT, P. *Introduction à la simulation des grandes échelles*, mathématiques & applications ed. Springer, 1998.
- [25] SAGAUT, P. *Large eddy simulation for incompressible flows*. Springer, 2002.
- [26] SHUMKIVAN, F. Simulation numérique des grandes echelles de jets impac-tants. Tech. rep., 2013.
- [27] SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations : 1. the basic experiment. *Mon. Weather Rev.* 91 (1963), 99–164.
- [28] SPALART, P., AND ALLMARAS, S. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *AIAA Paper*, 92-0439 (1992).
- [29] SUNIL, P., AND TAFTI, D. Large-Eddy Simulation With Zonal Near Wall Treatment of Flow and Heat Transfert in a Ribbed Duct for the Internal Cooling of Turbine Blades. *Journal of Turbomachinery* 135 (May 2013).

- [30] WILCOX, D. Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal* 26, 11 (1988), 1299–1310.

# Annexes

# Annexe A

## Isocontour de température moyenne dans le cas avec 8 perturbateurs

La Fig. A.1 représente une iso-surface de température moyenne correspondant à  $T_{adim} = 0.16$  pour les résultats de ce stage (a) et les résultats de la thèse de R.Fransen (b).

On voit que l'iso-surface se rapproche globalement du plan T le long du canal et on retrouve également les différences entre les deux cas. Effectivement dans le cas (a) l'iso-surface à la paroi se trouve bien plus haute que dans le cas (b), ce qui confirme les observations précédentes. On retrouve également les variations en fin et en entrée de canal dans le cas (a).

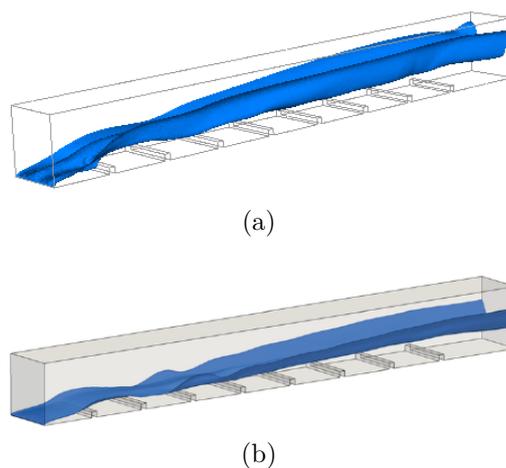


FIGURE A.1 – *Isosurface de température : (a) Résultat du stage, (b) Résultat de la thèse de R.Fransen.*