



**HAL**  
open science

# Simulation numérique instationnaire des écoulements turbulent dans les diffuseur de centrales hydrauliques en vue de l'amélioration des performances

Cédric Duprat

► **To cite this version:**

Cédric Duprat. Simulation numérique instationnaire des écoulements turbulent dans les diffuseur de centrales hydrauliques en vue de l'amélioration des performances. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2010. Français. NNT : . tel-00540181

**HAL Id: tel-00540181**

**<https://theses.hal.science/tel-00540181>**

Submitted on 26 Nov 2010

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

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

**THESE DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE**  
**Délivrée par l'Institut Polytechnique de Grenoble**

N° attribué par la bibliothèque

/ / / / / / / / / / / / / / / /

**THESE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE**

spécialité « **Mécanique des Fluides et Transferts** »

préparée au *Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels*

(LEGI, UMR 5519, CNRS-UJF-INPG)

dans le cadre de l' **Ecole Doctorale « Ingénierie - Matériaux Mécanique Energétique**

**Environnement Procédés Production** »

présentée et soutenue publiquement par

**Cédric DUPRAT**

le 9 juin 2010

**SIMULATION NUMÉRIQUE INSTATIONNAIRE DES  
ÉCOULEMENTS TURBULENTS DANS LES DIFFUSEURS DES  
TURBINES HYDRAULIQUES EN VUE DE L'AMÉLIORATION  
DES PERFORMANCES.**

**Utilisation de la Simulation des Grandes Échelles dans une  
géométrie industrielle**

*Directeur de thèse : Pr. O. METAIS*

*Co-directeur de thèse : Dr. G. BALARAC*

**JURY**

Pr. Azzedine KOURTA	Professeur, Université d'Orléans	Président
Pr. Éric LAMBALLAIS	Professeur, Université de Poitiers	Rapporteur
Dr. Emmanuel LÉVÊQUE	Chargé de recherche du CNRS, ENS Lyon	Rapporteur
Dr. Farid MAZZOUJI	Représentant Alstom Hydro France	Examinateur
Pr. Olivier MÉTAIS	Professeur, Grenoble INP	Directeur de thèse
Dr. Guillaume BALARAC	Maître de Conférences, Grenoble INP	Co-encadrant de thèse







# Remerciements

Afin d'éviter d'autres fautes d'orthographe, j'aurais pu simplement commencer et finir ces remerciements par le même mot : "Merci". La motivation aidant et dans le besoin d'un dernier défi, je me lance dans un ultime développement.

Je tiens à remercier dans un premier temps mes directeurs de thèses Olivier Métais et Guillaume Balarac pour leur soutien scientifique. Olivier Métais qui m'a fait découvrir le monde turbulent de la mécanique des fluides. Merci à Guillaume pour ces son attention régulière et ses commentaires constructifs, une première thèse brillamment encadrée Chef!

Cette thèse n'aurait pas commencé sans le soutien et la confiance de l'ADEME et d'Alstom hydro France : Claire Ségoufin, Pierre Leroy et Thomas Laverne. Elle n'aurait pas non plus terminé sans les participations de mon jury présidé par Azzedine Kourta et composé d'Eric Lamballais, d'Emmanuel Levêque et de Farid Mazzouji. Ce dernier qui six mois avant le début de ma thèse m'initiait déjà aux écoulements de machines à laver dans des aspirateurs de centrale hydraulique.

Merci également à tous les membres passés et présents de l'équipe MoST, dans un ordre plus ou moins chronologique : Christophe (l'héliconiste), Arul (I promise, we'll come soon), Olivier (bon courage pour la relève) El-Hadi, Jarek, et tout ceux que j'oublie.

Merci encore à toutes les personnes du LEGI que j'ai pu côtoyer. L'équipe HOULE qui prenait soins à ce que je ne manque jamais d'eau dans mon bureau lorsque j'étais sur la passerelle (merci Jean-Marc et Philippe). Le couloir du premier étage du Bâtiment A, avec qui j'ai passé de bons moments tant par nos (trop ?) nombreuses pauses cafés, mais aussi par nos collaborations scientifiques : le binôme Sylvain et Stéphane, Régiane, Vincent, Maxime, Jean,... Merci aussi à Eric et Philippe qui m'ont accordé leur confiance en me confiant des enseignements à l'ENSE3, une activité que j'ai vraiment eu plaisir à faire.

J'ai aussi passé pas mal de temps au "labo d'à côté", le LTHE où je représentais le LEGI au café de midi. Merci donc au LTHien pour leurs échanges et les moments "quid" : Reno, Mathieu, Magalie, Laurent, Vincent, Olivier pour ne citer qu'eux.

Je n'oublie par non plus mes tortionnaires du midi qui me permettent de faire un dernier calcul : 1 bastille par semaine (12km, 300m de dénivelé) pendant presque 3 ans ça fait plus de 1000 km et près de 30000 m de dénivelé ... ouahou !!. Merci donc à Patrick, plus qu'un informagicien<sup>1</sup> à mes yeux, Jean-Marc, Jean-Luc, P'tit Jean pour m'avoir appris à mettre un pied devant l'autre un peu plus vite et pendant longtemps, longtemps.

---

1. pour reprendre une formule du chef

Merci enfin à mes amis (plutophore will be back!!), ma famille, et plus particulièrement mes parents qui m'ont encouragé et soutenu dans ces quatre années intenses. Je finirais en remerciant ma p'tite Claire pour son grand soutien (tant psychologique que gastronomique) et son aide acharnée à corriger les nombreuses versions de mon manuscrit.

*"Claire, ... j'ai fini mes remerciements, tu peux corriger une dernière fois s'il te plaît ?"*

# Résumé

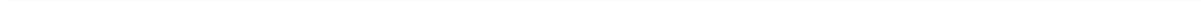
L'aspirateur d'une centrale hydraulique est le composant où l'écoulement issu de la roue est décéléré, convertissant l'excès d'énergie cinétique en pression statique. Cet écoulement en rotation est turbulent et évolue dans une géométrie tridimensionnelle complexe. Dans le cas de la réhabilitation d'une centrale existante seule la turbine et les directrices sont modifiées. Pour des raisons de coûts la bêche spirale et l'aspirateur sont rarement re-dessinés. Dans certains cas, l'installation d'une nouvelle roue conduit à une chute de rendement. Cet accident correspond à une variation brutale du coefficient de récupération de pression de l'aspirateur pour une très faible variation de débit au voisinage du point de rendement optimal.

Le modèle d'une installation récemment réhabilitée et présentant ce phénomène, est étudié numériquement. La méthode de simulation des grandes échelles a été choisie pour simuler l'écoulement. Afin de réduire le coût du maillage, un modèle analytique de loi de paroi est développé, prenant en compte à la fois le frottement pariétal et le gradient longitudinal de pression. Une méthode est proposée pour créer un champ de vitesses turbulent à partir de champs moyens issus de mesures expérimentales. Ces méthodes sont implémentées dans le logiciel libre OpenFOAM et testées dans un premier temps sur des géométries simplifiées.

Plusieurs simulations ont été réalisées sur l'aspirateur à différents points de fonctionnement de part et d'autre du point de meilleur rendement. Les résultats ainsi obtenus ont été comparés à des mesures expérimentales, à la fois sur des paramètres globaux comme le rendement et sur des profils de vitesse moyenne dans certains plans de l'aspirateur. Ces comparaisons ont permis de valider la méthodologie utilisée. Le phénomène de chute de rendement recherché a ainsi pu être mis en évidence et expliqué.

*Mots-clés :*

Simulation des Grandes Échelles (SGE/LES); hydroélectricité; aspirateur; loi de paroi; OpenFOAM



# Abstract

The draft tube of a hydraulic powerplant is the component under the runner where the flow is decelerated, thereby converting the excess of kinetic energy into static pressure. The flow evolving in this complex geometry is rotating and turbulent.

In a power plant refurbishment case, usually only the runner and the guide vanes are optimized. The spiral casing and the draft tube are seldom redesigned. In some cases, the installation of an upgraded runner leads to an undesirable efficiency drop as the discharge is increased close to the best efficiency point value. This accident is found to be related to a corresponding sudden variation in the draft tube pressure recovery coefficient for a small discharge variation in vicinity the best efficiency point.

A power plant refurbished recently and affected by the pressure drop is studied numerically. Large Eddy Simulation method has been chosen. To reduce the grid size, a new wall model has been proposed, taking into account of streamwise pressure gradient. A method to generate turbulent inflow from experimental mean velocities has been proposed. These procedures were implemented in the open source CFD code OpenFOAM and validated by simplified geometries.

Different operating points close to the best efficiency one were simulated. Results obtained on the draft tube were compared to experimental measurements. Hence, global parameters such as the efficiency and mean velocity profiles were compared. This let us validate the methodology used. Therefore, the pressure drop was recovered and explained.

*Key words :*

Large-Eddy Simulations (LES) ; hydroelectricity ; Draft-tube ; Wall model ; OpenFOAM



# Table des matières

Remerciements . . . . .	3
Remerciements . . . . .	3
Résumé . . . . .	6
Abstract . . . . .	7
Table des matières . . . . .	9
Nomenclature . . . . .	18

## Chapitre 1

### INTRODUCTION GÉNÉRALE

## Chapitre 2

### LA RÉHABILITATION DE CENTRALES HYDRAULIQUES

A LA PROBLÉMATIQUE DE LA RÉHABILITATION . . . . .	28
B LA CHUTE DE RENDEMENT, UNE PROBLÉMATIQUE PROPRE À LA RÉHABILITATION . . . . .	28
B.1 Quantités caractérisant une centrale hydraulique et ses éléments . . . . .	28
B.2 Définition du rendement et mise en évidence du phénomène de chute de rendement . . . . .	31

<b>C</b>	<b>DESCRIPTION DE L'ASPIRATEUR</b> . . . . .	32
C.1	Rôle de l'aspirateur . . . . .	32
C.2	Géométrie de l'aspirateur étudié dans cette thèse . . . . .	35
C.3	État de l'art de l'étude des aspirateurs de centrale hydraulique, cas particulier de la chute de rendement . . . . .	37

### Chapitre 3

## SIMULATION ET MODÉLISATION DE LA TURBULENCE EN GÉOMÉTRIE COMPLEXE

<b>A</b>	<b>APPROCHE NUMÉRIQUE</b> . . . . .	43
A.1	Généralités sur la modélisation numérique d'écoulements turbulents . . . . .	43
A.1.1	Simulation Numérique Directe . . . . .	43
A.1.2	Les approches statiques (RANS) . . . . .	43
A.1.3	Simulation des Grandes Échelles . . . . .	45
A.2	Etat de l'art des études numériques des aspirateurs de centrales hydrauliques	46
A.3	Verrous spécifiques à l'étude numérique d'un aspirateur . . . . .	49
<b>B</b>	<b>SIMULATIONS DES GRANDES ÉCHELLES</b> . . . . .	50
B.1	Principe détaillé . . . . .	50
B.2	Modélisation du tenseur des contraintes sous-maille . . . . .	50
B.2.1	Hypothèse de viscosité sous-maille . . . . .	51
B.2.2	Hypothèse de longueur de mélange . . . . .	52
B.3	Modèle à une équation de transport pour l'énergie cinétique sous-maille . . . . .	52
<b>C</b>	<b>SIMULATION NUMÉRIQUE D'ÉCOULEMENTS PARIÉTAUX</b> . . . . .	54
C.1	Écoulements turbulents proche paroi . . . . .	54
C.2	Cas particulier des parois en géométries complexes . . . . .	56
C.3	Conséquences pour la SGE et traitement de paroi . . . . .	59
C.4	État de l'art des modèles de parois . . . . .	61
C.4.1	Premier type de modèle de paroi : RANS/SGE . . . . .	61
C.4.2	Second type de modèle de paroi : modèle à deux couches . . . . .	62

C.4.3	Troisième type de modèle de paroi : les lois de paroi . . . . .	65
<b>D</b>	<b>CONDITIONS D'ENTRÉE.</b> . . . . .	<b>67</b>
D.1	Particularité de la définition des conditions d'entrée en simulation instationnaire . . . . .	67
D.2	Méthodes basées sur un calcul précurseur . . . . .	69
D.3	Méthodes basées sur la décomposition de Reynolds . . . . .	72
D.3.1	Définition du signal aléatoire . . . . .	74
D.3.1.1	Bruit blanc . . . . .	74
D.3.1.2	Bruit blanc filtré . . . . .	75
D.3.1.3	Renormalisation d'un signal turbulent . . . . .	76
D.4	Choix des méthodes utilisées par la suite . . . . .	76

## Chapitre 4

# MÉTHODES NUMÉRIQUES

<b>A</b>	<b>PRÉSENTATION DE L'OUTIL DE SIMULATION OPENFOAM.</b> . . . . .	<b>81</b>
<b>B</b>	<b>DISCRÉTISATION DES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES PAR LA MÉTHODE DES VOLUMES FINIS.</b> . . . . .	<b>81</b>
B.1	Discrétisation du domaine, notations . . . . .	82
B.2	Terme de convection . . . . .	84
B.3	Terme de diffusion . . . . .	85
B.4	Terme instationnaire . . . . .	86
B.5	Équation de pression . . . . .	87
B.6	Algorithme récapitulatif . . . . .	89
<b>C</b>	<b>IMPLÉMENTATIONS DES CONDITIONS AUX LIMITES</b> . . . . .	<b>90</b>
C.1	Conditions aux limites numériques . . . . .	91
C.1.1	Valeur fixée . . . . .	92
C.1.2	Gradient fixé . . . . .	92
C.2	Conditions aux limites physiques . . . . .	93

C.2.1	Conditions à la paroi . . . . .	93
C.3	Conditions d'entrée turbulente . . . . .	96
C.4	Condition de sortie . . . . .	96
C.5	Condition de périodicité . . . . .	97
C.6	Condition initiale . . . . .	97
D	<b>OUTILS D'ANALYSES</b> . . . . .	100
D.1	Quantités instantanées . . . . .	100
D.1.1	Extrema de pression . . . . .	100
D.1.2	Critère $Q$ . . . . .	100
D.2	Quantités statistiques . . . . .	101

## Chapitre 5

# MODÈLE DE LOI DE PAROI PROPOSÉ

A	<b>MISE EN ÉQUATION DU MODÈLE</b> . . . . .	104
B	<b>MODÉLISATION ET VALIDATION <i>a priori</i> DU MODÈLE</b> . . . . .	106
B.1	Modèle de viscosité turbulente . . . . .	106
B.2	Comportement asymptotique . . . . .	106
B.3	Validation <i>a priori</i> . . . . .	107
C	<b>VALIDATION <i>a posteriori</i> DE LA LOI DE MANHART <i>et al.</i> [80] ET</b>	
DU MODÈLE PROPOSÉ. . . . .		112
C.1	Méthode d'utilisation des lois de paroi . . . . .	112
C.2	Description des géométries utilisées pour les validations <i>a posteriori</i> . . . . .	115
C.2.1	Canal plan périodique à nombre de Reynolds élevé . . . . .	115
C.2.2	Colline périodique . . . . .	116
C.3	Résultats et discussions . . . . .	118
C.3.1	Configuration sans gradient de pression . . . . .	118
C.3.2	Configuration avec gradient de pression . . . . .	122

D	CONCLUSIONS . . . . .	127
---	-----------------------	-----

## Chapitre 6

### CONDITION D'ENTRÉE INSTATIONNAIRE

A	GÉNÉRALITÉ SUR LES DIFFUSEURS . . . . .	131
B	CAS TEST DU DIFFUSEUR CONIQUE ERCOFTAC. . . . .	132
B.1	Description de la géométrie . . . . .	132
B.2	État de l'art . . . . .	133
C	CALCULS EFFECTUÉS ET RÉSULTATS OBTENUS . . . . .	134
C.1	Condition d'entrée fixant des paramètres globaux . . . . .	135
C.1.1	Utilisation de la condition d'entrée . . . . .	135
C.1.2	Résultats obtenus . . . . .	137
C.1.2.1	Phase transitoire et convergence : . . . . .	137
C.1.2.2	Champ de vitesse moyenne . . . . .	137
C.1.2.3	Topologie de l'écoulement . . . . .	139
C.2	Condition d'entrée synthétique . . . . .	140
C.2.1	Types de fluctuations utilisées en condition d'entrée . . . . .	140
C.2.2	Résultats de la simulation en terme de quantité moyenne . . . . .	141
C.2.3	Résultats de la simulation en terme de quantité instantanée . . . . .	143
D	SYNTHÈSE DE LA PARTIE . . . . .	145

## Chapitre 7

### ÉCOULEMENT DANS L'ASPIRATEUR DE CENTRALE HYDRAULIQUE

A	INTRODUCTION . . . . .	150
---	------------------------	-----

<b>B</b>	<b>CONFIGURATION DU CALCUL</b> . . . . .	150
B.1	Géométrie du calcul . . . . .	150
B.2	Points de fonctionnement simulés et condition d'entrée . . . . .	151
B.3	Détail du maillage utilisé . . . . .	155
<b>C</b>	<b>VALIDATION DU CALCUL</b> . . . . .	157
C.1	Outils utilisés pour la validation de la simulation . . . . .	157
C.2	Cohérence du champ d'entrée . . . . .	158
C.3	Prédictivité des quantités globales de l'écoulement . . . . .	160
C.3.1	Coefficient de récupération de l'aspirateur $\chi$ . . . . .	160
C.3.2	Répartition du débit dans les pertuis . . . . .	162
C.4	Prédictivité des champs moyens . . . . .	164
C.4.1	Écoulement dans le coude . . . . .	164
C.4.2	Écoulement à proximité de la pile . . . . .	165
C.4.3	Écoulement dans les pertuis de sortie . . . . .	167
<b>D</b>	<b>INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS</b> . . . . .	169
D.1	Vue globale de l'écoulement . . . . .	169
D.2	Origine du décollement et conséquence sur le débit dans les pertuis . . . . .	172
D.3	Conséquence du décollement sur la récupération de pression . . . . .	173
<b>E</b>	<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</b> . . . . .	176
E.1	Prédictivité des simulations . . . . .	176
E.2	Correction envisageable de l'accident . . . . .	177

## Chapitre 8

# CONCLUSION GÉNÉRALE

<b>A</b>	<b>PRINCIPAUX RÉSULTATS</b> . . . . .	179
A.1	Mise en place de conditions aux limites adaptées . . . . .	179
A.2	Simulation de l'aspirateur . . . . .	181

---

<b>B</b>	<b>PERSPECTIVES</b> . . . . .	182
B.1	Amélioration possible sur le modèle de loi de paroi proposé . . . . .	182
B.2	Amélioration possible sur le modèle de condition d'entrée . . . . .	182
B.3	Amélioration possible sur la simulation de l'aspirateur . . . . .	183
	Références bibliographiques . . . . .	185



# Nomenclature

## Grandeurs :

Abréviation	Signification
$D_{ref}$	diamètre de la turbine
$H_n$	chute nette
$\lambda$	coefficient de puissance
$\varphi$	coefficient de débit
$\psi$	coefficient d'énergie
$n_q$	vitesse spécifique
$u_i$	composante $i$ de la vitesse (non filtrée)
$p$	pression physique
$P$	macro pression ou pression modifiée
$\mu$	viscosité dynamique ou moléculaire
$\nu$	viscosité cinématique
$\rho$	masse volumique
$\tau_{ij}$	tenseur des contraintes visqueuses
$S_{ij}$	tenseur des taux de déformations
$\overline{\tau_{ij}}$	tenseur sous-maille
$\nu_t$	viscosité turbulente
$\kappa$	constante de Von Karman (= 0,415)
$y$	composante normale à la paroi
$\tau_w$	contrainte pariétale (= $\rho\nu (\partial u/\partial y)_w$ )
$u_\tau$	vitesse de frottement (= $\sqrt{\tau_w/\rho}$ )
$u_p$	vitesse caractérisant le gradient de pression (= $ \mu/\rho^2 \partial p/\partial x ^{1/3}$ )
$u_{\tau p}$	vitesse caractéristique à la paroi (= $\sqrt{u_\tau^2 + u_p^2}$ )
$\alpha$	paramètre caractérisant les effets dans la couche limite (= $u_\tau^2/u_{\tau p}^2$ )
$Re$	nombre de Reynolds (= $Uh/\nu$ )
$\nu_{sm}$	viscosité sous-maille
$\nu_{eff}$	viscosité effective ( $\nu_{eff} = \nu + \nu_{sm}$ )

$S_w$  nombre de swirl

## Indices :

### Abréviation Signification

---

$()_w$  grandeur prise à la paroi (*ex* :  $\tau_w$ )  
 $()_{rms}$  *root mean square* écart-type de la grandeur

## Exposants :

### Abréviation Signification

---

$()^+$  grandeur rendue adimensionnelle en unité de paroi classique (*ex* :  $u^+ = u/u_\tau$ )  
 $()^*$  grandeur rendue adimensionnelle en unité de paroi Manhart (*ex* :  $u^* = u/u_{\tau p}$ )  
 $\overline{()}$  quantité filtrée  
 $\langle () \rangle$  quantité moyenne statistique

## Liste des abréviations :

### Abréviation Signification

---

LEGI Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels  
 UMR Unité Mixte de Recherche  
 ADEME Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie  
 RTE Réseau de Transport d'Électricité  
 EPR European Pressurized Reactor (réacteur pressurisé européen)  
 TENERRDIS Technologies Énergie Nouvelles Énergie Renouvelables Rhône-Alpes, Drôme, Isère, Savoie  
 MoST Modélisation et Simulation de la Turbulence  
 CFD Computational Fluid Dynamic (Calcul de la dynamique des fluides)  
 CV Volume de contrôle  
 DNS Direct Numerical Simulation (Simulation Numérique Directe)  
 LES Large Eddy Simulation (Simulation des Grandes Échelles)  
 RANS Reynolds Averages Navier Stokes (Simulation des équations de Navier Stokes Moyennée)  
 THI Turbulence Homogène Isotrope  
 TBLE Thin Boundary Layer Equation (équation de couche limite)  
 WMLES Wall Model Large Eddy Simulation (Simulation des Grandes Échelles avec une Loi de Paroi)  
 DES Detached Eddy Simulation  
 S-A Spalart-Almaras  
 DDES Delayed Detached Eddy Simulation  
 DES-SST Detached Eddy Simulation - Shear Stress Transport

LNS	Limited Numerical Scales
FLINDT	Flow Investigation in Draft Tube (étude de l'écoulement dans les aspirateurs)
EPFL	École Polytechnique Fédérale de Lausanne
CREMHyG	Centre de Recherches et d'Essais de Machines Hydrauliques de Grenoble
LDV	Laser Doppler Velocimetry
PIV	Particle Image Velocimetry
MPF	Meilleur Point de Fonctionnement



# Chapitre 1

## Introduction générale

Dans le marché mondial de la production d'électricité, celui de la part de l'hydraulique est sans cesse en expansion (2% par an en moyenne). La filière produit annuellement 2740 TWh à partir d'une puissance installée de 800 GW. 94% des installations ont une puissance installée de plus de 10 MW, on parle alors de "grande hydro". La production Européenne représente 580 TWh. Suivant les conditions annuelles, la production d'électricité venant de l'hydraulique représente 16 à 18% de la production mondiale [2]. Ce chiffre fait de l'hydroélectricité la seule contribution significative actuelle aux sources d'énergies renouvelables.

Depuis les ratifications du protocole de Kyoto en 1997, des directives européennes du 27 septembre 2001<sup>1</sup> et plus récemment du sommet de Copenhague, le contexte industriel général de cette étude a été résumé par M. Dambrine<sup>2</sup> dans son rapport sur les perspectives de développement de la production hydroélectrique en France, [30], de la façon suivante : *"L'hydroélectricité qui pouvait sembler jusqu'à peu relativement négligée devient aujourd'hui une composante incontournable d'une politique de développement des énergies renouvelables, de renforcement de la sécurité d'approvisionnement, de la lutte contre l'effet de serre. A ce titre, elle constitue par excellence l'énergie du développement durable"*. Il reconnaît ainsi le potentiel de développement des installations hydroélectriques françaises (évalué à 7 TWh/an d'ici à 2015).

En France, pour une puissance actuelle installée d'environ 24 GW, la production est de 76 TWh ce qui représente 14% de la production totale d'électricité et 95% de l'électricité produite à partir de sources d'énergies renouvelables. En 1998 la production totale d'électricité dans le

---

1. Journal officiel des Communautés européennes L283/33

2. Coordinateur "eau, industrie, énergie" du ministère de l'Économie, des Finances et de l'Industrie en 2006

monde était de 486 TWh et se répartissait en trois tranches : 88% pour la production nucléaire, 4% de production thermique classique (fioul, charbon, gaz) et 8% de production hydraulique<sup>3</sup>.

Dans les pays industrialisés et notamment en France, beaucoup de sites sont aménagés pour la production d'hydroélectricité depuis bientôt 50 ans. Ces équipements sont maintenant vétustes, et près de la moitié du parc hydraulique est âgé de plus de 30 ans. Aujourd'hui, le marché de la **réhabilitation** de ces anciennes centrales constitue une part croissante du marché de l'hydraulique mondiale. Le gain global possible de la réhabilitation est estimé à 5% de la production hydroélectrique européenne soit 4 TWh supplémentaires pour la France et 30 TWh pour l'Europe [30].

Ce travail de thèse se situe dans le cadre d'une collaboration avec ALSTOM Hydro France, du pôle de compétitivité TENERDIS, programme hydraulique, et du programme formation par la recherche de l'ADEME. À ce titre, le travail de thèse fait partie du projet **Augmentation et Optimisation de la Production Hydroélectrique** labellisé par le pôle en décembre 2005.

Ce travail s'appuie sur un contrat de réhabilitation effectuée par ALSTOM Hydro France qui servira de cas d'étude. Dans le cadre de ce contrat, ALSTOM Hydro France a dessiné une nouvelle roue afin d'améliorer les performances (rendement et puissance) de la centrale existante. Les essais modèles ont montré qu'à un débit proche du point de meilleur rendement, ce dernier diminuait brutalement de plusieurs pourcents. C'est ce que nous appellerons dans la suite **l'accident**. L'objectif du présent travail de thèse est donc dans un premier temps de mettre en place une étude numérique fine pour prédire puis comprendre l'écoulement dans un aspirateur. Dans un deuxième temps, il s'agit d'analyser le phénomène de chute de rendement observé afin de pouvoir le prévoir et l'éviter. L'enjeu est important puisque jusqu'à maintenant, il n'existe pas d'outil numérique suffisamment prédictif pour anticiper ce phénomène. Seul l'approche empirique a permis de mettre en évidence, puis de réduire cette chute de rendement. La méthodologie de modélisation numérique des fluides classiquement utilisée dans les études industrielles atteint dans ce cas ses limites.

Ces travaux de recherche sont effectués au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (équipe Modélisation et Simulation de la Turbulence, MoST). La méthode de simulation des grandes échelles (SGE), souvent utilisée dans le cadre de recherche fondamentale au sein de

---

3. données extraites de la note d'information générale de la RTE, gestionnaire du Réseau de Transport d'Électricité (2006)

l'équipe, permet de réduire le niveau de modélisation de la turbulence, comparé à la méthodologie classique industrielle. Son utilisation restait, jusqu'à il y a peu de temps, restreinte au domaine de la recherche. En effet, sa mise en oeuvre est à la fois coûteuse et complexe, en particulier pour des configurations complexes. Ces écoulements industriels sont délicats d'une part car les géométries rencontrées sont complexes et d'autre part car de nombreux phénomènes physiques sont à prendre en compte. Deux aspects sont notamment primordiaux pour la modélisation d'un aspirateur de centrale hydraulique : le coût de la simulation (coût en temps de calcul), et la physique de l'écoulement à modéliser.

- Du premier point va dépendre l'intérêt pour l'industriel à utiliser cette méthodologie. Une simulation exploitable après un temps très long de calcul est désavantageux. Nous avons donc mis en place une méthodologie basée sur l'utilisation de loi de paroi pour réduire autant que faire se peut la densité du maillage de la géométrie.
- Le second point concerne les conditions aux limites à imposer aux bornes de l'aspirateur, en particulier la condition amont supposée modéliser l'écoulement en sortie d'une turbine. L'utilisation de la SGE impose aussi de fournir des conditions aux limites instationnaires. Il est donc nécessaire de modéliser l'écoulement en sortie de la turbine de façon instationnaire.

L'organisation du mémoire s'articule autour des points précédents.

## **Chapitre 2 : La réhabilitation des centrales hydraulique**

Nous présentons, dans cette première partie, les problématiques associées à la réhabilitation des anciennes centrales hydrauliques et en particulier le problème de chute de rendement. Nous détaillons dans une dernière partie la description d'un élément important d'une centrale : l'aspirateur dont nous verrons le rôle, les grandeurs le caractérisant et enfin la littérature le concernant.

## **Chapitre 3 : Simulation et modélisation de la turbulence en géométrie complexe**

Après avoir détaillé les différentes méthodes de simulation numérique d'écoulement turbulent, nous détaillons le principe de la simulation des grandes échelles (SGE). Le choix de cette méthode de simulation et la complexité de la géométrie nécessitent de détailler la classe des écoulements pariétaux puis la particularité de la condition d'entrée. Nous développons pour ces deux domaines la problématique liée à notre étude et l'état de l'art associé.

## **Chapitre 4 : Méthodes numériques**

Les méthodes numériques utilisées sont détaillées dans ce chapitre. Nous explicitons les méthodes de discrétisation des équations, la prescription des conditions aux limites et initiales.

## **Chapitre 5 : Traitement à la paroi**

Le cinquième chapitre concerne le traitement pariétal en simulation des grandes échelles. Un nouveau modèle de loi de paroi y est proposé, validé *a priori* puis, *a posteriori* sur certaines géométries académiques. Celles-ci ont été choisies pour leurs physiques similaires au phénomène que nous voulons étudier.

## **Chapitre 6 : Condition d'entrée turbulente**

La simulation ne pouvant englober l'ensemble de la centrale hydraulique, nous devons fournir à l'aspirateur l'écoulement tel qu'il serait à la sortie de la turbine. L'utilisation de la SGE introduit certaines contraintes sur la nature du champ à fournir à l'aspirateur. Nous proposons une méthode pour créer un champ d'entrée turbulent instationnaire que nous testons sur une géométrie de diffuseur conique.

## **Chapitre 7 : Écoulement dans un aspirateur de centrale hydraulique**

Dans le chapitre sept, les modèles développés et validés dans les chapitres précédents seront appliqués à la simulation des grandes échelles de l'écoulement dans un aspirateur complet. Les caractéristiques des points de fonctionnement simulés sont développés dans une première partie. Puis les résultats obtenus en utilisant un premier type de condition d'entrée font l'objet de la seconde partie. Enfin, les résultats obtenus avec une condition d'entrée plus réaliste seront confrontés aux résultats recueillis à partir de données expérimentales. La physique de l'écoulement est détaillée à partir de ces derniers calculs. Enfin, une explication du phénomène de chute de rendement sera donnée.

## **Chapitre 8 : Conclusions du travail de thèse**

La chapitre huit constitue le dernier chapitre de cette thèse. Les conclusions de ce travail seront faites et certaines perspectives possibles seront proposées.

## Chapitre 2

# La réhabilitation de centrales hydrauliques

<b>A</b>	<b>LA PROBLÉMATIQUE DE LA RÉHABILITATION . . . . .</b>	<b>28</b>
<b>B</b>	<b>LA CHUTE DE RENDEMENT, UNE PROBLÉMATIQUE PROPRE À LA RÉHABILITATION . . . . .</b>	<b>28</b>
B.1	Quantités caractérisant une centrale hydraulique et ses éléments . . . . .	28
B.2	Définition du rendement et mise en évidence du phénomène de chute de rendement . . . . .	31
<b>C</b>	<b>DESCRIPTION DE L'ASPIRATEUR . . . . .</b>	<b>32</b>
C.1	Rôle de l'aspirateur . . . . .	32
C.2	Géométrie de l'aspirateur étudié dans cette thèse . . . . .	35
C.3	État de l'art de l'étude des aspirateurs de centrale hydraulique, cas par- ticulier de la chute de rendement . . . . .	37

## ***A La problématique de la réhabilitation***

Dans les pays industrialisés et notamment en France, beaucoup de sites sont aménagés pour la production d'hydroélectricité depuis bientôt 50 ans. Ces centrales hydrauliques sont maintenant vétustes et nécessitent d'être renouvelés avec les technologies actuelles. Aujourd'hui, le marché de la réhabilitation de ces centrales anciennes est une part croissante du marché de l'hydraulique mondiale. Elle est possible et encouragée grâce aux progrès de la technologie hydraulique via :

- l'augmentation des rendements et des puissances installés,
- l'augmentation de la fiabilité et donc de la disponibilité,
- l'augmentation de la durée de vie des composants.

Le gain global de la réhabilitation est estimé à 5% sur la production hydroélectrique européenne soit 4 TWh supplémentaires pour la France et 30 TWh pour l'Europe [30]. Aujourd'hui, la reconception est envisagée pour des machines de puissance supérieure ou égale à 200 MW. Des machines d'une telle puissance se trouvent principalement au Canada mais très peu en Europe et en France où la plage de puissance est majoritairement comprise entre 20 et 100 MW.

En plus de la puissance de l'installation, la réhabilitation n'est rentable que si elle n'affecte pas les infrastructures de l'aménagement hydraulique (à minima les pièces scellées dans le béton telle que la bêche spirale et l'aspirateur) et qu'un maximum d'éléments existants puissent être conservés. En général, l'ancienne turbine ainsi que les directrices et les avant-directrices sont remplacées par de nouvelles ayant un rendement plus élevé (Cf. figure 2.2).

## ***B La chute de rendement, une problématique propre à la réhabilitation***

### **B.1 Quantités caractérisant une centrale hydraulique et ses éléments**

Avant de définir les quantités globales caractérisant une centrale hydraulique, nous allons illustrer leur principe de fonctionnement.

Le principe de la production hydroélectrique est de transformer l'énergie potentielle contenue dans un réservoir d'eau, situé en amont de la centrale, en énergie mécanique par le biais de la turbine hydraulique. Cette énergie est ensuite convertie en énergie électrique par l'alternateur. La figure 2.1 représente la coupe d'une centrale caractéristique, ici celle de Kemps. La figure 2.2 permet de visualiser en détail les composants de la centrale, ici celle de notre étude.

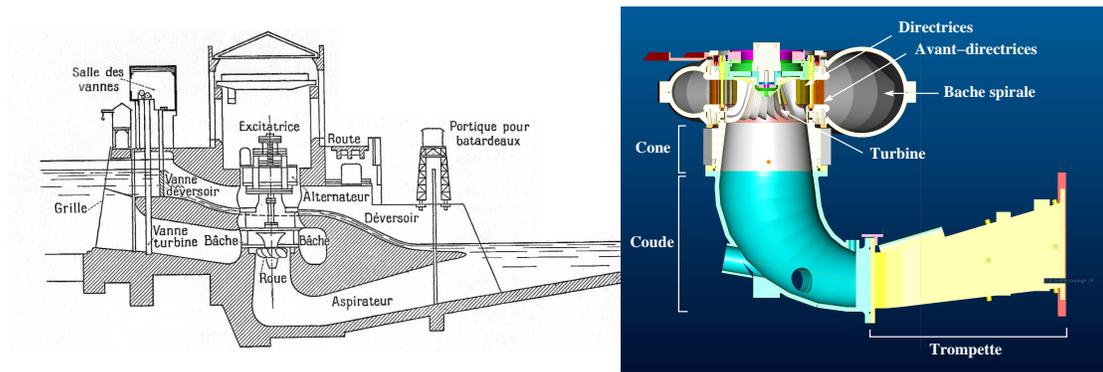


FIGURE 2.1 – Coupe de la centrale hydraulique de Kemps

FIGURE 2.2 – Visualisation CAO des composants d'une centrale hydraulique

L'eau du réservoir est amenée par des conduites forcées à l'intérieur de la centrale. Pour répartir le débit équitablement et donner une première orientation au fluide autour de l'axe de rotation de la turbine, une bâche de forme spirale est utilisée. Les avant-directrices fixes et les directrices pivotantes orientent les filets de fluide dans la turbine. L'ensemble des directrices et le distributeur permettent aussi de faire varier le débit entrant dans la turbine, en modulant leur ouverture. Ces éléments sont visibles à la figure 2.2.

La turbine est entraînée en rotation par la force du fluide et extrait la majeure partie de l'énergie cinétique de l'eau pour la transformer en énergie mécanique. Le mouvement de la roue entraîne l'arbre de l'alternateur en rotation créant de l'électricité à la manière de la dynamo d'un vélo.

La forme des aubes est déterminée de façon à remplir les deux conditions suivantes :

- Les filets liquides doivent être *déviés* pendant leur passage dans la roue de façon à être soumis à des forces centrifuges. Ce sont ces forces qui créent un couple moteur exerçant ainsi une poussée sur l'aube.

- Dans le cas des machines à axe verticale, les filets liquides entrent de façon perpendiculaire à l'axe de rotation de la roue. Ceux-ci doivent être *redressés* par les aubes, de façon à sortir de la roue le plus parallèlement possible à cet axe de rotation (Cf. figure 2.2).

Après son passage dans la turbine, l'eau est conduite par le biais de l'aspirateur vers le bassin de sortie dont la côte est le niveau naturel de la surface libre du cours d'eau. L'aspirateur présente une forme évasée vers l'aval de façon à permettre la récupération de l'énergie cinétique que possède l'eau à la sortie de la roue mobile. Une pile peut être ajoutée en sortie de l'aspirateur, la divisant en deux pertuis, pour assurer une rigidité suffisante de la structure (Cf. figure 2.6).

Parmi les organes annexes de l'ouvrage (Fig.2.1) le déversoir, ou évacuateur de crue, permet le passage des débits de crue au droit du barrage sans risquer de l'endommager.

La puissance nette est proportionnelle à la hauteur de chute nette ( $H_n$ ), charge mise à disposition des turbines pour produire l'énergie mécanique sur l'arbre.  $H_n$  est donc la hauteur de chute entre la section amont de la bêche spirale et la section aval de l'aspirateur. À la hauteur de chute nette correspond la puissance nette,  $P_n$ , définie pour chaque valeur du débit  $Q$  et pour un fluide de masse volumique  $\rho$  par :

$$P_n = \rho g H_n Q. \quad (2.1)$$

Des coefficients sans dimension sont utilisés pour comparer des machines ayant des géométries, des vitesses de rotation ou d'autres paramètres différents. Les conditions de fonctionnement, ou points de fonctionnements, peuvent être décrites par les trois coefficients suivants : le coefficient de puissance  $\lambda$ , le coefficient de débit  $\varphi$  et le coefficient d'énergie  $\psi$ .

$$\lambda = \frac{P_{turbine}}{\rho \omega^3 D_{ref}^5}, \quad (2.2a)$$

$$\varphi = \frac{Q}{\omega D_{ref}^3}, \quad (2.2b)$$

$$\psi = \frac{g H_n}{\omega^2 D_{ref}^2}. \quad (2.2c)$$

où  $Q$  est le débit,  $D_{ref}$  est le diamètre de la roue et  $\omega$  sa vitesse de rotation.  $H_n$  est la chute nette et  $P_{turbine} = C \omega$  est la puissance fournie par la turbine et définie comme le produit du couple  $C$  et la vitesse de rotation de la roue  $\omega$ . Ces trois nombres caractéristiques permettent de définir le rendement global de la centrale  $\eta_T$  par :

$$\eta_T = \frac{P_{turbine}}{P_n} = \frac{P_{turbine}}{\rho g H_n Q} = \frac{\lambda}{\psi \varphi} \quad (2.3)$$

Le rendement global ainsi défini est le ratio entre la puissance transmise à l'arbre et la puissance nette disponible par le fluide.

## B.2 Définition du rendement et mise en évidence du phénomène de chute de rendement

Lors de la conception d'une centrale hydraulique, l'aspirateur et la turbine sont étudiés pour fonctionner conjointement. À l'issue de la réhabilitation d'une centrale, le comportement de la nouvelle turbine avec l'aspirateur déjà existant reste incertain. Dans certains cas, encore non prédictifs, un mauvais agencement du couple roue/aspirateur peut survenir entraînant notamment une chute soudaine du rendement près du point de fonctionnement nominal de l'installation. Cette chute de rendement peut atteindre plusieurs pourcents comme le montre la figure 2.3, issue des mesures expérimentales de Tridon *et al.* [128]. Elles représentent l'évolution du rendement adimensionné par le rendement du meilleur point de fonctionnement (MPF) en fonction du coefficient de débit défini précédemment (Eq. 2.2). La courbe de rendement globale  $\eta_T$  de la centrale est représentée en rouge. La courbe bleu représente le coefficient de récupération de l'aspirateur qui sera défini plus loin (équation 2.8). La présence du décrochage sur la courbe de rendement de l'aspirateur permet de localiser l'accident à l'aspirateur. Il est important de signaler que, malgré les échelles adimensionnées utilisées, la différence de débit entre les points de mesures 2 et 3 ne représente que quelques litres par seconde sur un total de plus de 700 l/s. La chute de rendement, de plus de 1,5 % apparaît donc avec un changement minime du débit ce qui signifie que le phénomène est très brutale.

Étant donné que le régime de fonctionnement nominal est le plus utilisé, et qu'une centrale hydraulique peut atteindre une durée d'utilisation de près de 50 ans, on comprend que l'enjeu associé à cette chute de rendement est important.

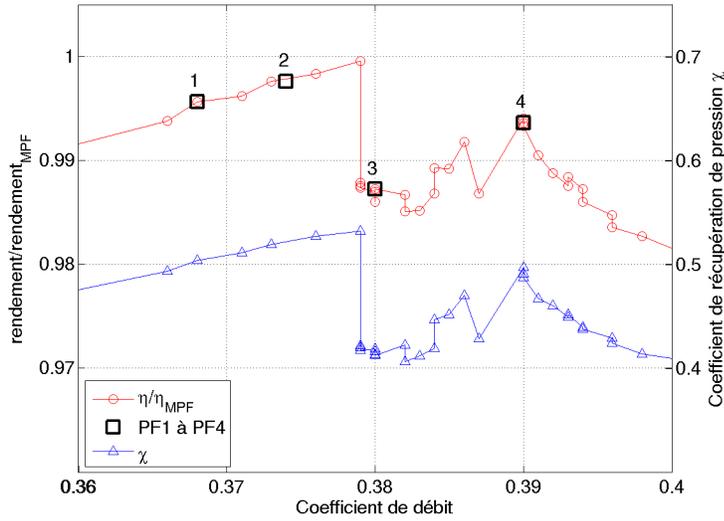


FIGURE 2.3 – Chute de rendement près du MPF, courbes obtenues expérimentalement par Tridon *et al.* [128]

## C Description de l'aspirateur

### C.1 Rôle de l'aspirateur

À l'heure actuelle, un des points les plus critiques dans le domaine de la réhabilitation des centrales hydrauliques est la maîtrise des performances des aspirateurs. L'aspirateur est le lieu d'écoulements turbulents complexes où se produit des décollements et des instabilités qui dégradent fortement les performances des installations. Ils peuvent de plus entraîner des efforts instationnaires conséquents pouvant devenir dangereux pour l'intégrité du système.

Le rôle de l'aspirateur est de récupérer l'énergie résiduelle en sortie de roue, non transformée en électricité, principalement présente sous deux formes :

- l'énergie cinétique correspondant à la vitesse absolue de l'eau à la sortie de la roue,
- l'énergie potentielle correspondant à la différence de niveau entre le plan de la section de sortie de la roue et celui à l'amont du canal de fuite.

Pour évaluer quantitativement le rôle de l'aspirateur, un bilan énergétique entre les bassins amont et aval notés respectivement 1 et 2 à la figure 2.4 peut être écrit.

$$H_1 - \Delta H_t - J_d \frac{U_{in}^2}{2g} = H_2 + \frac{U_{out}^2}{2g}, \quad (2.4)$$

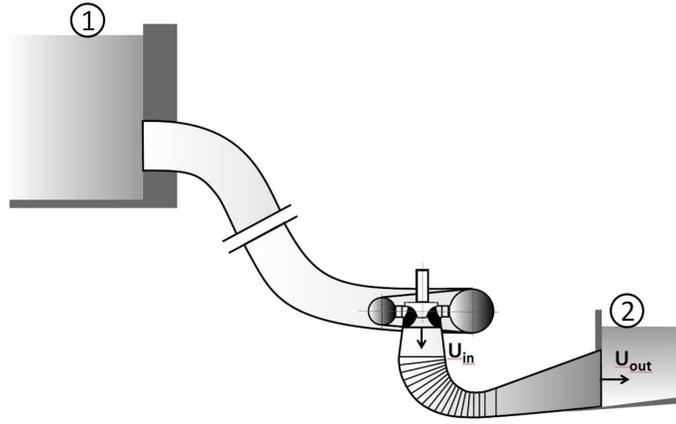


FIGURE 2.4 – Schéma présentant les notations associées au calcul de l'aspirateur

où  $U_{in}$  et  $U_{out}$  représentent respectivement les vitesses débitantes à l'entrée et à la sortie de l'aspirateur (Cf. figure 2.4). La chute de la centrale  $H$  est définie comme la différence des hauteurs des bassins amont et aval notés suivant la figure 2.4  $H_1$  et  $H_2$ . Le terme  $J_d$  représente les pertes de charge entre l'entrée et la sortie de l'aspirateur. Ces pertes de charge peuvent être inhérente à la géométrie (présence du coude, de la pile, rugosité des paroi de l'aspirateur, ...). Elles peuvent aussi être créées par un décollement de la couche limite, la présence d'un tourbillon ou tout autre phénomène qui modifierait la trajectoire de l'écoulement.  $\Delta H_t$  représente la puissance de la turbine par unité de débit. Celle-ci peut se réécrire de la façon suivante :

$$\Delta H_t = \frac{U_{in}^2}{2g} \left[ \frac{H}{\frac{U_{in}^2}{2g}} - J_d - \frac{S_{in}^2}{S_{out}^2} \right], \quad (2.5)$$

où  $S_{in}^2$  et  $S_{out}^2$  représente les sections d'entrée et de sortie de l'aspirateur.

Ainsi, la puissance de la turbine avec un aspirateur exprimé par l'équation 2.5 peut être comparée à celle qui serait obtenue sans aspirateur :

$$\Delta H_t = \frac{U_{in}^2}{2g} \left[ \frac{H}{\frac{U_{in}^2}{2g}} - 1 \right]. \quad (2.6)$$

Le gain relatif de puissance dû au diffuseur par unité de débit peut donc s'écrire :

$$\Delta P = \frac{P_{\text{avec aspirateur}} - P_{\text{sans aspirateur}}}{P_{\text{sans aspirateur}}} = \frac{1 - J_d - \frac{S_{in}^2}{S_{out}^2}}{\frac{H}{\frac{U_{in}^2}{2g}} - 1} \quad (2.7)$$

Pour récupérer un maximum d'énergie perdue par la turbine, on cherchera par la conception de l'aspirateur à diminuer le rapport  $\frac{S_{in}^2}{S_{out}^2}$  en diminuant la vitesse de sortie de l'aspirateur ainsi que  $J_d$  de façon suivante :

- Afin de réduire la vitesse de sortie  $U_{out}$ , et convertir le maximum de pression dynamique en pression statique, l'aspirateur doit avant tout être un diffuseur, c'est-à-dire que la section de sortie doit être suffisamment importante par rapport à la section d'entrée. Dans certains cas, la section de l'aspirateur peut changer depuis une section circulaire en entrée, imposée par la turbine, à une section rectangulaire en sortie (Cf. figure 2.6).
- La réduction des pertes de charges dans l'aspirateur est donc primordiale. Ceci explique que l'augmentation de la section dans l'aspirateur se fait progressivement afin d'éviter tout décollement de la couche limite.

Le phénomène de cavitation apparaît lorsque, la pression sous la roue, devient inférieure à la pression de vapeur saturante de l'eau. L'eau se vaporise partiellement sous forme de bulles qui lorsqu'elles atteignent des pressions trop basses peuvent imploser. L'implosion peut être si violente que les pressions à l'intérieur de la bulle atteignent des valeurs très élevées (plusieurs milliers de bars). En implosant, la bulle émet une onde de choc dans le liquide, qui casse des gouttes (émulsification), de disperser, désagglomérer ou briser des particules solides, ou encore de nettoyer ou éroder des surfaces solides. On parle alors d'érosion par cavitation. L'aspirateur réduisant la pression dans la section de sortie de la roue, favorise l'apparition du phénomène de cavitation.

Le gain de l'aspirateur peut être estimé en appliquant l'équation 2.7 avec des valeurs proches de celles de notre étude :  $H = 20 \text{ m}$ ,  $\frac{S_{in}}{S_{out}} = \frac{1}{4}$ ,  $J_d = 0.2$  et  $U_{in} = 6 \text{ m.s}^{-1}$ . Avec ces valeurs, le gain de puissance est estimé à 7.5% ce qui est considérable. On notera aussi que le gain de l'aspirateur diminue avec l'augmentation de la chute de la centrale. Le rôle de l'aspirateur est donc important pour les centrales de basses chute.

Deux paramètres sont utilisés pour caractériser le fonctionnement d'un aspirateur : le coefficient de récupération  $\chi$  et le coefficient de perte  $\zeta$ . Comme nous l'avons vu, l'aspirateur permet de transformer la pression dynamique en pression statique.  $\chi$  est défini comme la quantité de pression "récupérée" par l'aspirateur c'est-à-dire la différence de pression statique entre l'entrée et la sortie de l'aspirateur. Celle-ci est ensuite ramenée par l'énergie cinétique d'entrée de l'aspirateur.

$$\begin{aligned}
\chi &= \frac{\frac{1}{S_{sortie}} \int_{S_{sortie}} p \, dS - \frac{1}{S_{entree}} \int_{S_{entree}} p \, dS}{\frac{1}{2} \rho \left( \frac{Q}{S_{entree}} \right)^2} \\
&= \frac{p_{sortie} - p_{entree}}{\frac{1}{2} \rho U_{entree}^2}.
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Dans les relations 2.8,  $S_{entree}$  et  $S_{sortie}$  représentent respectivement les sections d'entrée et de sortie de l'aspirateur.  $Q$  est le débit et  $p$  est la moyenne des pressions statiques sur les sections d'entrée et de sortie. La valeur théorique maximale du coefficient,  $\chi = 1$ , correspond à la conversion complète de l'énergie cinétique restante en entrée en pression statique à travers le diffuseur.

Le coefficient de perte de l'aspirateur est une quantité industrielle caractérisant la qualité de la récupération de pression. Ainsi,  $\zeta$  détermine les pertes de cette transformation et doit donc être minimisé. Ce coefficient est défini par l'équation 2.9 comme la perte de puissance entre l'entrée et la sortie, pondérée par la puissance en entrée.

$$\zeta = \frac{\int_{S_{entree}} \left( p + \rho \frac{\vec{U}_{entree}^2}{2} \right) \vec{U} \cdot \vec{n} \, dS - \int_{S_{sortie}} \left( p + \rho \frac{\vec{U}_{sortie}^2}{2} \right) \vec{U} \cdot \vec{n} \, dS}{\frac{1}{2} \rho \left( \frac{Q}{S_{entree}} \right)^2 \vec{U}_{entree} \cdot \vec{n}}. \tag{2.9}$$

L'utilisation des puissances en entrée et sortie plutôt que l'énergie (possible puisque le débit est conservé) permet de prendre en compte les pertes créées par des possibles décollements. En effet, le signe du produit vectoriel  $\vec{U}_{entree} \cdot \vec{n}$  devient négatif dans les zones de recirculation.

## C.2 Géométrie de l'aspirateur étudié dans cette thèse

Le prototype de l'aspirateur utilisé pour la simulation est installé dans une centrale hydroélectrique construite en 1953. Les performances de la roue ont été améliorées lors d'une réhabilitation de la centrale dans les années 90 par Alstom hydro, mais une chute de rendement a été observée près du point de fonctionnement nominal. C'est pourquoi, cette géométrie a été choisie pour cette étude. La photographie 2.5 de la centrale permet d'illustrer la superficie de la retenue ( $18.5 \, km^2$ ).

La turbine Francis modèle a une bache spirale à bourrelet contenant 24 avant-directrices et 24 directrices. La turbine possède 19 aubes et a un diamètre extérieur de  $365 \, mm$ . L'aspirateur



FIGURE 2.5 – Vue aérienne de la centrale dans laquelle est installée l’aspirateur étudié

est symétrique et présente une pile séparant la sortie de l’aspirateur en deux pertuis. Comme le montre la figure 2.6, la section de l’aspirateur évolue depuis une section circulaire, imposée par la turbine, en une section quasi-rectangulaire. La figure 2.6 représente la loi de section de l’aspirateur, c’est à dire l’évolution de l’aire des sections le long de l’abscisse curviligne. La loi de section permet de caractériser l’aspirateur. C’est pourquoi, sur ce graphique, l’abscisse curviligne est adimensionnée par le rayon d’entrée du coude et les aires transversales par l’aire d’entrée du coude. Le cône de l’aspirateur ne figure pas sur la courbe. La section du coude diverge de façon linéaire avant de se resserrer en sortie de celui-ci pour accélérer la vitesse du fluide et diminuer le risque de décollement. Après le coude, dans la zone nommée la trompette, la divergence est aussi quasi-linéaire.

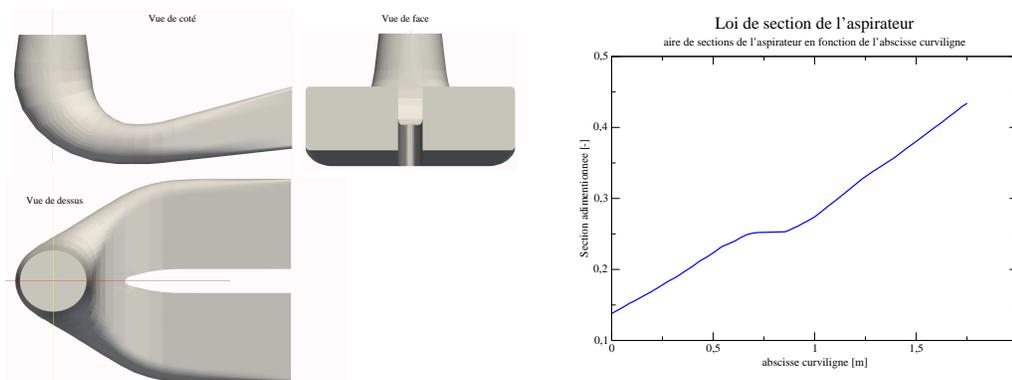


FIGURE 2.6 – Géométrie de l’aspirateur étudié et loi de section adimensionnée sans le cône

### C.3 État de l'art de l'étude des aspirateurs de centrale hydraulique, cas particulier de la chute de rendement

L'étude des aspirateurs fait l'objet, depuis plusieurs années, d'une attention constante de la part des manufacturiers et de certains groupes de recherches. Il existe cependant peu de littérature sur le phénomène de décrochage dans les aspirateurs. Les enjeux industriels et économiques expliquent en grande partie cette déficience. Les résultats rendus publiques sont issus de collaborations rassemblant les manufacturiers principaux du secteur.

Les retours d'expérience de l'industriel ont montré cependant que la chute des performances était extrêmement sensible aux conditions expérimentales. Une même machine testée sur deux bancs d'essais similaires pouvait faire apparaître la chute sur un seul des deux bancs. L'introduction d'une sonde dans l'écoulement pouvait elle aussi faire disparaître le phénomène recherché. La présence d'une pile dans l'aspirateur semble aussi nécessaire, dans le sens qu'aucune chute n'a été observée sur un aspirateur sans pile.

Jusqu'à présent, les travaux de *FLINDT* (*FLow INvestigation in a Draft Tube*) sont les principales sources d'informations sur ce phénomène. Ils se sont déroulés dans le cadre d'une collaboration entre plusieurs industriels et l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL). Ainsi, des travaux expérimentaux et numériques ont été réalisés avec pour objectif, la création d'une base de données disponible par les membres du projet. Expérimentalement, Arpe [7] a effectué une série de mesures de pression en paroi dans l'ensemble de l'aspirateur. Différents points de fonctionnement ont ainsi été étudiés illustrant le caractère instationnaire et fluctuant de la pression pariétale. Sur cette même géométrie, Ciocan *et al.* [31] ont mesurés les profils de vitesse sous la roue le long d'un diamètre, pour six points de fonctionnement, avec un système LDV (Laser Doppler Velocimeter). Les trois composantes de vitesse ainsi que les six composantes du tenseur de Reynolds ont été mesurées. Ainsi, il a été montré que la rotation de la structure tourbillonnaire sous la roue, et en particulier son sens, varie de façon importante avec le débit. Ces fluctuations influencent notablement l'écoulement. Berca [14] a développé une instrumentation spécifique pour mesurer le frottement pariétal à l'entrée et la sortie du cône du diffuseur. L'objectif de ce travail de thèse était d'étudier la séparation de la couche limite d'un point de vue à la fois stationnaire et instationnaire. Il a été montré que proche du meilleur point de fonctionnement, le frottement pariétal diminue avec le débit sans pour autant s'annuler, synonyme de décollement de la couche limite. Les comparaisons entre la couche limite mesurée et la loi logarithmique montrent que ce

modèle, faisant l'hypothèse d'une couche limite à l'équilibre, est invalide. Une loi logarithmique paramétrique a été utilisée pour interpoler les mesures expérimentales. Ces paramètres modélisent l'influence des gradients adverses de pression présents dans le coude et le caractère 3D de la couche limite.

Dans le cadre du projet FLINDT, Mauri [82] a effectué des simulations numériques de l'aspirateur avec un maillage de 300000 points en utilisant un modèle de turbulence statistique classique  $k - \epsilon$ . Les résultats ont été jugés comme "acceptables". Les différences avec les relevés expérimentaux ont été attribuées par Avellan *et al.* [8] au faible maillage et au modèle de turbulence peu adapté pour de tels écoulements. Le modèle  $k - \epsilon$ , basé sur une loi de comportement linéaire, est totalement insensible aux effets dus à la courbure des lignes de courant, très présente dans la géométrie de l'aspirateur. Mauri *et al.* [81] ont tenté de définir les capacités de prédiction des simulations numériques de type RANS. Les comparaisons avec les données expérimentales sur une gamme étendue de points de fonctionnement révèlent les limitations de cette approche en particulier la sensibilité aux conditions aux limites d'entrée. L'un des paramètres influençant fortement l'écoulement était la longueur turbulente en entrée, paramètre difficile à estimer. Cependant, ces calculs ont permis de mettre en évidence un tourbillon de Werlé-Legendre [36] susceptible de provoquer la chute de rendement [83]. Cette instabilité se développerait dans l'aspirateur près du point de meilleur rendement, réduisant la récupération de pression et donc le rendement de l'aspirateur. Les nombreuses simulations ont été effectuées de part et d'autre du point de meilleur rendement, en utilisant des mesures expérimentales pour initialiser le calcul. L'instabilité se développe préférentiellement dans un pertuis, agissant comme une zone morte pour le fluide. La section effective se trouve alors diminuée entraînant de fait la chute de rendement. En effet, la récupération d'énergie cinétique en énergie de pression dans l'aspirateur est liée à l'augmentation de section de passage du fluide.

Susan-Resiga *et al.* [123] ont développé un modèle théorique de stabilité basé sur l'équation de Long-Squire. Ils ont ainsi proposé une représentation analytique des profils de vitesse en entrée du diffuseur, dérivant des données expérimentales. Une étude de stabilité non-visqueuse et axisymétrique a été appliquée à ces profils, en supposant un écoulement pleinement développé, montrant qu'il existe un débit critique conduisant à une instabilité de l'écoulement bien corrélée à l'accident de rendement.

L'aspirateur étudié dans ces travaux de thèse a fait l'objet de travaux antérieurs. Payette [97] a effectué des simulations de l'écoulement dans cet aspirateur lors d'une étude paramétrique dans le cadre de son mémoire de maîtrise à l'université Laval. Les calculs, effectués en utilisant différents modèles statistiques de turbulence ont permis d'analyser l'influence de paramètres tels que : les conditions d'entrée, la taille du maillage ou encore la condition de sortie. Il a été montré qu'une hypothèse d'axisymétrie de l'écoulement en entrée de la géométrie de calcul modifiait très faiblement les résultats. Les hypothèses classiques de fermeture utilisées en simulation moyennée telle que l'hypothèse de longueur de mélange, qui est à imposer explicitement, peut faire varier le rendement de l'aspirateur de près de 25% de la valeur de référence. L'alternative utilisée pour se défaire de cette dépendance a été de calculer l'écoulement en amont de l'aspirateur (directrices, avant-directrices, turbine et distributeur), ce qui augmente considérablement le coût de la simulation. Dans ces simulations, des problèmes de convergence ont été rencontrés. A l'issue de ce travail, la chute de rendement observée sur le modèle n'a pas été retrouvée et donc l'hypothèse avancée par Mauri [83] n'a pas été confirmée.



# Chapitre 3

## Simulation et modélisation de la turbulence en géométrie complexe

<b>A</b>	<b>APPROCHE NUMÉRIQUE . . . . .</b>	<b>43</b>
A.1	Généralités sur la modélisation numérique d'écoulements turbulents . . .	43
A.1.1	Simulation Numérique Directe . . . . .	43
A.1.2	Les approches statiques (RANS) . . . . .	43
A.1.3	Simulation des Grandes Échelles . . . . .	45
A.2	Etat de l'art des études numériques des aspirateurs de centrales hydrauliques . . . . .	46
A.3	Verrous spécifiques à l'étude numérique d'un aspirateur . . . . .	49
<b>B</b>	<b>SIMULATIONS DES GRANDES ÉCHELLES . . . . .</b>	<b>50</b>
B.1	Principe détaillé . . . . .	50
B.2	Modélisation du tenseur des contraintes sous-maille . . . . .	50
B.2.1	Hypothèse de viscosité sous-maille . . . . .	51
B.2.2	Hypothèse de longueur de mélange . . . . .	52
B.3	Modèle à une équation de transport pour l'énergie cinétique sous-maille	52
<b>C</b>	<b>SIMULATION NUMÉRIQUE D'ÉCOULEMENTS PARIÉTAUX . . .</b>	<b>54</b>
C.1	Écoulements turbulents proche paroi . . . . .	54
C.2	Cas particulier des parois en géométries complexes . . . . .	56
C.3	Conséquences pour la SGE et traitement de paroi . . . . .	59
C.4	État de l'art des modèles de parois . . . . .	61

C.4.1	Premier type de modèle de paroi : RANS/SGE . . . . .	61
C.4.2	Second type de modèle de paroi : modèle à deux couches . . . . .	62
C.4.3	Troisième type de modèle de paroi : les lois de paroi . . . . .	65
<b>D</b>	<b>CONDITIONS D'ENTRÉE . . . . .</b>	<b>67</b>
D.1	Particularité de la définition des conditions d'entrée en simulation ins- tationnaire . . . . .	67
D.2	Méthodes basées sur un calcul précurseur . . . . .	69
D.3	Méthodes basées sur la décomposition de Reynolds . . . . .	72
D.3.1	Définition du signal aléatoire . . . . .	74
D.3.1.1	Bruit blanc . . . . .	74
D.3.1.2	Bruit blanc filtré . . . . .	75
D.3.1.3	Renormalisation d'un signal turbulent . . . . .	76
D.4	Choix des méthodes utilisées par la suite . . . . .	76

## A Approche numérique

### A.1 Généralités sur la modélisation numérique d'écoulements turbulents

Pour décrire numériquement un écoulement turbulent, plusieurs méthodes sont envisageables :

- La Simulation Numérique Directe (SND)
- L'approche moyennée : Équation de Reynolds moyennées (RANS)
- La Simulation des Grandes Échelles (SGE)

Chacune de ces méthodes a été développées dans le cadre de configurations particulières que nous allons détailler ci-dessous. Afin de distinguer ces trois techniques, nous allons partir du fait que chaque méthode peut être comprise comme une façon différente de traiter le signal instantané.

#### A.1.1 Simulation Numérique Directe

La SND correspond à une représentation déterministe des échelles de l'écoulement, depuis les plus grandes aux échelles responsables de la dissipation (échelle de Kolmogorov). Dans ce cas, toutes les échelles sont résolues. Cette démarche utilise donc directement le signal instantané. Aucun modèle ni simplification ne sont nécessaires. Pour un écoulement dont le nombre de Reynolds est de l'ordre de  $10^6$ , typique des machines hydrauliques, l'échelle de Kolmogorov est 30 000 fois plus petite que la taille caractéristique des grandes échelles. Calculer l'ensemble des échelles d'un tel écoulement, principe de la SND, est donc impossible à l'heure actuelle. Des hypothèses simplificatrices doivent être utilisées comme c'est le cas pour les deux techniques suivantes.

#### A.1.2 Les approches statiques (RANS)

Dans les approches statistiques (RANS), le caractère fluctuant de la turbulence n'est pas pris en compte, toutes les échelles de la turbulence sont modélisées. Cette simplification explique que les structures cohérentes ne peuvent être modélisées par un modèle RANS. La méthode RANS utilise une moyenne d'ensemble du signal, moyenne dite de Reynolds. Un ensemble de  $n$

réalisations indépendantes du même phénomène  $\phi^n(\vec{x}, t)$  de la variable  $\phi$ , en chaque point et à chaque instant, permet de définir la moyenne d'ensemble de  $\phi$  par :

$$\langle \phi \rangle(\vec{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi^n(\vec{x}, t) \right) \quad (3.1)$$

Dans de nombreux cas, comme dans celui de l'aspirateur, l'écoulement est suffisamment unique pour considérer le processus comme ergodique. Pour cette classe de processus, les grandeurs statistiques sont indépendantes du temps et la moyenne d'ensemble est équivalente à la moyenne temporelle ( $\langle \phi \rangle(\vec{x}, t) = \langle \phi \rangle(\vec{x})$ ). Ainsi la variable  $\phi$  ayant à la fois des évolutions lentes par rapport au temps et des fluctuations rapides, pourra être séparée en une valeur moyenne et une valeur fluctuante autour de cette valeur moyenne. En prenant un intervalle de temps  $T$  suffisamment long,  $\phi(\vec{x})$  peut être écrit par :

$$\phi(\vec{x}) = \langle \phi \rangle(\vec{x}) + \phi'(\vec{x}, t) , \quad (3.2a)$$

$$\langle \phi \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(\vec{x}, t) dt. \quad (3.2b)$$

L'opérateur de moyennage appliqué à l'équation de Navier-Stokes permet d'obtenir les équations de l'écoulement moyen.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \langle u'_i u'_j \rangle = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} \right) , \quad (3.3a)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0. \quad (3.3b)$$

La non-linéarité de l'équation du mouvement fait apparaître un terme inconnu appelé le *tenseur des contraintes de Reynolds* noté de la façon suivante :

$$R_{ij} = \rho \langle u'_i u'_j \rangle. \quad (3.4)$$

Il représente les interactions possibles entre les fluctuations d'un côté et le champ moyen de l'autre. Il agit comme une contrainte supplémentaire aux contraintes de pression et de visco-

sité. Ces corrélations turbulentes ajoutent six inconnues supplémentaires aux systèmes de quatre équations ce qui nécessite une fermeture.

L'objectif de l'approche statistique consiste à modéliser ce terme avec les variables connues afin de pouvoir résoudre le système. Il existe une large gamme de modèles permettant de fermer le système que l'on ne détaillera pas ici, mais le lecteur pourra se référer notamment à Manceau [77] pour plus de détails sur ces modèles. Cette méthode a l'avantage de permettre la simulation d'écoulement en géométrie complexe et à nombre de Reynolds élevé, ce qui n'est pas envisageable avec la méthode précédente. Cette approche souffre cependant d'un inconvénient notable, le modèle doit prendre en compte l'ensemble des échelles présentes dans l'écoulement.

### A.1.3 Simulation des Grandes Échelles

Une hypothèse courante pour les petites échelles est de les supposer universelles. Comme les grandes échelles sont très dépendantes des conditions aux limites, il n'est donc pas possible de modéliser les effets des grandes structures de la turbulence de façon universelle pour tous les écoulements turbulents. Cette hypothèse permet de définir l'approche intermédiaire utilisée dans ce travail. La simulation des grandes échelles (SGE) résout depuis les plus grandes échelles spatiales jusqu'à une échelle dite *de coupure* à partir de laquelle, l'écoulement est modélisé. Contrairement à l'approche moyennée, celle-ci permet d'accéder à la fois aux fluctuations (écart-types, spectres, ...), mais aussi à la topologie de l'écoulement (structures cohérentes, ...) nécessaires pour modéliser notre chute de rendement (Cf. Ch. 2-C). Cette approche utilise donc le caractère universel des petites échelles et résout explicitement les grandes échelles.

La séparation des échelles de l'écoulement est le résultat de l'application d'un filtre passe bas aux équations du mouvement. La largeur  $\Delta$  du filtre  $G_\Delta$  permet de définir le champ filtré  $\bar{\phi}(\vec{x}, t)$  de la variable  $\phi(\vec{x}, t)$  par :

$$\bar{\phi}(\vec{x}, t) = \int_{\Omega} G_\Delta(\vec{x}, \vec{y}) \phi(\vec{x} - \vec{y}, t) d\vec{y}. \quad (3.5)$$

Ainsi, la variable  $\phi(\vec{x}, t)$  peut être décomposée en une partie correspondante aux échelles de taille supérieure à  $\Delta$  (typiquement la taille de la maille), notée  $\bar{\phi}(\vec{x}, t)$  et une seconde partie correspondante aux échelles de tailles inférieures à la largeur du filtre, notée  $\phi'(\vec{x}, t)$ . Cette dernière est couramment appelée *champ sous-maille*.

Plusieurs types de filtres sont couramment utilisés, citons ainsi :

– le *filtre boîte* ou *filtre droit* ou encore *filtre rectangulaire* défini dans l'espace physique par :

$$G_{\Delta}(\vec{x} - \vec{y}) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta^3} & \text{si } |x_i - y_i| < \frac{\Delta}{2} \text{ avec } \Delta = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.6)$$

Il consiste à moyennner sur une taille caractéristique de la maille,  $\Delta$ , définie à partir des  $\Delta_i$ , taille de la maille dans la direction  $i$ .

– le *filtre Gaussien* fait également partis des filtrages les plus utilisés et, est défini dans l'espace physique par :

$$G_{\Delta}(\vec{x} - \vec{y}) = \left(\frac{6}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\Delta^3} \exp\left[-6\frac{(\vec{x} - \vec{y})^2}{\Delta^2}\right] \quad (3.7)$$

– le *filtre porte* pour une SGE dans l'espace spectral, est défini par :

$$G_{\Delta}(k, k_c) = \begin{cases} 1 & \text{si } |\vec{k}| < k_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.8)$$

L'échelle de coupure est définie par  $k_c = \frac{2\pi}{\Delta}$ . L'opération de filtrage n'étant pas *a priori* idempotent ( $\overline{\overline{u}_i} \neq \overline{u}_i$ ), une hypothèse d'homogénéité du filtre est nécessaire pour commuter les différentes dérivées (spatiales et temporelles) avec l'opération de filtrage. Les filtres boîte et Gaussien lissent près de l'échelle de coupure les fluctuations tant des grandes échelles que des petites. Le filtre droit affecte seulement les structures de tailles inférieures à l'échelle de coupure. Bien qu'en pratique ces trois types de filtres soient utilisés, nous utilisons une échelle de coupure définie localement par la taille du maillage. Cette propriété montrée par Rogallo et Moin [108] permet d'appliquer le filtre boîte de façon implicite par le maillage.

## A.2 Etat de l'art des études numériques des aspirateurs de centrales hydrauliques

Les enjeux récents à la fois sur les problèmes énergétiques et techniques ont mené à plusieurs projets et ateliers internationaux liant à la fois des industriels du secteur de l'hydraulique et certaines universités. Ainsi citons le *Gamm workshop* dès 1989, de nouveau le projet *FLINDT* en 1997 (dont nous avons déjà détaillé les principaux résultats au chapitre 2-C.3), puis les pro-

jets *Turbine-99* en 1999, 2001 et 2005. Ces collaborations ont permis des avancées majeures sur la compréhension des écoulements dans les centrales hydrauliques et en particulier dans les aspirateurs.

Le Gamm workshop a accueilli sept contributions sur les aspirateurs de centrale hydraulique. Les équations d'Euler sont résolues et le fluide est considéré comme parfait (viscosité négligé). Certains calculs utilisaient déjà des méthodes moyennées de type RANS. Bien que les comparaisons avec des données expérimentales apportaient des résultats mitigés, l'intérêt d'avoir un écoulement tournant en entrée de l'aspirateur a été démontré sur le rendement de la machine [3].

Dans le cadre du projet *Turbine-99*, l'aspirateur étudié ne présentait pas de chute de rendement. Les méthodes numériques utilisées étaient nombreuses et les résultats obtenus très variables. Ce projet reste cependant une source d'informations importante tant d'un point de vue industriel que d'un point de vue académique. Ainsi, parmi les informations issues de ce projet, retenons l'étude de Bader *et al.* [9] qui estime que le modèle RANS  $k - \epsilon$  n'est pas adapté pour simuler un écoulement dans un aspirateur. Une estimation du maillage nécessaire pour faire une erreur de moins de 1% sur le rendement globale de l'aspirateur a été avancée par Bergström [15]. Ainsi, un maillage contenant  $\sim 200 \cdot 10^6$  mailles serait nécessaire. L'une des avancées importantes a été aussi de préciser le rôle et l'influence des conditions d'entrée sur le reste du calcul. Lors du projet, la vitesse radiale n'était pas précisée par les organisateurs. Cette composante de la vitesse est à la fois très faible comparée aux autres composantes et difficile à mesurer expérimentalement. Page *et al.* [92] ont montré que la prise en compte de la composante radiale de la vitesse pouvait faire varier valeur du coefficient de récupération de l'aspirateur de près de 15%. Cet ordre de grandeur est tout simplement considérable lorsque l'on sait que les rendements des aspirateurs sont au-delà de 90%. Cervantes [25] a confirmé par une étude paramétrique de cet aspirateur que la composante radiale est fondamentale pour obtenir des résultats corrects. Parmi les paramètres pris en compte, citons la taille du maillage, la rugosité ou encore une longueur caractéristique de la turbulence. Cervantes et Gustavsson [26] ont d'ailleurs proposé une méthode itérative pour extraire la composante radiale de la vitesse en fonction des deux autres composantes, sous certaines conditions. Cette méthode a été appliquée avec succès sur un diffuseur conique, mais des problèmes de convergence sur les simulations de l'aspirateur turbine-99 ont été rencontrés. L'une des raisons avancée pour expliquer la divergence de ces calculs est le trop faible maillage utilisé qui ne permettait pas de résoudre la couche limite.

Des méthodes instationnaires commencent à être utilisées, d’abord avec des géométries simples puis dans des aspirateurs. Ainsi, le premier calcul en simulation des grandes échelles a été réalisé en 2000 par Wenjun *et al.* [135]. Seulement le maillage était trop lâche pour donner des résultats réalistes.

Plus récemment, en 2005, un calcul DES<sup>1</sup> [95] a été réalisé, utilisant un maillage de  $1.8 \cdot 10^6$  raffiné en paroi pour satisfaire la condition  $y^+ = 1.0$  dans une majorité des cellules proches paroi du domaine de calcul. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre d’entrée et la vitesse débitante est de  $Re_D = 1.1 \cdot 10^6$ . L’un des résultats de cette étude a été de mettre en évidence l’avantage de tenir compte des instationnarités en montrant la richesse des structures tourbillonnaires et des phénomènes instationnaires présents dans l’écoulement. Les conditions d’entrée utilisées étaient issues des mesures expérimentales de Hopping [55] le long de deux diamètres dans la section d’entrée. Le champ d’entrée a été supposé stationnaire et axisymétrique. Seuls les profils débitant et tangential de la vitesse ont été mesurés expérimentalement. On peut donc raisonnablement supposer que le profil radial de vitesse imposé en entrée était nul.

Outre l’approche DES, une simulation utilisant une approche nommée VLES<sup>2</sup> a été utilisée par Ruprecht *et al.* [109] dans un diffuseur conique avec comme perspective l’application de ce modèle à un aspirateur.

En 2009, Zang *et al.* [138] ont publié le calcul à charge partielle d’un aspirateur avec la procédure URANS  $k-\epsilon^3$  à un nombre de Reynolds proche du précédent puisque imposé à  $Re_D = 1.8 \cdot 10^6$ . Le maillage était constitué de 1 million de noeuds pour l’aspirateur et 400 000 concernant la partie à l’aval de la géométrie. Le point de fonctionnement calculé, à charge partielle, présente de nombreux phénomènes instationnaires en particulier la présence d’une torche dite, *torche à charge partielle*, responsable de phénomènes vibratoires nocifs pour l’intégrité de la machine. Le calcul a permis de valider une technique pour minimiser ces torches par un système d’injection au centre de la turbine [17, 124]. De nouveau, les avantages de prendre en compte les instationnarités ont été relevés, en particulier pour la modélisation de la torche. Comme condition d’entrée, un tourbillon de Batchelor [35] a été imposé, ayant montré un comportement similaire aux mesures expérimentales de Zhang *et al.* [139] excepté dans une zone proche de la paroi. Cette condition d’entrée reste simplifiée par rapport à la réalité puisque stationnaire et axisymétrique.

---

1. Detached-Eddy Simulation [120, 121]

2. Very Large Eddy-Simulation

3. Unsteady RANS

Notons enfin que plusieurs études récentes proposent des formulations analytiques pour les profils de vitesse moyenne en sortie de roue. Le travail de Susan-Resiga *et al.* [123] a permis de décomposer les profils de vitesses axiale et tangentielle en la somme de deux tourbillons dont l'un est un tourbillon de Batchelor, dans la zone centrale. L'étude de Tridon *et al.* [129] a amélioré les profils analytiques en prenant en compte les sillages des aubes de roue par l'ajout d'un tourbillon supplémentaire. Cette étude a aussi généralisé la formulation au profil de vitesse radiale.

### A.3 Verrous spécifiques à l'étude numérique d'un aspirateur

La bibliographie associée à l'étude des aspirateurs et en particulier à celle de la chute de rendement montre clairement la sensibilité du phénomène recherché. Les simulations sont aussi fortement liées à l'évolution des moyens de calculs ce qui montre que les méthodes moyennées ne sont pas suffisantes. En terme de modélisation, une approche permettant une meilleure prise en compte des instationnarités est donc préférable. Compte tenu du coût d'une SND en terme de maillage sur une géométrie complexe, nous avons choisi la méthode SGE. L'utilisation de l'outil de modélisation SGE est donc justifiée dans notre étude mais certaines spécificités requièrent d'être prises en compte.

- Le coût d'une SGE est réduit par rapport à une SND, en particulier au coeur de l'écoulement (*i.e.* loin des parois). La présence de paroi, courant pour des configurations industrielles, impose cependant un coût en terme de maillage proche de celui d'une SND près de la paroi. Ainsi la modélisation de la zone pariétale pose un premier verrou à lever.
- Pour être consistant avec la méthode de simulation utilisée, les conditions aux limites nécessitent d'être instationnaires. Ceci pose un second verrou à l'utilisation de cette méthode car l'obtention de conditions d'entrée instationnaires sous la turbine est délicate (pour ne pas dire impossible à l'heure actuelle). En effet, les mesures expérimentales disponibles sont partiellement incomplètes parce que les mesures laser de proche paroi posent des problèmes techniques (réflexion optique sur les parois lors des mesures par exemple).

## B Simulations des grandes échelles

### B.1 Principe détaillé

Les équations de conservation de la quantité filtrée  $\overline{u}_i(\vec{x}, t)$  sont obtenues en appliquant le filtre aux équations de Navier-Stokes incompressibles. En utilisant les propriétés mathématiques du filtre les équations s'écrivent :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (3.9a)$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (3.9b)$$

L'équation de transport de la quantité de mouvement filtrée fait apparaître le terme non-linéaire inconnu  $\overline{u_i u_j}$ . Ce terme devra, pour que cette équation soit utilisable, être exprimé en fonction des valeurs connues du problème. En posant :

$$\tau_{ij}^{sm} = \overline{u_i u_j} - \overline{u}_i \overline{u}_j, \quad (3.10)$$

l'équation de Navier-Stokes filtrées 3.9 peut se réécrire :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u}_i \overline{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}^{sm}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (3.11)$$

Dans l'équation 3.11, le tenseur sous-maille  $\tau_{ij}^{sm}$  est le seul terme à ne pas pouvoir s'exprimer directement à partir de grandeurs calculées. Ce terme traduit les interactions entre les échelles sous-mailles et les grandes échelles. Donc il doit être modélisé lors de la simulation pour fermer le système.

### B.2 Modélisation du tenseur des contraintes sous-maille

Dans cette partie, nous allons uniquement présenter les modèles sous-maille utilisés dans nos simulations des grandes échelles. Des compléments peuvent être trouvés dans les livres de Sagaut [112] et de Lesieur *et al.* [75]. Le rôle du modèle sous-maille est donc de modéliser les transferts d'énergie entre les grandes échelles et les échelles sous-maille. Globalement, l'énergie est transportée depuis les grandes échelles vers les petites, telle une cascade d'énergie. Les échelles

sous-maille doivent dissiper de la façon la plus réaliste l'énergie reçue. Notons pour être complet qu'il peut exister aussi localement un transfert depuis les petites échelles vers les grandes appelé *backscatter*. En supposant que la turbulence est localement isotrope, le développement des modèles sous-maille repose en général sur deux hypothèses principales

### B.2.1 Hypothèse de viscosité sous-maille

Le mécanisme de transfert d'énergie depuis les échelles résolues vers les échelles sous-maille est supposé analogue aux mécanismes moléculaires représentés par le terme de dissipation visqueuse. En effet, le but du modèle sous-maille est de dissiper l'énergie cinétique des grandes échelles, les petites échelles n'étant pas résolues dans le calcul. Il peut donc être évalué par une *viscosité sous-maille*, appelée aussi *viscosité turbulente sous-maille*. On peut donc relier le tenseur sous-maille  $\tau_{ij}^{sm}$  à la partie symétrique du tenseur des taux de déformation des grandes échelles  $\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)$ . On pose donc :

$$\tau_{ij}^{sm} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk}^{sm} = -2\nu_{sm}(\vec{x}, t) \overline{S_{ij}} = -\nu_{sm}(\vec{x}, t) \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right), \quad (3.12)$$

où  $\tau_{kk}^{sm} = (\overline{u_k u_k} - \overline{u_k} \overline{u_k})$ .

L'équation 3.12 fait apparaître une viscosité sous-maille  $\nu_{sm}(\vec{x}, t)$  qui permet d'exprimer le tenseur sous-maille à partir du tenseur des gradients de vitesse filtrée. La partie isotrope du tenseur des contraintes,  $\frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk}^{sm}$ , est intégrée à une pression filtrée modifiée  $\overline{P}$  :

$$\overline{P} = \overline{p} - \frac{1}{3} \rho \tau_{kk}^{sm}, \quad (3.13)$$

où l'indice répété  $k$  représente implicitement une sommation.

L'équation 3.11 peut donc être réécrite de la façon suivante :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i} \overline{u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_{sm}) \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right], \quad (3.14a)$$

$$\overline{P} = \overline{p} - \frac{1}{3} \rho \tau_{kk}^{sm}, \quad (3.14b)$$

$$\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j} = 0. \quad (3.14c)$$

### B.2.2 Hypothèse de longueur de mélange

La première hypothèse, modélise le tenseur des contraintes  $\tau_{ij}^{sm}$  en faisant apparaître une nouvelle inconnue : la viscosité sous-maille  $\nu_{sm}(\vec{x}, t)$ . La viscosité sous-maille  $\nu_{sm}$  est évaluée, par une analyse dimensionnelle, comme le produit d'une longueur caractéristique de la turbulence sous-maille, appelée longueur de mélange,  $l_m$  et par une vitesse caractéristique des fluctuations turbulentes,  $u^*$ .

$$\nu_{sm}(\vec{x}, t) \propto l_m u^* . \quad (3.15)$$

Pour la SGE, il est classique de prendre la taille de la maille  $\Delta$  comme la longueur caractéristique de la turbulence sous-maille, car c'est la taille des échelles les plus petites dans l'écoulement.

$$\nu_{sm}(\vec{x}, t) \propto \Delta u^* . \quad (3.16)$$

Il reste donc à déterminer la vitesse caractéristique des échelles sous-maille.

### B.3 Modèle à une équation de transport pour l'énergie cinétique sous-maille

L'énergie cinétique par unité de masse sous-maille est définie de la façon suivante :

$$k_{sm}(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} (\overline{u_k u_k} - \bar{u}_k \bar{u}_k) = \frac{1}{2} \tau_{kk}^{sm} . \quad (3.17)$$

Ainsi, une vitesse caractéristique des échelles sous-maille peut être définie avec l'énergie cinétique sous-maille comme :

$$u^*(\vec{x}, t) \propto \sqrt{k_{sm}(\vec{x}, t)} . \quad (3.18)$$

L'hypothèse de viscosité sous-maille et de longueur de mélange peuvent donc se réécrire par combinaison des équations 3.16 et 3.18 :

$$\nu_{sm}(\vec{x}, t) \propto \Delta \sqrt{k_{sm}(\vec{x}, t)} . \quad (3.19)$$

L'énergie cinétique sous-maille, toujours inconnue, est calculée à partir d'une équation de transport générique supplémentaire qui s'écrit une fois simplifiée comme :

$$\frac{\partial k_{sm}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j} k_{sm}}{\partial x_j} = -P - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_{sm}) \frac{\partial k_{sm}}{\partial x_j} \right], \quad (3.20)$$

où le second membre contient à la fois des termes sources (production et dissipation) et des termes de transport (diffusion visqueuse, "diffusion" par la pression et transport turbulent). Le terme de production est donné par  $P = -\tau_{ij}^{sm} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}$  où  $\tau_{ij}^{sm}$  est le tenseur de Reynolds sous-maille. La dissipation  $\epsilon$  est donnée de façon exacte par :

$$\epsilon = \nu \left( \frac{\overline{\partial u_i \partial u_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i} \partial \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} \right). \quad (3.21)$$

Ce terme est modélisé par des raisonnements dimensionnels et en supposant que  $\Delta$ , l'échelle de la maille, est l'échelle intégrale des échelles sous-maille. Ainsi, *epsilon* peut s'écrire  $\epsilon = C_\epsilon k_{sm}^{3/2} / \Delta$  et la viscosité sous-maille par  $\nu_{sm} = C_k \sqrt{k_{sm}} \Delta$ .  $C_\epsilon$  et  $C_k$  sont les deux constantes du modèle.

Il existe de nombreux modèles sous-maille à une équation de transport définis par exemple par Schumann [115], Sagaut [112], Yoshisawa et Horiuti [137] ou encore Pope [104]. Ceux-ci diffèrent uniquement par les valeurs de leurs deux constantes respectives. Le lecteur pourra se référer notamment à da Silva et Pereira [29] qui listent 13 valeurs différentes de la seule constante  $C_k$ . À ce grand nombre de possibilités s'ajoute des méthodes dynamiques pour déterminer cette même constante comme l'ont aussi précisé da Silva et Pereira [29]. Dans une étude récente de Breuer et al., [20] le modèle de Schumann ( $C_\epsilon = 1.05$ ,  $C_k = 0.048$ ) a été montré comme le plus favorable, c'est donc ces valeurs de constantes que nous avons utilisées. Le modèle original de Yoshisawa et Horiuti [137] utilisait des cadres théoriques comme l'isotropie de la turbulence sous-maille pour déterminer la valeur des constantes. Ainsi, la valeur de  $C_k$ , supérieure à celle utilisée, a été jugée comme trop dissipative.

Plusieurs arguments nous ont fait préférer ce modèle sous-maille contenant une équation de transport. D'abord, utiliser un modèle sous-maille à une équation de transport évite d'utiliser une hypothèse d'équilibre local entre la production et la dissipation de la turbulence sous-maille, comme c'est le cas dans le modèle de Smagorinsky [118] par exemple. Fureby *et al.* [44] ont ainsi montré que dans le cas de géométries dont le maillage est lâche, utiliser une équation de transport donnait de meilleurs résultats.

Un second argument est que  $k_{sm}$  entre directement dans la définition du tenseur des contraintes sous-maille à modéliser puisque il est proportionnel à la trace de ce tenseur (Cf. Eq.3.17). Dans

le cas d'un écoulement incompressible, le problème ne se pose pas réellement puisque la trace du tenseur des contraintes sous-maille est introduit dans le terme de pression filtrée  $\bar{p}$  pour donner la macropression. Dans ce cas, la valeur de  $k_{sm}$  n'est pas nécessaire pour calculer l'évolution des champs filtrés, mais indispensable pour définir la pression réelle de l'écoulement. Kaneda et Leslie [64] ont d'ailleurs noté que la macropression peut prendre des valeurs très différentes de la pression réelle, lorsque l'énergie sous-maille telle qu'elle est définie ici (Cf. Eq.3.17) devient importante. En particulier dans le cas des simulations qui nous concerne, certaines grandeurs propres aux aspirateurs sont directement liées à la pression réelle. C'est en particulier le cas du coefficient de récupération de l'aspirateur défini comme une différence de pression entre les sections d'entrée et de sortie (Cf. Eq.2.8) qui caractérise le rendement de l'aspirateur. Cette grandeur a l'avantage d'être mesurable expérimentalement et sera l'un de nos critères de validation des simulations.

Ensuite, l'utilisation de la variable énergie cinétique sous-maille vient du fait qu'elle peut être utilisée pour exprimer la viscosité turbulente sous-maille pour les modèles SGE utilisant cette hypothèse. Enfin, connaître  $k_{sm}$  est nécessaire pour faire une comparaison exhaustive des moments d'ordre deux (*i.e.* : énergie cinétique, contraintes de Reynolds) entre les simulations SGE et les résultats de référence obtenus depuis des simulations en SND ou des résultats expérimentaux, comme l'ont montré Winckelmans *et al.* [136].

## C Simulation numérique d'écoulements pariétaux

### C.1 Écoulements turbulents proche paroi

Nous avons vu que dans le processus de formation et de transfert d'énergie turbulente, le gradient de vitesse moyenne crée les structures de plus grandes échelles (et donc les plus énergétiques). Ainsi, une mauvaise prise en compte des gradients de vitesse moyenne a des conséquences sur l'ensemble des structures grandes échelles dans l'écoulement.

La région de proche paroi est une zone sans arrêt en cisaillement du fait de l'adhérence à la paroi. Le mouvement moyen est une source ininterrompue d'énergie pour la turbulence constamment régénérée, de sorte que la dissipation des petites échelles et le transfert depuis les grandes vers les petites échelles existent en permanence.

Pour décrire et caractériser la turbulence pariétale, il est classique et utile de définir des grandeurs sans dimension basées sur des caractéristiques de l'état de la turbulence proche de la paroi. Nous définissons pour ce faire une vitesse caractéristique de cette région  $u_\tau$ , appelée *vitesse de frottement*.

$$u_\tau = \sqrt{\left(\nu \frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (3.22)$$

où  $\tau_w$  représente la contrainte pariétale caractérisant le frottement à la paroi et la distance normale à la paroi est notée  $y$ . Un nombre de Reynolds caractéristique de ces échelles pariétales est défini avec une longueur caractéristique  $h$  (demi-hauteur dans le cas d'un canal) et la viscosité  $\nu$  du fluide par :

$$Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu}. \quad (3.23)$$

Les grandeurs rendues sans dimension telles que la vitesse,  $u^+$ , et les distances,  $y^+$ , seront exprimées en *unités de paroi* par :

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}. \quad (3.24)$$

La difficulté de prendre en compte le gradient moyen avec une bonne précision provient de l'existence de la paroi qui, du fait de la viscosité, y impose une condition de non-glissement. Ainsi, deux régions dans la couche limite coexistent. L'une loin de la paroi, contrôlée par la turbulence et l'autre juxtaposant la paroi où les effets visqueux sont prépondérants. La première est appelée *région externe* tandis que la suivante est la *région interne*. Il existe une zone de raccordement qui appartient à la fois à l'une et l'autre de ces régions, appelée *région logarithmique* du fait de la loi suivie par le profil de vitesse longitudinal.

La figure Fig.3.1 représente le profil de vitesse pariétal dans la zone interne en fonction de la direction normale à la paroi. Nous pouvons ainsi décomposer la zone interne en trois sous-zones. On admet en général que la vitesse moyenne est complètement pilotée par la contrainte pariétale  $\tau_w$ , la densité  $\rho$ , la viscosité  $\mu$  et la distance à la paroi notée  $y$ . Nous distinguons alors :

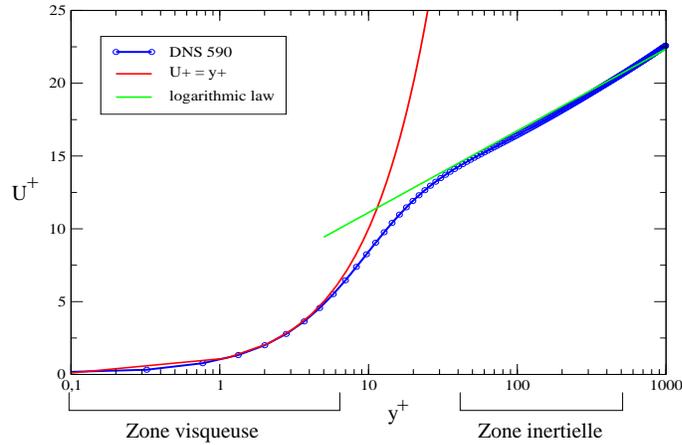


FIGURE 3.1 – Profil de la vitesse moyenne à la paroi pour un écoulement à l'équilibre

- La sous-couche visqueuse où le profil de vitesse adimensionnée suit une loi linéaire :  $u^+ = y^+$ , pour  $y^+ \leq 5$ . L'écoulement dans cette région est limité spatialement à une très fine zone et est dominé par l'effet de la viscosité.
- La sous-couche inertielle, appelée souvent région logarithmique car dans le cas simple d'un écoulement sur une plaque plane, la vitesse adimensionnée suit une loi logarithmique :  $u^+ = 1/\kappa \ln(y^+) + C^{ste}$ , où  $\kappa = 0,41$  désigne la constante de von Karman et  $C^{ste} \approx 5,5$ . Cette zone commence à partir de  $y^+ \approx 30$ . L'écoulement est fortement dominé par les effets inertiels.
- La sous-couche tampon ou région de transition, est la zone intermédiaire entre les deux précédentes. Les effets d'inertie et de viscosité jouent un rôle comparable.

## C.2 Cas particulier des parois en géométries complexes

La décomposition de la région de proche paroi comme nous l'avons fait précédemment utilise implicitement l'hypothèse d'un équilibre local de la couche limite. Celui-ci est valable pour des configurations simples d'écoulement où seul le frottement a une influence. Dans le cas de géométries complexes, couramment utilisées dans le domaine industriel, l'équilibre de la couche limite n'est plus garanti du fait de la présence de certains phénomènes comme le gradient de pression longitudinal ou les termes de convection.

L'équation simplifiée de couche limite turbulente, dont la démonstration est disponible dans le livre de Bailly et Comte-Bellot [10], illustre les différents termes influençant la zone de proche paroi.

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}. \quad (3.25)$$

Dans cette équation,  $x$  et  $y$  représentent respectivement les directions longitudinale et normale à la paroi. Les vitesses moyennes associées sont respectivement  $U$  et  $V$ .

Cette forme générale pour la vitesse moyenne  $U$  montre que dans le cas général, la contrainte de Reynolds, les termes d'advection et le gradient de pression sont susceptibles de modifier la vitesse dans la couche limite.

### Influence du gradient de pression

L'effet qualitatif du gradient de pression longitudinal est le même quelque soit le régime de l'écoulement (laminaire et turbulent). Un gradient de pression longitudinal négatif, correspondant à un écoulement extérieur accéléré, a un effet "stabilisant" sur la couche limite tendant à augmenter les vitesses dans la couche limite. À l'inverse, un gradient de pression longitudinal positif, correspondant à un écoulement extérieur ralentissant, va tendre à diminuer les vitesses dans la couche limite. Lorsque le gradient de pression est suffisamment intense, la couche limite peut décoller. Le phénomène de décollement est caractérisé par l'annulation du frottement pariétal moyen. Dans la bulle de recirculation celui-ci devient négatif, correspondant à un écoulement adverse.

La figure 3.2 illustre l'influence du gradient longitudinal de pression depuis le cas d'une couche limite à l'équilibre (figure de gauche) au cas avec recirculation (figure de droite). Le cas intermédiaire correspondant au point de décollement.

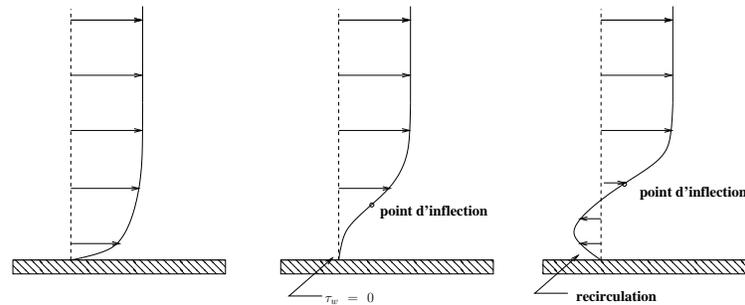


FIGURE 3.2 – Profil de vitesse moyenne pour une couche limite à l'équilibre (gauche), pour la valeur critique du gradient adverse longitudinal de pression (milieu) et pour une valeur supérieure à la valeur critique (droite)

La configuration qui nous concerne étant divergente (Cf. figure 2.6) est fortement influencée par le gradient de pression. Entre l'entrée et la sortie du diffuseur, la pression dynamique est transformée en pression statique (ce qui est le but de l'aspirateur, Cf. chapitre C). Une particule de fluide dans la couche limite subit le même gradient de pression que l'écoulement extérieur (à la couche limite) puisqu'il est imposé à la surface de la couche limite. Ainsi, le cône de l'aspirateur est particulièrement sensible au décollement. La composante azimutale de la vitesse en entrée de l'aspirateur correspond à une perte puisqu'elle n'est pas convertie par la turbine. Elle joue cependant un rôle bénéfique dans le cône en retardant le décollement.

### Adimensionnement adapté aux écoulements turbulents à proximité de parois en géométries complexes

Afin de pouvoir comparer tous les écoulements sur une même base, Manhart *et al.* [80] ont défini un nouvel adimensionnement, utilisant à la fois le frottement pariétal (comme dans l'adimensionnement précédent) et le gradient de pression longitudinal. Manhart *et al.* [80] définissent une nouvelle vitesse caractéristique  $u_{\tau p} = \sqrt{u_{\tau}^2 + u_p^2}$ . Tandis que la vitesse  $u_{\tau}$  représente la vitesse de frottement précédemment définie,  $u_p = |\mu/\rho^2 \partial P/\partial x|^{1/3}$  est définie par Simpson [117] comme une vitesse caractéristique construite à partir du gradient longitudinal de pression.

À partir de cette vitesse caractéristique, une vitesse et une longueur adimensionnelles peuvent être définies, à l'image de ce qui a déjà été fait avec l'équation 3.24 :

$$U^* = \frac{U}{u_{\tau p}}, \quad y^* = \frac{y u_{\tau p}}{\nu}. \quad (3.26)$$

Un paramètre  $\alpha = \frac{u_p^2}{u_{\tau}^2} \in [0, 1]$  est utilisé pour quantifier lequel du phénomène de frottement ou du gradient de pression est prépondérant. Si  $\alpha = 0$ , il n'y a pas de frottement et donc il s'agit d'un point de séparation. Si  $\alpha = 1$ , le gradient de pression est nul.

Alors que l'adimensionnement *classique* n'utilise que le frottement pariétal, le modèle proposé par Manhart *et al.* [80] utilise aussi le gradient longitudinal de pression. On remarquera qu'implicitement, les effets des termes de convection et des termes instationnaires ne sont pas pris en compte par cet adimensionnement.

### C.3 Conséquences pour la SGE et traitement de paroi

Parce que les moyens de calculs ne cessent d’augmenter, les industriels de l’aéronautique ou de l’automobile s’intéressent à des modélisations numériques d’écoulements dont le nombre de Reynolds est de plus en plus important et dans des géométries de plus en plus complexes. Ces écoulements ont de fortes influences sur les transferts de scalaires passifs comme la température, en particulier à la paroi où les gradients sont les plus élevés. C’est la raison pour laquelle la simulation des grandes échelles est de plus en plus utilisée.

Le frottement pariétal dépend fortement du nombre de Reynolds, c’est ce qu’illustre la figure 3.3. Plus le nombre de Reynolds est important, plus le gradient de la vitesse à la paroi est important. Ainsi, le maillage nécessaire pour calculer la contrainte de frottement, pour un écoulement à haut nombre de Reynolds, devient de plus en plus coûteux.

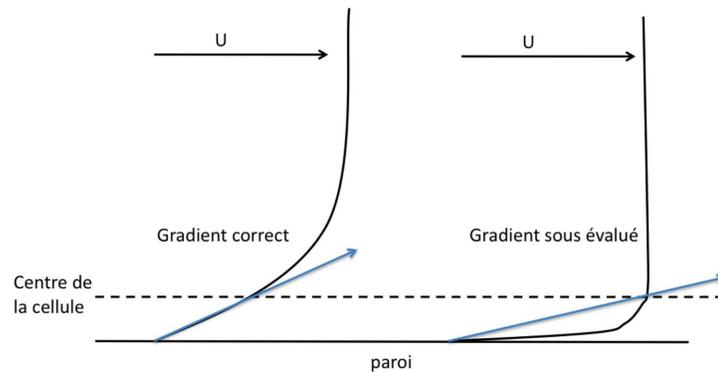


FIGURE 3.3 – Profil vitesse moyenne pour une couche limite à l’équilibre à faible nombre de Reynolds (gauche) et à plus fort nombre de Reynolds (droite)

Une estimation du coût d’une SGE bien résolue en proche paroi effectuée par Piomelli et Balaras [101] fait apparaître un coût proportionnel à  $Re^{1.6}$  dans la couche limite et  $Re^{0.8}$  en dehors.

De ces relations simples nous déduisons que :

- même à des nombres de Reynolds élevés, le calcul d’une SGE est accessible dans la zone extérieure (sous-entendu extérieure à la couche limite),
- le coût de la SGE dans la zone interne (sous-entendu interne à la couche limite) est prohibitif à des nombres de Reynolds élevés.

Le maillage dans la région de proche paroi est donc un critère limitant à l'utilisation de la SGE à grand nombre de Reynolds. Le coût total, proportionnel à  $Re^{2.4}$ , peut être réduit si une partie de la dynamique en paroi était modélisée plutôt que calculée. Le rôle des traitements de paroi, regroupés sous l'acronyme **WMLES** (Wall-Model Large Eddy Simulation), est donc de **modéliser tout ou partie de la dynamique pariétale (transfert de quantité de mouvement, de chaleur ou de masse) à partir de quantités calculées loin de la paroi.**

Il existe, selon Piomelli [100], trois classes de traitement à la paroi, écrites ici suivant un niveau croissant de modélisation :

- la simulation de la région de proche paroi dans son ensemble par un modèle moyenné, qui permet un couplage fort entre les deux zones (RANS/LES),
- la résolution d'équations simplifiées à la paroi (TBLE<sup>4</sup>), souvent stationnaires, qui permet un couplage faible entre la zone extérieure et la zone de proche paroi,
- une modélisation complète de la région de proche paroi, par une loi de paroi.

L'hypothèse commune à ces méthodes est que la première maille est trop grande pour y résoudre les structures qui contribuent au transport de la quantité de mouvement. Ainsi, le temps et l'échelle caractéristique des structures pariétales (notées  $t$  et  $l$  sur la figure 3.4) sont beaucoup plus petites que celles à l'extérieur (notées  $T$  et  $L$  sur la figure 3.4) de la première maille. L'hypothèse sous-jacente est que le nombre de structures dans la première maille est suffisamment important pour considérer leurs effets sur l'écoulement extérieur (à la première maille) de façon moyennée à chaque pas de temps.

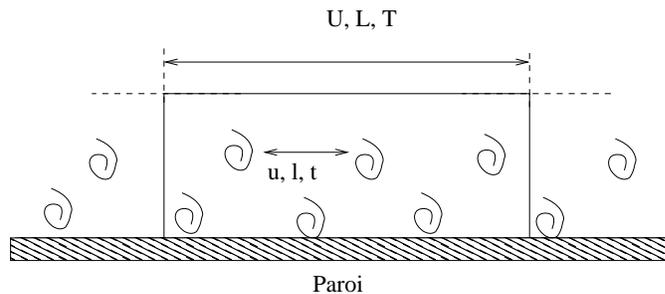


FIGURE 3.4 – Schématisation des grandeurs caractéristiques dans le cas d'une première maille grossière à la paroi

La conséquence de ces observations est que l'opération de filtrage, principe de la SGE, est équivalente dans la première maille à une opération de moyenne (moyenne calculée dans chaque première maille à la paroi et à chaque pas de temps).

Le transport de quantité de mouvement doit être modélisé en reliant des grandeurs connues par le calcul SGE, grandeurs instationnaires dans la zone extérieure (à la première maille), au frottement pariétal qui est supposé être une grandeur moyenne (locale et à chaque instant) dans la première maille.

## C.4 État de l'art des modèles de parois

Dans la suite de ce chapitre, l'écoulement extérieur est suivant la direction  $(Ox)$  et la direction normale à la paroi est  $(Oy)$ . La vitesse extérieure est notée  $U_0$ . Dans ce qui va suivre, le repère cartésien est noté  $(x, y, z)$ . De même le vecteur vitesse moyenne peut être aussi bien noté  $(U, V, W)$  ou  $(U_1, U_2, U_3)$ .

### C.4.1 Premier type de modèle de paroi : RANS/SGE

Le choix du modèle de turbulence est lié au niveau de précision attendu. L'objectif minimum est de déterminer les valeurs moyennes de l'écoulement avec une précision acceptable. Les méthodes moyennées permettent d'obtenir ce niveau de précision dans des géométries complexes pour un coût modeste. Dans des configurations dominées par des grandes structures anisotropes, comme c'est le cas dans des écoulements de sillage par exemple, la SGE donne de meilleurs résultats.

De plus, la SGE permet d'obtenir des informations supplémentaires notamment sur les aspects instationnaires nécessaires, voire indispensables, pour certains types d'études (interaction fluide/structure, aéroacoustique, ...). Malheureusement, le coût d'une SGE peut être supérieur de 10 à 100 fois celui d'un calcul RANS. En effet, comme nous l'avons vu, la densité du maillage doit être bien supérieure en SGE. Même les symétries dans l'espace de la configuration ne permettent pas de diminuer la taille de la géométrie du calcul. Le temps de calcul nécessaire pour obtenir un champ statistique convergé est d'autant plus long que la période des phénomènes (*i.e.* : temps de retournement) est longue et que le pas de temps est petit.

A partir de ces observations, il semble naturel d'utiliser une approche combinant les aspects positifs des deux méthodes. C'est l'idée à partir de laquelle les méthodes hybrides ont débuté.

Ces méthodes hybrides RANS/SGE peuvent se classer dans les modèles de paroi dans le sens où par exemple, pour un écoulement à haut nombre de Reynolds, la densité de maillage nécessaire près de la paroi est optimisée par l'utilisation de méthodes RANS. La SGE reste nécessaire dans le coeur de l'écoulement pour capter au mieux la dynamique. Le schéma 3.5 illustre le principe de fonctionnement de cette procédure.

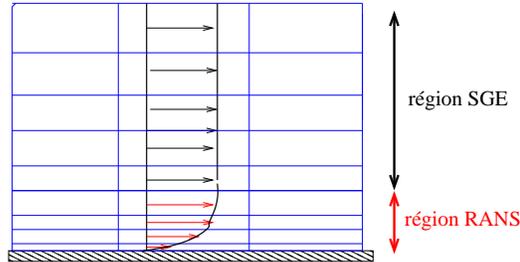


FIGURE 3.5 – Schéma de principe de la méthode hybride RANS/SGE

Une revue récente de Fröhlich *et al.* [43], balayant un large panel de méthodes hybrides, permet de voir le nombre de méthodes nées ces 10 dernières années. Il n'existe pas de stratégie unique pour les méthodes hybrides. Cependant deux classes de méthodes peuvent se distinguer : les *méthodes zonales* et les *méthodes non-zonales*. Dans la première approche, l'utilisateur pré-définit les régions où la méthode RANS et la méthode SGE seront utilisées. Le changement de méthode par zone se fait au travers du maillage soit par un critère explicite (*i.e.*, valeur de  $y^+$ , distance à la paroi, etc...), soit par la sélection explicite d'un domaine au coeur de l'écoulement indépendamment de la paroi (*i.e.* où l'on s'attend à avoir un phénomène particulier comme un décollement par exemple). Au contraire, l'approche non-zonale s'affranchit du choix *a priori* des régions en choisissant automatiquement la technique de simulation suivant le résultat du calcul. Dans ce cas, la transition entre les deux techniques de simulation se fait graduellement et la stratégie de couplage est primordiale.

#### C.4.2 Second type de modèle de paroi : modèle à deux couches

Le second type de loi de paroi utilise la résolution d'une équation simplifiée dans la région de proche paroi (approche zonale). Cette méthode est appelée modèle à deux couches (Two Layer-Model) [13] ou modèle de couche limite mince (Thin Boundary Layer Model) [22]. L'intérêt

principal de cette méthode réside dans le fait que les équations résolues sont simplifiées par rapport aux équations RANS utilisées dans la méthode précédente. La méthode est donc moins coûteuse en temps de calcul.

Balaras et Benocci [13] puis Cabot et Moin [22] proposent de résoudre les équations de Navier-Stokes filtrées jusqu'à la première maille. Ensuite, une équation simplifiée de couche limite bidimensionnelle est résolue dans la première maille, pour les composantes de vitesses parallèles aux parois. Un maillage secondaire raffiné et imbriqué dans la première maille de calcul est utilisé comme maillage de discrétisation de cette équation comme l'illustre la figure 3.6.

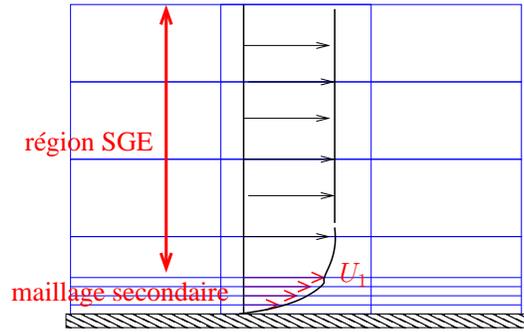


FIGURE 3.6 – Principe de la méthode TBL, visualisation du maillage secondaire imbriqué dans la première maille

Pour calculer la vitesse moyenne, l'équation de Navier-Stokes dans la zone interne est résolue :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} U_i U_j + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] \quad \text{pour } i = 1 \text{ et } 3 , \quad (3.27)$$

$$U_2 = - \int_0^y \left( \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + \frac{\partial U_3}{\partial x_3} \right) dy , \quad (3.28)$$

où,  $\partial P / \partial x_i$  est le gradient de pression au premier point de calcul dans la zone externe (SGE) imposé sur le maillage secondaire et  $\nu_t$  est une viscosité turbulente définie spécifiquement pour cette équation.

Cette approche fait l'hypothèse que la zone interne (maillage secondaire et équation simplifiée) est forcée par l'écoulement extérieur (maillage principal et SGE). Les hypothèses de couche limite permettent de poser que la pression est constante suivant la direction normale à la paroi ( $\partial p / \partial y = 0$ ). Le gradient de pression intervenant dans l'équation 3.27 provient du calcul SGE. La viscosité turbulente intervenant dans l'équation 3.27 n'est pas équivalente à la viscosité sous-maille utilisée

pour le modèle SGE. Elle doit modéliser l'action de toutes les échelles du mouvement et non pas uniquement celles des échelles sous-mailles sur les échelles résolues. Ainsi, pour Balaras [13], la viscosité turbulente est exprimée par une simple hypothèse de longueur de mélange.

$$\nu_t = (\kappa y)^2 |S| F(y) , \quad (3.29)$$

où  $F$  est une fonction d'amortissement permettant de réduire l'influence de la viscosité turbulente à la paroi qui est une région quasi-laminaire où les effets de viscosité moléculaire sont prépondérants.  $|S|$  est définie comme la norme du tenseur des contraintes.

$$F(y) = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right)^3 \right] , \quad (3.30)$$

avec  $A^+ = 25$  une constante.

Cabot et Moin [22] ainsi que Wang et Moin [133] proposent une expression différente de la viscosité turbulente :

$$\nu_t = \kappa u_s y F(y)^2 , \quad (3.31)$$

avec,

$$F(y) = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y u_d}{A\nu}\right) \right] , \quad (3.32)$$

où  $A$  est une constante définie par  $A = 17$  pour Cabot et Moin [22] et  $A = 19$  pour Wang et Moin [133].  $u_s$  et  $u_d$  sont des vitesses caractéristiques à déterminer, prises en générale égales à la vitesse de frottement ( $u_s = u_d = u_\tau$ ).

La couche limite turbulente ainsi calculée est "entraînée" par l'écoulement instationnaire externe et soumise aux gradients de pression provenant du domaine grossier. La prise en compte de ces gradients de pression est déterminante pour le calcul d'écoulements pariétaux décollés soumis à des gradients de pressions adverses ou favorables. Cette méthode entraîne un sur-coût par rapport à la loi logarithmique classique, estimé par Piomelli [99], de 10 à 20% en temps de calcul et nécessite 30 à 50% de mémoire supplémentaire.

Plus récemment, Wang et Moin [133] ont utilisé ce modèle avec succès pour déterminer l'émission acoustique d'un profil d'aile. Ils ont montré notamment que la viscosité turbulente, telle

qu'elle a été définie précédemment, doit être réduite pour tenir compte de la résolution des fluctuations dans la zone interne. D'autres études récentes utilisent ce modèle pour des simulations SGE à des nombres de Reynolds élevés, c'est le cas notamment de Diurno *et al.* [37] ou Gungor et Menon [49].

### C.4.3 Troisième type de modèle de paroi : les lois de paroi

Pour modéliser la dynamique de la zone comprise entre le premier point de maillage et la paroi, le troisième type de modèle utilise directement les valeurs disponibles pendant le calcul. Celles-ci sont utilisées pour déterminer la contrainte pariétale, comme l'illustre la figure 3.7. L'expression analytique reliant explicitement ces différents paramètres est appelée *loi de paroi*.

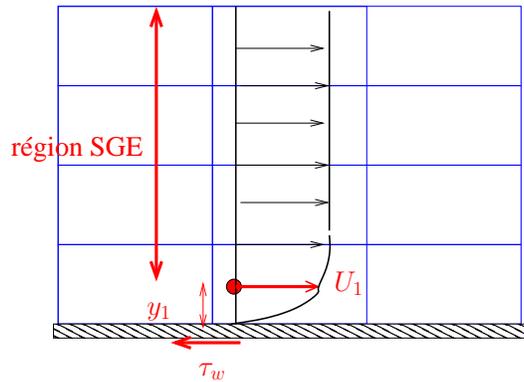


FIGURE 3.7 – Principe d'utilisation d'une loi de paroi

Ne seront développés dans cette partie uniquement les modèles de paroi utilisés dans ce travail. Le lecteur pourra se référer au livre de Sagaut [111] par exemple pour avoir une liste plus exhaustive des modèles existants en SGE.

Le modèle de Spalding [122], équation 3.33, relie explicitement la loi linéaire dans la zone visqueuse à la loi logarithmique dans la zone inertielle (ou zone logarithmique). Ceci permet donc de placer les premiers points de calcul dans une zone plus large que la zone logarithmique, en particulier dans la zone tampon et la zone visqueuse.

$$y^+ = u^+ + \frac{1}{E} \left[ e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{1}{2} (\kappa u^+)^2 - \frac{1}{6} (\kappa u^+)^3 \right]. \quad (3.33)$$

Dans cette équation,  $E = 9,41$  est une constante, dépendante du matériaux, déterminée par l'équation 3.34 et  $\kappa$  est la constante de Karman définie par  $\kappa = 0,41$ . Remarquons que le terme entre crochets correspond à la fois au terme  $e^{\kappa u^+}$  et aux quatre premier termes de son développement limité en zéro. Avec, l'équation 3.33, nous retrouvons la loi linéaire,  $u^+ = y^+$ , valable dans la zone visqueuse car pour de petites vitesses (donc près des parois), le terme entre crochets tend vers zéro. À l'inverse, pour de grandes valeurs de  $u^+$ , le membre de droite est dominé par le terme  $1/\kappa e^{\kappa u^+}$ . La loi logarithmique est alors retrouvée pour de grandes valeurs de  $u^+$  pour lesquelles :

$$u^+ = 1/\kappa \ln y^+ + 1/\kappa \ln E . \quad (3.34)$$

L'inconvénient de ce modèle est qu'il suppose une couche limite à l'équilibre comme dans le cas d'un écoulement sur une plaque plane ou dans un canal plan.

L'hypothèse d'une couche limite à l'équilibre est cependant bien moins applicable dans le cas de géométries complexes, couramment utilisées dans le monde industriel. Le gradient de pression adverse ou favorable influence la couche limite, soit en la déséquilibrant soit en la stabilisant.

Manhart *et al.* [80] ont proposé un modèle de loi de paroi prenant en compte, en plus du frottement classique, le gradient de pression longitudinal. Ce modèle est valide uniquement dans la zone visqueuse, où les effets d'inertie sont négligeables. Il a aussi pour avantage de ne présenter aucune constante contrairement au modèle antérieur de Shih *et al.* [116]. Le modèle suppose de plus que l'action des termes de convection et des termes instationnaires est négligeable par rapport au frottement et aux gradients longitudinaux de pression. Ces hypothèses sont justifiées par Manhart *et al.* [80] et par Wang et Moin [133].

Ainsi, avec ces hypothèses l'équation 3.25 peut se simplifier puis s'intégrer dans la direction normale à la paroi. On obtient pour la vitesse la relation suivante :

$$U(y) = f\left(y, \tau_w, \frac{\partial P}{\partial x}, \mu, \rho\right) = \frac{\tau_w}{\mu} y + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} y^2 \quad (3.35)$$

Cette formulation représente une expression polynomiale en  $y$  pour le profil de vitesse moyenne dans la région visqueuse. Notons que le gradient de pression longitudinal introduit un terme

quadratique négligé dans le cas des lois classiques listées précédemment. Manhart [79] montre d'ailleurs que ce terme a un rôle important près des points de décollement et rattachement (pour de faible valeur du frottement  $\tau_w$ ).

L'adimensionnement proposé à l'équation 3.26 permet de réécrire l'équation 3.35 comme :

$$U^*(y^*) = \text{sign}(\tau_w) \alpha y^* + \text{sign}\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right) \frac{1}{2} (1 - \alpha)^{3/2} (y^*)^2, \quad (3.36)$$

Les signes du frottement et du gradient de pression apparaissent dans l'expression de la vitesse et permettent de caractériser le gradient de pression comme adverse ou favorable. Le gradient longitudinal de pression aura alors tendance à déstabiliser ou stabiliser la couche limite. Notons que dans le cas d'un écoulement attaché  $\alpha = 1$  donc le second terme du membre de droite de l'équation 3.36 s'annule. L'équation 3.36 devient :

$$U^*(y^*) = \text{sign}(\tau_w) y^*, \quad (3.37)$$

ce qui correspond bien à la loi linéaire dans la zone visqueuse.

L'équation 3.36 permet aussi d'obtenir un profil de vitesse pour un point de décollement (ou de rattachement), cas où  $\alpha = 0$ , ce qui n'était pas possible avec la loi de Spalding [122] par exemple.

Ce modèle de loi de paroi a été validé *a priori* par Manhart *et al.* [80]. Des simulations de références (SND) ont ainsi été réalisées sur différentes configurations présentant ou non un gradient longitudinal de pression. La comparaison du modèle analytique avec les résultats de ces simulations ont donné des résultats satisfaisants. La validation *a posteriori* de ce modèle, en l'utilisant comme conditions limites aux parois, est présentée ultérieurement dans ce mémoire.

## D Conditions d'entrée

### D.1 Particularité de la définition des conditions d'entrée en simulation instationnaire

La nature des équations de Navier-Stokes impose l'utilisation de conditions initiales et aux limites pour les simulations. Nous verrons par la suite les conditions initiales choisies qui n'ont

pour objectif que de rendre l'écoulement turbulent rapidement. Les conditions initiales ont peu d'effet sur les résultats comparés aux conditions limites, surtout dans le cas d'écoulement non-homogène. Nous allons dans ce chapitre nous intéresser aux différents types de conditions d'entrée existantes.

Dans le cas d'un aspirateur, il s'agit pour les conditions d'entrée de représenter l'écoulement en sortie d'une turbine hydraulique. Comme il n'est pas envisageable de simuler l'ensemble des éléments en amont de l'aspirateur, nous devons fournir pour les paramètres de la simulation (vitesse, pression, énergie cinétique sous-maille) des valeurs représentant l'écoulement de la façon la plus réaliste possible sur la section d'entrée.

Pour la simulation d'un écoulement laminaire, la spécification en entrée de la vitesse, ou de la pression, est suffisante. Pour les simulations basées sur une approche moyennée, fermeture  $k - \epsilon$  par exemple, à la vitesse moyenne s'ajoutent deux autres paramètres que sont l'énergie cinétique et la dissipation de la turbulence qui sont peuvent être exprimées en fonction d'une intensité turbulente et d'une longueur caractérisant la turbulence. Pour les simulations directes (SND) ou des grandes échelles (SGE), le choix des conditions d'entrée est plus problématique.

En effet dans le cas d'une SND, l'ensemble des échelles présentes dans l'écoulement doit être imposé. De la même façon, dans le cas d'un SGE les échelles les plus grandes jusqu'à l'échelle de coupure doivent être imposées explicitement. Pour ces deux méthodes, les conditions d'entrée doivent être en plus, *instantanées* et définies pour *toute la section d'entrée*. Les premières SGE simulaient des écoulements pleinement développés [47, 38, 11]. Une condition de périodicité était alors utilisée comme condition d'entrée laissant ainsi l'écoulement s'établir. L'augmentation des moyens de calcul a permis l'utilisation de la SGE pour des simulations d'écoulement en développement spatial qui nécessitent d'imposer un champ d'entrée instationnaire. Les écoulements d'intérêt industriel sont de cet ordre. Klein *et al.* [66] dans le cas d'un jet plan, Lund *et al.* [76] ou encore Aider et Danet [4] dans le cas d'une marche descendante ont montré que l'écoulement, même loin de la condition d'entrée, est fortement influencé par les conditions limites amont utilisées.

Deux types de conditions d'entrée se distinguent. La première consiste à utiliser un calcul précurseur dans lequel certaines quantités globales connues *a priori* sont forcées. La seconde concerne la génération synthétique de turbulence.

## D.2 Méthodes basées sur un calcul précurseur

La méthode la plus précise pour créer une condition d'entrée réaliste est de recourir à un calcul précurseur. Dans ce cas, l'écoulement en amont représente exactement les grandes structures et il n'y a pas (ou peu) de transition en aval de l'entrée. Cette méthode est utilisée dans le cas où la turbulence peut être considérée comme pleinement développée dans la simulation principale. Dans ce cas, une condition périodique peut être utilisée pour le calcul précurseur. Comme le montre le schéma 3.8, l'écoulement dans un plan du calcul précurseur est copié à chaque pas de temps en entrée du calcul principal. Cette méthode a été utilisée par Hebrart [51] ou Münch [87] pour simuler un canal courbe en utilisant comme calcul précurseur un canal périodique. Akselvoll et Moin [5] ont ainsi simulé un injecteur à partir de deux conduits cylindriques coaxiaux périodiques.

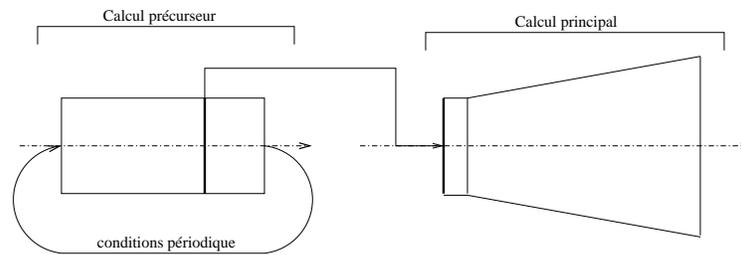


FIGURE 3.8 – Schématisation de la méthode de génération de condition d'entrée turbulente basée sur un calcul précurseur

Une variante a été proposée par Lund *et al.* [76], effectuant un adimensionnement (*rescaling*) des profils de vitesse. Les champs fournis dans le plan d'entrée sont produits à partir de ceux contenus dans le calcul.

Pour ces deux méthodes, il est nécessaire de s'assurer de la constance du débit dans la zone périodique. Pour ce faire, un terme de forçage est ajouté dans la direction homogène du calcul précurseur pour compenser les frottements pariétaux.

Ce terme de forçage peut s'exprimer explicitement à l'aide d'un bilan de quantité de mouvement sur l'ensemble du domaine de calcul (*i.e.* en fonction du gradient de pression longitudinal). Pour un simple canal plan de dimension  $(L_x, 2h, L_z)$  et de volume  $V$ , si l'écoulement est considéré comme stationnaire, la composante longitudinale de la vitesse  $u$  vérifie l'équation suivante :

$$\frac{\partial uu_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta u. \quad (3.38)$$

La forme intégrale de l'équation précédente permet d'écrire sur un volume de contrôle  $V$  :

$$\int_V \frac{\partial u u_j}{\partial x_j} \partial V = - \int_V \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \partial V + \nu \int_V \Delta u \partial V. \quad (3.39)$$

En régime stationnaire le gradient longitudinal de pression est constant ce qui, en utilisant la formule d'Ostrogradski, permet de réécrire :

$$\int_{\partial V} u u_j n_j dS = -L_x 2h L_z \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \int_{\partial V} \frac{\partial u}{\partial x_j} n_j dS, \quad (3.40)$$

où  $\partial V$  représente l'ensemble des faces délimitant le volume  $V$ . En évaluant les différents termes, le membre de gauche de l'équation est nul car le débit est fixé et constant. Le membre de droite s'écrit alors :

$$0 = -L_x 2h L_z \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu L_x L_z \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=2h} - \nu L_x L_z \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (3.41)$$

Or par définition, la contrainte de frottement est définie par  $\tau_w = \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$  et comme  $\left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=2h} = - \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$  nous obtenons l'expression du frottement à partir du gradient de pression qui peut être connu *a priori* dans le cas de géométrie simple :

$$\tau_w = -h \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (3.42)$$

Ainsi, pour conserver le débit dans un canal périodique, il est nécessaire de compenser les pertes de charge (causées uniquement par les frottements). Pour un écoulement longitudinal l'équation 3.42 montre que le frottement est proportionnel au gradient longitudinal de pression. Ce raisonnement pour un canal plan peut aussi bien s'appliquer à un conduit cylindrique périodique.

Pour simuler un écoulement tournant dans un conduit cylindrique périodique, Pierce et Moin [98] ont proposé d'ajouter, en plus du forçage axial, un forçage tangentiel. L'écoulement possède dans le repère cylindrique  $(r, \theta, x)$  une composante axiale  $u_x$  et une composante orthoradiale  $u_\theta$ . De la même façon que précédemment, la composante axiale du forçage permet de compenser les frottements dans la direction axiale et ainsi de conserver le débit. La force tangentielle permet de compenser le frottement dans la direction azimutale et permet de conserver la rotation du fluide. Nous avons précédemment trouvé une expression analytique pour le forçage axial, le forçage

tangentielle n'est pas déterminable simplement. Dans leur étude, Pierce et Moin [98] ont comparé trois profils différents pour le terme de forçage tangentielle dans le cadre d'un conduit périodique de section circulaire et de rayon  $R$  :

- un forçage constant  $f_\theta = F$ ,
- un forçage linéaire  $f_\theta = F \times f(r/R)$ ,
- un forçage proportionnel en  $1/R$ ,  $f_\theta = F \times f(R/r)$ ,

où  $F$  représente l'amplitude du forçage. L'étude de Pierce et Moin [98] a montré que les profils de vitesse, en particulier celui de la composante tangentielle, sont peu influencés par la forme du forçage notamment près des parois solides. L'amplitude  $F$  est choisie pour satisfaire comme contrainte un paramètre cible qui, dans l'étude de Pierce et Moin [98] est identique pour les trois types de forçage.

Citons aussi les études de Landman [68, 69] qui proposent une quatrième expression pour le forçage tangentielle de la forme :

$$f_\theta = \frac{F}{\left[1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2\right]^2}. \quad (3.43)$$

Ainsi, l'écoulement en sortie d'une turbine peut être traduit par deux paramètres caractérisant à la fois le débit et la rotation du fluide. Pour le débit, nous imposons la vitesse moyenne débitante et pour la rotation du fluide, nous utilisons le nombre de swirl. Appelé aussi coefficient de moment cinétique, il permet de caractériser la composante tangentielle du forçage. Ce nombre est défini par Cervantes et Gustavsson [26] comme le ratio entre les quantités de mouvement angulaire et débitante :

$$Sw = \frac{\int_0^R r^2 U_x U_\theta dr}{R \int_0^R r U_x^2 dr}, \quad (3.44)$$

où  $R$  est le rayon du conduit cylindrique.  $U_x$  et  $U_\theta$  représentent respectivement les vitesses moyennes débitantes et tangentielles. Cette procédure peut être employée pour notre géométrie en ajoutant des forçages bien choisis. Donc, plutôt que de calculer l'écoulement au travers de la turbine, nous pouvons calculer un simple cylindre périodique dans lequel ces quantités globales seront imposées.

Cette méthode a cependant trois inconvénients majeurs :

- Elle est limitée aux écoulements simples dont l’entrée du domaine de calcul peut être considérée comme pleinement développée [51, 87].
- Cette méthode introduit un coût supplémentaire puisqu’un calcul annexe est nécessaire.
- Le dernier problème est celui de la rétroactivité ; comme le calcul précurseur est mesuré séparément, aucune rétroaction n’est possible. Il s’agit d’un couplage à sens unique entre les deux simulations. Ce problème est détaillé par Friedrich et Arnal [41] dans le cas d’une marche descendante.

Les efforts en terme de recherche se tournent donc vers une simplification de cette méthode et une réduction des coûts de calcul.

### D.3 Méthodes basées sur la décomposition de Reynolds

Une alternative à la méthode précédente repose sur la génération artificielle de conditions d’entrée basées sur les connaissances *a priori* de certaines quantités de l’écoulement issues de données expérimentales ou d’un calcul moyenné. Cette méthode est établie sur la décomposition de Reynolds qui décrit le champ de vitesse instantané comme la somme de la vitesse moyenne et d’une partie fluctuante. C’est ce qui peut être illustré sur la figure 3.9.

$$u_i(x_i, t)_{\text{entrée}} = U_i(x_i)_{\text{entrée}} + u'_i(x_i, t)_{\text{entrée}}. \quad (3.45)$$

En général, le champ moyen est connu soit par des données expérimentales (ce qui est le cas ici), soit encore par des calculs moyennés antérieurs, soit enfin par la théorie. En conséquence de quoi, seule la détermination des fluctuations de vitesses reste à faire.

Parmi les méthodes utilisant les fluctuations aléatoires, deux familles sont utilisables. La première concerne les méthodes algébriques. La seconde technique utilise des méthodes spectrales et ne sera pas développée dans le cadre de cette étude. Des procédures dites *mixtes* réalisent des opérations à la fois dans l’espace de Fourier et dans l’espace physique. Pour obtenir des informations sur ces deux techniques, le lecteur pourra se référer à différentes publications respectivement [67, 73, 71, 119] pour les méthodes spectrales et [33, 46, 60, 61] pour les méthodes mixtes.

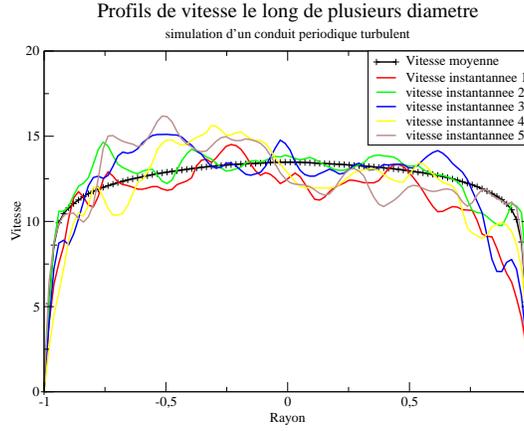


FIGURE 3.9 – Mise en évidence de la décomposition de Reynolds. Le champ instantané peut être décomposé en la somme du champ moyen et de fluctuations

Bien que l'on se limite aux méthodes algébriques, de nombreuses façons de perturber un champ moyenné sont possibles. Ces méthodes de génération synthétique de turbulence utilisent l'hypothèse qu'un signal turbulent peut être approximé par des statistiques de faible ordre de la vitesse tel que le champ moyen, l'énergie cinétique turbulente, le tenseur de Reynolds, etc ... Ces procédures ont été très fortement développées ces dernières années.

En se servant de la décomposition de Reynolds, la vitesse instantanée  $u_i$  peut se réécrire alors comme :

$$u_{i,LES} = U_{i,EXPE} + r_i \sqrt{\frac{2}{3} k_{EXPE}} , \quad (3.46)$$

où  $r_i$  est un signal aléatoire détaillé dans la partie suivante. Cette procédure permet d'imposer un champ de vitesse instationnaire vérifiant le champ moyen obtenu expérimentalement  $U_{i,EXPE}$  associé à la bonne énergie cinétique turbulente  $k_{EXPE}$ .

Une amélioration de cette technique a été proposée par Lund *et al.* [76]. Avec cette méthode, l'ensemble du tenseur de Reynolds est imposé. La décomposition de Cholesky  $a_{ij}$  du tenseur de Reynolds peut être utilisée pour construire un signal vérifiant l'ensemble du tenseur de Reynolds.

$$u_{i,LES} = U_{i,EXPE} + r_j a_{ij} \quad (3.47)$$

où  $a_{ij}$  est défini par :

$$a_{ij} = \begin{pmatrix} \sqrt{R_{11}} & 0 & 0 \\ R_{21}/a_{11} & \sqrt{R_{22} - a_{21}^2} & 0 \\ R_{31}/a_{11} & (R_{21} - a_{21}a_{31})/a_{22} & \sqrt{R_{33} - a_{31}^2 - a_{32}^2} \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

et les  $R_{ij}$  sont définis à l'équation 3.4.

### D.3.1 Définition du signal aléatoire

#### D.3.1.1 Bruit blanc

La démarche la plus directe pour créer une vitesse fluctuante est d'utiliser un signal aléatoire,  $r_i$ , vérifiant une distribution normale  $N(0, 1)$  de moyenne  $\mu = 0$  et de variance  $\sigma = 1$ . Ce signal est ensuite dimensionné de façon à lui associer la bonne énergie cinétique turbulente  $k_{EXPE}$ . Ainsi, on peut vérifier en utilisant l'équation 3.46 que l'énergie cinétique d'un tel champ de vitesse est :

$$k_{LES} = \frac{1}{2} \langle u'_{i,LES} u'_{i,LES} \rangle. \quad (3.49)$$

Rappelons que la notation  $\langle \phi \rangle$  signifie la moyenne temporelle de la quantité  $\phi$  telle qu'elle a été définie par l'équation 3.2. En utilisant la relation de Reynolds, nous pouvons réécrire :

$$u'_{i,LES} = u_{i,LES} - U_{i,EXPE} = r_i \sqrt{\frac{2}{3} k_{EXPE}}. \quad (3.50)$$

$$\langle u'_{i,LES} u'_{i,LES} \rangle = \langle r_i^2 \rangle \frac{2}{3} k_{EXPE}, \quad (3.51)$$

le signal aléatoire  $r_i$  vérifiant une distribution normale,  $\langle r_i^2 \rangle = 1$ . Par définition de l'énergie cinétique, nous pouvons écrire :

$$k_{LES} = \frac{1}{2} [\langle u'_{1,LES} u'_{1,LES} \rangle + \langle u'_{2,LES} u'_{2,LES} \rangle + \langle u'_{3,LES} u'_{3,LES} \rangle]. \quad (3.52)$$

En utilisant les propriétés des fluctuations  $r_i$  et en injectant l'expression 3.51 pour chaque composantes de l'équation 3.52, nous retrouvons bien  $k_{LES} = k_{EXPE}$ .

De la même façon, il est possible de vérifier l'équation 3.47, moyennant une condition supplémentaire pour  $r_i$ ,  $\langle r_i r_j \rangle = \delta_{ij}$  et  $\langle r_i \rangle = 0$ .

Les procédures précédentes ne permettent pas des corrélations spatio-temporelles. Avec l'utilisation d'un bruit blanc, la même quantité d'énergie est injectée à toutes les fréquences et donc à toutes les échelles. La cascade d'énergie de Kolmogorov est initialisée par les grandes échelles, qui contiennent le plus d'énergie. Ainsi, l'énergie qui est injectée dans les petites échelles par le bruit blanc est dissipée et donc perdue. Cette remarque a été relevée par Klein *et al.* [66] dans le cas d'un jet turbulent où l'utilisation d'un profil d'entrée laminaire et la seconde méthode précédente donnaient des résultats similaires. Ces observations ont été retrouvées par Glaze et Frankel [46] puis par Schlüter *et al.* [114], toujours sur des jets turbulents. Pour une géométrie de marche descendante, Aider et Danet [4] ont reporté une surestimation de la taille de la bulle de recirculation dans le cas où un bruit blanc était utilisé en condition d'entrée.

### D.3.1.2 Bruit blanc filtré

De nombreuses publications récentes proposent des alternatives au bruit blanc préconisant ainsi des méthodes fournissant de l'énergie préférentiellement dans les grandes échelles. Ainsi, citons l'étude de Lee *et al.* [73] ou encore Klein *et al.* [66]. Les premiers ont proposé de tenir compte des faibles longueurs d'onde en imposant directement par le biais des fluctuations un spectre d'énergie connu. Les seconds ont proposé une méthode de filtrage pour remédier aux manques de grandes structures dans les conditions d'entrée utilisant un bruit blanc. Cette méthode permet par un filtrage, défini par une longueur caractéristique  $L$ , de modifier la répartition de l'énergie dans  $r_j$ . Cette longueur peut être directement imposée, suivant certain critère physique de la configuration. L'influence de la valeur de  $L$  a été mise en évidence par Klein *et al.* [66]. L'équation Eq.(3.47) est ensuite utilisée pour imposer l'ensemble du tenseur de Reynolds. Cette méthode a été utilisée par Veloudis *et al.* [132] pour simuler un canal présentant une succession périodique de plusieurs collines. L'échelle de temps caractéristique est tirée d'un calcul périodique bien résolu. L'étude a montré que l'utilisation d'une longueur instationnaire permettait de mieux reproduire le calcul de référence (utilisant un calcul précurseur). Jarrin *et al.* [60, 61] ont développé une méthode de génération de conditions d'entrée turbulentes donnant de bons résultats pour des géométries complexes et des maillages non-structurés. La méthode crée des structures turbulentes dans la section d'entrée. Chacune de ces structures est définie pour vérifier des caractéristiques spatiales et temporelles reproduisant ainsi les statistiques des deux premiers ordres et les fonctions d'auto-corrélation. Cette méthode a été étendue par Pamiès *et al.* [96] à la génération de fluctuations à la paroi dans le cas d'une simulation SGE sous-résolue.

### D.3.1.3 Renormalisation d'un signal turbulent

Plutôt que de filtrer un bruit blanc, nous avons choisi d'utiliser des fluctuations  $r_i$  issues d'un calcul précurseur. Pour ne pas amortir ces fluctuations à l'aval de l'entrée, nous les avons extraites d'une tranche d'un calcul précurseur périodique. Nous les avons ensuite redimensionnées pour vérifier une loi normale ;  $\langle r_i \rangle = 0$  et  $\langle r_i^2 \rangle = 1$ . Ainsi, le signal  $u'_i$  d'un calcul précurseur est utilisé pour définir  $r_i$  en écrivant :

$$r_i = \frac{u'_i}{\sqrt{\langle u_i'^2 \rangle}}. \quad (3.53)$$

Les fluctuations générées par cette procédure sont donc issues d'un calcul Navier-Stokes SGE, elles contiennent intrinsèquement des structures de plus grandes échelles. Ainsi, le temps de transition est réduit et les fluctuations ne sont pas amorties. La validation et les avantages liés à cette procédure seront détaillés dans le chapitre suivant.

## D.4 Choix des méthodes utilisées par la suite

Dans la suite de ce mémoire, deux types de méthodes ont été appliquées :

- La première méthode consiste à modéliser l'écoulement en sortie de la turbine par celui dans un conduit cylindrique dans lequel le débit et le swirl ont été fixés. Le forçage de Landman [68, 69] (équation 3.43) a été choisi pour imposer la rotation du fluide.
- La seconde technique utilise la décomposition de Reynolds et l'équation 3.46. Nous avons vu que l'origine du signal aléatoire  $r_i$  a une forte influence sur la turbulence générée. Ainsi, deux signaux  $r_i$  ont été utilisés dans le cadre de ce travail, le premier issu d'un bruit blanc et le second d'un calcul précurseur.

Dans notre géométrie finale, d'aspirateur, les mesures expérimentales sont complexes et satisfont rarement les besoins requis pour faire une SGE, besoins définis par Celik *et al.* [24] et Kempf [65]. La première méthode permet de simplifier à l'extrême la condition d'entrée sans pour autant négliger la turbulence de l'écoulement. Pour prendre en compte plus de physique, nous avons choisi d'utiliser la seconde technique utilisant la décomposition de Reynolds. Comme il n'est pas réalisable d'obtenir expérimentalement l'ensemble du tenseur de Reynolds, une méthode de génération de condition d'entrée turbulente imposant l'énergie cinétique est suffisante du fait de l'instabilité générée par la rotation de l'écoulement moyen.

Dans le chapitre suivant, les méthodes de génération de conditions d'entrée turbulentes seront testées et comparées sur une géométrie test simplifiée. Il s'agit de l'écoulement tournant dans un diffuseur axisymétrique à des nombre de Reynolds élevés. Cette géométrie a été choisie car elle présente plusieurs caractéristiques de l'écoulement dans l'aspirateur (présence de swirl, couche limite soumise à un gradient longitudinal adverse de pression, nombre de Reynolds élevé). Ce cas test est aussi bien documenté, ayant fait l'objet de plusieurs études à la fois numérique et expérimentale.



# Chapitre 4

## Méthodes numériques

<b>A</b>	<b>PRÉSENTATION DE L'OUTIL DE SIMULATION OPENFOAM.</b>	<b>81</b>
<b>B</b>	<b>DISCRÉTISATION DES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES PAR LA MÉTHODE DES VOLUMES FINIS . . . . .</b>	<b>81</b>
B.1	Discrétisation du domaine, notations . . . . .	82
B.2	Terme de convection . . . . .	84
B.3	Terme de diffusion . . . . .	85
B.4	Terme instationnaire . . . . .	86
B.5	Équation de pression . . . . .	87
B.6	Algorithme récapitulatif . . . . .	89
<b>C</b>	<b>IMPLÉMENTATIONS DES CONDITIONS AUX LIMITES . . . . .</b>	<b>90</b>
C.1	Conditions aux limites numériques . . . . .	91
C.1.1	Valeur fixée . . . . .	92
C.1.2	Gradient fixé . . . . .	92
C.2	Conditions aux limites physiques . . . . .	93
C.2.1	Conditions à la paroi . . . . .	93
C.3	Conditions d'entrée turbulente . . . . .	96
C.4	Condition de sortie . . . . .	96
C.5	Condition de périodicité . . . . .	97
C.6	Condition initiale . . . . .	97
<b>D</b>	<b>OUTILS D'ANALYSES. . . . .</b>	<b>100</b>
D.1	Quantités instantanées . . . . .	100

---

D.1.1	Extrema de pression . . . . .	100
D.1.2	Critère $Q$ . . . . .	100
D.2	Quantités statistiques . . . . .	101

## A *Présentation de l'outil de simulation OpenFOAM*

Le choix a été fait d'utiliser un outil de simulation numérique libre et totalement ouvert, **OpenFOAM**. Le code est constitué d'un ensemble de bibliothèques écrites dans un langage de programmation objet (C++) destinées à résoudre les équations de la mécanique des milieux continus. Il est distribué par OpenCFD Ltd<sup>1</sup> qui s'occupe de la maintenance du code (mise à jour régulière, support technique, etc...). OpenFOAM résout les équations de Navier-Stokes filtrées par la méthode des volumes finis. La validation du code a été réalisée par de nombreux travaux de thèse dans différents domaines de la mécanique des fluides numériques tels que les méthodes numériques [62, 63], les écoulements diphasiques [52, 19, 110] ou encore les simulations d'écoulements turbulents [34, 78].

## B *Discrétisation des équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis*

Le principe de la discrétisation est de transformer les équations aux dérivées partielles considérées, vues à la section précédente, en un système d'équations algébriques. C'est ce nouveau système d'équations qui, une fois résolu à l'intérieur de la géométrie, donne les variations spatio-temporelles des quantités du système, sous certaines conditions que l'on développera ci-dessous.

Le processus de discrétisation peut être divisé en deux étapes, la première est la décomposition du domaine en un ensemble de volumes élémentaires, appelé volume de contrôle (CV). La seconde est l'intégration des équations du problème sur ces volumes de contrôle [54, 88]. Cette étape sous-entend que les équations du problème ont préalablement transformées en un système d'équations linéaires.

Ces deux étapes de discrétisation ne sont pas uniques. Il existe de nombreux moyens de décomposer la géométrie en volumes élémentaires. Ces volumes de contrôle peuvent ainsi varier par leurs formes, leurs tailles, etc.... De la même façon, il existe plusieurs possibilités, encore appe-

---

1. <http://www.opencfd.co.uk>

lées *schémas*, pour discrétiser une équation. Le choix du schéma dépendra du type d'équation considéré et surtout du compromis coût de calcul / précision.

Dans ce travail de thèse, nous utilisons la méthode des volumes finis (FVM) caractérisée par les propriétés suivantes :

- La méthode discrétise la forme intégrale des équations sur un volume de contrôle. Les quantités “ primaires ” comme la masse ou la quantité de mouvement sont donc conservées par construction dans le temps et dans l'espace. La forme intégrale standard de l'équation de Navier-Stokes dans un volume de contrôle  $V_P$  de centre  $P$  est écrite ci-dessous (Eq. 4.1).

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[ \underbrace{\frac{d}{dt} \int_{V_P} \bar{\mathbf{u}} dV}_{\text{dérivée temporelle}} + \underbrace{\int_{V_P} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) dV}_{\text{convection}} - \underbrace{\int_{V_P} \nabla \cdot \nu_{eff} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T) dV}_{\text{diffusion}} \right] dt = - \int_t^{t+\Delta t} \left[ \underbrace{\frac{1}{\rho} \int_{V_P} \nabla \bar{p} dV}_{\text{sources}} \right] dt. \quad (4.1)$$

Dans cette expression,  $\bar{\mathbf{u}}$  et  $\bar{p}$  sont respectivement la vitesse et la pression filtrées.  $\nu_{eff}$  correspond à la la somme de la viscosité cinématique et la viscosité turbulente sous-maille issue du modèle de turbulence.

- Le maillage est défini dans le système de coordonnées cartésiennes. Il est fixe dans le temps.
- Les volumes de contrôle sont exclusivement des hexaèdres, c'est-à-dire constitués de six volumes voisins. Les raisons qui nous ont poussé à ce choix seront détaillées dans cette section. Toutes les variables partagent le même volume de contrôle. C'est un arrangement dit *localisé* [40].

Les deux parties suivantes développent respectivement la décomposition du domaine, puis celle des équations. La troisième partie du chapitre présente l'utilisation des conditions aux limites, d'un point de vue numérique.

## B.1 Discrétisation du domaine, notations

Chaque volume de contrôle est construit autour d'un point  $P$  en son centre de gravité comme indiqué sur la figure 4.1

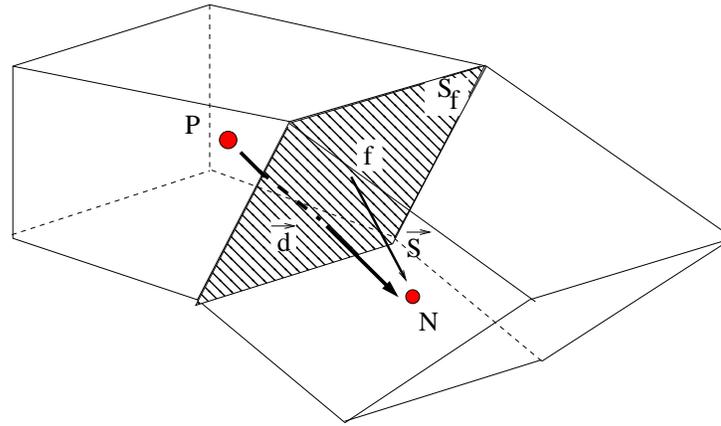


FIGURE 4.1 – Schéma d'un volume de contrôle (CV)

Soit  $N$  le centre du volume de contrôle voisin.  $\vec{d}$  est défini comme le vecteur liant  $P$  à  $N$ . Soit  $\vec{S}$  le vecteur unitaire orthogonal à la face commune aux deux volumes de contrôle appelée  $S_f$ . Les variables filtrées telles que la vitesse  $\bar{u}$  et la pression  $\bar{p}$  sont définies au centre  $P$  du volume de contrôle CV. Cette répartition simplifie l'implémentation dans le code et minimise le nombre d'informations nécessaires relatives à la géométrie du CV. Certaines variables nécessitent d'être définies à la surface  $S_f$ , pour le calcul des flux par exemple ; elles seront indicées par la lettre  $f$ .

Les calculs SGE étant instationnaires par nature, le temps est défini comme une quatrième dimension discrétisée en un nombre fini de *pas de temps*, constant ou dépendant de certaines variables.

L'ensemble de ces CV forme le *maillage* sur lequel sont discrétisées les équations.

Toutes les observations faites sur l'équation de transport générique précédente s'appliquent aux équations de Navier-Stokes. Le terme instationnaire et celui d'advection se traitent de la même façon que ceux expliqués à la partie précédente. Il y a cependant quelques particularités qui nécessitent d'être développées dans cette partie.

En effet, le terme de convection  $\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}})$  est un terme non linéaire qui ne peut être traité de façon générique. L'équation de la conservation de la quantité de mouvement contient un terme de pression qui n'a pas d'équivalent dans l'équation générique. Deux manières de prendre en compte ce terme de pression sont possibles : comme un terme source (en assimilant le gradient de pression à un terme de forçage volumique) ou comme une force surfacique. Cependant étant donné que ce terme est fortement couplé à l'équation de continuité, il nécessite une attention particulière.

## B.2 Terme de convection

Le terme de convection de l'équation de Navier-Stokes peut être réécrit en utilisant le théorème de Gauss de façon à obtenir l'équation 4.2. Ce terme doit être linéarisé ce qui est fait en introduisant la valeur de la vitesse au pas de temps précédent comme suit :

$$\begin{aligned}
 \int_{V_P} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) dV &= \int_{\partial V} (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) \cdot d\mathbf{S} = \sum_f \mathbf{S} \bar{\mathbf{u}}_f \bar{\mathbf{u}}_f \\
 &\approx \sum_f \left( \mathbf{S} \cdot \bar{\mathbf{u}}_f^{n-1} \right) \cdot \bar{\mathbf{u}}_f^{n+1} \\
 &= \sum_f \mathcal{F}^n \cdot \bar{\mathbf{u}}_f^{n+1}.
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Le flux à travers la surface  $f$ ,  $\mathcal{F} = \mathbf{S} \cdot \bar{\mathbf{u}}_f$ , utilisé pour résoudre la vitesse au nouveau pas de temps,  $n + 1$ , est celui calculé à partir de la vitesse au pas de temps précédent  $n$ . La valeur de la vitesse à la face  $f$  est obtenue par l'équation 4.3. L'hypothèse d'une linéarité entre les vitesses aux centres des cellules de part et d'autre de la face  $f$  est faite comme l'illustre la figure 4.2. Ces centres sont notés  $P$  et  $N$ , les vitesses associées sont donc respectivement  $\bar{\mathbf{u}}_P$  et  $\bar{\mathbf{u}}_N$ .

$$\bar{\mathbf{u}}_f = f_x \bar{\mathbf{u}}_P + (1 - f_x) \bar{\mathbf{u}}_N \tag{4.3}$$

où  $f_x$  est le facteur d'interpolation linéaire défini comme le ratio des distances  $fN$  et  $PN$ .

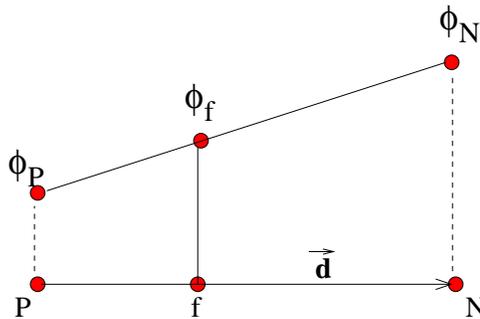


FIGURE 4.2 – Principe de l'interpolation linéaire

L'équation 4.2 peut donc se réécrire en fonction de la vitesse au centre de CV,  $P$ , et de ses voisins  $N$  :

$$\sum_f \mathcal{F}^n \cdot \bar{\mathbf{u}}_f = a_{cP} \bar{\mathbf{u}}_P + \sum_N a_{cN} \bar{\mathbf{u}}_N , \quad (4.4)$$

où les coefficients  $a_{cP}$  et  $a_{cN}$  sont des fonctions explicites de  $\bar{\mathbf{u}}^n$ .

### B.3 Terme de diffusion

Le modèle sous-maille utilisé introduit une viscosité sous-maille que l'on peut associer au terme de diffusion classique. Posons  $\mathbf{B}$  tel que :

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \nu (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T) + \tau \\ &= (\nu + \nu_{sm}) (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T) \\ &= \nu_{eff} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T) , \end{aligned} \quad (4.5)$$

où  $\nu_{eff}$  est la viscosité effective dans laquelle est incluse la viscosité sous-maille. Les deux gradients sont discrétisés séparément. Le choix a été fait de décomposer le tenseur des contraintes en deux parties : la première comme un terme de diffusion et la seconde comme un terme source, pour des raisons d'optimisation du temps de calcul. Si la transposé du gradient de vitesse était résolue aussi comme un terme de diffusion, toutes les composantes des vitesses seraient présentes dans chaque équation, *i.e.* la valeur de chaque composante de la vitesse serait dépendante de toutes les autres. Bien qu'un tel système peut être résolu, il demandera une ressource en mémoire bien trop importante.

Ainsi, la transposée du gradient de vitesse pour le temps  $n + 1$  est calculée en utilisant la vitesse au temps  $n$  :

$$\begin{aligned} \int_{V_P} \nabla \cdot \mathbf{B} \, dV &= \int_{V_P} \nabla \cdot [\nu_{eff} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T)] \, dV \\ &= \sum_f (\nu_{eff})_f \mathbf{S} \cdot (\nabla \bar{\mathbf{u}})_f + \nabla \cdot [\nu_{eff} (\nabla \bar{\mathbf{u}}^n)^T] V_P , \end{aligned} \quad (4.6)$$

où le gradient de vitesse à la face  $f$ ,  $(\nabla \bar{\mathbf{u}})_f$ , est calculé par l'équation 4.3.  $(\nabla \bar{\mathbf{u}}^n)$  au centre de CV. Les substitutions faites dans l'équation 4.6 permettent de réécrire le terme de diffusion sous la forme :

$$\int_{V_P} \nabla \cdot \mathbf{B} \, dV = a_{dP} \bar{\mathbf{u}}_P + \sum_N a_{dN} \bar{\mathbf{u}}_N + a_{dC} , \quad (4.7)$$

où  $a_{dP}$  et  $a_{dN}$  dépendent de caractéristiques géométriques du volume de contrôle et  $a_{dC}$  de la vitesse au pas de temps précédent  $\bar{\mathbf{u}}^n$ .

#### B.4 Terme instationnaire

L'équation de Navier-Stokes peut se ré-écrire sous forme semi-discrétisée [54], c'est à dire sous la forme discrétisée pour les termes spatiaux et sous la forme intégrale pour les termes temporels. Les variations temporelles de  $\bar{\mathbf{u}}$  et l'intégration en temps peuvent s'écrire :

$$\left( \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} \right)_P = \frac{\bar{\mathbf{u}}_P^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_P^n}{\Delta t}, \quad (4.8)$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \bar{\mathbf{u}}(t) \, dt = \frac{1}{2} (\bar{\mathbf{u}}^n + \bar{\mathbf{u}}^{n+1}) \Delta t, \quad (4.9)$$

où  $\bar{\mathbf{u}}^n$  et  $\bar{\mathbf{u}}^{n+1}$  représentent les vitesses filtrées respectivement aux temps  $n$  et  $n+1$ . Ce schéma de discrétisation temporel est centré d'ordre deux et appelé schéma de *Crank-Nicholson*. Les valeurs de  $\bar{\mathbf{u}}$  et du gradient  $\nabla \bar{\mathbf{u}}$  doivent être connues aux faces  $f$  à la fois au pas de temps  $n+1$  et au pas de temps  $n$ . Les valeurs aux faces sont calculées depuis les valeurs aux centres des cellules voisines. L'objectif étant de calculer la nouvelle valeur de  $\bar{\mathbf{u}}_P$ . Ainsi, comme  $(\bar{\mathbf{u}})_f$  et  $(\nabla \bar{\mathbf{u}})_f$  dépendent des valeurs de  $\bar{\mathbf{u}}$  sur les cellules voisines. L'équation de Navier-Stokes peut donc se ré-écrire comme un système algébrique valable pour chaque cellule de la forme :

$$a_P \bar{\mathbf{u}}_P^{n+1} + \sum_N a_N \bar{\mathbf{u}}_N^{n+1} = R_P. \quad (4.10)$$

L'équation précédente peut s'interpréter sur l'ensemble du maillage comme le système matriciel suivant :

$$[A] [\bar{\mathbf{u}}] = [R] , \quad (4.11)$$

où  $[A]$  est une matrice dont la diagonale est remplie des coefficients  $a_P$  et les termes hors-diagonaux sont fonction des cellules voisines,  $a_N$ .  $[\phi]$  est un vecteur de la quantité  $\bar{\mathbf{u}}$  sur chaque volume de contrôle et  $[R]$  le vecteur dépendant des termes sources. Quand le système matriciel est résolu, l'ensemble des vitesses filtrées  $\bar{\mathbf{u}}_P$  au nouveau pas de temps est trouvé. Ce système est résolu de façon itérative, plus économique que les méthodes directes pour des matrices aussi grandes. Ce choix pose cependant certaines conditions sur la matrice  $[A]$ . La majorité des coefficients de cette matrice sont nuls ce qui peut être utilisé comme un avantage pour certaines procédures itératives. Pour optimiser la convergence de la méthode, la diagonale doit *dominer* le système. Cette remarque est directement liée aux schémas utilisés pour la discrétisation des différents termes et liés à la non-orthogonalité du maillage.

Comme les flux, les termes non-orthogonaux et les termes de diffusion doivent être évalués avec les nouvelles valeurs, le schéma temporel effectue alors des sous-itérations à chaque pas de temps. Le schéma est inconditionnellement stable [54] mais ne garantit pas des solutions bornées.

D'un point de vue pratique, le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy, appelé aussi CFL, est défini avec les notations de la figure 4.1 par :

$$\begin{aligned}
 CFL &= \frac{\bar{\mathbf{u}}_f \cdot \mathbf{n}}{|\mathbf{d}|} \\
 &= \frac{\mathcal{F}|\mathbf{S}|}{|\mathbf{S}||\mathbf{d}|} \\
 &= \frac{\mathcal{F}}{|\mathbf{d}|},
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Le  $CFL$  doit être inférieur à 1 pour assurer la stabilité du schéma temporel. Physiquement, un  $CFL$  inférieur à 1 permet de s'assurer qu'une particule de fluide ne traverse pas plus d'une maille par pas de temps. Ainsi, cette condition est d'autant plus contraignante que le maillage est raffiné ou que la vitesse débitante est importante. Pour l'ensemble des simulations effectuées dans ce travail de thèse, le pas de temps est imposé de façon à conserver une valeur maximale telle que  $CFL = 0.4$  pour garder l'erreur de diffusion temporelle minimale.

## B.5 Équation de pression

La procédure PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) proposée par Issa [57] est utilisée pour coupler la pression et la vitesse via la conservation des flux. Utilisons la forme semi-

discrétisée de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, non-discrétisée uniquement pour le terme de pression. En utilisant les notations de Ferziger et Peric [40], l'équation matricielle devient :

$$\mathbf{A}\bar{\mathbf{u}}_P = \mathbf{H} - \nabla\bar{p}, \quad (4.13)$$

où  $\mathbf{A}$  est la somme des coefficients  $a_{cP}$ ,  $a_{dP}$  et  $a_{tP}$  de  $\bar{\mathbf{u}}_P$  pour respectivement les termes de convection, de diffusion et temporel. Le vecteur  $\mathbf{H}$  représente les coefficients dépendant des cellules voisines  $N$ . Nous retrouvons donc dans le vecteur  $\mathbf{H}$  les coefficients de convection et de diffusion, dépendant de la vitesse dans les cellules  $N$  puis, des termes sources non-linéaires sans le gradient de pression mais en incluant les contributions au pas de temps,  $n$  :

$$\mathbf{H} = \sum_N (a_{cN} + a_{dN}) \bar{\mathbf{u}}_N + a_{tC} + a_{dC}. \quad (4.14)$$

$\bar{\mathbf{u}}_P$  est obtenu en réécrivant l'équation 4.13 et en divisant de part et d'autre de l'équation par  $\mathbf{A}$  :

$$\bar{\mathbf{u}}_P = \frac{\mathbf{H}}{\mathbf{A}} - \frac{\nabla\bar{p}}{\mathbf{A}}, \quad (4.15)$$

La valeur de  $\bar{\mathbf{u}}_P$  aux faces est obtenue en interpolant l'équation 4.15.

$$\bar{\mathbf{u}}_f = \left( \frac{\mathbf{H}}{\mathbf{A}} \right)_f - \left( \frac{\nabla\bar{p}}{\mathbf{A}} \right)_f. \quad (4.16)$$

Ceci permet de mettre à jour les flux aux faces  $\mathcal{F}_f = \mathbf{S}\bar{\mathbf{u}}_f$ . Cette équation ne peut cependant pas être résolue directement car à ce stade, la pression n'a pas encore été mise à jour.

Soit  $\bar{\mathbf{u}}^*_f$  définit tel que :

$$\bar{\mathbf{u}}^*_f = \left( \frac{\mathbf{H}}{\mathbf{A}} \right)_f. \quad (4.17)$$

L'équation 4.17 ne vérifie pas la continuité car l'influence de la pression sur la vitesse n'est pas incluse. Pour calculer cette influence, la divergence de l'équation 4.16 doit être nulle et donc :

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}) = \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}^*) - \nabla \cdot \left( \frac{1}{\mathbf{A}} \nabla \bar{p} \right) = 0, \quad (4.18)$$

d'où

$$\begin{aligned} \int_{V_P} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}^*) \, dV &= \int_{V_P} \nabla \cdot \left( \frac{1}{\mathbf{A}} \nabla \bar{p} \right) \, dV \\ &= \sum_f \mathbf{S} \cdot \left( \frac{1}{\mathbf{A}} \nabla \bar{p} \right)_f \end{aligned} \quad (4.19)$$

L'équation 4.19 est ensuite traitée explicitement pour trouver la pression connaissant  $u^*$ . Une fois connue, on obtient la forme finale discrétisée des équations de Navier-Stokes sous forme d'un système d'équations couplées avec comme inconnues la vitesse  $\bar{\mathbf{u}}_P$  au point  $P$  et la pression  $\bar{p}_f$  aux faces  $f$ .

$$\mathbf{A} \bar{\mathbf{u}}_P = \mathbf{H} - \sum_f \mathbf{S} \cdot \bar{p}_f, \quad (4.20a)$$

$$\sum_f \mathbf{S} \cdot \left( \frac{1}{\mathbf{A}} \right)_f (\nabla \bar{p})_f = \sum_f \mathbf{S} \cdot (\bar{\mathbf{u}}^*)_f. \quad (4.20b)$$

## B.6 Algorithme récapitulatif

La procédure complète de résolution des équations de Navier-Stokes peut se récapituler en quatre étapes schématisées à la figure Fig.4.3.

1. La procédure commence par la mise à jour des quantités turbulentes comme l'énergie cinétique sous-maille, en utilisant la pression, les vitesses et les flux aux faces au pas de temps  $n - 1$ .
2. L'étape suivante est la résolution des équations de Navier-Stokes en utilisant l'équation 4.13. La pression et les flux aux faces sont prises au pas de temps précédent. La résolution matricielle utilise la méthode itérative du gradient conjugué (CG). La convergence est accélérée grâce à un préconditionnement de la matrice via la procédure de Van der Vorst [130] (Bi-CGSTAB) utilisable sur des matrices asymétriques. A ce stade, le champ de vitesse ne satisfait toujours pas l'équation de continuité.

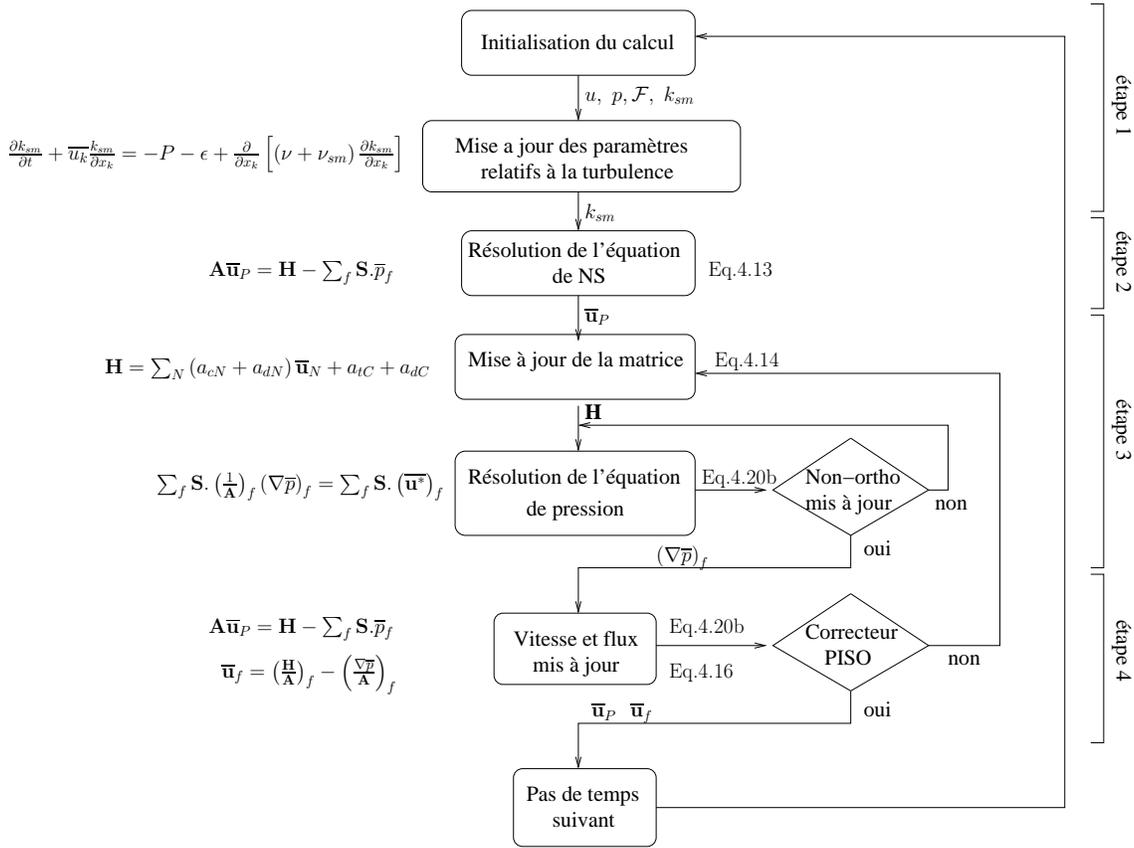


FIGURE 4.3 – Procédure de résolution des équations de Navier-Stokes

3. La matrice  $\mathbf{H}$  est mise à jour. Le système matriciel pour la pression, équation 4.20b, est résolu en utilisant la méthode du gradient conjugué avec un préconditionnement incomplet de Choleski (ICCG) [58]. Dans le cas d'un maillage non-orthogonal, la pression est obtenue par un processus itératif satisfaisant un niveau de convergence donné.
4. Une fois la pression calculée, les vitesses et les flux aux faces sont mis à jour respectivement par les équations 4.20b et 4.16. L'étape précédente et celle-ci sont répétées jusqu'à convergence des résultats (rarement plus de cinq itérations) pour satisfaire la boucle PISO avant de passer au pas de temps suivant.

## C Implémentations des conditions aux limites

Pour résoudre les équations de Navier-Stokes filtrées, des conditions aux limites sont nécessaires au bord de la géométrie simulée. Une condition initiale dans tout l'espace simulé est aussi nécessaire. Ces deux types de condition doivent être imposés pour toutes les variables de l'écoulement.

Les équations de conservation discrétisées dans chaque CV permettent d'écrire un système d'équations algébriques. Des bilans de flux sont effectués, mais pour les volumes de contrôle dont au moins une face coïncide avec la frontière de la géométrie, un traitement spécial doit être utilisé. Les flux aux frontières doivent être, soit connus, soit calculés par combinaisons des données connues sans ajouter d'inconnues supplémentaires dans le système. Comme l'extérieur de la géométrie n'est pas maillé, la condition doit être imposée en utilisant les données à l'intérieur de la géométrie.

La prescription des conditions aux limites est divisée par la suite en deux parties : les conditions dites *numériques* comme le gradient ou une valeur fixée, et les conditions *physiques* parmi lesquelles la condition à la paroi, la condition d'entrée ou de sortie.

### C.1 Conditions aux limites numériques

Il y a deux types de conditions numériques : la condition de Dirichlet, où la valeur est fixée à la face, et celle de Von Neuman qui fixe le gradient normal à la face. Ces deux types de conditions participent au système algébrique d'équations dans le volume de contrôle, équations 4.10 ou 4.11. La figure 4.4 illustre la nomenclature utilisée dans cette partie. Dans la plupart des géométries complexes, la face à la frontière n'est pas orthogonale, comme l'illustre la figure Fig.4.4.

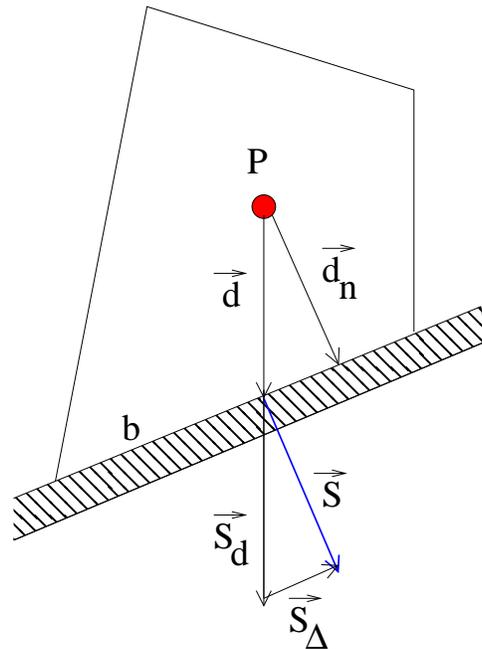


FIGURE 4.4 – Schéma d'un volume de contrôle (CV)

Ainsi  $b$  est la face frontière du CV et  $P$  son centre; le vecteur  $\mathbf{d}$ , relie les deux. Il est non-colinéaire au vecteur  $\mathbf{S}$ . On fait aussi l'hypothèse que la condition est la même sur toute la face. Cette hypothèse permet de décomposer le vecteur  $\mathbf{S}$  en la somme d'un vecteur colinéaire à  $\mathbf{d}$ , nommé  $\mathbf{S}_d$  et un vecteur  $\mathbf{S}_\Delta$  colinéaire à la face  $b$ .

### C.1.1 Valeur fixée

Fixer la valeur à la face  $b$  revient à imposer la valeur  $\phi = \phi_b$ , ce qui doit être pris en compte à la fois sur le terme de convection et celui de diffusion.

- **Terme de convection** : Nous avons vu à l'équation 4.2 que le terme de convection peut se discrétiser de la façon suivante :

$$\int_V \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}\phi) dV = \sum_f (\mathbf{S} \cdot \bar{\mathbf{u}}_f) \phi_f.$$

La contribution de la face  $b$  sur le volume de la première maille  $V_p$  se réduit à :

$$(\mathcal{F}\phi_f)_{f=b} = \mathcal{F}_b \phi_b. \quad (4.21)$$

Le terme sur la surface  $b$  est donc le produit du flux  $\mathcal{F}_b$  par la valeur  $\phi_b$ .

- **Terme de diffusion** : D'après l'équation 4.5, le terme de diffusion peut se discrétiser de la façon suivante :

$$\int_{V_P} \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) dV = \sum_f (\Gamma_\phi)_f \mathbf{S} \cdot (\nabla \phi)_f.$$

Le gradient à la face  $b$  est calculé comme la somme d'un terme orthogonal, depuis la valeur connue à la face  $\phi_b$  et la valeur au centre du CV, et d'une correction explicite :

$$\mathbf{S} \cdot (\nabla \phi)_b = |\mathbf{S}_d| \frac{\phi_b - \phi_P}{|\mathbf{d}|} + \mathbf{S}_\Delta \cdot (\nabla \phi)_P. \quad (4.22)$$

### C.1.2 Gradient fixé

Dans le cas d'une condition de Von Neumann, le produit scalaire du gradient imposé et de la normale à une face (positive vers l'extérieur) est fixé à la frontière  $b$  tel que :

$$\left( \frac{\mathbf{S}}{|\mathbf{S}|} \cdot \nabla \phi \right)_b = g_b. \quad (4.23)$$

- **Terme de convection** : La valeur à la frontière de  $\phi$  est obtenue depuis le gradient imposé et la valeur de  $\phi$  au point  $P$ ,  $\phi_P$  :

$$\begin{aligned} \phi_b &= \phi_P + \mathbf{d}_n \cdot (\nabla \phi)_b, \\ &= \phi_P + |\mathbf{d}_n| g_b. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Dans cette équation et avec les notations de la figure 4.4,  $\mathbf{d}_n$  est donné par :

$$\mathbf{d}_n = \frac{\mathbf{S} \, d\mathbf{S}}{|\mathbf{S}| \, |d\mathbf{S}|}. \quad (4.25)$$

- **Terme de diffusion** : Suivant l'équation 4.5, le terme de diffusion est discrétisable de la façon suivante :

$$\int_{V_P} \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) \, dV = \sum_f (\Gamma_\phi)_f \mathbf{S} \cdot (\nabla \phi)_f.$$

Comme la valeur du produit scalaire entre le vecteur normal et  $(\nabla \phi)_b$  est  $|\mathbf{S}| g_b$ , le terme de diffusion peut être réécrit comme :

$$(\rho \Gamma_\phi)_b |\mathbf{S}| g_b. \quad (4.26)$$

## C.2 Conditions aux limites physiques

### C.2.1 Conditions à la paroi

La condition de paroi permet de modéliser l'influence de la paroi en modifiant l'écoulement dans le premier volume de contrôle sous certaines conditions détaillées au chapitre suivant, dédié aux lois de paroi. Notons aussi que la vitesse à la paroi est fixée à zéro, c'est la condition de non-glissement. De même à la paroi, le gradient de pression normal à la face  $b$  est aussi supposé négligeable.

La correction apportée modifie le gradient pariétal de vitesse, correspondant aux frottements. Dans les équations de Navier-Stokes, ce gradient de vitesse pariétal intervient à la fois dans les

termes de convection et ceux de diffusion. Nous détaillons par la suite ces deux cas séparément.

### Développement du terme de diffusion

Rappelons l'équation de discrétisation du terme de diffusion par la méthode des volumes finis :

$$\int_{V_P} \nabla \cdot (\nu_{eff} \nabla \mathbf{u}) \, dV = \sum_f (\nu_{eff})_f \mathbf{S} \cdot (\nabla \mathbf{u})_f .$$

En utilisant les notations de la figure 4.5, l'expression précédente peut se développer pour chaque contrôle de volume dont au moins une face est une paroi.

$$\sum_f (\nu_{eff})_f \mathbf{S} \cdot (\nabla \mathbf{u})_f = \delta_y \left[ \left( \frac{\partial u_j}{\partial x} \right)^{S_2} - \left( \frac{\partial u_j}{\partial x} \right)^{S_1} \right] + \delta_x \left[ \left( \frac{\partial u_j}{\partial y} \right)^{S_3} - \left( \frac{\partial u_j}{\partial y} \right)^{S_4} \right] \quad (4.27)$$

où  $\delta x$  et  $\delta y$  représentent respectivement les longueurs de la maille dans les directions parallèle et normale à la paroi.

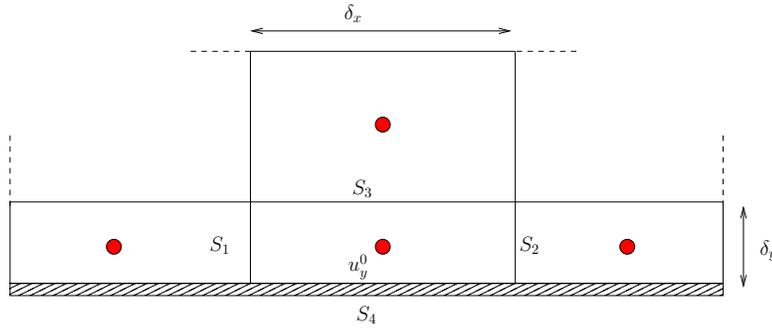


FIGURE 4.5 – Notations utilisées pour discrétiser les termes de convection et diffusion en paroi

Le gradient de vitesse à la paroi, dernier quotient de l'équation précédente, peut s'exprimer dans le cas d'une SGE bien résolue, par un schéma décentré en appliquant la condition de non-glissement à la paroi (qui impose  $u_y^{S_4} = 0$ ) :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y}\right)^{S_4} &= \frac{u_y^0 - u_y^{S_4}}{1/2\delta y} \\ &= \frac{u_y^0}{1/2\delta y} \end{aligned} \quad (4.28)$$

Cette approximation conduit à une sous-estimation du gradient quand la première cellule est trop grande comme nous l'avons illustré à la figure 3.3. Pour remédier à ce problème, les lois de paroi propose de relier analytiquement la vitesse  $u$  à la contrainte de cisaillement,  $\tau_w$ , et à la distance à la paroi,  $y$  :

$$\nu \left(\frac{\partial u_j}{\partial y}\right)^{S_4} = \frac{\tau_w}{\rho}, \quad (4.29)$$

où  $\tau_w$  est le résultat du modèle de loi de paroi.

Soit  $\left(\frac{\partial u_j}{\partial y}\right)^{S_{4,\infty}}$  la valeur du gradient de pression calculé par le schéma 4.28. Une grandeur homogène à une viscosité, noté  $\nu_{corr}$ , peut être définie pour corriger l'erreur de sous-estimation du gradient de la façon suivante :

$$\nu \left(\frac{\partial u_j}{\partial y}\right)^{S_4} = (\nu + \nu_{corr}) \left(\frac{\partial u_j}{\partial y}\right)^{S_{4,\infty}} \quad (4.30)$$

La valeur de la viscosité correctrice peut alors être définie depuis l'équation 4.29. Nous avons alors :

$$\nu_{corr} = \frac{\tau_w}{\rho \left(\frac{\partial u_j}{\partial y}\right)^{S_{4,\infty}}} - \nu. \quad (4.31)$$

### Développement du terme de convection

Rappelons l'équation de discrétisation du terme de convection par la méthode des volumes

finis :

$$\begin{aligned} \int_V \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} u_j) dV &= \sum_f \mathbf{S} \cdot (\bar{\mathbf{u}}_f u_j) , \\ &= \sum_f (\mathbf{S} \cdot \bar{\mathbf{u}}_f) u_j . \end{aligned}$$

De nouveau, en utilisant les notations de la figure 4.5, l'expression précédente peut se développer pour chaque volume de contrôle dont au moins une face est une paroi :

$$\sum_f (\mathbf{S} \cdot \bar{\mathbf{u}}_f) u_j = \delta_x (u_j u_x^{S1} - u_j u_x^{S2}) + \delta_y (u_j u_y^{S3} - u_j u_y^{S4}) \quad (4.32)$$

En utilisant comme condition limite  $u_y^{S4} = 0$ ,  $u_x^{S1} = 1/2 (u_x^0 + u_x^1)$  et  $u_x^{S2} = 1/2 (u_x^0 + u_x^2)$ , on s'aperçoit que le résultat est sans approximation, aux interpolations près.

La condition aux limites de paroi corrige donc le gradient de vitesse longitudinal à la paroi pour satisfaire une loi de paroi. Cette correction s'effectue uniquement sur le terme de diffusion par une grandeur correctrice homogène à une viscosité.

### C.3 Conditions d'entrée turbulente

Une partie est consacrée aux conditions d'entrée, d'un point de vue méthode numérique, la valeur de la vitesse est imposée en entrée et le gradient de pression est supposé nul [54, 62].

### C.4 Condition de sortie

La condition de sortie utilisée dans cette étude est dite "libre" ou de type ouverte. Elle doit permettre à la fois de conserver le débit mais aussi de ne pas, ou peu, déformer l'écoulement sortant. Le code de calcul utilise une condition de sortie non-réflexive [91] ce qui revient à utiliser une équation de convection pour la vitesse dans le dernier CV. Cette condition de sortie convective s'écrit :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_{conv} \frac{\partial u_i}{\partial n} = 0 \quad (4.33)$$

où  $U_{conv}$  est la vitesse moyenne de convection choisie pour satisfaire la conservation du débit. Cette condition a déjà été appliquée pour des simulations SGE de jets coaxiaux confinés [5, 12] ou pour des simulations de combustion [103, 102]. Selon Akselvoll et Moin [5], cette condition n'a pas d'effet visible sur les statistiques en amont de la section de sortie (déformation des champs). Wang et Bai [134] ont comparé cette condition avec la condition classique d'un gradient nul de pression sur la section de sortie. La simulation d'écoulement tournant donne des résultats plus proche des mesures expérimentales avec la condition de convection plutôt qu'un gradient de pression nul.

## C.5 Condition de périodicité

La condition de périodicité est utilisée pour modéliser une direction homogène infinie. Dans ce travail cette condition a été utilisée dans un canal plan et un conduit. Bien que séparé dans l'espace, le système matriciel lie les deux faces périodiques pour la résolution. En dehors de ce point, aucune discrétisation particulière n'est nécessaire pour ce type de condition aux limites. Notons  $\mathbf{x}$  la direction longitudinale supposée homogène comme dans le cas d'un canal plan. Soit  $L_x$  la longueur de ce canal, alors toute variable  $\phi$  considérée (vitesse ou pression), et quelque soit l'ordre  $n$  de sa dérivée, est définie tel que :

$$\phi(x, y, z, t) = \phi(x + L_x, y, z, t) \quad , \quad (4.34)$$

$$\phi^{(n)}(x, y, z, t) = \phi^{(n)}(x + L_x, y, z, t) \quad . \quad (4.35)$$

## C.6 Condition initiale

Dans la majorité des applications de la SGE, la condition initiale sera choisie pour atteindre l'état de convergence statistique le plus rapidement possible. On utilise ainsi des "*astuces*" pour rompre la symétrie de l'écoulement et accélérer sa transition vers un écoulement turbulent. Dans les calculs qui suivent, nous avons choisi de superposer à un champ moyen des perturbations artificielles pour rompre cette symétrie.

La turbulence d'un écoulement est issue d'un processus de transition depuis la turbulence de proche paroi vers le coeur de l'écoulement. Expérimentalement, cette turbulence de paroi peut

être créée artificiellement par une perturbation de l'écoulement pariétal. C'est par exemple le cas dans l'expérience de Bernal et Roshko [16] qui par le biais d'une ficelle introduit des fluctuations dans la région de proche paroi. Il est aussi nécessaire numériquement d'adopter une telle perturbation artificielle pour faciliter la transition depuis l'écoulement laminaire en écoulement turbulent. Au début de la simulation la vitesse du fluide est initialisée par un profil parabolique, sans swirl et perturbé, noté  $U_0(x^+, y^+)$  dans la relation 4.36. Des stries sont ajoutées artificiellement près de la paroi (zone où les gradients de la vitesse moyenne sont les plus importants) au profil moyen dans la direction longitudinale. Ce bruit est composé d'une alternance sinusoïdale de fluide rapide et lent dans la direction transverse. L'amplitude du bruit diminue dans la direction normale à la paroi. Le bruit est ainsi défini par :

$$U(x^+, y^+) = U_0(y^+) + \frac{\Delta u_0^+}{2} \cos(b^+ z^+) \frac{z^+}{30} e^{(-C_\sigma y^{+2} + 0.5)}, \quad (4.36a)$$

$$V = 0, \quad (4.36b)$$

$$W(x^+, y^+) = c_\epsilon \sin(a^+ x^+) y^+ e^{(-C_\sigma y^{+2})}. \quad (4.36c)$$

Les constantes  $a^+$  et  $b^+$  sont définies pour produire l'écart entre les stries ( $\approx 200$ ).  $C_\epsilon$  permet d'imposer l'intensité de la turbulence, typiquement 10% de la vitesse débitante. La composante longitudinale ne suffit pas à perturber l'écoulement, il est nécessaire d'ajouter un bruit dans la direction transverse (*i.e.* : donc perpendiculaire aux stries). Ce sont ces tourbillons qui donnent la vorticité longitudinale nécessaire à la transition.

Cette technique d'introduction des fluctuations en paroi a été proposée par Schoppa et Hussain [113] et plusieurs fois utilisée [113, 34] dans le cas d'un canal plan. Cette condition initiale est utilisée pour l'ensemble des simulations qui suivent.

Pour illustrer l'utilisation de la condition initiale dans la simulation d'un canal plan, les composantes longitudinale et transverse de la vitesse sont représentées à l'instant  $t = 0$  s sur la figure 4.6 dans un plan horizontal à  $y^+ = 25$ . La forme sinusoïdale des perturbations est clairement illustrée sur ces images.

La transition vers la turbulence dans le cas du même canal est visible à la figure 4.7 où la norme de la vitesse est représentée dans le plan horizontal à  $y^+ = 20$ .

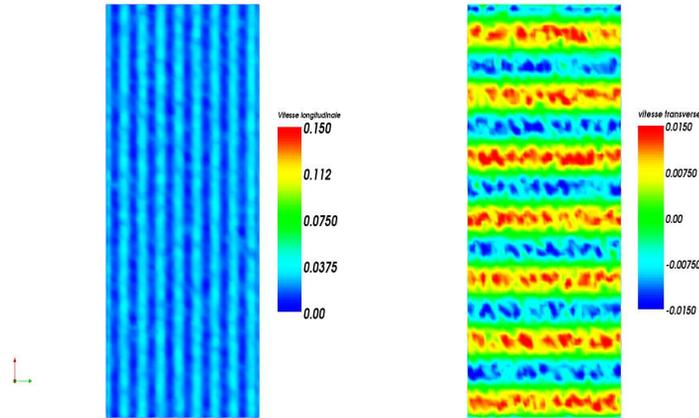


FIGURE 4.6 – Champ de vitesse initial imposé par l'équation 4.36 dans un plan horizontal à  $y^+ = 25$ . Composante longitudinale (gauche) et transverse (droite)

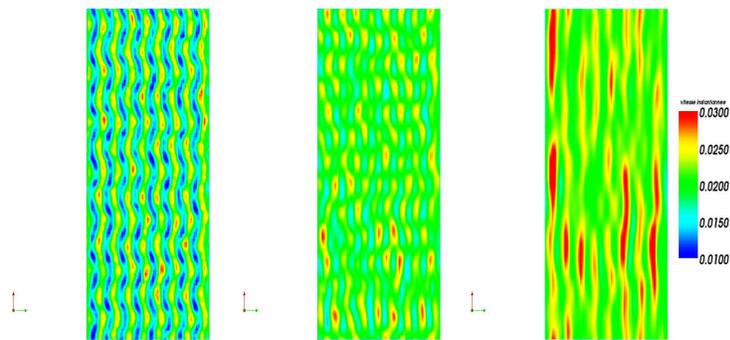


FIGURE 4.7 – Évolution du champ de vitesse instantané à trois instants croissant de gauche à droite dans un plan horizontal à  $y^+ = 25$ .

La forme de la perturbation imposée permet de générer une partie de la dynamique pariétale des écoulements. La figure 4.7 illustre ainsi l'apparition de courant dans le cas d'un canal.

## D Outils d'analyses

### D.1 Quantités instantanées

L'analyse d'un champ instantané (vitesse, énergie cinétique sous maille, vorticité, ...) permet de comprendre les mécanismes régissant le mouvement du fluide. La mise en évidence des structures tourbillonnaires à partir de quantités instantanées permet d'éclairer certains phénomènes comme les décollements, le mélange, ...

Nous présentons ici quelques critères de visualisation utilisés dans les études numériques.

#### D.1.1 Extrema de pression

Au voisinage d'un tourbillon, les parcelles fluides sont en équilibre local entre les forces centrifuges et les forces dues au gradient de pression. Ainsi, nous pouvons montrer (voir Lesieur [74]) qu'un tube tourbillonnaire possède un minimum local de pression dynamique. Ce critère permet de détecter des structures tourbillonnaires intenses comme celles attendues dans l'écoulement en aval d'une turbine.

#### D.1.2 Critère $Q$

Hunt *et al.* [56] ont également proposé d'utiliser le second invariant du tenseur des gradients de vitesse, afin d'améliorer la visualisation de ces structures. Cet invariant noté  $Q$ , est défini par :

$$Q = -\frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) , \quad (4.37)$$

où,

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{et} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) , \quad (4.38)$$

définissent respectivement les parties symétrique et antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse. Ainsi,  $\Omega_{ij}$  mesure la rotation d'une parcelle fluide et  $S_{ij}$  son cisaillement. Les régions pour lesquelles  $Q$  est positif caractérisent les régions où la rotation domine le cisaillement, matérialisant ainsi les tourbillons cohérents.

On peut montrer aussi que ce critère concorde avec le précédent dans la mesure où le critère  $Q$  peut se réécrire de la forme :

$$Q = \frac{-1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = \frac{1}{2} \nabla^2 P. \quad (4.39)$$

Les régions où le critère  $Q$  est positif correspondent bien aux minima de pression.

## D.2 Quantités statistiques

La seconde approche pour étudier les mouvements turbulents consiste à traiter le signal turbulent de façon statistique. Les quantités statistiques sont reproductibles, contrairement à l'aspect imprévisible des données instantanées. Nous pouvons donc les mesurer expérimentalement pour confronter la simulation avec l'expérience.

La décomposition de Reynolds permet de décomposer le signal instantané en la somme d'une quantité moyenne de ce signal et d'une partie fluctuante. Par construction, la moyenne de la partie fluctuante est nulle et son écart type représente l'énergie du signal. Nous introduirons et détaillerons le long de ce travail un certain nombre de quantités statistiques.



# Chapitre 5

## Modèle de loi de paroi proposé

<b>A</b>	<b>MISE EN ÉQUATION DU MODÈLE . . . . .</b>	<b>104</b>
<b>B</b>	<b>MODÉLISATION ET VALIDATION <i>a priori</i> DU MODÈLE . . . . .</b>	<b>106</b>
B.1	Modèle de viscosité turbulente . . . . .	106
B.2	Comportement asymptotique . . . . .	106
B.3	Validation <i>a priori</i> . . . . .	107
<b>C</b>	<b>VALIDATION <i>a posteriori</i> DE LA LOI DE MANHART <i>et al.</i></b>	
<b>[80]</b>	<b>ET DU MODÈLE PROPOSÉ . . . . .</b>	<b>112</b>
C.1	Méthode d'utilisation des lois de paroi . . . . .	112
C.2	Description des géométries utilisées pour les validations <i>a posteriori</i> . . . . .	115
C.2.1	Canal plan périodique à nombre de Reynolds élevé . . . . .	115
C.2.2	Colline périodique . . . . .	116
C.3	Résultats et discussions . . . . .	118
C.3.1	Configuration sans gradient de pression . . . . .	118
C.3.2	Configuration avec gradient de pression . . . . .	122
<b>D</b>	<b>CONCLUSIONS . . . . .</b>	<b>127</b>

## A Mise en équation du modèle

Nous avons vu dans la partie C.2 que la couche limite turbulente peut dans le cas général s'exprimer de la façon suivante (Cf. équation 3.25) :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}.$$

Cette dernière équation correspond à celle utilisée dans les méthodes zonales TBLE détaillées dans la section C.4.2. Un niveau supplémentaire de simplification peut être effectué sur cette équation en utilisant l'étude de Wang et Moin [133] qui ont comparé ce modèle à deux modèles plus simples : l'un négligeant à la fois les termes de convection et le gradient longitudinal de pression, l'autre en incluant uniquement le gradient de pression. Ils ont montré que prendre en compte uniquement le gradient de pression permettait un niveau de description acceptable. Cette simplification a été reprise depuis dans d'autres études comme celles de Tessicini *et al.* [126, 127]. Ainsi, en négligeant les termes de convection et en conservant le terme du gradient de pression, l'équation peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} - \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0. \quad (5.1)$$

Notons aussi que l'équation 5.1 permet de retrouver le modèle de Manhart *et al.* [80], (Eq. 3.35). En effet, si nous considérons uniquement la zone visqueuse, le terme  $\langle u'v' \rangle$  est négligeable et l'équation 3.35 est retrouvée après deux intégrations successives dans la direction normale à la paroi.

Un niveau supplémentaire peut être franchi dans la simplification de l'équation de quantité de mouvement, en modélisant la contrainte de Reynolds  $\langle u'v' \rangle$ . Nous utilisons l'hypothèse de viscosité turbulente, souvent utilisée dans les méthodes moyennées, qui consiste à exprimer le tenseur des contraintes de Reynolds par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses. Ainsi  $\langle u'v' \rangle$  est modélisé par l'introduction d'une viscosité turbulente  $\nu_t$ , caractérisant une propriété

locale de l'écoulement (contrairement à la viscosité moléculaire qui est une propriété intrinsèque du fluide) :

$$-\langle u'v' \rangle = \nu_t \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (5.2)$$

Ainsi, l'équation 3.25 rappelée plus haut peut se réécrire de la façon suivante :

$$(\nu_t + \nu) \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\tau_w}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_w}{\partial x} y. \quad (5.3)$$

De la même façon que Manhart *et al.* [80], nous pouvons réécrire l'équation 5.3 sous une forme sans dimension en utilisant les relations de l'équation 3.26. Ainsi, l'équation 5.1 s'écrit :

$$\frac{\partial U^*}{\partial y^*} = f(y^*, \alpha) = \frac{\text{sign}\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right) (1 - \alpha)^{3/2} y^* + \text{sign}(\tau_w) \alpha}{\left(1 + \frac{\nu_t}{\nu}\right)}. \quad (5.4)$$

Cette équation est une expression du modèle de paroi proposé. Pour être utilisable, deux étapes sont encore manquantes :

- la viscosité turbulente  $\nu_t$  reste encore à modéliser,
- l'équation est à intégrer pour obtenir une expression de la vitesse en fonction des autres grandeurs.

Le résultat de ces deux dernières étapes constituera la loi de paroi.

Dans la section suivante, section B, un modèle pour  $\nu_t$  est proposé. Les validations du modèle de viscosité turbulente et de l'expression 5.4 sont faites dans un premier temps *a priori*. L'expressions analytiques des modèles de viscosité turbulente puis de loi de paroi sont confrontés avec ceux obtenus par des simulations numérique directes, de références. C'est donc les formes mathématiques des modèles qui sont validées. Dans la deuxième phase de validation, section C, ils sont validés *a posteriori a posteriori*. C'est à dire que les modèles sont implémentés dans le code de résolution des équations de Navier-Stokes et ce sont ces résultats qui sont alors comparés à des SND.

## B Modélisation et validation a priori du modèle

### B.1 Modèle de viscosité turbulente

Pour résoudre l'équation 5.4, un modèle pour la viscosité turbulente  $\nu_t$  est nécessaire. Diverses modifications sont décrites dans Hinze [53]. Elles modélisent la viscosité turbulente par une fonction d'amortissement vérifiant à la fois les zones linéaire et visqueuse. La formulation originale de van Driest [131], l'équation 5.5 prédit de manière précise le profil de viscosité pour un écoulement à l'équilibre donc sans-gradient de pression.

$$\frac{\nu_t}{\nu}(y^*, \alpha) = \kappa y^+ \left( 1 - e^{-\frac{y^+}{A_0^+}} \right) \quad \text{avec } A_0^+ = 26. \quad (5.5)$$

Elle donne cependant des résultats médiocres pour des écoulements où le gradient de pression longitudinal n'est plus négligeable [48]. De nombreuses études [23, 70] ont proposé des modifications du modèle de viscosité turbulente pour prendre en compte ce phénomène. À partir des travaux de Nituch *et al.* [90] et de Balaras *et al.* [13], nous proposons le modèle de viscosité turbulente suivant :

$$\frac{\nu_t}{\nu}(y^*, \alpha) = \kappa y^* \left( \alpha + y^* (1 - \alpha)^{3/2} \right)^\beta \left( 1 - e^{-\frac{y^*}{1+A\alpha^3}} \right)^2, \quad (5.6)$$

où  $\kappa$  est la constante de von Kàrmàn et les valeurs de  $A$  et de  $\beta$  sont des constantes déterminées *a priori* depuis des calculs SND. Nous détaillerons cette étape plus loin.

Ainsi, les équations 5.4 et 5.6 relient la vitesse longitudinale à la distance normale à la paroi, au frottement et au gradient longitudinal de pression.

### B.2 Comportement asymptotique

Pour valider le modèle de  $U^*$ , deux cas asymptotiques peuvent être considérés :

- Le premier cas est la zone de très proche paroi, la zone visqueuse, où  $y^*$  est très petit et la viscosité turbulente est négligeable ( $\nu_t/\nu \ll 1$ ). L'équation 5.3 peut alors être intégrée dans la direction normale à la paroi  $y^*$ . Un polynôme est alors obtenu pour le profil de vitesse moyenne adimensionnée.

$$U^* = \text{sign} \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right) \frac{(1 - \alpha)^{3/2}}{2} y^{*2} + \text{sign}(\tau_w) \alpha y^* . \quad (5.7)$$

Le modèle proposé par Manhart *et al.* [80] est alors retrouvé avec le terme quadratique de gradient de pression longitudinal négligé couramment dans les modèles de paroi classique.

- Le deuxième cas asymptotique concerne la zone inertielle ( $y^+ \gg 1$ ), donc loin de la paroi et dans le cas où le gradient de pression longitudinal est négligeable ( $\alpha = 1$ ). La fonction d'amortissement du modèle de viscosité turbulente  $\left( \alpha + y^* (1 - \alpha)^{3/2} \right)^\beta \left( 1 - e^{-\frac{y^*}{1 + A\alpha^3}} \right)^2$  dans l'équation 5.6 tend vers 1. Il vient alors après intégration pour la vitesse moyenne longitudinale, la loi logarithmique classique :

$$U^* = \frac{\text{sign}(\tau_w)}{\kappa} \ln(y^*) + C^{ste} . \quad (5.8)$$

### B.3 Validation *a priori*

Pour vérifier la zone de validité du modèle proposé, Eqs.(5.4, 5.6), des tests *a priori* sur des simulations de référence et dans différentes configurations d'écoulements ont été réalisés. Les simulations numériques directes sont ainsi utilisées à la fois pour valider le modèle de viscosité turbulente et le modèle de vitesse longitudinale moyenne.

Trois configurations différentes ont été utilisées, similaires à celles prises par Manhart *et al.* [80] :

- un canal plan périodique à différent nombre de Reynolds ( $Re_\tau = 395$  and  $590$ ) (CF),
- un écoulement de couche limite décollée sur une plaque plane (BL),
- un écoulement autour d'une colline périodique (PH).

Le canal plan et l'écoulement autour d'une colline périodique seront utilisés pour les validations *a posteriori* et les géométries seront décrites en détails dans la partie suivante (C.2).

Les simulations du canal plan ont été réalisées par Moser *et al.* [86] et les deux autres configurations par Manhart *et al.* [80]. Toutes les simulations sont des SND avec deux directions d'homogénéité donc la vitesse dépend uniquement de la direction normale à la paroi. Ceci permet d'utiliser le paramètre  $\alpha$  pour classifier les différents écoulements.

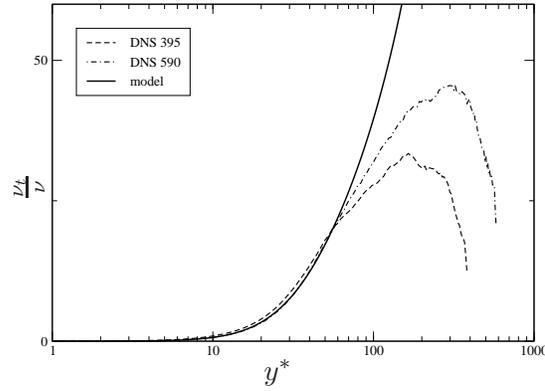


FIGURE 5.1 – Comparaison de  $\nu_t/\nu$  pour  $\alpha = 1$ , SND d'un canal plan (sans gradient de pression).

Les figures 5.1 et 5.2 comparent notre modèle de viscosité turbulente ( $\nu_t(y^*, \alpha)$ ), équation 5.6, à la viscosité turbulente évaluée à partir des SND. Cette dernière est issue de l'hypothèse de viscosité turbulente, équation 5.2, ainsi  $\nu_t(y^*, \alpha) = -\langle u'v' \rangle / \frac{\partial U}{\partial y}$ .

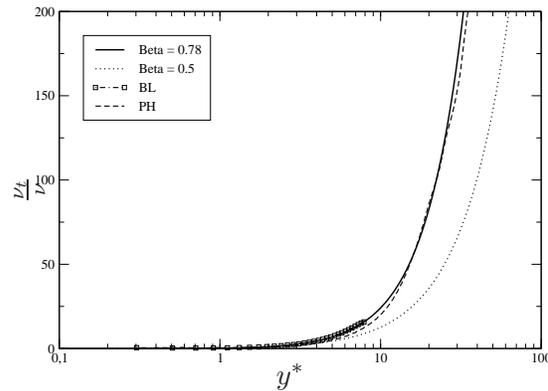


FIGURE 5.2 – Comparaison de  $\nu_t/\nu$  pour  $\alpha = 0$ , c'est à dire un point de décollement

La figure 5.1 illustre cette comparaison dans le cas du canal plan ( $\alpha = 1$ ), correspondant donc aux simulations sans gradient longitudinal de pression. Un comportement correct est obtenu entre le modèle et les simulations SND jusqu'à une distance à la paroi de  $y^* = 60$ . Ceci indique que le modèle proposé pour la viscosité turbulente semble valide pour des cas sans gradient longitudinal de pression.

Considérons ensuite le cas d'un point de décollement présent dans les configurations (BL) et (PH). La figure 5.2 montre la viscosité turbulente au point de décollement ( $\alpha = 0$ ). Le modèle

proposé donne également de bons résultats dans le cas d'un écoulement avec un fort gradient de pression.

Ces comparaisons aux données SND ont permis de calibrer les paramètres  $\beta$  et  $A$ . Le meilleur choix pour  $\beta$  a été d'imposer  $\beta = 0.78$  ce qui correspond à une valeur proche mais supérieure à celle proposée par Nituch [90] qui était de  $\beta = 0.5$ . Les figures 5.1 et 5.2 permettent également de valider la fonction d'amortissement  $\left(1 - e^{-\frac{y^*}{1+A\alpha^3}}\right)$ . Le meilleur calage pour la constante  $A$  a été obtenu pour une valeur de  $A = 17$ . Notons que pour la valeur de  $\alpha = 1$ , *i.e.* sans gradient de pression, nous obtenons une fonction d'amortissement égale à  $\left(1 - e^{-\frac{y^*}{18}}\right)$  ce qui est très proche des fonctions utilisées par Wang et Moin [133] et Cabot et Moin [22]. Ils ont utilisé respectivement  $\left(1 - e^{-\frac{y^*}{19}}\right)$  et  $\left(1 - e^{-\frac{y^*}{17}}\right)$ . Il est aussi intéressant de remarquer que la fonction d'amortissement dépend de la valeur de  $\alpha$ , c'est-à-dire de l'intensité du gradient de pression, comme l'avait suggéré l'étude de Cebeci [23].

Les figures 5.3 à 5.5 illustrent les profils de vitesse moyenne adimensionnée pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$ . Connaissant la valeur de  $\alpha$ ,  $u^*$  peut être exprimée uniquement en fonction de  $y^*$ , en utilisant les équations 5.4 et 5.6. Ces profils sont ensuite superposés aux données SND. La figure 5.3 représente le cas d'un écoulement attaché. Nous savons qu'un tel écoulement peut être bien reproduit par une loi linéaire dans la zone visqueuse et une fonction logarithmique dans la zone inertielle. Ces deux tendances sont reproduites par le modèle de paroi proposé. On notera aussi que la zone tampon, reliant les deux zones précédentes est également bien modélisée. L'adimensionnalisation proposée par Manhart *et al.* [80] est équivalente dans ce cas (cas où  $\alpha = 1$ ) à l'adimensionnalisation classique notée  $y^+$  et  $u^+$  pour les distances et les vitesses, équation 3.24. Celui-ci est exact dans le cas d'un écoulement sans gradient de pression ce qui explique que les deux simulations à  $\alpha = 1$ , quelque soit la configuration, présentent les même profils pariétaux.

Considérons ensuite un écoulement pour lequel l'influence du gradient longitudinal de pression est supérieur au frottement. C'est le cas pour  $\alpha = 0.3$ , par exemple. Il est alors nécessaire de distinguer le cas où le gradient de pression est favorable de celui où il est adverse. Dans le premier cas, il a un effet stabilisant sur la couche limite et dans le second il perturbe la couche limite entraînant parfois le décollement de celle-ci. Dans ces deux cas, le modèle proposé donne des résultats satisfaisants comme le montrent les figures 5.4 et 5.5. En particulier, le cas d'un écoulement adverse près de la paroi, après un point de séparation, est bien retrouvé. C'est ce qu'illustre le zoom de la figure 5.5. Cela signifie que, dans ce cas, le modèle de paroi peut avec

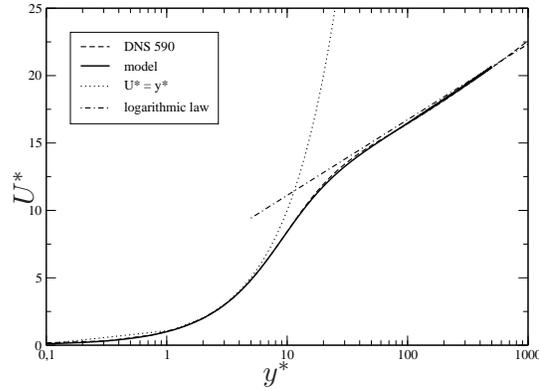


FIGURE 5.3 – Comparaison des profils de vitesse moyenne adimensionnelle pour  $\alpha = 1$ .

une vitesse positive au premier point de calcul et un gradient de pression adverse suffisamment fort, modélisant un profil de vitesse négatif, donc une recirculation.

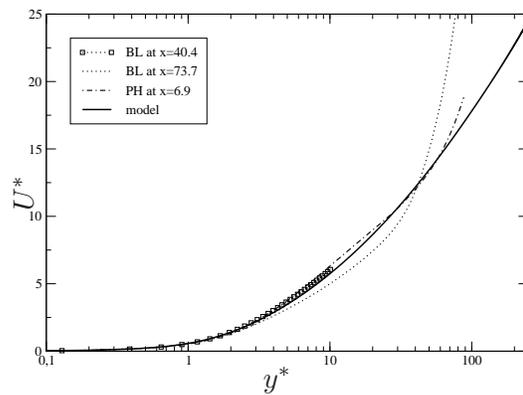


FIGURE 5.4 – Comparaison des profils de vitesse moyenne adimensionnelle pour  $\alpha = 0.3$  et  $\text{sign}(\tau_w) \cdot \text{sign}(\frac{\partial P}{\partial x}) > 0$

Nous remarquons aussi que les profils de référence pour une même valeur de  $\alpha$  ne se superposent pas. Ceci provient du fait que l'adimensionnement proposé par Mahnart *et al.* [80] n'est pas exact. Les comparaisons du modèle avec les simulations de référence ne peuvent ainsi s'effectuer que par leurs tendances respectives. Parmi les approximations qui expliquent la non-universalité de l'adimensionnement figurent la négligence des termes inertiels et instationnaires.

Enfin, dans le cas d'un frottement pariétal nul, ce qui correspond à un point de décollement ( $\alpha = 0$ ), le modèle proposé prédit encore correctement les profils de vitesse moyenne issus des

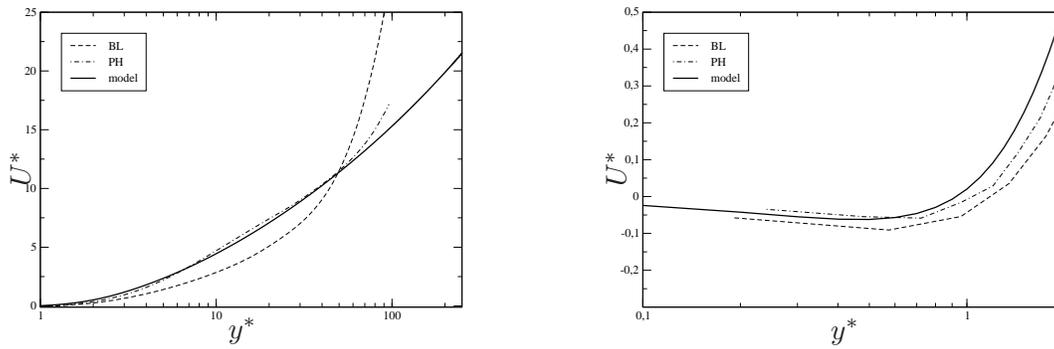


FIGURE 5.5 – Comparaison des profils de vitesse moyenne adimensionnelle pour  $\alpha = 0.3$  et  $sign(\tau_w) \cdot sign(\frac{\partial P}{\partial x}) < 0$

simulations de référence (Cf. figure 5.6). Sur cette figure, les positions 1 et 2 correspondent, pour la simulation de référence, à deux abscisses pour lesquelles les valeurs de  $\alpha$  s’annulent pour la colline périodique.

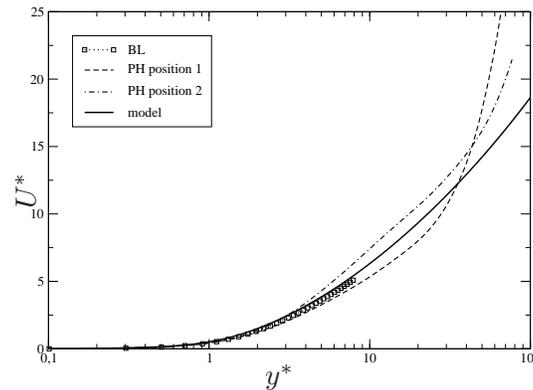


FIGURE 5.6 – Comparaison des profils de vitesse moyenne adimensionnelle au niveau d’un point de décollement,  $\alpha = 0$

La figure 5.7 décrit les profils de vitesses moyennes obtenues pour différentes valeurs de  $\alpha$  en fonction de  $y^*$ . Les deux graphiques représentent la famille de courbes pour des gradients de pression favorable et adverse. Ainsi, aux courbes validées précédemment sont ajoutées d’autres courbes correspondantes à des valeurs de  $\alpha$  intermédiaires.

L’influence du gradient de pression sur la couche limite est retrouvé sur ces courbes. Ainsi, pour un gradient de pression favorable, si l’influence du gradient de pression augmente par rapport

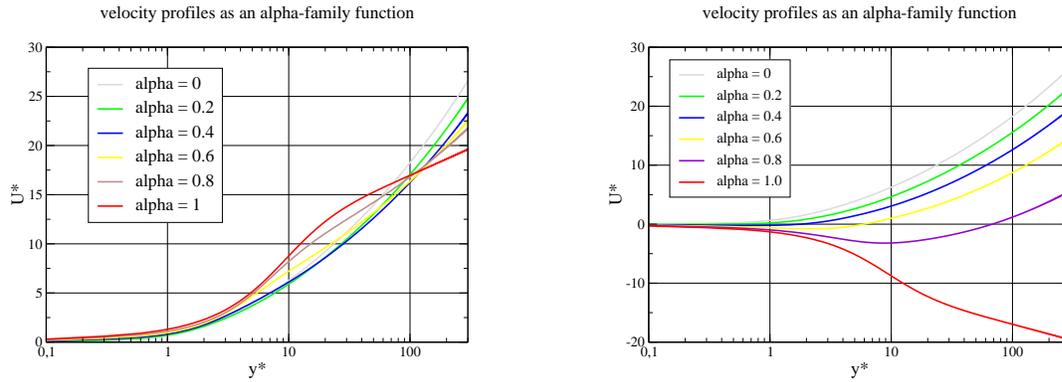


FIGURE 5.7 – Famille de courbes obtenues pour des gradients de pression favorable (gauche) et adverse (droite) pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$

à celui du frottement (*i.e.*  $\alpha$  diminue), le profil de vitesse est aplati. Le gradient de pression s'exerce en appui des forces d'inertie et a donc dans ce cas un effet stabilisant sur la couche limite. À l'inverse, si le gradient de pression est adverse et que l'influence du gradient de pression augmente par rapport à celui du frottement (*i.e.*  $\alpha$  diminue), le caractère défavorable du gradient de pression est retrouvé.

## C Validation *a posteriori* de la loi de Manhart *et al.* [80] et du modèle proposé

La forme de la loi de paroi proposée a été validée *a priori* dans la section précédente. Nous proposons dans cette section de valider *a posteriori* le modèle proposé ainsi que le modèle de Manhart *et al.* [80]. Ces modèles seront aussi comparés à la loi de Spalding [122], pour illustrer l'influence du gradient de pression. Rappelons en effet que la loi de Spalding [122] revient à satisfaire la loi linéaire et la loi logarithmique dans le cas d'un écoulement à l'équilibre.

### C.1 Méthode d'utilisation des lois de paroi

Pour appliquer une loi de paroi, il est nécessaire d'extraire depuis la relation reliant la vitesse  $U$  et la distance à la paroi  $y$  la contrainte de frottement,  $\tau_w$ . Dans le cas particulier du code OpenFOAM le choix a été fait d'utiliser une *viscosité de correction* (Cf. Ch 4-C.2.1) définie à partir de  $\tau_w$  par l'équation 4.31. Les trois prochains paragraphes détaillent les algorithmes

permettant d'extraire la contrainte de frottement à partir de trois lois de paroi utilisés dans le cadre de cette étude.

### Modèle de Spalding [122]

La loi de Spalding [122] écrite sous forme adimensionnée à l'équation 3.33 peut se réécrire comme une équation non-linéaire en  $u_\tau$  :

$$\frac{yu_\tau}{\nu} = \frac{u}{u_\tau} + \frac{1}{E} \left[ e^{\kappa \frac{u}{u_\tau}} - 1 - \kappa \frac{u}{u_\tau} - \frac{1}{2} \left( \kappa \frac{u}{u_\tau} \right)^2 - \frac{1}{6} \left( \kappa \frac{u}{u_\tau} \right)^3 \right]. \quad (5.9)$$

Un algorithme de Newton-Raphson peut alors être utilisé pour obtenir la vitesse de frottement. Une fois la vitesse de frottement déterminée, la contrainte de frottement  $\tau_w$  est déduite par l'équation 3.22.

### Modèle de Manhart *et al.* [80]

Comme pour la loi de Spalding [122], le modèle de Manhart *et al.* [80], équation 3.36, peut s'exprimer comme une équation non-linéaire en fonction de la vitesse caractéristique  $u_{\tau p}$ . Dans cette vitesse caractéristique est contenue la vitesse de frottement  $u_\tau$  recherchée et la vitesse basée sur le gradient longitudinal de pression  $u_p$ , qui est connu puisque donné par le calcul. Dans l'équation 3.36 le paramètre  $\alpha$  est une seconde grandeur inconnue car fonction de  $u_{\tau p}$ . L'algorithme utilisé est donc une procédure itérative contenant deux boucles (en  $\alpha$  et en  $u_{\tau p}$ ) comme l'illustre l'algorithme utilisé à la figure 5.8.

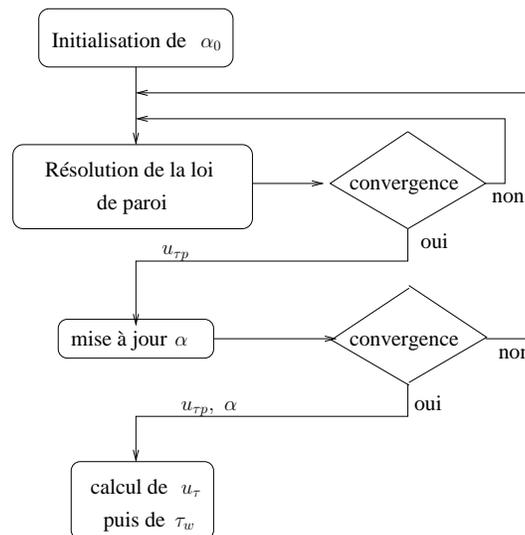


FIGURE 5.8 – Procédure de calcul de la contrainte de frottement par la loi de Manhart *et al.* [80]

Les convergences de chaque boucle sont définies par l'erreur entre l'ancienne et la nouvelle valeur des paramètres  $\alpha$  et  $u_{\tau p}$ . On fixe une erreur maximale à  $\epsilon = 10^{-3}$

$$\epsilon_{u_{\tau p}} = \frac{|u_{\tau p \text{old}} - u_{\tau p \text{new}}|}{u_{\tau p \text{old}}} \quad (5.10)$$

$$\epsilon_{\alpha} = \frac{|\alpha_{\text{old}} - \alpha_{\text{new}}|}{\alpha_{\text{old}}} \quad (5.11)$$

Ajoutons que d'après notre expérience, le nombre d'itérations nécessaire pour atteindre la convergence des deux boucles est toujours inférieur à 10.

1.  $\alpha$  est initialisé à partir des résultats du calcul. On rappelle que  $u_p$  est connu et la valeur de  $u_{\tau}$  donnée par le calcul est incorrecte. C'est ces deux grandeurs que nous utilisons pour l'initialisation de  $\alpha$  dans l'algorithme avec :

$$\alpha_0 = 1 - \frac{u_p^2}{u_{\tau}^2 + u_p^2} \quad (5.12)$$

2. L'algorithme itératif de Newton-Raphson est ensuite utilisé pour résoudre la loi de paroi (équation 3.36) et ainsi obtenir une première valeur de  $u_{\tau p}$ .
3.  $\alpha$  est mis à jour à partir de cette valeur de  $u_{\tau p}$  par la relation 5.13.

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{u_{\tau}^2}{u_{\tau p}^2} \\ &= \frac{u_{\tau p}^2 - u_p^2}{u_{\tau p}^2}. \end{aligned} \quad (5.13)$$

4. Une fois le processus itératif achevé,  $u_{\tau p}$  et  $u_p$  sont connus. La vitesse de frottement  $u_{\tau}$  et la contrainte de frottement peuvent être calculées.

## Modèle proposé

Le modèle proposé s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial U^*}{\partial y^*} = f(y^*, \alpha) = \frac{\text{sign}\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right) (1 - \alpha)^{3/2} y^* + \text{sign}(\tau_w) \alpha}{1 + \kappa y^* \left[ \alpha + y^* (1 - \alpha)^{3/2} \right]^{\beta} \left( 1 - e^{-\frac{y^*}{1 + A\alpha^3}} \right)^2}. \quad (5.14)$$

Il n'est pas possible d'appliquer directement l'algorithme de Newton-Raphson sur l'expression 5.14 pour déterminer  $u_{\tau p}$ . Nous cherchons donc à transformer l'équation 5.14 en deux fonctions  $f_1$  et  $f_2$  dépendantes de  $\text{sign}(\tau_w)$  et de  $\text{sign}(\frac{\partial P}{\partial x})$ . Ces signes sont identiques pour  $f_1$  et opposés pour  $f_2$ .

$$\frac{\partial U^*}{\partial y^*} = \begin{cases} f_1(y^*, \alpha) & \text{si } \text{sign}(\tau_w) = \text{sign}(\frac{\partial P}{\partial x}) \\ f_2(y^*, \alpha) & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.15)$$

La méthodologie utilisée pour trouver les fonctions  $f_1$  et  $f_2$  est développée dans une annexe confidentielle.

## C.2 Description des géométries utilisées pour les validations *a posteriori*

### C.2.1 Canal plan périodique à nombre de Reynolds élevé

Comme nous l'avons vu pour l'étape de validation *a priori*, le canal plan turbulent est un cas test classique pour les écoulements attachés. Cette configuration a donc été utilisée comme cas test pour le modèle de paroi afin de le valider sans gradient de pression. Les données de référence pour les comparaisons viennent de l'étude d'Abe *et al.* [1]. Ainsi, les simulations ont été effectuées à  $Re_\tau = 1020$ , nombre de Reynolds basé sur la demi-hauteur du canal  $h$ , la vitesse de frottement  $u_\tau$  et la viscosité  $\nu$ . Dans cette configuration, le nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante,  $U_b$ , est de l'ordre de  $Re_b \approx 4 \cdot 10^4$ . Les dimensions géométriques du canal utilisées pour les simulations, schématisé à la figure 5.9, sont les même que ceux de la SND ;  $L_x = 4\pi h$ ,  $L_y = 2h$  et  $L_z = 2\pi h$ , respectivement dans les directions longitudinale ( $x$ ), normale à la paroi ( $y$ ), et transverse ( $z$ ).

Configuration	premier point $y^+$	maillage $N_x \times N_y \times N_z$	tailles caractéristiques des mailles $\Delta x^+ \times \Delta y_{min}^+ - \Delta y_{max}^+ \times \Delta z^+$
Cas de référence [1]	$y^+ = 0.15$ (SND)	$2048 \times 448 \times 1536$	$6.38 \times 0.12 - 7.32 \times 4.25$
maillage A	$y^+ = 2.5$ (SGE)	$50 \times 82 \times 38$	$261.12 \times 2.32 - 40.8 \times 168$
maillage B	$y^+ = 25$ (SGE)	$50 \times 50 \times 38$	$261.12 \times 16.18 - 40.8 \times 168$
maillage C	$y^+ = 100$ (SGE)	$50 \times 42 \times 38$	$261.12 \times 40.8 - 40.8 \times 168$

TABLE 5.1 – Résumé des paramètres utilisés pour les maillages des simulations et ceux de la SND de référence

Les maillages sont uniformes dans les directions longitudinale  $x-$  et transverse  $z-$ . Dans la direction normale à la paroi, le maillage est uniforme au coeur de l'écoulement mais raffiné à la paroi. Ce raffinement permet de résoudre le gradient de vitesse au premier point de calcul. Trois maillages ont ainsi été testés avec différentes tailles pour la première maille  $y^+$  comme le montre le tableau 5.1.

Le maillage A a son premier point dans la zone visqueuse. Les maillages B et C ont leurs première mailles respectivement dans les zones tampon et inertielle. Pour obtenir des statistiques convergées, 160 traversées de l'écoulement sont moyennées en temps et dans les directions homogènes.

### C.2.2 Colline périodique

La géométrie utilisée pour valider le modèle introduit une courbure sur la paroi inférieure. Ce mécanisme entraîne un décollement puis un rattachement de l'écoulement. Une large zone d'écoulement adverse est localisée en aval de la colline formant une bulle de recirculation. Cette géométrie est schématisée à la figure 5.10.

Ainsi, les positionnements des points de décollement et de rattachement et la reproduction de la forme de la bulle de recirculation constituent les moyens de quantifier les performances du modèle. Ce cas test fait parti de la base de données ERCOFTAC et il a déjà été utilisé lors du workshop ERCOFTAC/IAHR/COST dédié aux modèles de turbulence [59]. Des simulations SGE bien résolues et une base de données expérimentales sont disponibles pour différents nombres de Reynolds. Dans cette étude, Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur  $h$  de la colline a été fixé à 10595 ce qui correspond aux simulations de Temmerman et al. (**TL**) [125] et de Breuer *et al.* (**MB**) [21]. Ce Reynolds est le plus important que nous ayons pour cette géométrie en simulation SGE bien résolue. Le nombre de Reynolds a été calculé à partir de la hauteur de la colline notée  $h$ , la vitesse débitante  $U_b$  et la viscosité  $\nu$ . Une étude détaillée de la dynamique de cet écoulement a été effectuée par Fröhlich *et al.* [42] avec une simulation SGE bien résolue. Ce cas test a aussi été étudié pour différents types de modèles sous-maille et différents modèles de paroi [125, 21].

Les dimensions de la géométrie utilisée pour nos simulations ont été choisies en suivant les recommandations de Mellen *et al.* [85] pour la SGE ;  $L_x = 9h$ ,  $L_y = 3.035h$  et  $L_z = 4.5h$ . La configuration est représentée à la figure 5.10.

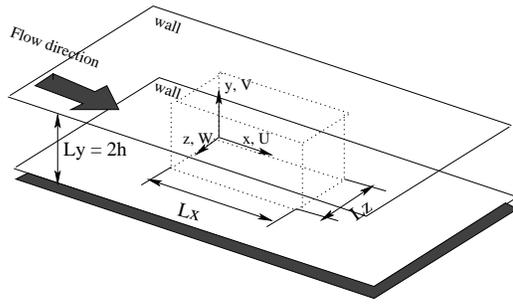


FIGURE 5.9 – Schéma de la géométrie de canal plan.

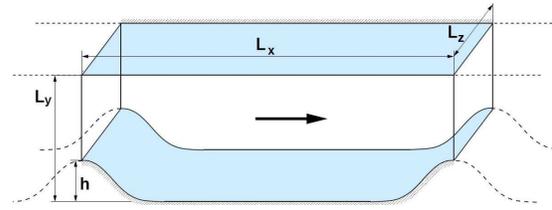


FIGURE 5.10 – Schéma de la colline périodique.

L'écoulement est périodique dans les directions axiale et transverse. La loi de paroi est appliquée à la fois à la paroi inférieure et à la paroi supérieure. Pour obtenir des statistiques convergées, 140 traversées de la géométrie sont moyennées en temps et dans la direction transverse comme le recommande la littérature sur cette géométrie.

Le maillage est uniforme dans les directions longitudinale et transverse. Un ratio est appliqué dans la direction normale aux parois de façon à raffiner le maillage sur la paroi inférieure. Le nombre de mailles est de  $n_x = 118$ ,  $n_y = 33$  et  $n_z = 96$ . Notons que les SGE bien résolues dont nous nous servons comme référence, ont des maillages de  $196 \times 128 \times 186$  pour la simulation de **TL** et  $280 \times 220 \times 200$  pour celle de **MB**. Le maillage que nous utilisons représente ainsi une réduction d'un facteur 12.5 et 33 par rapport au nombre de mailles des SGE bien résolues.

Trois maillages différents ont été utilisés pour les calculs avec trois répartitions différentes à la paroi inférieure. Les valeurs de  $y^+$  sont connues *a posteriori* (*i.e.* : après calcul) et évoluent dans la direction de l'écoulement. En effet, la présence de la colline fait que la contrainte de frottement évolue le long de la paroi. Les valeurs de  $y^+$  qui nous serviront pour distinguer les trois maillages sont calculées comme des moyennes spatiales de l'ensemble des  $y^+$  à la paroi inférieure. Pour le maillage A, la distance moyenne de la première cellule à la paroi est localisée dans la zone visqueuse,  $y^+ \approx 7$ , (figure 5.11). Le maillage B est plus lâche au niveau de la paroi inférieure de façon à placer la première cellule dans la zone tampon,  $y^+ \approx 25$ . Enfin, le troisième maillage, le maillage C, est le plus lâche à la paroi inférieure et la première maille est dans la zone inertielle,  $y^+ \approx 100$ .

Le maillage A est suffisamment fin pour que l'on s'attende à avoir des résultats similaires pour toutes les simulations. Le maillage B va permettre de mesurer l'influence du gradient de pression dans les zones visqueuse et tampon. Enfin, l'influence relative des contraintes de Reynolds et du gradient de pression devront être visibles sur le dernier maillage, le maillage C.

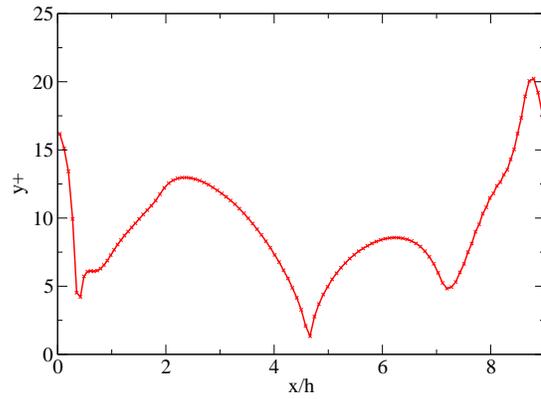


FIGURE 5.11 – Localisation du premier point,  $y^+$ , moyen pour le maillage A le long de la direction axiale sur la paroi inférieure

### C.3 Résultats et discussions

Pour valider *a posteriori* le modèle proposé, noté dans la suite DBM, nous avons simulé les deux géométries précédemment détaillées. Ensuite pour évaluer les capacités du modèle, nous avons comparé plusieurs lois de paroi. Ainsi, les modèles de Spalding [122] et de Manhart *et al.* [80] sont aussi testés. Ils seront notés respectivement SWM et MPB. Le premier servira à valider le cas sans gradient de pression, dont nous savons qu'il donne de bons résultats. Le modèle de Manhart *et al.* [80] qui n'a jamais été validé *a posteriori*, sera utile pour vérifier son comportement avec un gradient de pression dans le cas d'un maillage fin. L'utilisation du modèle de Spalding [122] pour la géométrie de la colline périodique permettra de visualiser l'influence du gradient de pression (dont il ne tient pas compte). De la même façon, l'utilisation du modèle de Manhart *et al.* [80] dans la zone inertielle montrera ses limites d'application. Enfin, pour illustrer l'importance d'un modèle de paroi dans le cas d'un maillage peu résolu, nous avons simulé aussi les deux configurations avec une condition de non-glissement, sans modèle de paroi.

#### C.3.1 Configuration sans gradient de pression

Les profils de vitesses moyennes sont représentés à la figure 5.12. Pour le maillage le plus fin, le maillage A, peu de différences sont observables entre les modèles. Comme le maillage est suffisamment fin à la paroi, l'utilisation de la condition de non-glissement à la paroi où des différentes lois de paroi donnent des résultats similaires. Cependant le fait d'utiliser des schémas

numériques centrés d'ordre deux (seulement) et un maillage aussi peu raffiné dans les directions transverse et longitudinale, entraîne un décalage des courbes en terme de vitesse moyenne.

La condition de non-glissement à la paroi pour les maillages B et C n'est plus justifiée. Comme nous pouvions nous y attendre, la contrainte de frottement est clairement sous-estimée et l'écoulement est laminarisé. La forme parabolique du profil de vitesse sur le graphique 5.12 confirme la mince résolution de l'écoulement. Les modèles de SWM et DBM donnent des résultats similaires et convenables pour ces deux maillages. Le modèle DBM a été conçu pour vérifier les cas asymptotiques dans la zone visqueuse et inertielle (Cf. validation *a priori*). La loi de Spalding [122] vérifie aussi, dans une configuration sans gradient de pression, la loi logarithmique dans la zone inertielle. Ceci explique que ces deux modèles soient très proches pour cette configuration. Le modèle MPB n'est pas, pour ces deux maillages, dans son domaine d'application. Rappelons qu'il a été conçu en négligeant les effets d'inertie ce qui réduit son domaine d'application à la zone visqueuse. Cependant, le modèle de MPB donne des résultats satisfaisants en terme de vitesse moyenne pour cette configuration.

Les profils de vitesse moyenne dimensionnée sont ajoutés à la figure 5.12 pour montrer les effets des modèles au coeur de l'écoulement. Ainsi, pour le maillage C, seul le modèle DBM est en accord avec les calculs de référence au centre du canal.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la loi de paroi est issue de l'équation de couche limite (Cf. équation 3.25). Ainsi, rien n'est fait pour ajouter de la turbulence au niveau de la paroi, ce qui explique le faible accord entre les calculs et les simulations de référence. Nous avons cependant tracé les statistiques d'ordre deux pour les maillages A et C, montrées à la figure 5.13, pour illustrer la quantité d'énergie transmise par les statistiques d'ordre supérieur.

Sur l'ensemble des figures, les valeurs fluctuantes proches des parois sont sous-estimées car les lois de paroi imposent une grandeur moyenne et aucune fluctuation n'est ajoutée à ce champ moyen. Même si avec le maillage A l'énergie au centre du canal est la même pour tous les modèles, pour le maillage C, une grande différence peut être remarquée entre les différentes lois de paroi. De nouveau, le modèle DBM donne de meilleurs résultats que les autres modèles. Le modèle MPB fournit deux fois trop d'énergie ce qui s'explique par l'éloignement à sa zone d'utilisation. En effet, le tenseur de Reynolds négligé dans le modèle MPB a un caractère diffusif dans la zone de proche paroi bien pris en compte par le modèle de viscosité turbulente. Supprimer ce terme revient à augmenter l'énergie ce qu'on observe au premier point de calcul sur la figure 5.13 pour

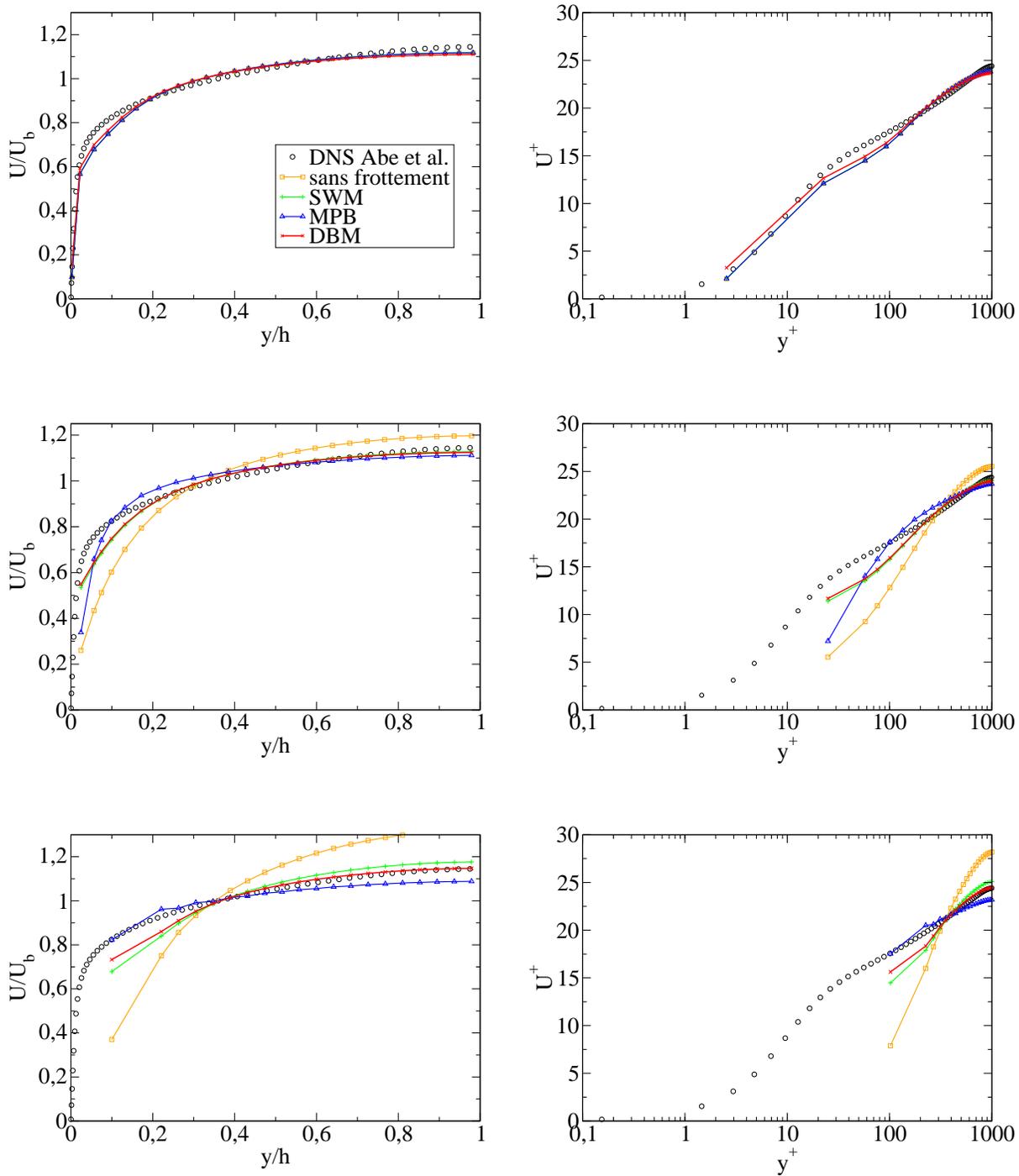


FIGURE 5.12 – Profils de vitesse moyenne dans la direction  $y$ , normale à la paroi, pour les différents maillages, maillage A à C de haut en bas, Cf. tableau 5.1

le maillage C. Nous pouvons donc noter que le modèle de viscosité turbulente utilisé dans le modèle DBM joue son rôle de dissipation.

Comme nous l'avons déjà signalé (Chapitre C.2.1), le modèle de paroi s'applique par le biais d'une viscosité *de correction* dans la cellule en contact avec la paroi. Un écoulement statistique-

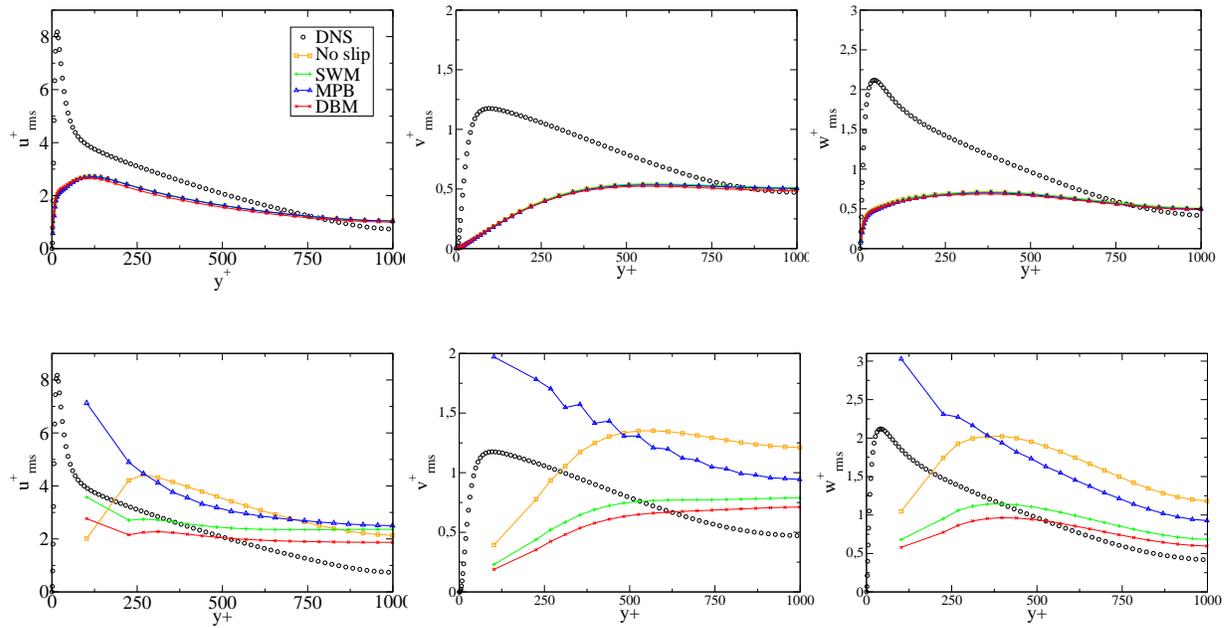


FIGURE 5.13 – Statistique d’ordre deux pour le maillage A (première ligne) et le maillage C (seconde ligne)

ment convergé aura donc une viscosité de correction constante. Plus le maillage est grossier, plus la quantité de correction doit être importante. C’est ce que nous observons sur la figure 5.14. Notons que la viscosité de correction n’est pas une grandeur physique, ce qui explique qu’une viscosité corrective négative peut être obtenue. Pour les maillages B et C, la correction varie énormément pour le modèle de MPB, (figure 5.14), ce qui explique d’ailleurs la forme "segmentée" du profil des statistiques d’ordre un et deux, figure 5.12 et 5.13. Ce comportement du modèle MPB s’explique toujours parce qu’il est hors de son domaine d’application pour ces deux maillages.

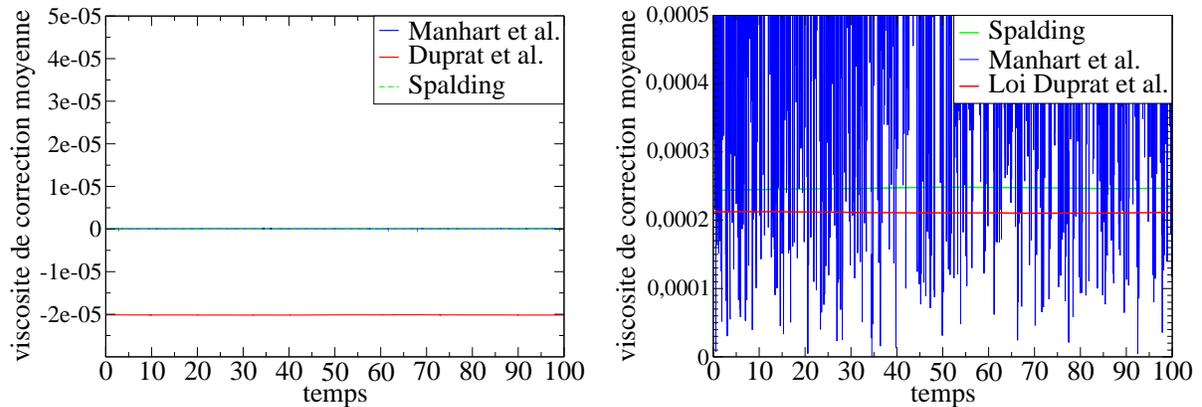


FIGURE 5.14 – Évolution temporelle de la viscosité de correction pour les maillage A et C

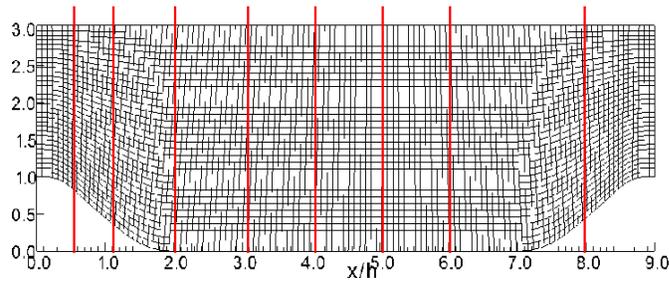


FIGURE 5.15 – Géométrie de la colline périodique et mise en évidence des échelles adimensionnées par la hauteur de la colline  $h$  et des sections de comparaisons expérimentales/numériques utilisées

### C.3.2 Configuration avec gradient de pression

Les tests *a posteriori* ont aussi été effectués dans la configuration de colline périodique en utilisant de nouveau trois maillages. La figure 5.16 montre les profils de vitesse moyenne à différentes positions axiales  $x/h$ , où  $h$  est la hauteur de la colline. Ces positions axiales correspondent au lieu où les données de références sont connues. Les profils sont représentés le long de la direction normale à la paroi.

Le maillage A est suffisamment fin pour que les modèles utilisés présentent peu de différences. En effet, sur le maillage A, la première maille à la paroi est située dans la zone visqueuse tout au long de la direction axiale, Cf. figure 5.11. Étonnamment, la condition de non-glissement donne de meilleurs résultats que le modèle SWM. Il semble ainsi préférable de ne pas mettre de modèle de paroi plutôt que d'utiliser un modèle qui ne prendra pas en compte la physique de l'écoulement. En effet, rappelons que la loi de Spalding [122] ne prend pas en compte le phénomène de gradient de pression.

La comparaison des formes des cellules de recirculation pour le maillage A et les différents modèles confirme les observations précédentes. Ainsi, la figure 5.17 indique clairement que seul le modèle SWM sous-estime la taille de la bulle de recirculation par rapport à tous les autres modèles.

Les positions des points de décollement et de rattachement suivant la direction axiale sont précisées dans le tableau 5.2. Comme l'ont mentionné Temmerman *et al.* [125] et Breuer *et al.* [21], une loi de paroi non adaptée entraîne un retard du décollement et un rattachement prématuré ce que nous retrouvons avec le modèle SWM pour le maillage A. Ceci se traduit, comme nous

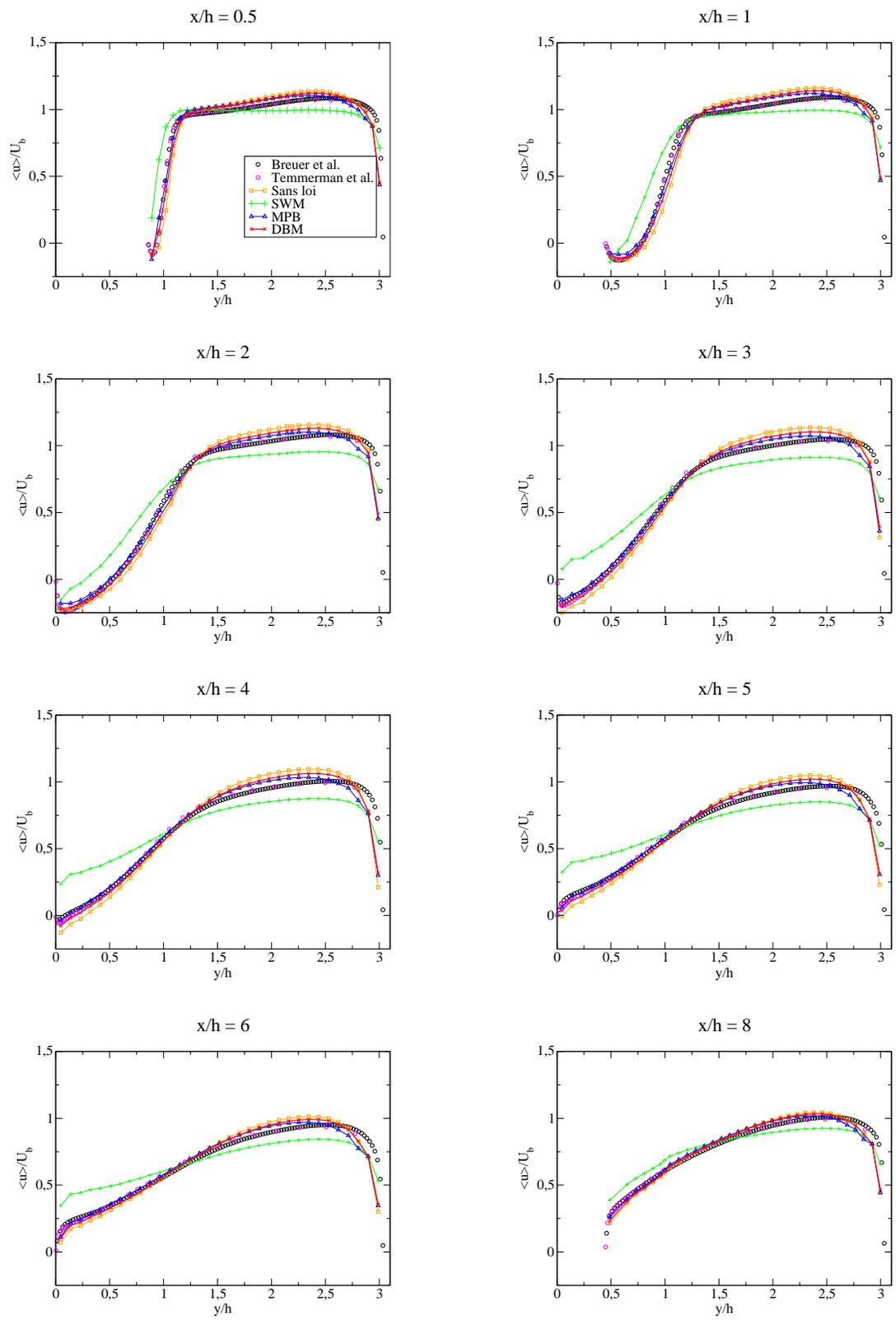


FIGURE 5.16 – Profils de vitesse moyenne axiale dans la direction  $y$  pour le maillage A, le plus fin, à différentes positions axiales  $x/h$

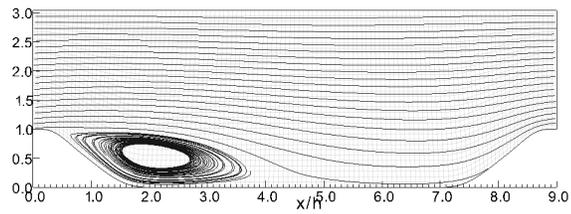
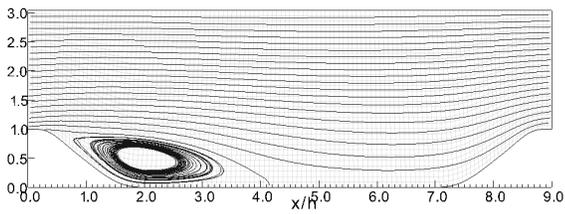
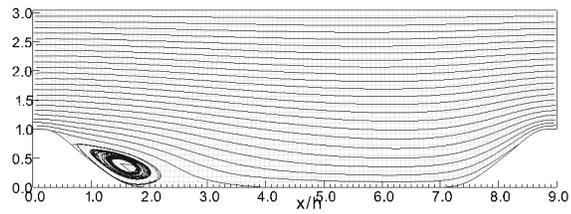
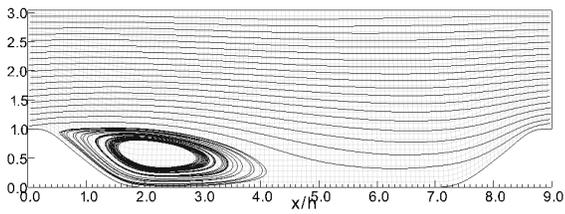
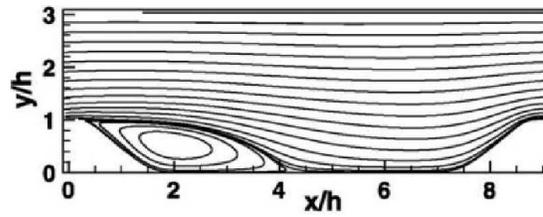


FIGURE 5.17 – Lignes de courant pour le maillage A ; en haut ligne de courant pour une simulation de référence [21] puis de gauche à droite et de haut en bas : condition de non-frottement-slip, SWP, MPB, DBM

l'avons vu, à la sous-estimation de la taille de la bulle de recirculation pour ce modèle comparé aux autres modèles. Notons que compte tenu de la résolution axiale, le décalage entre la position du point de décollement pour les calculs de références et le résultat du modèle DBM correspond uniquement à deux mailles.

maillage	traitement à la paroi	$(x/h)_{sep}$	$(x/h)_{reat}$	$(x/h)_{reat} - (x/h)_{sep}$
maillage A	non-glissement	0.30	5.03	4.73
maillage A	SWM	0.53	2.68	2.15
maillage A	MPB	0.38	4.27	3.89
maillage A	DBM	0.38	4.65	4.27
maillage B	non-glissement	0.61	2.82	2.21
maillage B	SWM	-	-	-
maillage B	MPB	0.53	2.97	2.44
maillage B	DBM	0.45	3.92	3.47
maillage C	non-glissement	-	-	-
maillage C	SWM	-	-	-
maillage C	MPB	-	-	-
maillage C	DBM	0.68	2.97	2.29
Breuer <i>et al.</i> [21]	non-glissement	0.190	4.694	4.504
Temmerman <i>et al.</i> [125]	non-glissement	0.22	4.72	4.5

TABLE 5.2 – Récapitulation des résultats obtenus pour les trois maillages et ceux des simulations de référence.

Comme le premier maillage donnait des résultats similaires pour les modèles MPB et DBM ainsi que la condition de non-glissement, les maillages B puis C ont été générés avec des maillages plus lâches à la paroi inférieure.

Comme nous nous y attendons, les profils de vitesse moyenne montrent plus de différences (figure 5.18). Même si la taille de la zone de recirculation est nettement sous-estimée, comme le montre la figure 5.19, le terme inertiel joue un rôle important dans la dynamique pariétale. En effet, c'est l'unique différence entre les modèle MPB et DBM. Ce rôle semble être correctement modélisé.

Le maillage intermédiaire, maillage B, a été testé pour valider *a posteriori* le modèle de Manhart *et al.*. Sur ce nouveau maillage, le modèle DBM donne toujours des résultats satisfaisants. Dans le cas du maillage le moins raffiné, le maillage C, le modèle DBM détecte encore la zone de recirculation dont, comme le montre la figure 5.19, la taille est sous-estimée. Les grandeurs caractéristiques de la bulle sont synthétisées dans le tableau 5.2. Avec la condition de non-glissement, le décollement n'a pas été retrouvé ce qui montre l'influence de phénomène de gradient de pression sur un tel maillage.

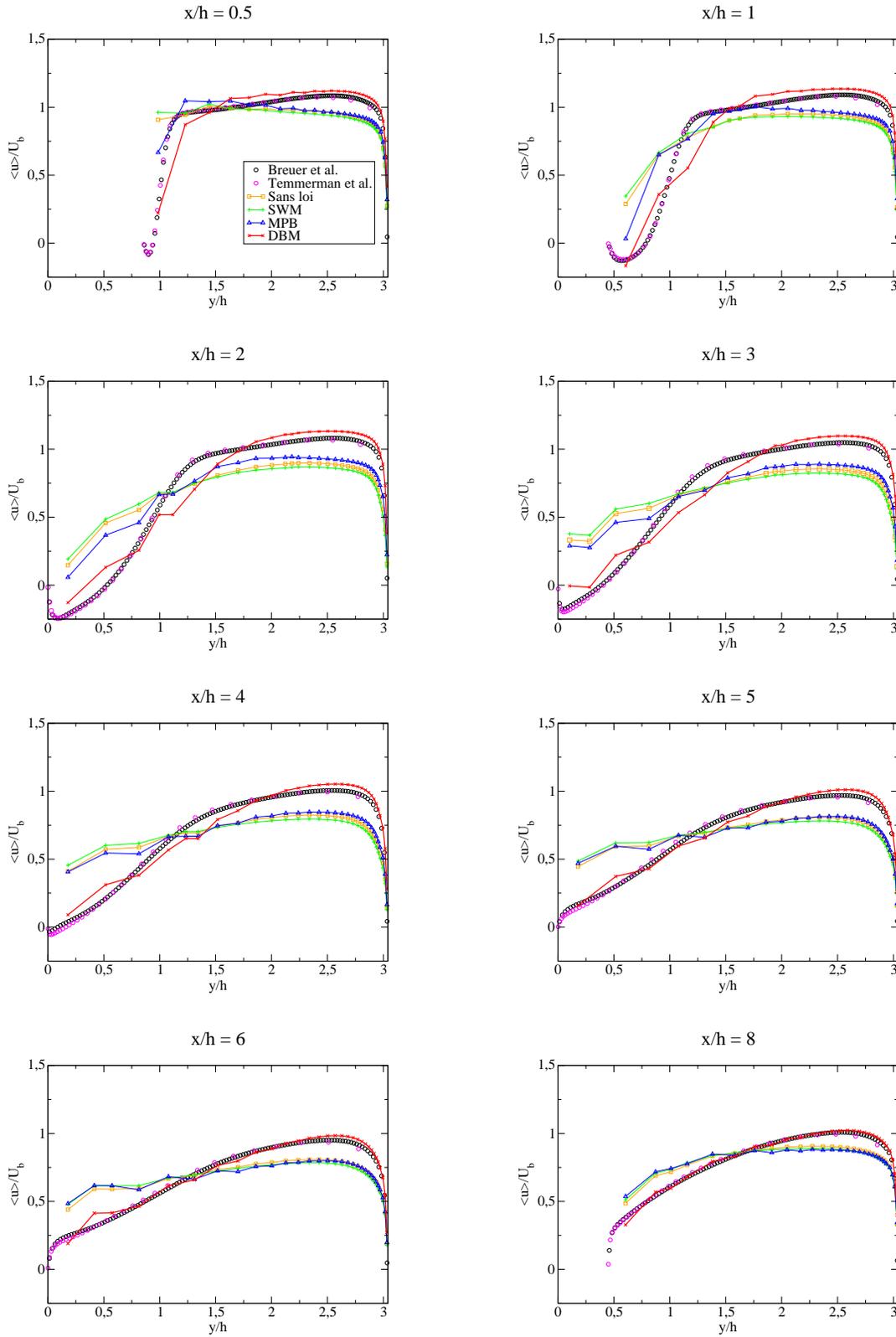


FIGURE 5.18 – Profils de vitesse moyenne axiale dans la direction  $y$  pour le maillage C à différentes positions axiales  $x/h$

Les points de décollement et de rattachement sur le maillage C sont donnés dans le tableau 5.2. Ils confirment qu'à faible résolution la zone de séparation est sous-estimée avec le modèle DBM dans ce cas. Notons tout de même que seul le modèle DBM reproduit le décollement.

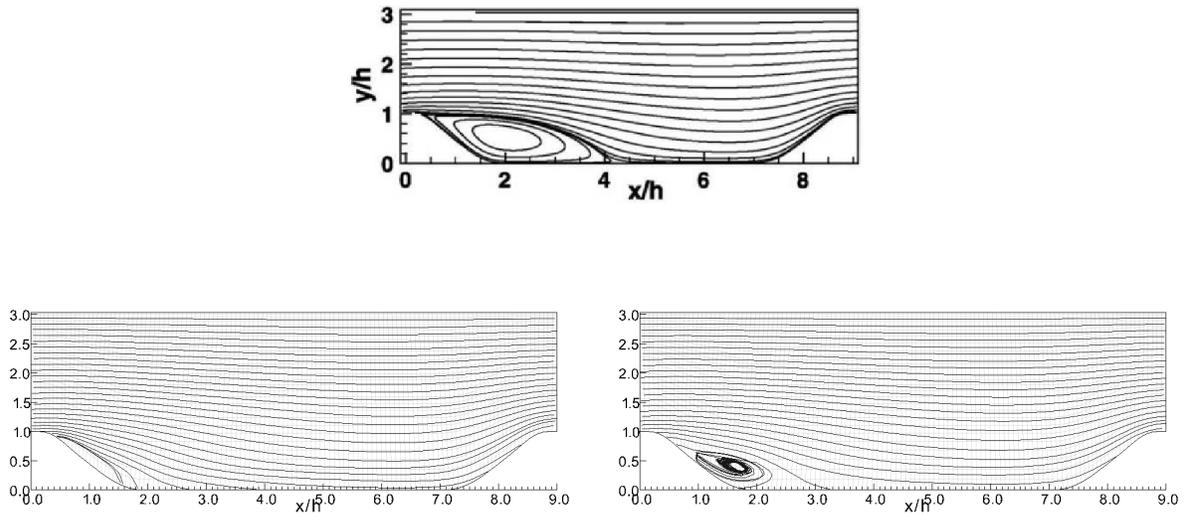


FIGURE 5.19 – Lignes de courant pour le maillage B; en haut : ligne de courant des simulations de référence, en bas à gauche : MPB, à droite : DBM

## D Conclusions

Un nouveau modèle a donc été proposé pour approximer le profil de vitesse moyenne dans la région de proche paroi. Il est utilisable dans le cas d'écoulement turbulent soumis à des gradients de pression longitudinaux. Le modèle utilise les hypothèses de couche limite turbulente et de viscosité turbulente. La validation du modèle a été réalisée en deux étapes :

1. Dans un premier temps la validation *a priori* avec des configurations d'écoulement avec et sans gradient de pression. Dans le cas d'un gradient de longitudinal de pression adverse, la présence d'un décollement et d'une zone de recirculation a été envisagé. Ces comparaisons ont montré que le modèle présente un bon comportement jusqu'à près de 100 unités de paroi.
2. Des tests *a posteriori* ont été effectués sur des configurations simples de canal plan et de colline périodique. La méthode d'implémentation utilisant une viscosité de correction a permis d'effectuer une description précise de la physique des écoulements. Le modèle a été comparé aux modèles de Manhart *et al.* [80] et Spalding [122] et donne de bons résultats

pour une large gamme de maillage. Précisons aussi que le modèle de paroi tel qu'il a été développé peut aussi être utilisé dans le cadre de simulations moyennées de type RANS.

# Chapitre 6

## Condition d'entrée instationnaire

<b>A</b>	<b>GÉNÉRALITÉ SUR LES DIFFUSEURS . . . . .</b>	<b>131</b>
<b>B</b>	<b>CAS TEST DU DIFFUSEUR CONIQUE ERCOFTAC . . . . .</b>	<b>132</b>
B.1	Description de la géométrie . . . . .	132
B.2	État de l'art . . . . .	133
<b>C</b>	<b>CALCULS EFFECTUÉS ET RÉSULTATS OBTENUS . . . . .</b>	<b>134</b>
C.1	Condition d'entrée fixant des paramètres globaux . . . . .	135
C.1.1	Utilisation de la condition d'entrée . . . . .	135
C.1.2	Résultats obtenus . . . . .	137
C.1.2.1	Phase transitoire et convergence : . . . . .	137
C.1.2.2	Champ de vitesse moyenne . . . . .	137
C.1.2.3	Topologie de l'écoulement . . . . .	139
C.2	Condition d'entrée synthétique . . . . .	140
C.2.1	Types de fluctuations utilisées en condition d'entrée . . . . .	140
C.2.2	Résultats de la simulation en terme de quantité moyenne . . . . .	141
C.2.3	Résultats de la simulation en terme de quantité instantanée . . . . .	143
<b>D</b>	<b>SYNTHÈSE DE LA PARTIE . . . . .</b>	<b>145</b>



## A Généralité sur les diffuseurs

Un diffuseur est une géométrie qui permet, dans le cas d'un fluide incompressible, de réduire la vitesse et donc d'augmenter la pression statique. La récupération de pression permet de caractériser le rendement d'un diffuseur (Cf. équation 2.8 pour le cas de l'aspirateur). Cet effet est utilisé dans de nombreux systèmes industriels tels que :

- le canal entre le compresseur et le brûleur dans une turbine à gaz,
- le canal à la sortie de la turbine à gaz connecté au conduit du jet,
- l'aspirateur de centrale hydraulique.

Les caractéristiques géométriques des diffuseurs ont un impact important sur la plupart de ces applications. Un diffuseur conique est caractérisé par deux paramètres : son ouverture et sa longueur. Le changement d'un ou des deux paramètres peut produire des pertes c'est-à-dire une diminution de cette récupération de pression.

L'étude expérimentale de McDonald *et al.* [84] a montré que si une rotation est ajoutée à l'écoulement, le risque d'un décollement dans le cône est retardé. Ainsi, pour un diffuseur donné, on montre que l'angle critique à partir duquel un décollement apparaît, augmente si l'écoulement dans le diffuseur est tournant. Ces mêmes auteurs ont cependant montré qu'une rotation trop importante du fluide peut entraîner une recirculation au centre du diffuseur (vortex breakdown), ce qui réduirait de nouveau la récupération de pression dans le cône.

L'une des applications des écoulements tournants dans les diffuseurs concerne les injecteurs dans une chambre de combustion et les aspirateurs de centrales hydrauliques. Dans le cas des injecteurs, le swirl, qui est défini plus loin par la relation 3.44, permet d'augmenter le mélange et donc le rendement de la combustion. Il permet aussi de stabiliser la flamme. Pour les aspirateurs, comme nous l'avons déjà vu dans l'introduction, l'énergie non-récupérée par la roue  $y$  est utilisée pour éviter les décollements et ainsi améliorer la récupération de pression. Dans toutes ces applications industrielles, les écoulements tournants dans les diffuseurs sont turbulents. La simulation doit, pour capturer ces phénomènes de façon précise, prendre en compte à la fois la turbulence, les effets du swirl sur celle-ci, ainsi que le gradient de pression adverse au niveau de la couche limite pour capturer les décollements.

## B Cas test du diffuseur conique ERCOFTAC

### B.1 Description de la géométrie

Nous nous intéressons à la couche limite d'un écoulement tournant dans un diffuseur conique. Le diffuseur dont un schéma est représenté à la figure 6.1, a un angle d'ouverture de  $20^\circ$  et le ratio entre ses sections d'entrée et de sortie est de 2,84. Une description des mesures expérimentales réalisées par Clausen *et al.* [27] est disponible dans la base de données ERCOFTAC (*Case 60 : Swirling Boundary Layer in Conical Diffuser*). La vitesse moyenne débitante en entrée de la géométrie est imposée à  $U_0 = 11.6 \text{ m/s}$  ce qui pour de l'eau donne un nombre de Reynolds de  $2.02 \cdot 10^5$ . Dans cette configuration, pour un écoulement purement débitant, la couche limite décollerait. Dans l'expérience de Clausen, l'écoulement est entraîné en rotation par un dispositif de nid d'abeille tournant qui impose une composante orthoradiale à la vitesse. La rotation du nid d'abeille est définie de façon à éviter un décollement de la couche limite tout en évitant une recirculation au centre de la géométrie. Ainsi, la vitesse tangentielle maximale  $U_{\theta \text{ max}}$  est imposée telle que  $U_{\theta \text{ max}}/U_0 = 0.59$ .

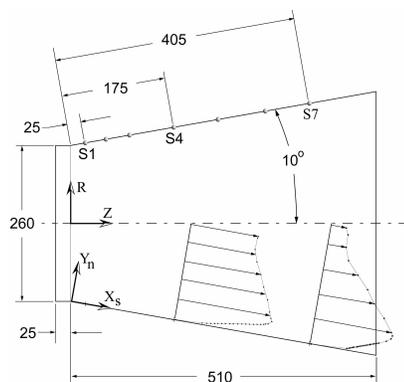


FIGURE 6.1 – Schéma du diffuseur conique de Clausen *et al.* [27] avec les points de mesures expérimentaux. Dimension en mm (extrait du mémoire de Payette [97])

L'écoulement à la sortie du diffuseur débouche dans une "grande cavité" à la pression atmosphérique.

Les mesures faites par Clausen *et al.* [27] ont permis de tracer les six composantes du tenseur de Reynolds dans la couche limite sur plusieurs rayons (noté  $S_i$  sur le schéma 6.1) le long du

diffuseur. Les composantes axiales et orthoradiales du champ de vitesse moyenne sont aussi disponibles.

## B.2 État de l'art

Cette géométrie a déjà été étudiée numériquement par des modélisations statistiques, une première fois par Armfield *et al.* [6] en 1990 puis par Page *et al.* [93] en 1996. Ces deux études utilisent une hypothèse d'axisymétrie de l'écoulement. Cette hypothèse a permis de réduire la géométrie de calcul à une simple portion de diffuseur au bord duquel des conditions de périodicité sont utilisées. L'étude de Armfield compare différents modèles de turbulence, notant que les modèles de turbulence statistiques donnent des résultats très différents les uns des autres. L'étude de Page compare deux codes de calcul dit "commerciaux" pour cette géométrie, obtenant des résultats similaires à ceux de Armfield. En 1995, le cas test a été inclus et utilisé dans le workshop ERCOFTAC comme géométrie de test pour le calcul d'écoulement turbulent à Karlsruhe [107]. Le premier calcul tri-dimensionnel utilisant les mesures expérimentales comme condition d'entrée date de 1997 [94]. Mauri lors de sa thèse sur l'aspirateur du projet FLINDT [82] et Payette lors de ses travaux de maîtrise [97], ont utilisé cette géométrie comme cas test pour valider leurs méthodes numériques et les appliquer ensuite aux aspirateurs.

Plus récemment, ce cas test a été employé par le groupe de travail de turbomachine d'Open-FAOM comme outil de développement et de validation pour le code [89, 18]. Outre les modèles statistiques de turbulence, un travail de Gyllenram et Nilsson [50] présente une étude numérique en VLES sur cette même géométrie. Le modèle de turbulence appliqué a mis en évidence la richesse des structures tourbillonnaires en sortie du diffuseur.

Notons que la majorité des simulations effectuées sur cette géométrie est issue du domaine de l'hydraulique.

Nous allons donc nous servir de cette géométrie pour tester les différents types de conditions d'entrée. Nous aurons donc pour premier objectif de retrouver les champs moyens dans le diffuseur avec les différentes conditions d'entrée.

## C Calculs effectués et résultats obtenus

Deux séries de calculs ont été effectuées pour les deux types de conditions d'entrée. Dans ces simulations, la loi de paroi précédemment exposée (Cf. 5) est utilisée. Dans le protocole expérimental, la frontière de sortie est de type ouverte.

Pour les besoins de la simulation, des portions ont été ajoutées à la géométrie expérimentale, représentée à la figure 6.1. Nous verrons par la suite que la géométrie en entrée du diffuseur peut varier (présence ou non d'un allongement) suivant le type de condition d'entrée utilisé. Dans tous les cas, une extension est ajoutée en sortie pour modéliser au mieux l'effet d'un jet débouchant dans une cavité. La condition de sortie est donc appliquée bien en aval du diffuseur. Le schéma 6.2 permet d'illustrer la taille de l'extension par rapport à celle du diffuseur.

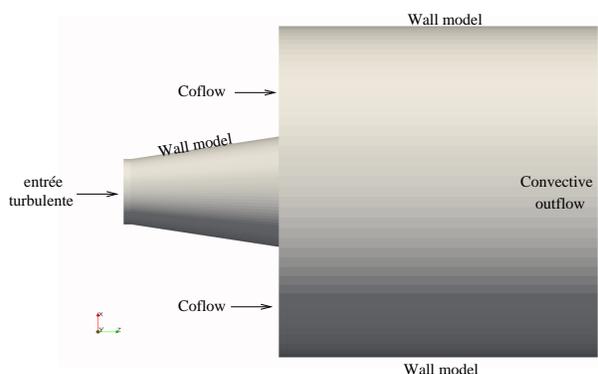


FIGURE 6.2 – Schéma de la géométrie utilisée pour les simulations

L'ajout de cette extension nécessite d'imposer un coflow qui n'existait pas dans l'expérience de Clausen *et al.* [27] et visible sur la figure 6.2. C'est à dire que sur cette zone annulaire, un écoulement laminaire, uniforme et dans la direction longitudinale a été imposé. C'est une méthode couramment utilisée dans la littérature, [72, 28, 45], pour éviter la formation d'une large zone de recirculation à la sortie du diffuseur. La vitesse  $y$  est imposée à 5% de la vitesse débitante. Le choix de la valeur de cette vitesse a été montré comme peu influant sur le résultat dans l'extension, [45]. Nous pouvons donc supposer qu'elle l'est encore moins dans le diffuseur. Nous avons donc repris l'ordre de grandeur couramment utilisé dans la littérature.

Le maillage n'est pas axisymétrique, mais constitué de cinq blocs, c'est un maillage dit *pillon*. La figure 6.3 permet de voir le détail du maillage de la section d'entrée. Le maillage est constitué de 100 mailles sur la périphérie (*t Nombre mailles* = 25). La forme du maillage sur une section permet un raffinement à la paroi dans la direction radiale. Nous avons choisi

$r$  Nombre mailles = 20 avec les coefficients  $a$  et  $b$  valant respectivement 0.7 et 0.8. La définition de ces paramètres ( $t$  Nombre mailles,  $r$  Nombre mailles,  $a$  et  $b$ ) est illustrée à la figure 6.3.

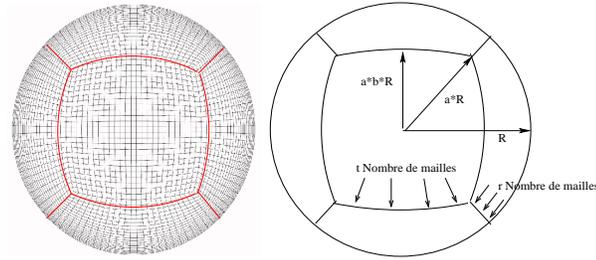


FIGURE 6.3 – Schéma du maillage de la section d'entrée

Avec ce maillage, la valeur de  $y_{max}^+$  à la paroi est de 7 ce qui est bien dans la zone d'application du modèle de loi de paroi proposé. Un raffinement est appliqué dans la direction de l'écoulement au niveau de la zone d'intérêt que représente le diffuseur, puis un coefficient de croissance est appliqué dans l'extension à la sortie du cône. Au total, le maillage est constitué de  $1.2 \cdot 10^6$  mailles dont 70% concernent le diffuseur.

## C.1 Condition d'entrée fixant des paramètres globaux

La première simulation effectuée utilise des conditions d'entrée comme définies précédemment c'est-à-dire avec deux paramètres globaux fixés dans un calcul précurseur (débit et nombre de swirl). La méthode est illustrée à la figure 6.4.

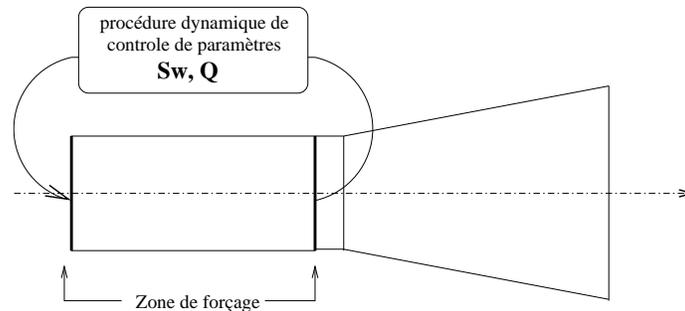


FIGURE 6.4 – Schéma illustrant la condition d'entrée fixant le débit  $Q$  et le nombre de swirl  $S_w$

### C.1.1 Utilisation de la condition d'entrée

Les quantités globales choisies sont la vitesse débitante  $U_b$  et le nombre de swirl  $S_w$ , défini

à l'équation 3.44 traduisant la rotation du fluide. Ces quantités sont connues *a priori* par les données expérimentales. Dans le cas présent, la valeur de la vitesse débitante et du coefficient de moment cinétique sont respectivement  $U_b = 11,6 \text{ m.s}^{-1}$  et  $Sw = 0.295$  dans la section d'entrée expérimentale. Notons que ces deux paramètres sont calculés comme des quantités intégrales. Ainsi deux écoulements ayant la même vitesse débitante et le même nombre de swirl peuvent avoir des distributions de vitesses différentes. Ils apportent donc une description incomplète des propriétés de l'écoulement.

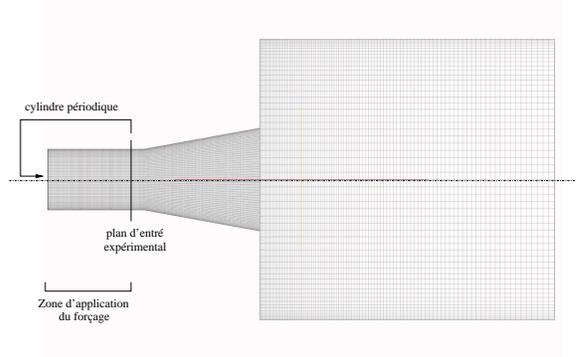


FIGURE 6.5 – Principe de fonctionnement du forçage où le débit et le swirl sont fixés dans la zone d'application

La figure 6.5 illustre le fonctionnement du forçage, ainsi l'extension à l'amont du diffuseur joue le rôle de cylindre périodique dans lequel sont imposés le débit et le nombre de swirl. Pour ce faire, des termes de forçages ont été ajoutés à l'équation de Navier-Stokes. À la sortie du cylindre, les champs sont à la fois recopiés en entrée (condition périodique) et poursuivent dans le diffuseur.

La procédure utilisée est analogue à un système asservi à chaque pas de temps (Cf. figure 6.6) :

- Les deux paramètres sont calculés explicitement dans tout le domaine périodique.

$$Sw = \frac{\int_0^R r^2 U_x U_\theta dr}{R \int_0^R r U_x^2 dr}, \quad Q = \int_0^R 2\pi r U_b dr, \quad (6.1)$$

- Une erreur est déduite pour chaque paramètre calculé par comparaison avec les valeurs cibles (données expérimentales).
- Les amplitudes des forçages axial et tangential sont calculées à partir des valeurs des erreurs.

Ainsi plus l'erreur est importante, plus l'amplitude du forçage sera grande et *vice-versa*.

$$Sw_{corr} = 100 [1 - \exp(Sw_{cible} - Sw_{calcul})], \quad f_{\theta} = \frac{Sw_{corr}}{\left(1 + \frac{r^2}{R^2}\right)^2} \quad (6.2)$$

Ce système asservi dynamiquement permet de converger rapidement vers les valeurs cibles.

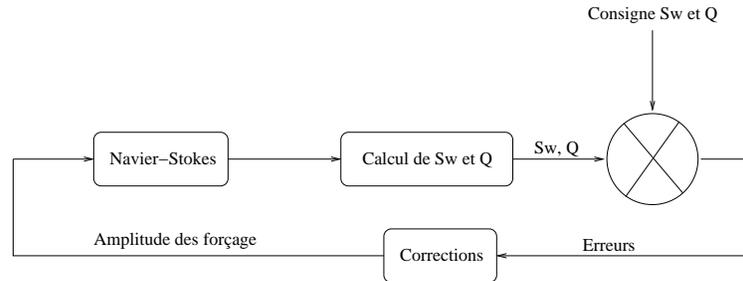


FIGURE 6.6 – Schématisation du forçage, analogie avec un système asservi

## C.1.2 Résultats obtenus

### C.1.2.1 Phase transitoire et convergence :

Dans le conduit périodique, où les paramètres globaux sont fixés, le profil initial de vitesse est initialement parabolique et sans vitesse tangentielle (Cf. Ch. 4-C.6). Compte-tenu du fait, que le champ initial utilisé ne correspond pas à la physique simulée (erreurs maximales), l'amplitude du forçage est maximale.

La Fig.6.7 montre l'évolution du nombre de swirl adimensionné par le nombre de swirl expérimental en fonction du temps depuis le champ initial. On observe ainsi que le forçage agit comme un système asservi, stable puisque la convergence vers les paramètres cibles est rapide. A partir de 300 itérations, on considère que la phase transitoire est achevée.

La transition de l'écoulement générée par les fluctuations de vitesses artificielles ajoutées au champ moyen est visible dans cette phase transitoire sur la figure 6.8. Cette figure représente la norme de la vitesse instantanée durant la phase transitoire.

À partir du pas de temps où la simulation est convergée au débit et au nombre de swirl cibles, les statistiques sont calculées.

### C.1.2.2 Champ de vitesse moyenne

Le champ de vitesse moyenne obtenue dans la section d'entrée expérimentale du diffuseur ( $Z = -0.025$ ), est représenté à la figure 6.9 et comparé aux profils expérimentaux de Clausen et al. [27]. Ainsi,

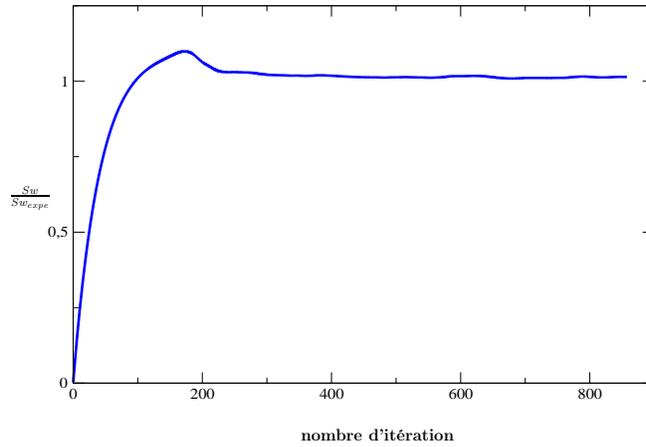


FIGURE 6.7 – Évolution du nombre de swirl, adimensionné par le nombre de swirl expérimental, en fonction du temps depuis le champ initial

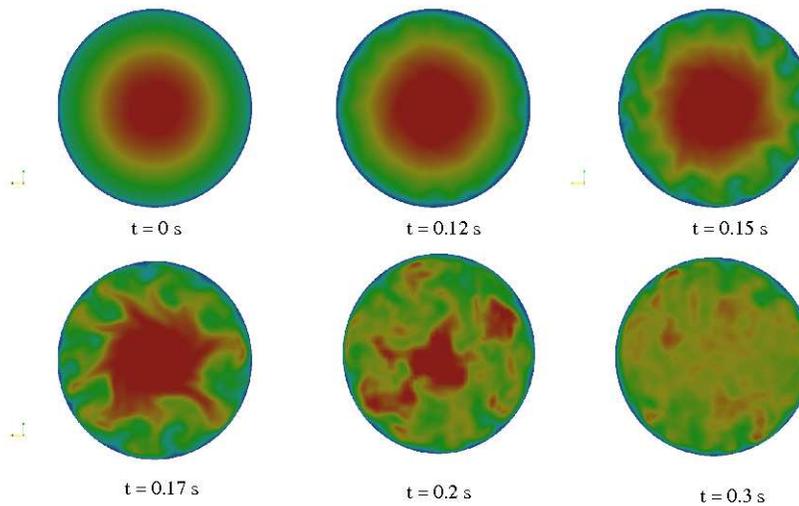


FIGURE 6.8 – Évolution qualitative temporelle de la vitesse instantanée dans une section du conduit périodique : mise en évidence de la phase transitoire

on peut noter que malgré un débit et un swirl corrects (puisque imposés), le profil expérimental de vitesse tangentielle n'est pas retrouvé. L'erreur sur le profil de vitesse axial est plus faible.

Ceci s'explique par le fait que les deux grandeurs globales imposées sont définies comme des intégrales de la vitesse. En effet, plusieurs profils différents peuvent avoir des intégrales identiques ce qui est le cas sur la figure 6.9 avec les deux profils de vitesses tangentielles.

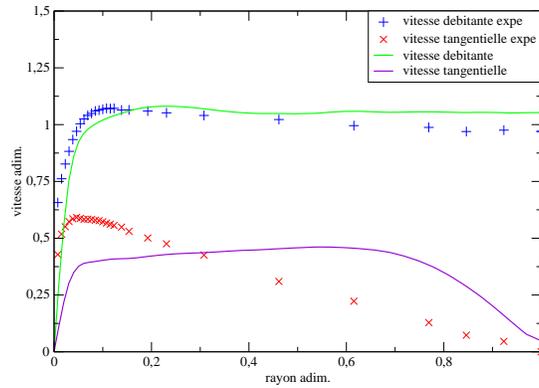


FIGURE 6.9 – Profils de vitesse en entrée du diffuseur, adimensionnés par la vitesse débitante, obtenus en fixant le débit et le swirl dans un cylindre périodique

Notons cependant un avantage à cette méthode de génération de condition d'entrée est que le champ créé respecte strictement les équations de Navier-Stokes, ce qui n'est pas le cas lorsqu'un champ synthétique est utilisé comme condition d'entrée.

### C.1.2.3 Topologie de l'écoulement

Nous allons maintenant chercher à savoir si cette condition d'entrée permet de simuler correctement la topologie de l'écoulement.

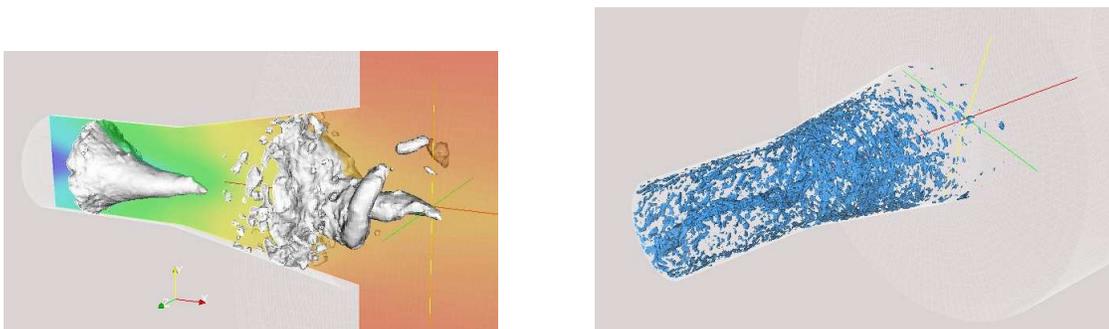


FIGURE 6.10 – Structures tourbillonnaires dans l'écoulement visualisées par la pression instantanée (gauche) et le critère  $Q = 0.9 U_b^2 / D^2$  (droite)

La figure 6.10 montre deux iso-surfaces de pression instantanée. L'effet du swirl crée la forme conique du contour d'iso-pression. Une structure plus grande, hélicoïdale prend forme dans le diffuseur. Les gradients adverses de pression longitudinal dans le diffuseur transforment la forme conique en une structure hélicoïdale. Celle-ci tourne à vitesse angulaire constante. Les iso-surfaces des valeurs positives du critère  $Q$  caractérisant les structures cohérentes, sont illustrées à la figure

6.10. Dans cet écoulement, les structures sont très nombreuses et de petites tailles. Ceci est dû au nombre de Reynolds de l'écoulement particulièrement élevé. L'effet du swirl est tout de même visible dans la partie cylindrique en amont du diffuseur avec un tube vortex tournant autour de l'axe d'axisymétrie de la géométrie.

## C.2 Condition d'entrée synthétique

La condition d'entrée synthétique s'applique directement sur la section d'entrée expérimentale. Par rapport au calcul précédent, l'allongement en entrée n'est donc plus nécessaire. L'extension de sortie est toutefois nécessaire. La géométrie de calcul correspond à la figure 6.2. Les paramètres du maillage sont conservés par rapport au calcul précédent. Le nombre de mailles totale étant conservé, la discrétisation axiale du maillage est augmentée du fait de la réduction de la taille de la géométrie. La taille finale du maillage reste donc de  $1.2 \cdot 10^6$  mailles.

### C.2.1 Types de fluctuations utilisées en condition d'entrée

Deux types de conditions d'entrée synthétiques sont utilisés ; tous deux imposant la vitesse moyenne expérimentale en entrée du diffuseur et le profil d'énergie cinétique. La différence entre ces deux calculs vient de l'expression du terme  $r_i$  de l'équation Eq.(3.46). Comme nous l'avons détaillé précédemment (Cf. partie D.3),  $r_i$  est dans un premier temps issu d'un bruit blanc. La seconde simulation utilise un  $r_i$  provenant d'un calcul précurseur. Ces méthodes sont schématisées à la figure 6.11.

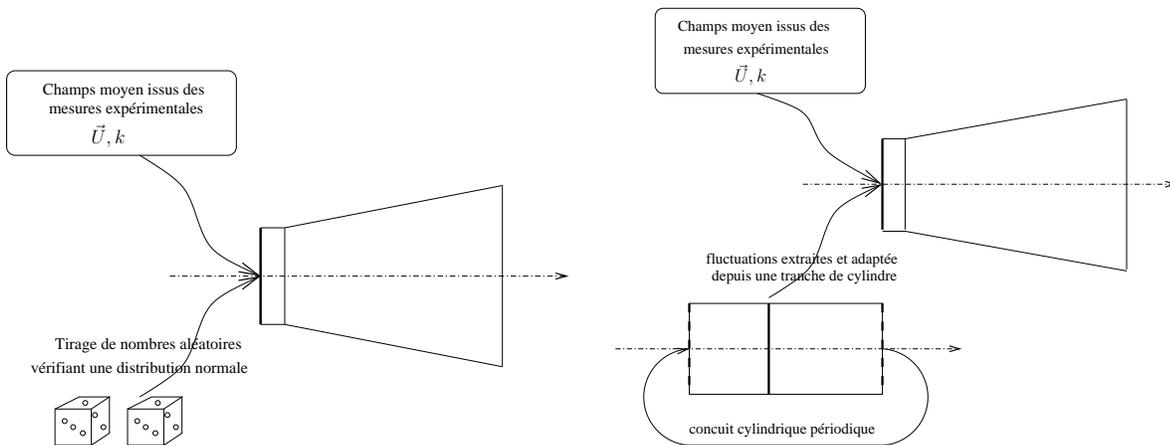


FIGURE 6.11 – schéma de la condition d'entrée utilisant un bruit blanc (gauche) et un calcul précurseur (droite) pour générer des fluctuations en entrée du calcul principal

En pratique la différence entre ces deux signaux est illustrée à la figure 6.12.

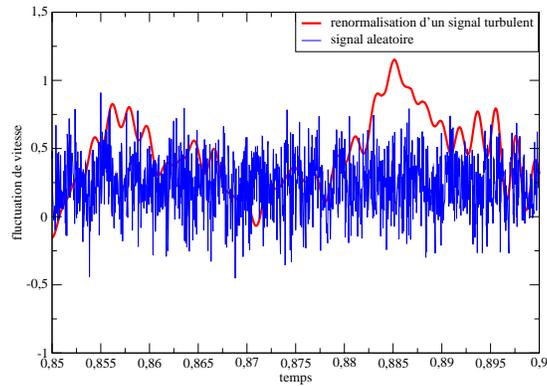


FIGURE 6.12 – Évolution temporelle des vitesses instantanées utilisant les signaux aléatoires issus d'un bruit blanc et issus d'une tranche d'un calcul précurseur en un point de la section d'entrée

La différence la plus marquante observable est la forme des signaux. Les deux signaux fournissent la même quantité d'énergie qui est répartie dans le cas du bruit blanc sur toutes les échelles de la turbulence et dans le cas du bruit issu du calcul précurseur sur des fréquences plus basses. La figure 6.13 montre l'évolution de l'énergie cinétique le long du diffuseur près de la paroi. Les observations de Klein *et al.* [66] et Jarrin *et al.* [60] sont retrouvées ; les fluctuations issues du bruit blanc sont, dans un premier temps, amorties puis reprennent les valeurs souhaitées. Ceci est dû au fait que l'énergie fournie aux petites échelles est amortie dans les premières mailles (diffusion due à la fois aux schémas numériques et aux maillages). Les fluctuations issues d'une tranche d'un calcul précurseur sont moins amorties étant donné que les petites échelles sont filtrées naturellement.

### C.2.2 Résultats de la simulation en terme de quantité moyenne

La simulation a été initialisée par un simple profil parabolique bruité. Nous avons laissé transiter la simulation vers un régime stable pour éliminer tout les effets des conditions initiales. Après cette période, les quantités statistiques ont été collectées pendant un temps suffisamment long pour obtenir un champ convergé en sortie du diffuseur.

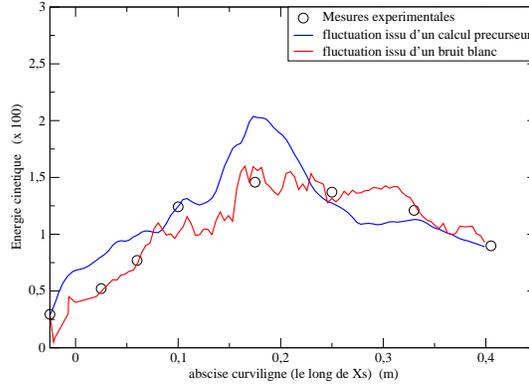


FIGURE 6.13 – Évolution de l'énergie cinétique, adimensionnée par la vitesse moyenne d'entrée au carré, en fonction de l'abscisse curviligne

En terme de vitesse moyenne, les deux types de fluctuations donnent des résultats similaires. La figure 6.14 représente les champs de vitesses moyennes axiale et tangentielle en entrée, et le long de quatre rayons dans le repère  $X_s$ ,  $Y_s$  représenté à la figure 6.1. Les mesures obtenues expérimentalement par Clausen *et al.* [27] sont aussi ajoutées sur les graphiques. On remarque qu'à la sortie du diffuseur, les quantités statistiques ne sont pas pleinement convergées près de l'axe d'axisymétrie. Ceci vient du fait que la vitesse azimutale diminue près de l'axe d'axisymétrie à la fois à cause du swirl imposé, mais aussi à cause du divergent. Un temps plus long pour le calcul des statistiques serait nécessaire pour atteindre la pleine convergence.

Le champ d'entrée, étant imposé explicitement, les deux simulations et les mesures expérimentales donnent des résultats équivalents. Les résultats obtenus le long du diffuseur sont satisfaisants. L'utilisation de la loi de paroi compense la trop faible densité de maillage en paroi, ce qui permet d'avoir à tous les rayons de sondage une pente satisfaisante pour les vitesses. Les pics de vitesse débitante près de la paroi sont dans l'ensemble bien retrouvés quelque soit la méthode de génération des fluctuations.

Ces résultats semblables pour les deux méthodes se retrouvent avec la comparaison des coefficients de frottement le long du cône. La figure 6.15 illustre ainsi la comparaison avec les mesures expérimentales. Le coefficient de pression pariétal est défini comme :

$$C_p = \frac{P_w - P_{atm}}{\frac{1}{2}\rho U_b^2}, \quad (6.3)$$

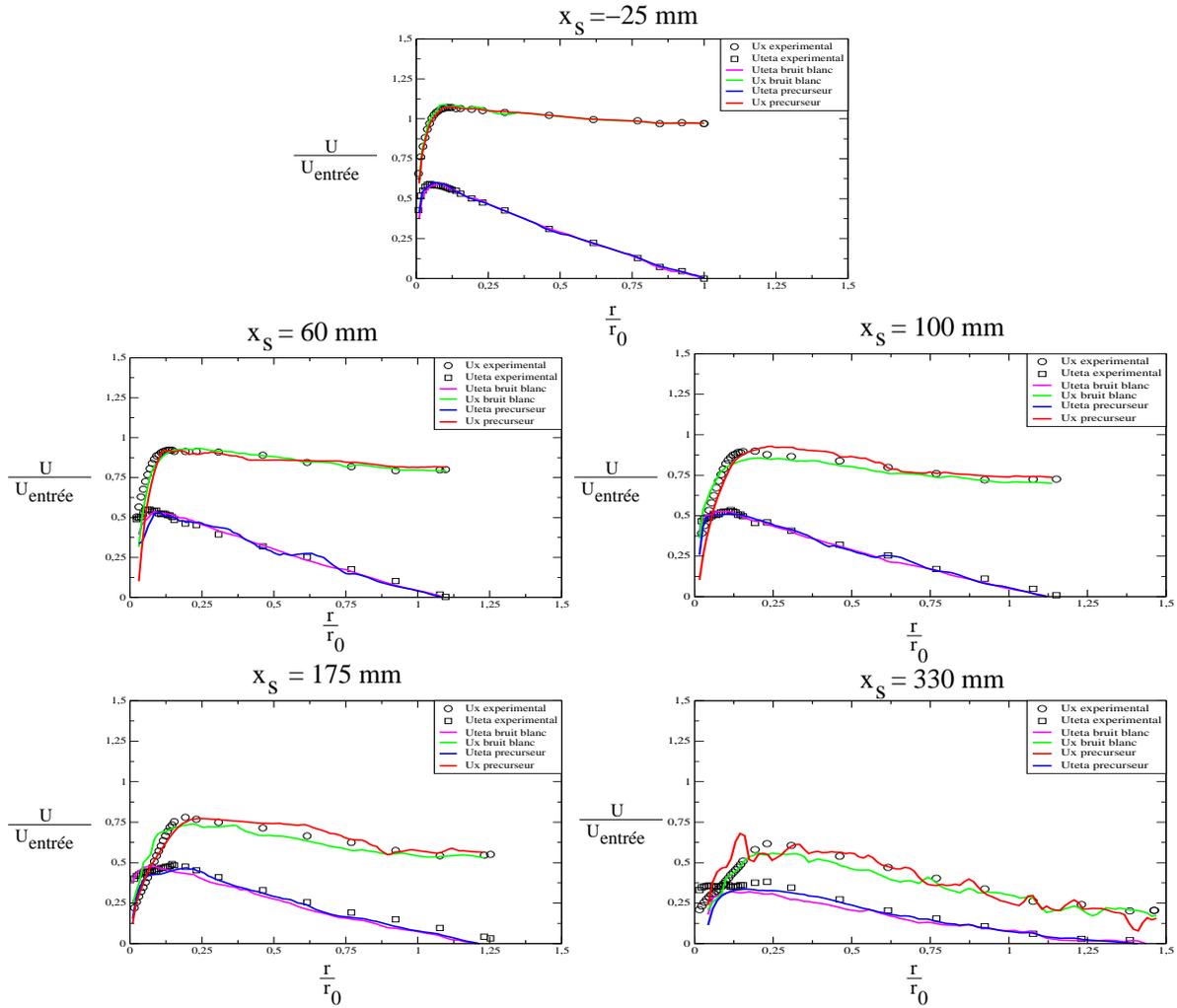


FIGURE 6.14 – Profils de vitesse longitudinale et tangentielle en entrée du diffuseur et le long de quatre rayons

où  $P_w$  et  $P_{atm}$  correspondent respectivement aux pressions statique à la paroi et atmosphérique. Dans cette expression,  $U_b$  correspond à la vitesse débitante moyenne en entrée.

### C.2.3 Résultats de la simulation en terme de quantité instantanée

La figure 6.16 représente la norme de la vitesse instantanée dans le diffuseur pour les deux types de fluctuations.

Les remarques faites précédemment sur la comparaison stricte des fluctuations se retrouvent qualitativement sur ces images. Les perturbations apportées aux grandes structures de l'écoulement sont bien plus visibles dans le cas d'un bruit issu d'un calcul précurseur, et ceci tout au

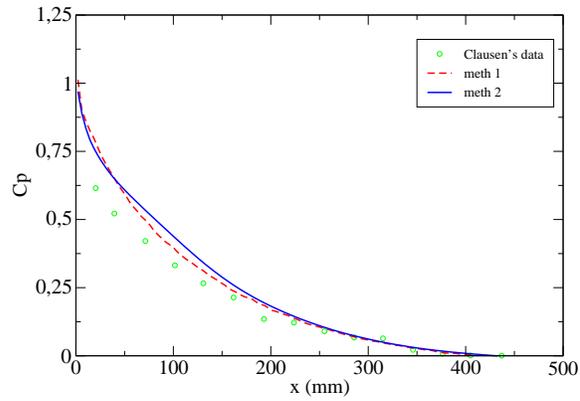


FIGURE 6.15 – Évolution du coefficient de frottement le long du diffuseur, comparaison des deux méthodes avec les mesures expérimentales

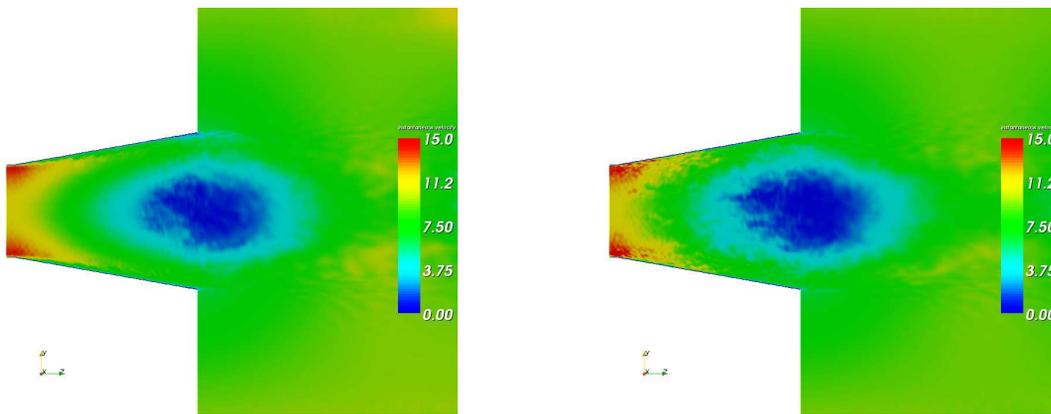


FIGURE 6.16 – Visualisation de la vitesse instantanée sur une coupe du diffuseur pour les deux méthodes de génération de turbulence : fluctuations issues d'un bruit blanc (gauche), d'une tranche d'un calcul précurseur (droite)

long du cône. Les fluctuations apportées génèrent des structures turbulentes perceptibles par le critère  $Q$ . L'amortissement des fluctuations issues du bruit blanc est présenté sur la figure 6.17 de droite, de même que le nombre plus important de structures présentes avec l'autre méthode de génération de turbulence. Notons cependant que la quantité de structures est bien moindre que celle générée par l'ajout de terme de forçage comme le montrait la figure 6.10. Ceci vient probablement du fait que seul l'énergie cinétique est imposée ce qui revient à contraindre les fluctuations de façon isotrope. Alors que cette hypothèse est valable pour les directions radiale et tangentielle, [32], elle l'est beaucoup moins pour la composante débitante.

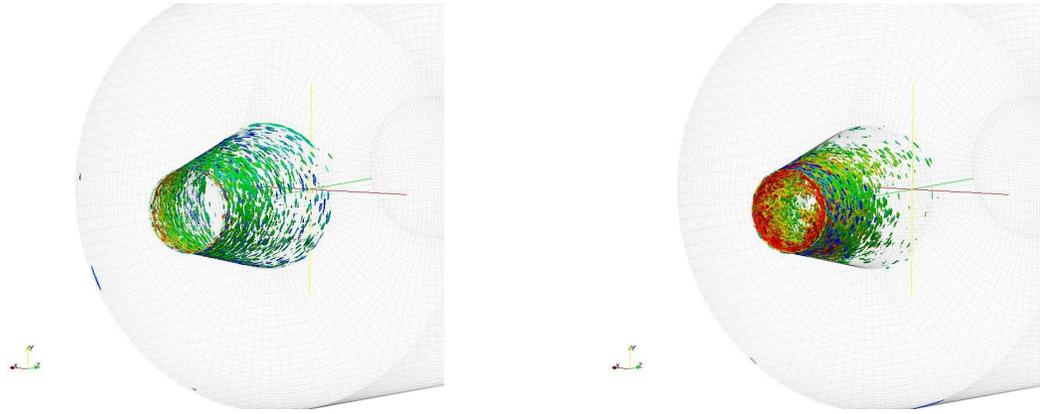


FIGURE 6.17 – Visualisation des structures turbulentes par le critère  $Q = 0.9 (U_b/D)^2$  : fluctuations issues d'un bruit blanc (gauche), d'une tranche d'un calcul précurseur (droite)

## D Synthèse de la partie

Deux types de technique ont été utilisées pour générer une condition d'entrée turbulente et instationnaire.

1. La première technique fixait deux paramètres globaux dans un conduit périodique ; le débit et le swirl. Le champ d'entrée étant solution de l'équation de Navier-Stokes, aucune transition n'était visible en aval de cette section. Les profils moyens n'étant pas directement imposés, ils ne vérifient pas les profils expérimentaux.
2. La seconde technique utilise la décomposition de Reynolds. Le champ instantané est décomposé en une partie moyenne, imposée par les mesures expérimentales et une partie fluctuante. La partie fluctuante est elle même définie pour satisfaire l'énergie cinétique moyenne. Un bruit aléatoire est aussi nécessaire pour définir cette partie fluctuante. Dans cette étude, celui-ci est à la fois issue d'un bruit blanc et extraite d'un calcul précurseur. Peu de différences ont été signalées entre ces deux bruits en terme de champ moyen. Ceci s'explique par les configurations étudiées, fortement turbulentes et instationnaires. Le bruit aléatoire étant moins physique que celui extrait depuis la résolution des équations de Navier-Stokes filtrées, il apporte moins de structures turbulentes en entrée de la géométrie.

Pour la simulation de l'aspirateur, nous utilisons les deux techniques. Le bruit blanc a été choisi pour la seconde technique pour économiser le coût du calcul précurseur.



# Chapitre 7

## Écoulement dans l'aspirateur de centrale hydraulique

<b>A</b>	<b>INTRODUCTION</b>	<b>150</b>
<b>B</b>	<b>CONFIGURATION DU CALCUL</b>	<b>150</b>
B.1	Géométrie du calcul	150
B.2	Points de fonctionnement simulés et condition d'entrée	151
B.3	Détail du maillage utilisé	155
<b>C</b>	<b>VALIDATION DU CALCUL</b>	<b>157</b>
C.1	Outils utilisés pour la validation de la simulation	157
C.2	Cohérence du champ d'entrée	158
C.3	Prédictivité des quantités globales de l'écoulement	160
C.3.1	Coefficient de récupération de l'aspirateur $\chi$	160
C.3.2	Répartition du débit dans les pertuis	162
C.4	Prédictivité des champs moyens	164
C.4.1	Écoulement dans le coude	164
C.4.2	Écoulement à proximité de la pile	165
C.4.3	Écoulement dans les pertuis de sortie	167
<b>D</b>	<b>INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS</b>	<b>169</b>
D.1	Vue globale de l'écoulement	169
D.2	Origine du décollement et conséquence sur le débit dans les pertuis	172

D.3	Conséquence du décollement sur la récupération de pression . . . . .	173
<b>E</b>	<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES . . . . .</b>	<b>176</b>
E.1	Prédictivité des simulations . . . . .	176
E.2	Correction envisageable de l'accident . . . . .	177



## A Introduction

Le phénomène de chute de rendement recherché affecte l'ensemble de l'ouvrage hydraulique. Nous avons montré par la figure 2.3 que l'aspirateur en était le responsable. La géométrie simulée sera donc l'aspirateur uniquement. La méthode de simulation choisie, méthode de simulation des grandes échelles, nécessite a priori de résoudre les gradients pariétaux de vitesse ce qui oblige à avoir un maillage fin à la paroi. Le modèle de paroi mis en place au chapitre 5 permet de modéliser une partie des gradients de vitesse pariétale et ainsi de réduire la densité du maillage proche paroi. La SGE nécessite aussi de fournir un champ d'entrée instationnaire modélisant correctement la physique de l'écoulement à la sortie de la turbine. La méthode de génération d'écoulement turbulent proposée au chapitre 6, à partir de champs moyens expérimentaux, a été validée sur le diffuseur conique dans le chapitre précédent. C'est cette méthode qui est retenue pour les SGE de l'aspirateur.

Ces deux points nécessaires à la simulation SGE d'un aspirateur étant validés, les détails des simulations et les résultats obtenus sur la géométrie finale sont maintenant abordés.

## B Configuration du Calcul

### B.1 Géométrie du calcul

Rappelons ci-dessous la figure 7.1, illustrant la géométrie et la loi de section de l'aspirateur étudié et déjà vue au chapitre 2.

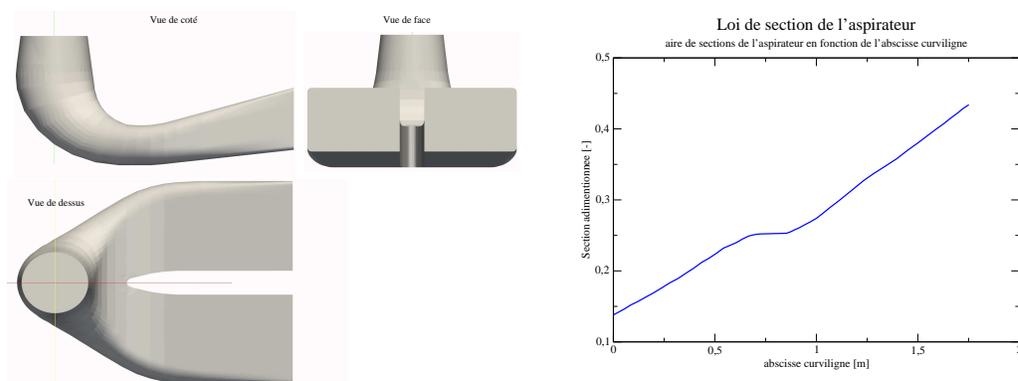


FIGURE 7.1 – Géométrie de l'aspirateur étudié et loi de section adimensionnée sans le cône

À la géométrie réelle est ajoutée pour la simulation une extension à la sortie de l'aspirateur pour modéliser la sortie physique. Dans la littérature concernant la simulation des aspirateurs, Mauri [82] a fait une étude comparative de différentes formes d'extension ajoutées à la sortie de l'aspirateur. Celles-ci sont illustrées à la figure 7.2 de gauche. Il a ainsi montré que la présence d'une extension dans la géométrie numérique était impérative mais que la géométrie de ces différentes extensions donnait peu de différence en terme de résultats. Précisons toutefois que l'article le plus récent paru sur les aspirateurs de Zhang *et al.* [138], a utilisé un maillage de  $1.0 \cdot 10^6$  pour discrétiser la géométrie dont  $4.0 \cdot 10^5$  pour le "modèle" de rivière parallélépipédique dont la longueur est de 12 diamètres d'entrée de l'aspirateur, illustrée à la figure 7.2 de droite.

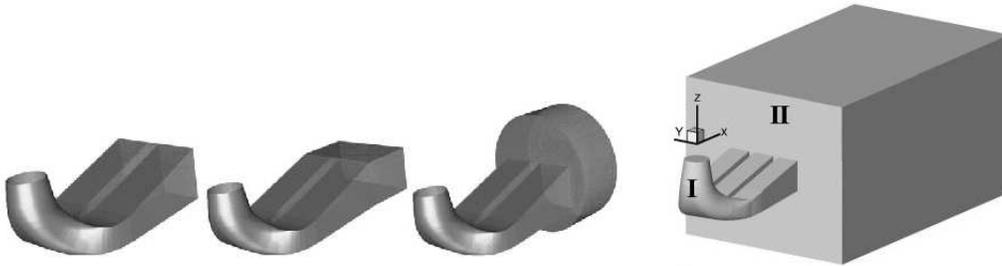


FIGURE 7.2 – Différentes formes d'extension testées par Mauri [82] (les trois de gauches) et Zhang *et al.* [138] (droite) ajoutées en sortie de l'aspirateur

La géométrie de calcul utilisée possède donc une extension consistant en un simple allongement de la sortie de l'aspirateur réel. L'allongement a une longueur de 3 diamètres d'entrée et est visible à la figure 7.8.

## B.2 Points de fonctionnement simulés et condition d'entrée

Comme nous l'avons défini au chapitre 2 avec les équations 2.2, un point de fonctionnement, est décrit par les trois coefficients suivant : le coefficient de puissance  $\lambda$ , le coefficient de débit  $\varphi$  et le coefficient d'énergie  $\psi$ . Quatre points de fonctionnement ont été sélectionnés autour de la chute de rendement. Ils correspondent aux points de fonctionnement étudiés expérimentalement par Tridon *et al.* [128] et sont illustrés à la figure 2.3. Leurs caractéristiques sont synthétisées dans le tableau 7.1.

Pour nos simulations, un point de fonctionnement est caractérisé par un profil de vitesse et d'énergie cinétique moyen, en entrée de l'aspirateur (*i.e.* : donc des profils moyens sous la roue).

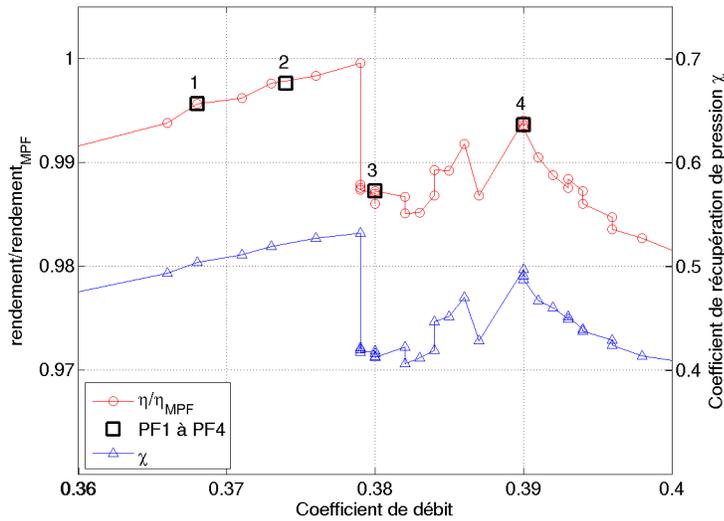


FIGURE 7.3 – Chute de rendement près du MPF, courbes obtenues expérimentalement par Tridon *et al.* [128]

PF	Accident	Coefficient de débit	Coefficient d'énergie
1	Non	0.368	1.18
2	Non	0.374	1.18
3	Oui	0.380	1.18
4	Oui	0.390	1.18

TABLE 7.1 – Tableau synthétisant les paramètres des quatre points de fonctionnement simulés

Dans la suite du manuscrit, les vitesses sont adimensionnées par la vitesse en périphérie de la roue (vitesse angulaire de la roue multipliée par le rayon de la roue) que l'on nommera  $U_{ref}$ . Les dimensions, sauf les coordonnées radiales, sont adimensionnées par le rayon de la roue  $R_{expe}$ . Les coordonnées radiales sont adimensionnées par le rayon de la section considérée. Les mesures des profils de vitesse moyenne en sortie de roue, utilisées pour définir la condition d'entrée de nos simulation, ont été effectuées en deux étapes.

- Une première série de mesures a permis d'obtenir les profils de vitesses moyennes axiale et tangentielle par Vélocimétrie Laser par effet Doppler (LDV). Le détail de cette série de mesures est disponible dans l'article de Tridon *et al.* [128]. À partir de ces mesures, des formulations analytiques ont été obtenues pour les deux composantes de vitesses (axiale et tangentielle) [129]. Ces fonctions sont valables sur la section d'entrée mais un raffinement à la paroi a été réalisé par une seconde série de mesures. Ainsi, les profils de vitesse moyenne axiale et tangentielle utilisées pour les simulations sont la combinaison d'un profil analytique

et d'une série de mesures près des parois. La figure 7.4 illustre les profils de vitesse moyenne obtenus pour chaque point de fonctionnement simulé. Ceux-ci sont donc interpolés sur le maillage de la section d'entrée de la géométrie de calcul.

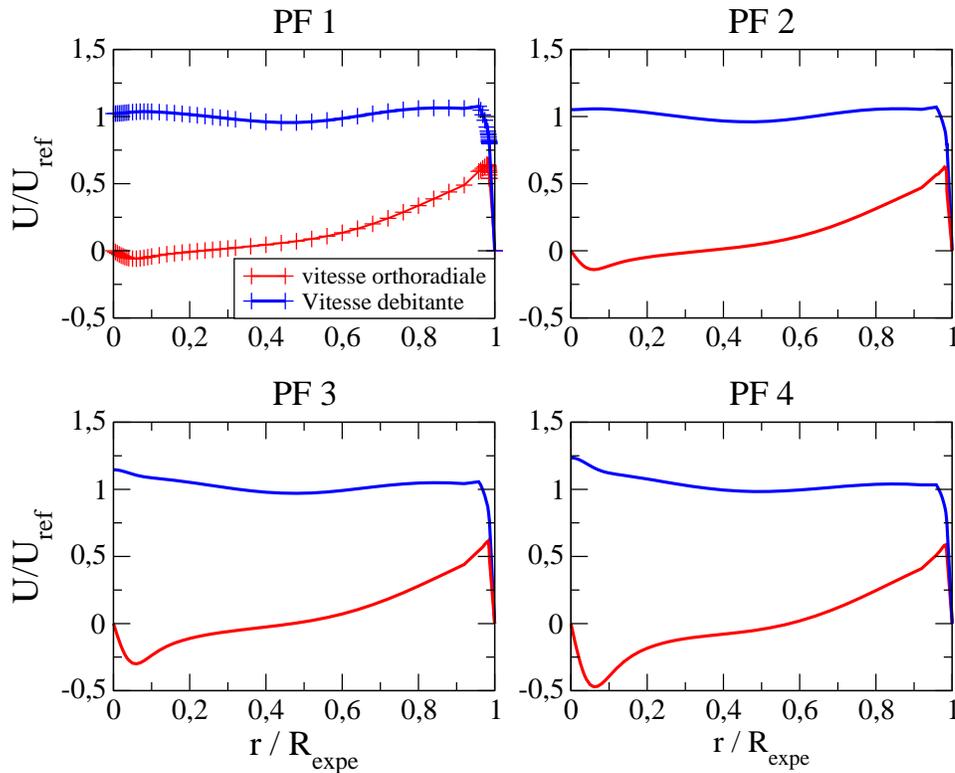


FIGURE 7.4 – Profils de vitesse moyenne débitante et tangentielle, adimensionnés par  $R_{expe}$  et  $U_{ref}$ , le long d'un rayon sous la roue pour les quatre points de fonctionnement

Le débit augmentant d'un point de fonctionnement à un autre, la vitesse débitante augmente de façon significative. La vitesse de rotation de la turbine ne change pas entre les différents points de fonctionnement ce qui explique que la vitesse tangentielle soit peu changée. L'augmentation du débit s'effectue par l'ouverture des directrices en amont de la turbine. On note la présence d'un tourbillon contra-rotatif (*i.e.* tournant en sens inverse de la rotation de la roue) dans la partie centrale, dont le rayon augmente depuis PF1 à PF4.

- La vitesse radiale n'a pas été obtenue par des mesures LDV. Une seconde série de mesures a donc été réalisée par Vélocimétrie par Image de Particule 2D3C (PIV-2D3C - *i.e.* 2 dimensions, 3 composantes) dans un plan vertical sous la roue. De nouveau une formulation analytique a été obtenue pour chaque point de fonctionnement. La figure 7.5 de gauche illustre les profils de vitesse radiale sous la roue pour chacun de ces points. Notons que

contrairement aux deux autres composantes de la vitesse moyenne, aucun raffinement n'a été effectué en paroi pour la composante radiale.

On retrouve le fait que l'ordre de grandeur de cette composante de la vitesse est inférieure aux deux autres dans la majorité de la section d'entrée. Cependant, les vitesses négatives sur l'axe de rotation de la turbine sont du même ordre de grandeur et donc non négligeables. Elles sont représentatives d'un tourbillon central, visible aussi sur les profils de vitesse tangentielle moyenne, figure 7.5. La composante radiale de la vitesse est positive près des parois ce qui vient du fait que la section d'entrée de la simulation n'est pas exactement le début du cône mais, une section un peu en dessous. La divergence du cône explique les vitesses radiales positives à la paroi ce qui réduit le risque de décollement possible en aval dû aux gradients adverses de pression. La majeure partie de la vitesse radiale est similaire quelque soit le point de fonctionnement. Ceci vient aussi du fait que la vitesse de rotation de la turbine ne soit pas changée d'un point de fonctionnement à un autre et que le débit varie faiblement.

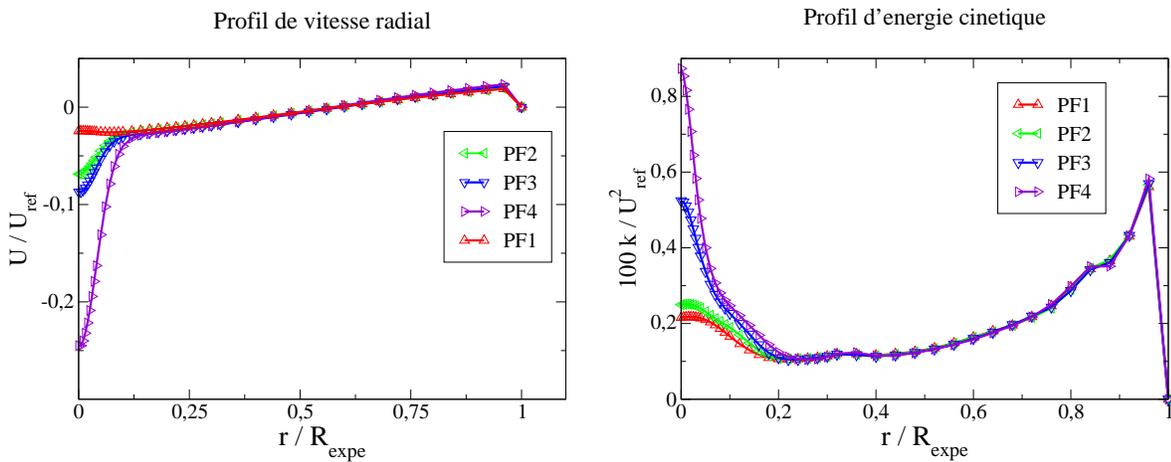


FIGURE 7.5 – Profils de vitesse radiale et d'énergie cinétique, adimensionnés par  $R_{expe}$  et  $U_{ref}$ , le long d'un rayon sous la roue pour les quatre points de fonctionnement

Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre d'entrée de l'aspirateur et la vitesse débitante, associé à ces points de fonctionnement, est de l'ordre de  $Re_D = 10^6$ .

Comme mentionné précédemment, nous avons imposé les profils d'énergie cinétique par le biais des fluctuations de vitesse. De nouveau, les mesures de LDV sous la roue ont permis d'extraire une partie du tenseur de Reynolds, en particulier deux termes de la diagonale nécessaires au calcul de l'énergie cinétique. Une hypothèse d'isotropie a été utilisée pour déduire la troisième

composante, manquante, de la diagonale du tenseur de Reynolds. Cette hypothèse a été justifiée par Ciocan *et al.* [32] dans un cas similaire. La figure 7.5 de droite illustre les profils d'énergie cinétique sous la roue pour chaque point de fonctionnement, interpolés à partir des mesures.

Les zones d'énergie cinétique importante dans la section d'entrée coïncident bien avec les zones de fort cisaillement comme dans la région de proche paroi ou la zone centrale.

### B.3 Détail du maillage utilisé

Le maillage a été réalisé à Alstom Hydro France avec l'aide de T. Laverne. Sa construction a bénéficié à la fois des connaissances de l'entreprise et de celles récoltées dans la bibliographie. Nous avons choisi de concentrer notre maillage sur l'aspirateur, contenant ainsi  $1.5 \cdot 10^6$  mailles, l'extension contenant alors  $5.0 \cdot 10^5$  mailles. Le maillage dans une coupe de l'aspirateur est similaire à celui utilisé pour le diffuseur de Clausen *et al.* [27], représenté à la figure 7.6. La géométrie du diffuseur évolue d'une forme circulaire à une forme rectangulaire donc la répartition du maillage sur la périphérie de la section d'entrée est différente suivant que l'on se trouve sur le côté long ou court du rectangle.



FIGURE 7.6 – Maillage de la section d'entrée (circulaire) et de sortie (quasi-rectangulaire)

L'échelle entre les deux sections n'est pas respectée. Le diamètre de la section d'entrée est cependant visualisable en haut de la section de sortie par un trait horizontal.

Le maillage est trop lâche pour prétendre résoudre la couche limite à un tel nombre de Reynolds. Nous avons cependant conçu le maillage de façon à ce que la première maille à la paroi soit dans la zone d'utilisation du modèle de loi de paroi définie précédemment avec  $y^+ < 50$  pour toutes les cellules à la paroi. Il est nécessaire de préciser que le maillage est raffiné sur les parois de l'aspirateur, excepté sur les parois de la pile où se concentrent les plus grosses mailles. Le détail de la répartition du maillage est illustré à la figure 7.7 qui représente l'histogramme de

$y^+$ . Chaque courbe représente un point de fonctionnement donné dont les qualités des maillages sont similaires.

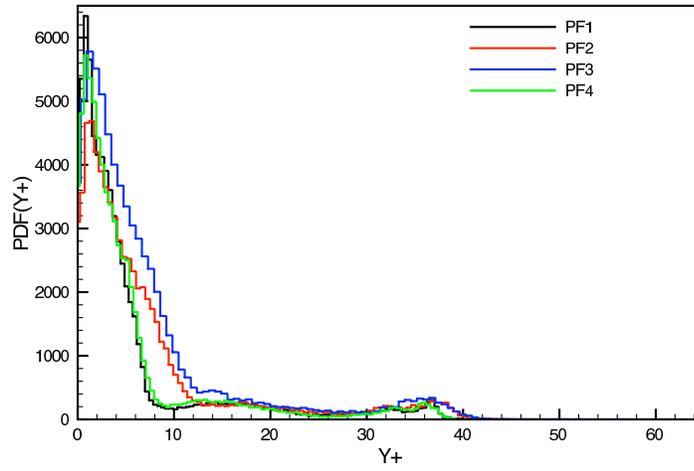


FIGURE 7.7 – histogramme de  $y^+$

## C Validation du calcul

### C.1 Outils utilisés pour la validation de la simulation

La validation de la simulation est effectuée à partir de deux types de comparaisons ; la comparaison de critères globaux tels que les coefficients de récupération de pression de l'aspirateur aux différents points de fonctionnement ou encore la répartition de débit dans les pertuis. Le deuxième type de comparaison consiste à comparer l'écoulement dans certains plans avec ceux mesurés expérimentalement. Les positions respectives de ces plans sont illustrées sur la figure 7.8. Les trois composantes de la vitesse moyenne  $y$  sont mesurées expérimentalement.

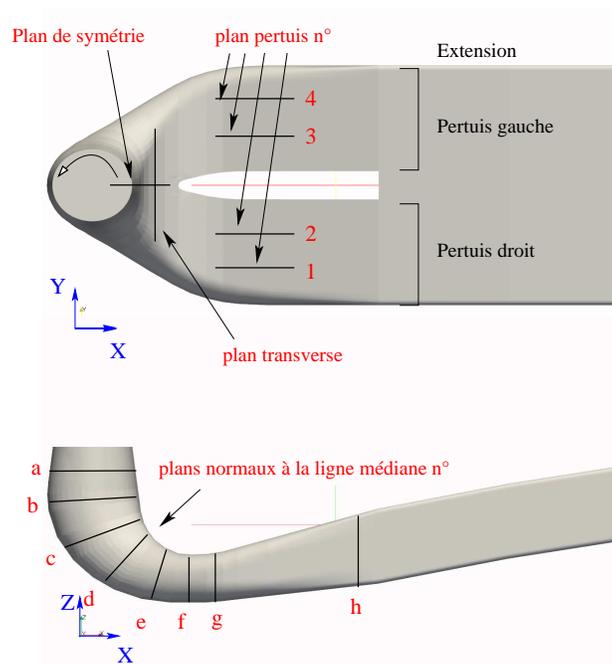


FIGURE 7.8 – Domaine de calcul et localisation des plans de mesures PIV pour les comparaisons expérimentales/numériques (haut), localisation des plans utilisés pour le "squelette" (bas)

Il est nécessaire de signaler aussi que les durées d'échantillonnage disponibles expérimentalement et par les calculs sont très différentes. Les comparaisons des signaux qu'ils soient temporels ou spectraux sont donc difficiles. La figure 7.9 illustre l'évolution temporelle de pression mesurée dans le cône de l'aspirateur pour les différents points de fonctionnement. En plus des fluctuations haute-fréquence de la pression, des phénomènes basse fréquence sont également observables. Les durées caractéristiques des simulations étant de l'ordre de quelques secondes, il n'est donc pas réaliste de faire des comparaisons calcul/expérience précises temporels ou de spectres des signaux dans l'aspirateur.

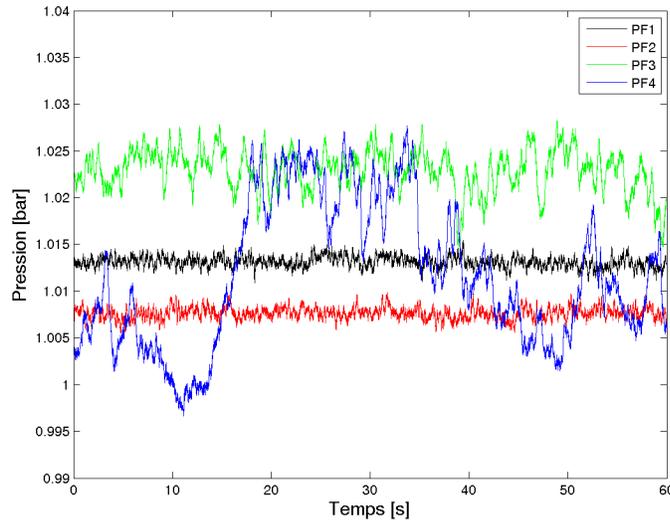


FIGURE 7.9 – Évolutions temporelles de la pression filtrée (passe-bas) dans le cône de l'aspirateur pour les différents points de fonctionnement issus des mesures expérimentales de Tridon *et al.*[128]

Notons aussi que l'évolution temporelle de pression, Cf. figure 7.9, pour les points de fonctionnement 1 et 2, en amont de l'accident, est régulière. Les fluctuations de pression augmentent sensiblement au point de fonctionnement 3. Le point 4 est le plus perturbé, illustrant le caractère instable de ce point de fonctionnement, dont le temps caractéristique des oscillations semble dépasser 20 secondes.

## C.2 Cohérence du champ d'entrée

La première vérification effectuée à partir du calcul est la cohérence des champs imposés numériquement dans la section d'entrée avec ceux issus des mesures expérimentales. Les mesures obtenues expérimentalement pour un rayon ont été interpolées sur l'ensemble de la section d'entrée. La figure 7.10 représente pour chaque point de fonctionnement le nombre de swirl en fonction du débit pour la section d'entrée (appelé axe 1 sur la figure 7.10) après l'interpolation. Un second plan de mesure (appelé axe 2) situé dans le cône à  $z = -0,63 R_{expe}$  sous la section d'entrée, est aussi représenté. Comme dans une centrale hydraulique la vitesse de rotation de la turbine reste constante, l'augmentation du débit entraîne une diminution du nombre de swirl, celui-ci étant défini par la relation 3.44. Les débits imposés sur la section d'entrée par le calcul correspondent bien à ceux des mesures expérimentales et restent, évidemment, constants dans le

diffuseur comme nous l'indique les données à l'axe 2. Le nombre de swirl calculé sur la section d'entrée est cependant légèrement inférieur au nombre de swirl expérimental.

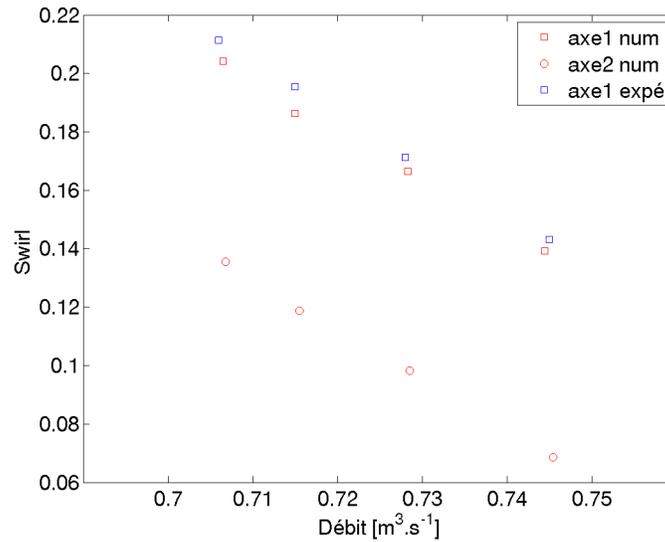


FIGURE 7.10 – Positionnement des points de fonctionnement sur un graphique débit/nombre de swirl. L'axe 1 correspond à la section d'entrée et l'axe 2 à un axe inférieur dans le cône

La différence entre le nombre de swirl expérimental et numérique s'explique principalement par les erreurs dues aux interpolations et visibles à la figure 7.11. Sur cette figure sont représentés pour chaque point de fonctionnement des symboles ( $V_{exp}$ ) représentant les vitesses moyennes débitante et tangentielle, correspondant aux mesures expérimentales, sans traitement. Les points représentés correspondent aux mesures expérimentales modifiées ( $V_{LES}$ ). Ils sont identiques aux courbes déjà vues à la figure 7.4. Les mesures obtenues sur un rayon sont interpolées sur toute la surface d'entrée et la seconde série de mesure proche paroi est ajoutée. Ce sont donc les profils que l'on utilise comme condition d'entrée du calcul. Enfin, les traits plein correspondent aux champs numériques ( $V_{num}$ ), après interpolation des profils sur le maillage.

Les erreurs d'interpolation sont visibles au centre de la section d'entrée où les gradients de vitesses tangentielles sont trop importants comparés au maillage utilisé.

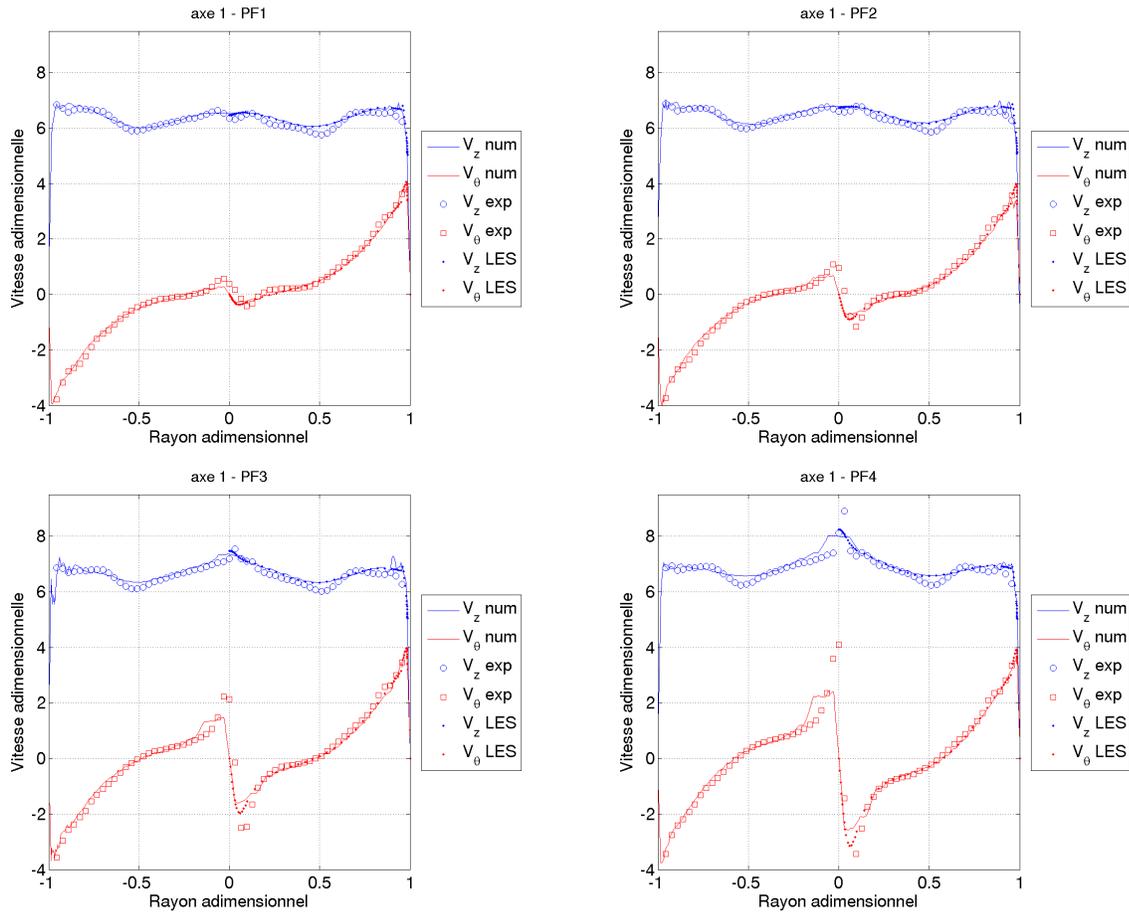


FIGURE 7.11 – Profils de vitesse moyenne axiale et tangentielle :  $(V_{\text{exp}})$  correspond aux mesures expérimentales,  $(V_{\text{LES}})$  correspond aux champs expérimentaux modifiés pour satisfaire l'axisymétrie dans la section d'entrée et  $(V_{\text{num}})$  aux champs numériques (après interpolations sur le maillage).

### C.3 Prédicativité des quantités globales de l'écoulement

#### C.3.1 Coefficient de récupération de l'aspirateur $\chi$

Le coefficient de récupération  $\chi$  de l'aspirateur a été défini à l'équation 2.8 et représente la quantité de pression "récupérée" par l'aspirateur. Il utilise la pression statique qui rappelons le n'est pas directement calculée lors de SGE en écoulements incompressibles. En effet, pour ces écoulements la pression issue du calcul est une pression modifiée qui peut être déterminée par la relation 3.13, rappelée ci-dessous.

$$\bar{P} = \bar{p} - \frac{1}{3} \rho \tau_{kk}^{sm}$$

Dans cette équation,  $\tau_{kk}^{sm}$  est la partie isotrope du tenseur des contraintes sous-maille, directement calculée par l'équation de transport supplémentaire pour l'énergie cinétique sous-maille. ce qui permet finalement de récupérer la pression réelle, à partir de la pression modifiée  $\bar{P}$  et de l'énergie cinétique sous-maille  $k_{sm}$  comme :

$$\bar{p} = \bar{P} + \frac{2}{3} \rho k_{sm} . \quad (7.1)$$

Expérimentalement, il n'est pas non plus possible de mesurer la répartition de la pression statique directement dans les sections d'entrée et de sortie. Nous utilisons donc à la fois numériquement et expérimentalement une discrétisation pariétale de la pression. Ainsi, les sections d'entrée et de sortie sont discrétisées par respectivement quatre et dix prises de pression statique situées en paroi.

La figure 7.12 illustre les variations temporelles du coefficient de récupération issues des simulations à partir des mêmes prises de pression que celles définies expérimentalement. Le coefficient de récupération moyen expérimental est aussi représenté. Bien que la convergence ne soit pas encore atteinte, les valeurs obtenues pour les différents points de fonctionnement correspondent aux mesures expérimentales.

Le tableau 7.2 récapitule dans la première colonne les mesures du coefficient de récupération obtenu expérimentalement pour chaque point de fonctionnement. La seconde colonne représente les coefficients de récupération calculés à partir de la moyenne des sondes placées en entrée et en sortie, à la manière du protocole expérimental.

Point de fonctionnement	$\chi_{\text{expé}}$	$\chi_{\text{num}}$
PF1	0.50	0.461
PF2	0.52	0.490
PF3	0.41	0.425
PF4	0.49	0.423

TABLE 7.2 – Tableau synthétisant les coefficients de récupération expérimentaux de Tridon *et al.* [128] et numérique pour les quatre points de fonctionnement

La figure 7.13 permet de visualiser les coefficients de récupération sur la colline de rendement de l'aspirateur obtenue expérimentalement. On distingue clairement la chute de rendement entre les points de fonctionnement 2 et 3, moins marquée cependant que les mesures expérimentales. Les simulations effectuées prédisent pour les points 1, 2 et 4 un rendement plus faible que celui mesuré

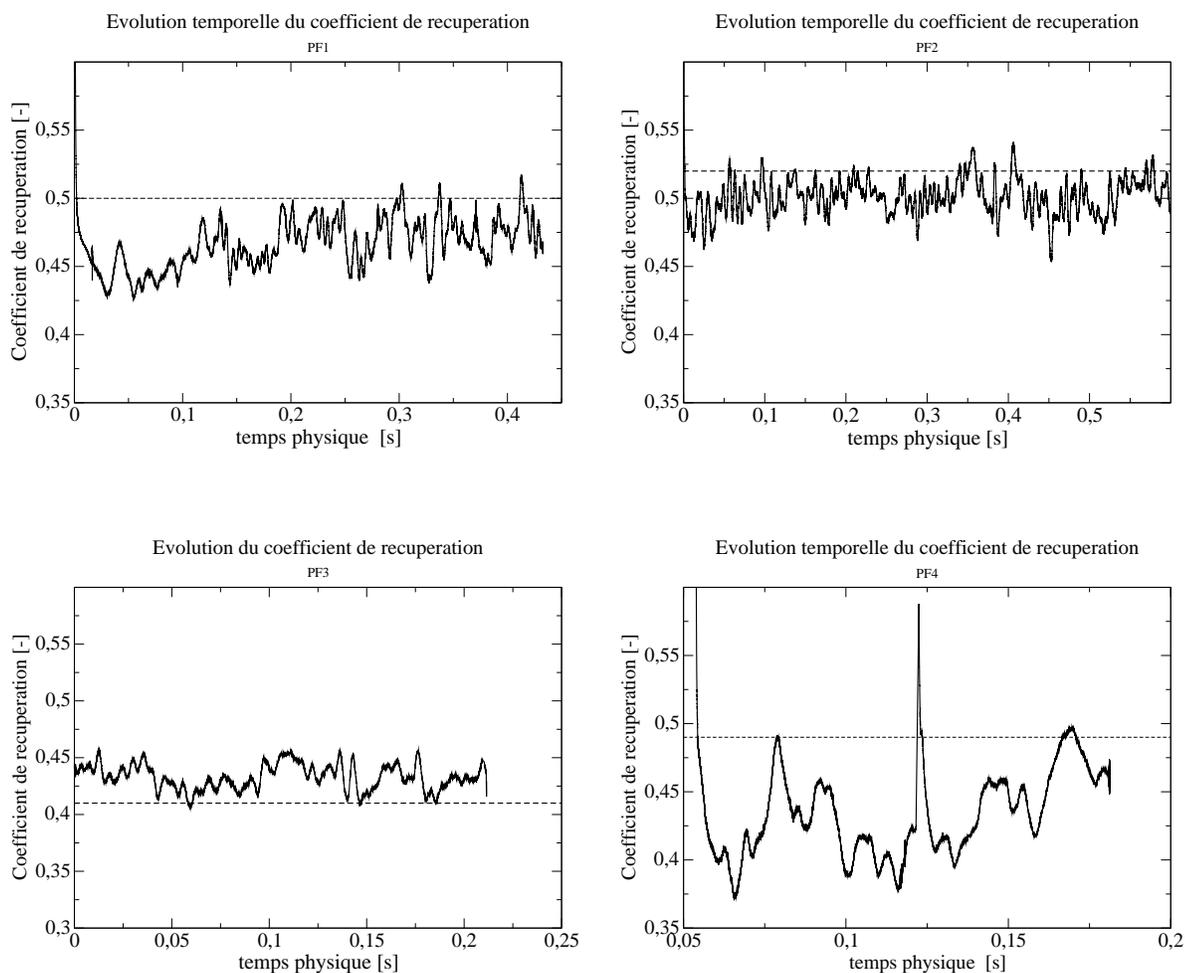


FIGURE 7.12 – Comparaisons des coefficients de récupération obtenus depuis les simulations (variations temporelles) et depuis les mesures expérimentales (moyenne) pour chaque point de fonctionnement. Le trait pointillé indique la valeur moyenne mesurée expérimentalement

expérimentalement. Nous verrons par la suite qu'il semblerait que les simulations prédisent un accident (une chute du coefficient de récupération) pour l'ensemble des points de fonctionnement simulés.

### C.3.2 Répartition du débit dans les pertuis

Une autre quantité globale disponible pour la validation est la répartition du débit dans chaque pertuis. Les résultats des simulations sont confrontés aux mesures expérimentales. L'ensemble est rapporté dans le tableau 7.3.

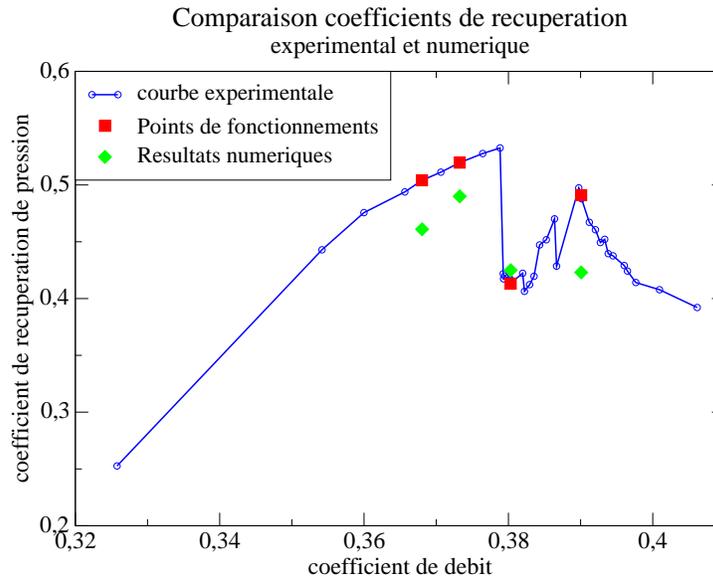


FIGURE 7.13 – Coefficients de récupération numériques et expérimentaux

point de fonctionnement	pertuis de gauche		pertuis droit	
	expé.	num.	expé.	num.
PF1	50	42	50	58
PF2	40	34	60	66
PF3	27	35	73	65
PF4	48	46	52	54

TABLE 7.3 – Tableau synthétisant la répartition des débits (en %) pour les différents points de fonctionnement

Une seconde manière d'illustrer cette répartition est la figure 7.14 qui représente de façon adimensionnée l'évolution du débit dans les pertuis pour chaque point de fonctionnement, caractérisé par son coefficient de débit défini par la l'équation 2.2.

La tendance expérimentale est retrouvée puisque d'une répartition assez équilibrée en PF1, nous retrouvons une situation stable en PF4 en passant par deux régimes de déséquilibre entre les points PF2 et PF3. Cependant, là encore, nous retrouvons une tendance de débits déséquilibrées pour tous les points de fonctionnement pour les simulations. Cela confirme que les simulations semble prédire une configuration "accidentée" pour l'ensemble des points de fonctionnement simulés.

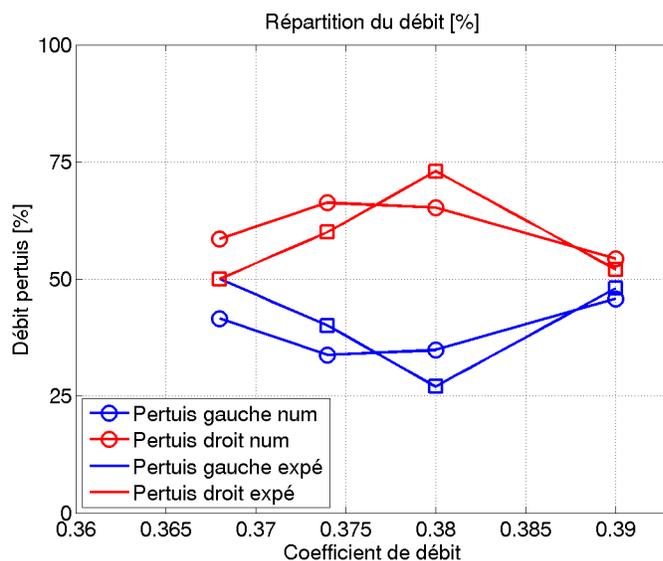


FIGURE 7.14 – Comparaisons de la répartition moyenne du débit dans les pertuis pour les différents points de fonctionnement

## C.4 Prédicativité des champs moyens

Au-delà des quantités globales, nous allons maintenant confronter nos résultats numériques à des mesures expérimentales locales du champ moyen. Nous allons d'abord considérer la prédiction de l'écoulement dans le plan de symétrie en amont de la pile (Cf. figure 7.8 pour le positionnement du plan). Nous verrons ensuite l'écoulement dans un plan transverse, toujours en amont de la pile. Enfin, les derniers plans, verticaux, sont situés dans les pertuis, seuls les composantes débitantes sont représentées.

### C.4.1 Écoulement dans le coude

La figure 7.15 représente le plan de symétrie de l'aspirateur depuis l'entrée jusqu'à la pile, pour PF4. L'image de gauche indique par un trait continu noir la fenêtre de mesure expérimentale. On comprend alors le caractère limitant des mesures expérimentales. Les mesures PIV-2D3C permettent d'obtenir les trois composantes de la vitesse moyenne dans un plan. Sur la figure 7.15 de gauche, la norme de la vitesse est représentée. La première observation permet de voir que la topologie de l'écoulement est bien respectée. La pointe du tourbillon contra-rotatif dont nous avons vu l'existence dès les profils imposés en entrée, figure 7.4 et figure 7.5, est visible aussi bien dans les mesures que dans les simulations à la figure 7.15 de gauche. La zone d'accélération du fluide à l'extérieur de la courbure est aussi présente dans chaque plan mais surestimée dans le

cas des simulations. Les zones de faibles vitesses en amont de la pile sont aussi retrouvées par le calcul.

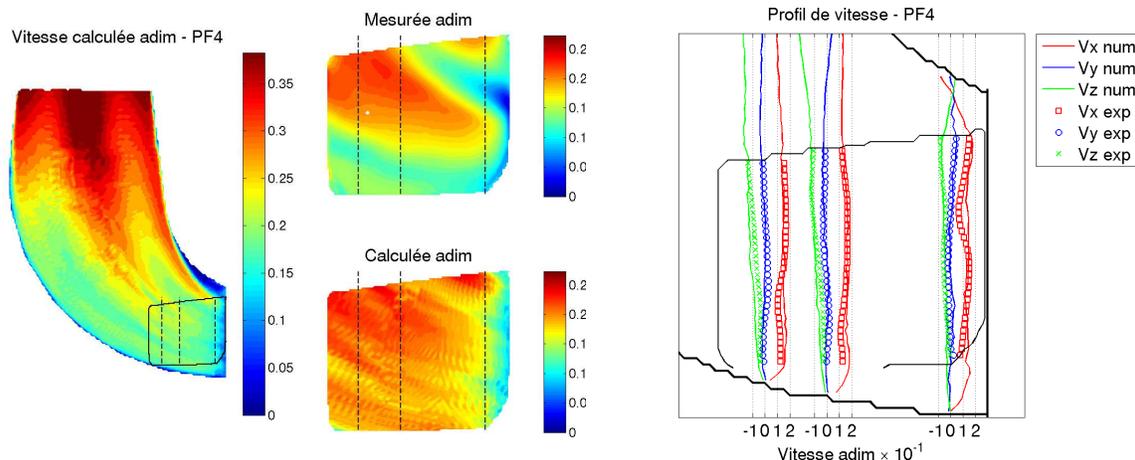


FIGURE 7.15 – Comparaisons du champ de vitesse moyenne de PF4 dans le plan de symétrie de l'aspirateur, simulations/mesures

La figure 7.15 de droite représente les trois composantes de la vitesse moyenne (moyennée en temps) le long de trois sections représentées sur la partie droite de la figure. Les traits continus indiquent les résultats des simulations et les symboles décrivent les mesures. D'un point de vue général, on montre que la convergence est bien plus établie sur les deux premiers profils, alors que le plus proche de la pile semble encore perturbé. Ceci indique la présence de fortes instabilités près de la pile qui ralentissent la convergence des statistiques à cet endroit. Les sur-vitesses visibles à la figure 7.15 de droite dans la partie extérieure du coude se retrouvent en fait uniquement sur la composante débitante  $V_x$ . Nous trouvons aussi le décollement à l'intérieur du coude, dans une zone non mesurée expérimentalement ( $V_x < 0$ ). Notons que ce décollement se retrouve pour les quatre points de fonctionnement simulés. Cette tendance ne semble pas être le cas expérimentalement et cette surestimation du décollement pourrait expliquer que la simulation numérique prédit une chute du coefficient de récupération pour les quatre points de fonctionnement.

#### C.4.2 Écoulement à proximité de la pile

Le second plan de validation est aussi localisé en amont de la pile mais orthogonal à l'écoulement. La position du plan est visible à la figure 7.8. Ce plan permet de voir la répartition de l'écoulement dans les deux pertuis en amont de la pile.

La figure 7.16 de gauche représente la norme de la vitesse moyenne dans un plan normal à l'écoulement en amont de la pile. Pour PF4, l'image du haut indique le résultat de la simulation et celles du bas indique à la fois les mesures expérimentales et les résultats de la simulation dans la zone de mesure. De nouveau, la surface représentée par un trait continu noir représente la fenêtre de mesures expérimentales et les pointillés représentent les sections où nous avons comparé les profils expérimentaux et les résultats des simulations. Ces comparaisons sont représentées à la figure 7.16 de droite.

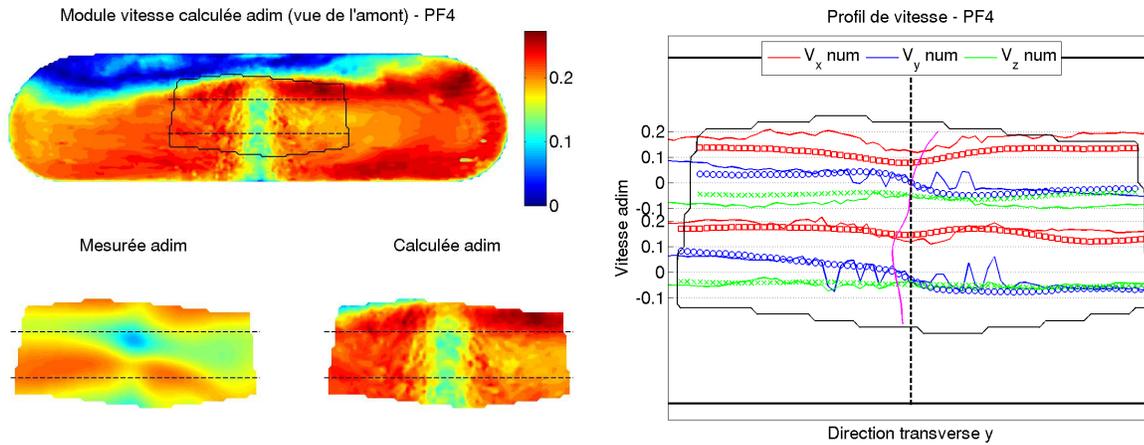


FIGURE 7.16 – Comparaisons du champ de vitesse moyenne de PF4 dans le plan transverse en amont de la pile de l'aspirateur, simulations/mesures

Sur les profils de vitesses, figure 7.16 de droite, le trait pointillé vertical représente le plan de symétrie de l'aspirateur et les traits pleins horizontaux indiquent les frontières de l'aspirateur (plafond et sol). La ligne en magenta représentée sur le graphique correspond aux contours expérimentaux de la vitesse transverse  $V_y = 0$ .

La convergence dans les zones très instationnaires n'est pas réellement atteinte, zones proches de la pile et dans la partie supérieure. Sur cette coupe, les profils les plus hauts sont les moins convergés. Par contre les deux premiers profils dans la direction  $z$  sont satisfaisants.

Les différences visibles sur le module de la vitesse à la figure 7.16 de gauche viennent principalement de la composante débitante qui est surestimée par les simulations. Cette erreur est une conséquence de la surestimation du décollement qui, par conservation du débit, entraîne une augmentation de la composante débitante de la vitesse, sous cette recirculation.

### C.4.3 Écoulement dans les pertuis de sortie

La troisième série de plans est localisée dans les pertuis. La répartition des plans de validation est illustrée à la figure 7.8. Ainsi, pour le point de fonctionnement PF4, chaque pertuis est décomposé en deux plans verticaux, les plans 1 et 2 pour le pertuis droit, figure 7.17 et 3 et 4 pour le pertuis gauche, figure 7.18. Ces plans permettent de visualiser la répartition à la fois verticale et transverse de l'écoulement dans les pertuis. Les figures de gauche représentent les champs moyens numériques et expérimentaux de la vitesse débitante ( $V_x$ ). La zone de mesures expérimentales est toujours représentée en trait plein noir sur les figures de gauche. Les figures de droite représentent les profils de vitesse débitante ( $V_x$ ) le long de trois sections.

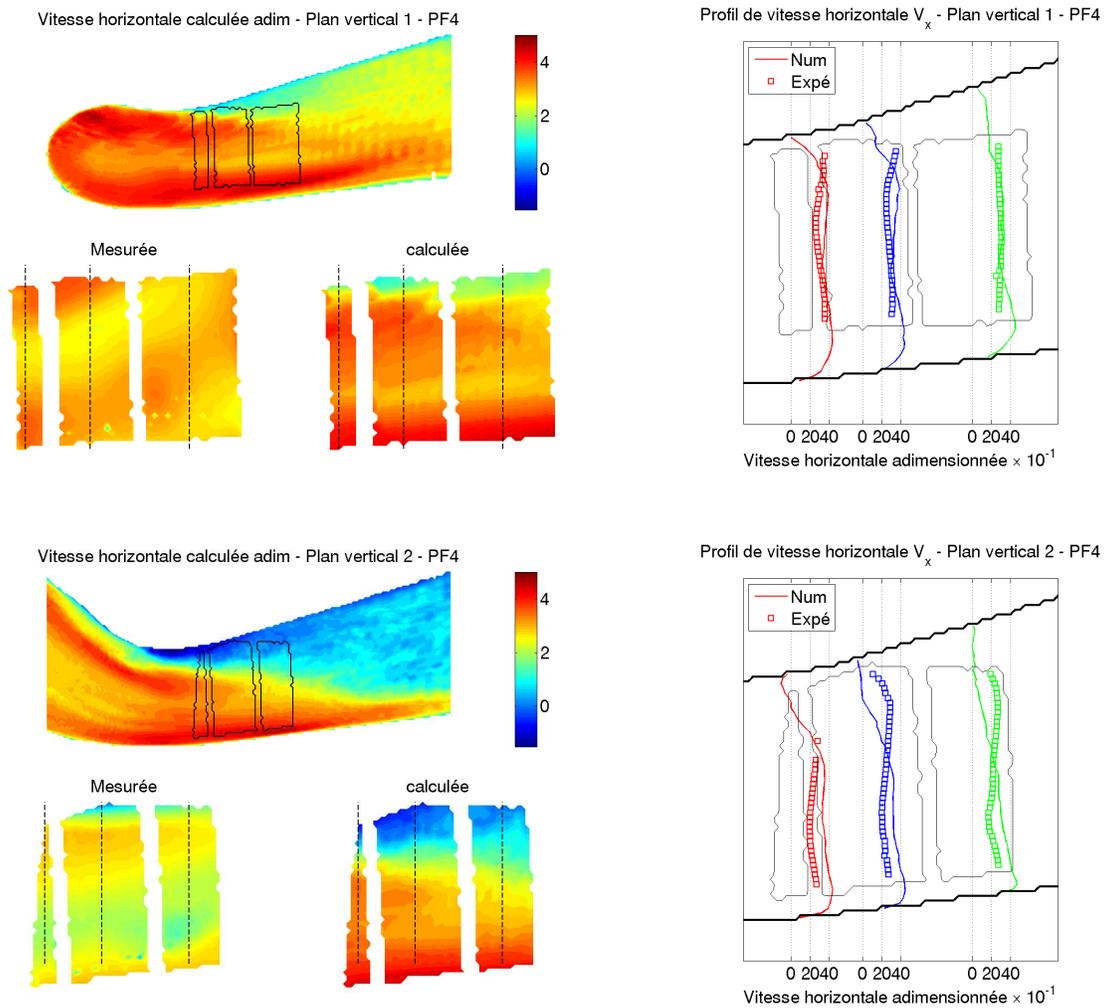


FIGURE 7.17 – Comparaisons du champ de vitesse moyenne débitante au point PF4 dans les plans verticaux du pertuis de droite, simulations/mesures

Les faibles vitesses mesurées sur le plafond des pertuis sont reproduites par la simulation. Celle-ci a tendance à sous-estimer les valeurs de la vitesse débitante au plafond, sur-estimant

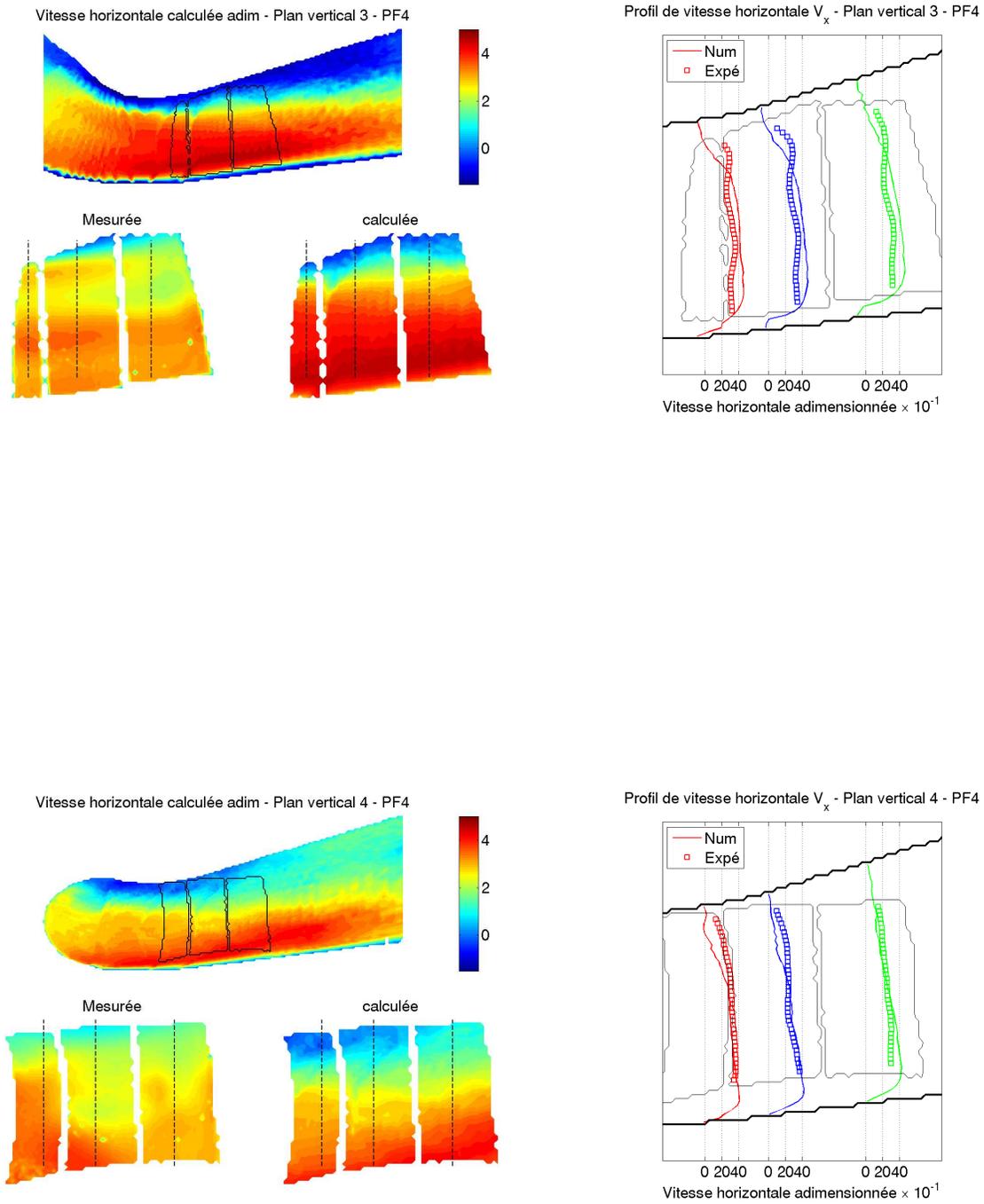


FIGURE 7.18 – Comparaisons du champ de vitesse moyenne débitante au point PF4 dans les plans verticaux du puits de gauche, simulations/mesures

ainsi les vitesses dans le reste du pertuis par conservation du débit. Les plans 2 et 3, de part et d'autre de la pile, sont les plus décollés à la fois numériquement et expérimentalement.

A ce stade, et compte tenu des différentes comparaisons effectuées ci-dessus, nous pouvons prétendre que la méthodologie utilisée pour les simulations est correcte et apporte des résultats cohérents avec les mesures expérimentales. La partie suivante s'attache à expliquer la topologie et la physique de l'écoulement, en particulier le phénomène de chute de rendement.

## D Interprétation des résultats

Avant d'interpréter les résultats pour expliquer l'accident caractérisé, rappelons-le, par une chute brutale du coefficient de récupération, nous allons dans un premier temps décrire l'écoulement dans son ensemble. Nous allons d'abord mettre en évidence la présence de fort gradient de pression, dans plusieurs directions, susceptible de déstabiliser la couche limite. Nous allons ainsi illustrer la présence d'un écoulement secondaire, directement lié aux gradients de pression.

### D.1 Vue globale de l'écoulement

La présence du coude soumet le fluide à des forces centrifuges entraînant un écoulement secondaire ayant la forme d'une paire de cellule contra-rotative. Ces cellules sont, dans le cas d'un écoulement sans swirl, symétrique par rapport au plan de courbure de la conduite, *i.e.* : dans un plan perpendiculaire aux lignes de courant. Le schéma 7.19 illustre dans le cas général d'une conduite coudée avec dans le plan de sortie et dans un plan du coude les lignes de courant montrant les deux cellules contra-rotatives.

L'écoulement secondaire apparaît en réponse aux forces centrifuges et déstabilise la couche limite se trouvant à l'intérieur de la courbure,  $P_1$  sur le schéma 7.19. On peut montrer en considérant les équations d'Euler que ce gradient de pression est de la forme :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} = \frac{U^2}{R_c}, \quad (7.2)$$

où  $R_c$  est le rayon de courbure,  $U$  la vitesse débitante et  $n$  la direction normale à la paroi passant par le centre de courbure. Ainsi, le gradient est d'autant plus grand que la vitesse débitante est élevée ou que le rayon de courbure est petit. Il est donc plus important en  $P_1$  qu'en  $P_2$ .

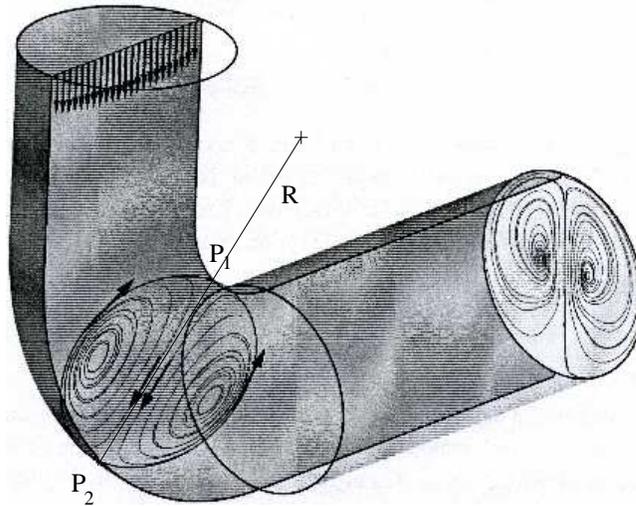


FIGURE 7.19 – Schéma de l'écoulement secondaire dans une conduite coudée à  $90^\circ$  [97]

Un tel écoulement secondaire existe dans l'aspirateur. La différence majeure est la présence d'un swirl absent dans le schéma 7.19 précédent. Ce swirl décale la force centrifuge dans le sens de la rotation de la roue. Le point  $P_1$  sur le schéma 7.19, situé dans le plan de symétrie de l'aspirateur, restera dans le plan où sont tracés les lignes de courant sur la figure 7.19 mais sera décalé dans le sens de rotation de la roue par rapport à  $P_1$ .

Comme sur la figure 7.19, ces deux cellules restent visibles jusque la fin de l'aspirateur. Ainsi, la figure 7.20 illustre la vorticité moyenne normale aux coupes du squelette (Cf. figure 7.8 pour la localisation des plans de coupes). Les plans sont disposés de façon à suivre l'écoulement dans l'aspirateur. Le pertuis droit a une vorticité principalement négative, l'écoulement tournant alors dans le même sens que la roue. A l'inverse, le pertuis gauche à une composante positive, illustrant une rotation en sens inverse de celui de la roue.

En plus du gradient de pression radial dont nous venons de montrer l'existence, la forme même de l'aspirateur, celle d'un diffuseur, crée un gradient longitudinal adverse de pression dès le cône. Comme nous l'avons vu, ce gradient adverse peut entraîner un décollement de la couche limite. Dans le cas d'un écoulement sans perte de charge, ce gradient de pression évolue le long de l'aspirateur selon la loi de Bernouilli donc de façon proportionnelle à la loi de section (illustrée à la figure 7.1). Les frottements, la pile et la présence éventuelle d'un décollement modifieraient l'évolution du gradient longitudinal de pression. Nottons que la présence d'une rotation de l'écoulement à l'entrée de l'aspirateur permet de retarder le décollement [27]. Il apparaît alors, pour des angles d'ouverture de diffuseur sensiblement plus importants [39].

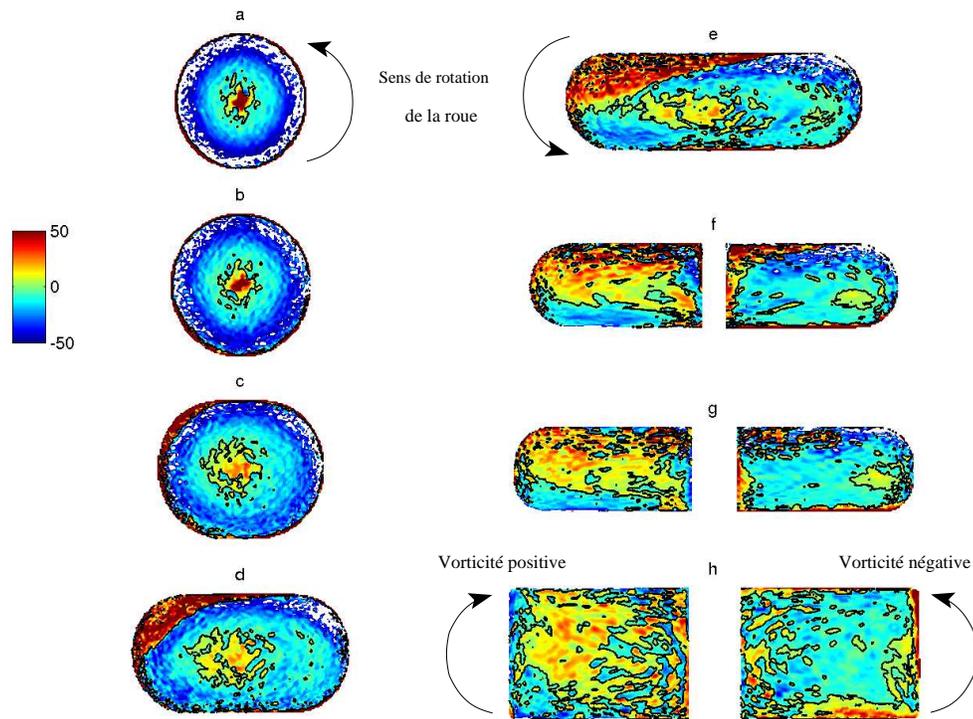


FIGURE 7.20 – Vorticité moyenne normale aux plans du squelette représentés à la figure 7.8 pour PF3

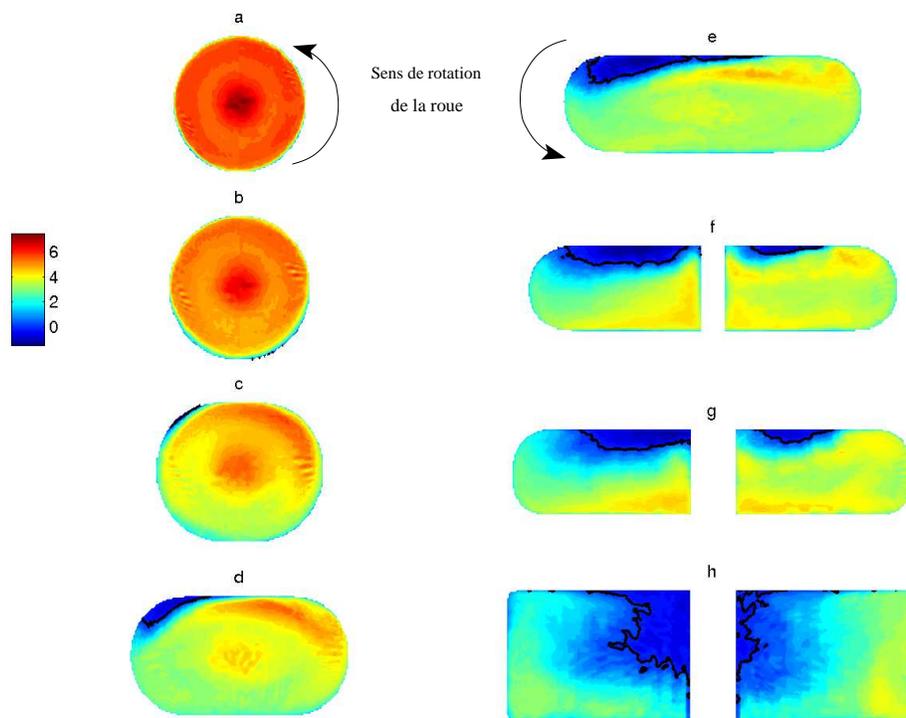


FIGURE 7.21 – Vitesse moyenne normale aux plans du squelette représentés à la figure 7.8 pour PF3

La figure 7.21 illustre le champ de vitesse normal moyen aux plans de coupe du squelette. En trait noir, l'iso-contour  $U = 0$  au-delà duquel la vitesse est négative correspondant alors à une région de décollement. Ainsi, dès le début du coude, une zone de décollement est visible. Ce décollement est localisé à l'intérieur du coude, zone où nous savons que le gradient radial de pression est le plus important. Le sens de rotation de la turbine explique la position du point de décollement, décalé vers la gauche par rapport au plan de symétrie de l'aspirateur. Ce décollement se propage ensuite sur le plafond de l'aspirateur, préférentiellement dans le pertuis gauche.

## D.2 Origine du décollement et conséquence sur le débit dans les pertuis

Nous avons observé à la figure 7.21 la présence d'un décollement dans le pertuis gauche. Afin de comprendre l'origine de ce décollement, nous représentons à la figure 7.22 l'évolution du gradient de pression le long de deux lignes de courant (représentées figure 7.23). Celles-ci ont été choisies l'une à l'extérieur de la courbure dans le pertuis droit et l'autre à l'intérieur de la courbure dans le pertuis gauche. Ces choix ne sont pas anodins puisque nous avons vu lors de la comparaison des paramètres globaux que l'aspirateur débitait plus du côté droit que du côté gauche. Le gradient de pression ainsi représenté contient à la fois le gradient de pression longitudinal et radial.

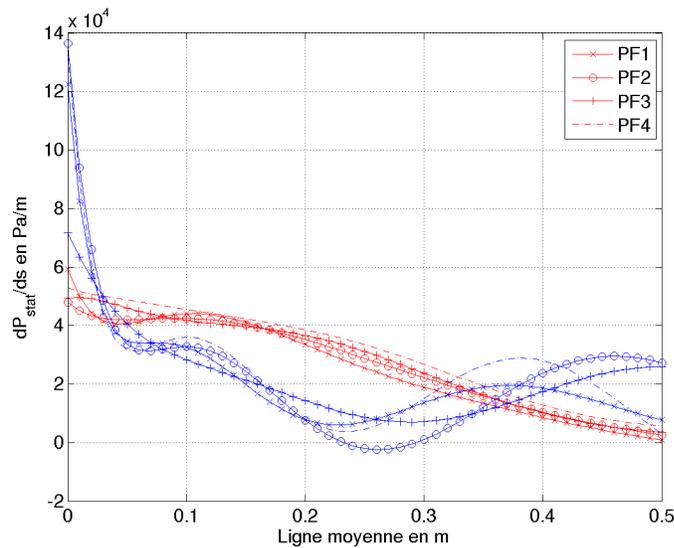


FIGURE 7.22 – Gradient de pression longitudinal le long de deux lignes de courant représentées figure 7.23, en bleu le pertuis gauche et en rouge le pertuis droit

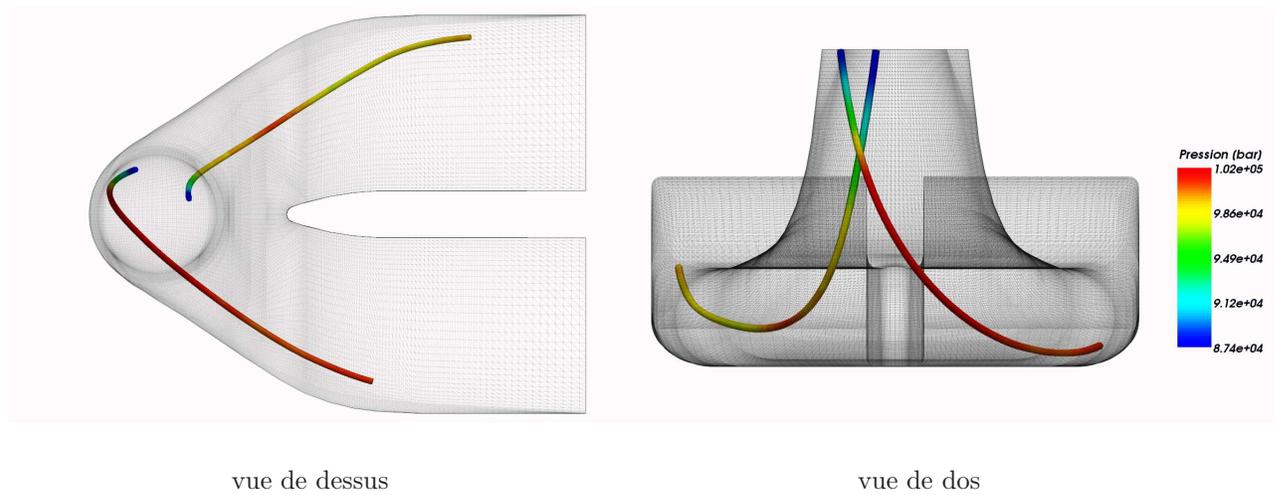


FIGURE 7.23 – Emplacement des deux lignes de courant utilisées à la figure 7.22, colorées par la pression statique

La figure 7.22 montre que le gradient de pression est, pour chaque point de fonctionnement, plus important au niveau du pertuis gauche, entraînant un décollement devant ce pertuis.

L'influence de ce décollement sur la répartition de débit est illustré à la figure 7.24 où quatre coupes horizontales de l'aspirateur à PF3 sont représentées vue de dessus. Dans chacun de ces plans, de hauteur différente, sont représentés les vecteurs de vitesse moyenne colorés par la norme de la vitesse.

L'influence de la zone de recirculation est visible à la fois par l'absence de vecteur vitesse dans le pertuis gauche et à la fois par l'augmentation de la norme de la vitesse dans le pertuis droit. On observe aussi que dans les plans les plus profonds (les deux images du haut), le débit semble équilibré.

### D.3 Conséquence du décollement sur la récupération de pression

Afin de comprendre l'influence du décollement sur le coefficient de récupération de l'aspirateur, rappelons le rôle d'un aspirateur. Il transforme la pression dynamique en pression statique en réduisant par sa géométrie la vitesse de l'écoulement. La pression statique de sortie est constante. Pour illustrer le fonctionnement de l'aspirateur, l'évolution des pressions statique et dynamique sont représentées à la figure 7.25.

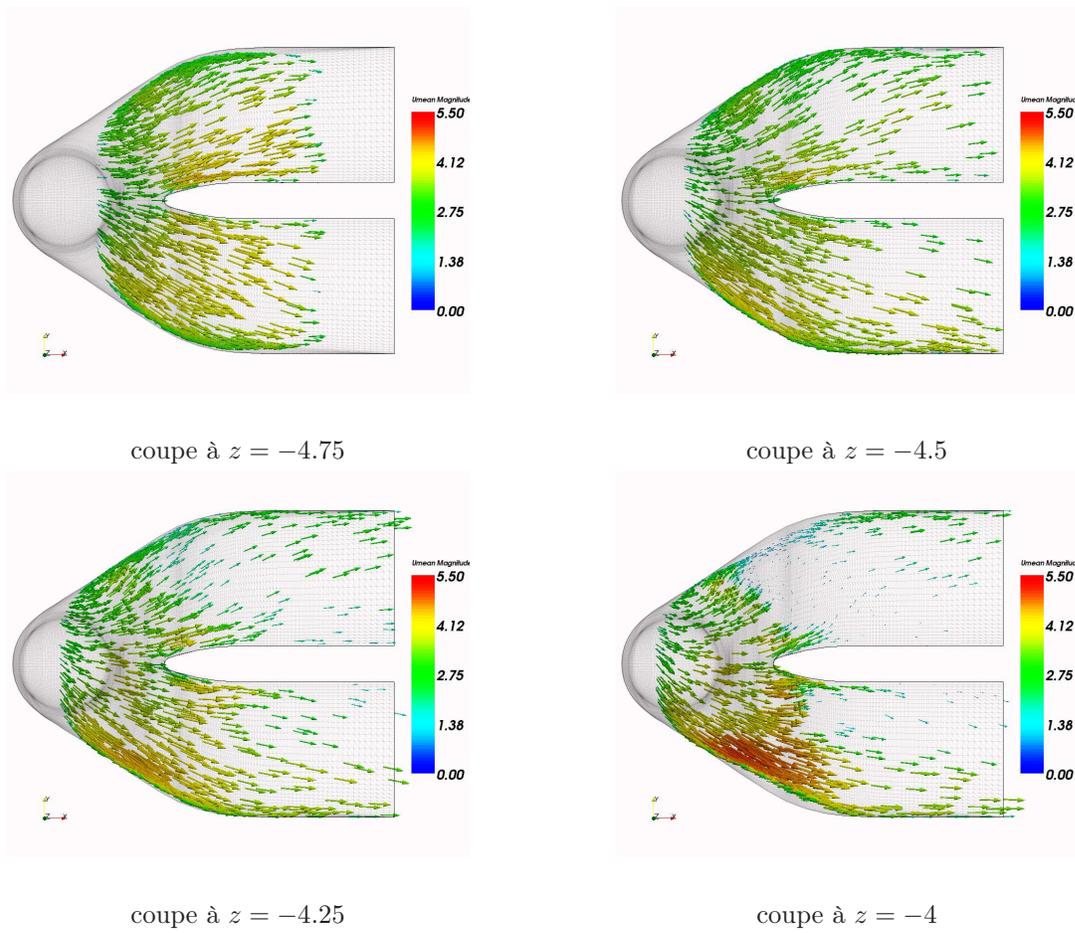


FIGURE 7.24 – Vecteurs vitesses dans quatre plans horizontaux vu de dessus pour PF3 et colorés par la norme de la vitesse

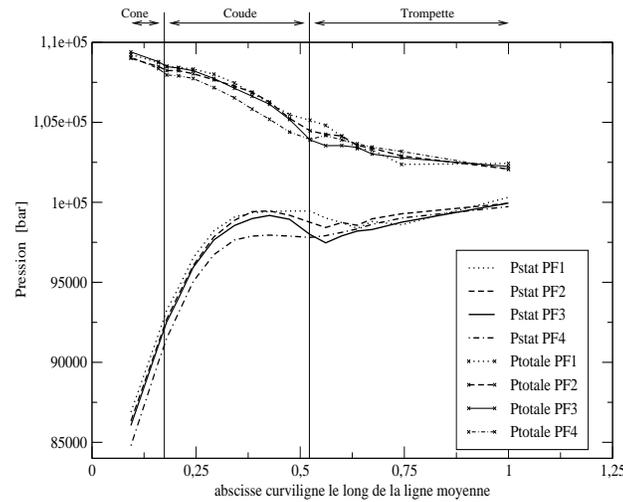


FIGURE 7.25 – Évolution des pressions statique et totale le long du squelette pour chaque point de fonctionnement

Les pressions sont intégrées dans des coupes successives le long de l'aspirateur, localisables à la figure 7.8. La figure 7.26 représente aussi l'évolution de la pression statique mais le long des deux lignes de courant représentées à la figure 7.23.

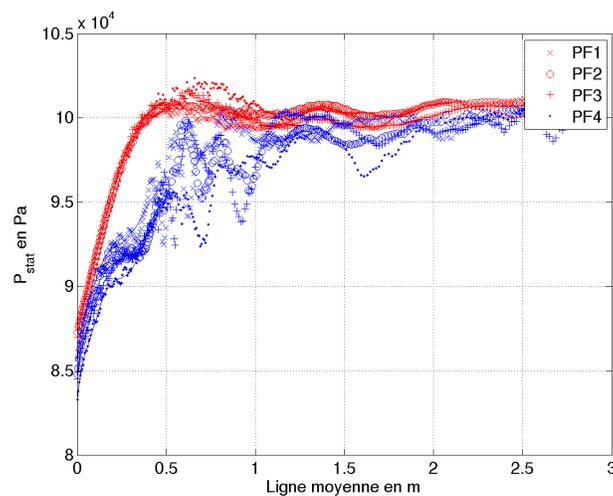


FIGURE 7.26 – Évolution des pressions statique le long de deux lignes de courant représentées figure 7.23, en bleu le pertuis gauche et en rouge le pertuis droit

Quelque soit le point de fonctionnement, la majorité de la récupération de la pression se fait dans le cône de l'aspirateur et dans la première partie du coude. Quantitativement, le calcul montre que la pression à la sortie du cône est très similaire à celle de sortie de l'aspirateur. Une conséquence directe de cette observation est l'importance du gradient longitudinal adverse de pression dans le cône et le début du coude. Peu de différences sont notables entre les points de

fonctionnement. On note cependant à la figure 7.26 une chute de la pression statique pour PF3, commençant dans la seconde partie du coude et s'achevant au début de la trompette.

Afin d'isoler l'évolution de la pression statique dans le pertuis droit et dans le pertuis gauche, nous avons utilisé les deux lignes de courant précédemment définie sur lesquelles nous avons tracé la pression statique. Ainsi, l'évolution est très différente pour les deux pertuis. L'évolution dans le pertuis droit est normale : la pression statique augmente régulièrement et donc l'aspirateur joue correctement son rôle. La majorité de la récupération de pression s'effectue dans le cône et le coude de l'aspirateur. Dans le pertuis gauche, l'évolution est plus perturbée, signe d'un dysfonctionnement de l'aspirateur. Ce dysfonctionnement est une conséquence du décollement, localisé rappelons-le dans le pertuis gauche. La bulle de recirculation obstruant l'écoulement, la section effective de passage du fluide est diminuée et l'écoulement est alors accéléré, augmentant du fait la pression dynamique. On notera aussi que la pression statique au milieu du pertuis gauche sur la ligne de courant n'est toujours pas égale à la pression de sortie.

## ***E Conclusions et Perspectives***

### **E.1 Prédicativité des simulations**

Les simulations réalisées reproduisent le phénomène recherché de chute de rendement. Les calculs des coefficients de récupération (Cf. figure 7.12) et de répartition du débit dans les pertuis (Cf. figure 7.14) vont dans ce sens. Il faut cependant préciser que le phénomène, bien que retrouvé numériquement est atténué, les coefficients de récupération sont plus faibles que ceux trouvés expérimentalement. De la même façon, le déséquilibre entre les débits des pertuis droit et gauche est toujours marqué. Ces remarques nous laissent penser que nous calculons des points de fonctionnement dont les caractéristiques ressemblent à ceux d'un point accidenté.

La topologie de l'écoulement et en particulier les répartitions de pression entraîne une large zone de décollement principalement dans le pertuis de gauche (Cf. figures 7.15, 7.16, 7.21). L'analyse des gradients de pression sur deux lignes de courant ont mis en évidence l'importance des gradients longitudinaux de pression trop élevés pour conserver une couche limite attachée. Bien que présente sur chaque point de fonctionnement simulé, les mesures expérimentales retrouvent cette poche de décollement de façon marqué uniquement au point de fonctionnement de l'acci-

dent. Ceci confirme à la fois que les simulations se rapprochent toutes du cas accidenté et que ce décollement crée la chute de rendement.

La poche de décollement diminue la section en amont du pertuis gauche augmentant ainsi localement à la fois les vitesses et la pression dynamique dans cette zone. Le rôle de l'aspirateur étant de transformer la pression dynamique en pression statique, la bulle de recirculation nuit au bon fonctionnement de l'aspirateur, ce qui nous avons montré à la figure 7.26.

## **E.2 Correction envisageable de l'accident**

Le lien entre les décollements pariétaux et la chute de rendement a été établi permettant de proposer une modification de la géométrie. Ainsi, une augmentation de la vitesse de l'écoulement, par le biais de la loi de section de l'aspirateur, permettrait d'éviter le décollement et donc l'accident. La contre-partie de cette modification est une baisse du coefficient de récupération de l'aspirateur puisque l'accélération proposée augmentera la pression dynamique, contrairement au rôle de l'aspirateur.



# Chapitre 8

## Conclusion générale

Cette étude de l'écoulement turbulent dans une géométrie d'aspirateur de centrale hydraulique a permis d'effectuer une approche globale de la simulation d'une géométrie complexe en simulation des grandes échelles. En effet, nous nous sommes efforcés de traiter le problème dans son ensemble. Notre démarche peut être décomposée en deux étapes successives : la mise en place de conditions aux limites adaptées à la problématique et nécessaires à la simulation, et dans un deuxième temps la simulation de l'aspirateur proprement dite.

### *A Principaux résultats*

#### **A.1 Mise en place de conditions aux limites adaptées**

Dans toute simulation numérique, un niveau de modélisation doit être défini. Il doit être adapté au réalisme souhaité des simulations et donc des résultats. La littérature existante sur ce type de géométrie a mises en évidence la présence de phénomènes instationnaires. La chute de rendement observée expérimentalement sur le modèle laissait envisager un rôle important de structures turbulentes de l'écoulement. La simulation des grandes échelles est connue comme une alternative aux modèles classiques moyennés, intéressante dans le cas d'écoulements fortement instationnaires. Cette méthode devient envisageable avec les moyens de calcul actuels. Notre choix s'est donc tourné vers ce type de méthode. L'ensemble des paramètres de la simulation est lié à ce choix. Le niveau de modélisation des conditions aux limites en fait partie.

Nous savons que le maillage dans la région de proche paroi est le critère limitant majeur à l'utilisation de la simulation des grandes échelles avec des configurations industrielles. Une alternative pour réduire le maillage global, et donc le coût d'une telle simulation, est de modéliser la dynamique pariétale à partir de quantités calculées loin de la paroi. Dans le cas d'un aspirateur de centrale hydraulique, la dynamique pariétale est créée à la fois par le frottement, inhérent à la présence d'une paroi, et les gradients longitudinaux de pression. Ceux-ci sont présents dans la plupart des géométries industrielles mais plus particulièrement dans un aspirateur. En effet, cette géométrie est un diffuseur, coudé, ce qui introduit deux sources de gradient de pression. Il n'existe pas dans la littérature de loi de paroi modélisant à la fois le frottement pariétal et les gradients de pression longitudinaux suffisamment loin de la paroi. Nous avons dans le cadre de cette thèse proposé un modèle algébrique de loi de paroi. Ce modèle a été validé à la fois *a priori* et *a posteriori* sur des géométries nécessairement simples, présentant les phénomènes physiques que nous souhaitions modéliser. Les résultats obtenus sont comparés à ceux issus de calculs en simulation numérique directe et simulation des grandes échelles. Les résultats sont particulièrement encourageants puisqu'ils permettent d'augmenter la taille de la première maille d'un ordre 100 par rapport à un cas sans modèle de paroi.

Le comportement de l'écoulement dans une géométrie est fortement influencé par le champ moyen imposé en condition d'entrée ; que ce soit avec les champs de vitesse, le champ turbulent ou encore celui de la dissipation. En simulation des grandes échelles, la prescription d'un champ moyen correct n'est pas suffisant. L'utilisation de cette méthode nécessite de fournir en entrée du domaine des fluctuations pour éviter une zone de transition artificielle en aval de la section d'entrée. Ces fluctuations permettent ainsi d'imposer un champ instationnaire et certaines statistiques d'ordre supérieur. Nous avons choisi deux approches différentes pour générer une condition d'entrée turbulente.

- La première méthode utilise un calcul précurseur dans lequel certains paramètres globaux sont imposés par l'ajout de termes de forçage. Cette méthode permet d'obtenir un champ pleinement turbulent avec un sur-coût dû à la géométrie du calcul précurseur. Nous avons utilisé ce modèle sur un cas simple de diffuseur conique en imposant le débit et un critère caractérisant la rotation du fluide. Le champ d'entrée vérifiant pleinement les équations de Navier-Stokes, l'écoulement présentait une turbulence pleinement développée. Cette méthode ne permettait pas cependant de faire varier les profils d'entrée.

- La seconde méthode permet d’obtenir une condition d’entrée plus physique et plus réelle. Basée sur la décomposition de Reynolds, elle impose explicitement le champ de vitesse moyenne. L’ajout de fluctuations permet d’imposer indirectement l’énergie cinétique dans la section d’entrée. Ce champ d’entrée synthétique ne vérifie cependant pas strictement les équations de Navier-Stokes, donc un temps de transition est nécessaire en aval de la section d’entrée. Des fluctuations issues d’un calcul annexe, donc plus physique, ont permis de diminuer ce temps de transition sur le cas d’un diffuseur axisymétrique par rapport à un simple bruit blanc. Ce dernier engendre par contre un sur-coût nécessaire au calcul de la géométrie précurseur.

## A.2 Simulation de l’aspirateur

Un aspirateur de centrale hydraulique est un composant essentiel. Il permet de récupérer une partie de l’énergie résiduelle avec sa forme de divergent. Son rôle est d’autant plus grand que la chute de la centrale est petite.

Les conditions aux limites adaptées étant validées sur des cas tests, nous les avons utilisées pour la simulation de l’aspirateur. Quatre points de fonctionnement près du point du meilleur rendement ont été simulés. Ils se différencient par leurs champs de vitesses moyennes et leurs profils d’énergie cinétique relevés expérimentalement par S. Tridon.

Les simulations utilisent directement les profils moyens expérimentaux, permettant d’avoir des conditions d’entrée physiques. Afin de valider les simulations réalisées, nous avons comparé un certain nombre de grandeurs caractéristiques obtenues avec les simulations et celles issues des mesures expérimentales disponibles. Ainsi, des grandeurs globales comme le coefficient de récupération de pression ou encore la répartition des débits dans les pertuis donnent des résultats satisfaisants. Certaines composantes de la vitesse moyenne ont été comparées avec les mesures expérimentales disponibles donnant des résultats corrects, avec cependant une tendance à surestimer les poches de décollement dans les pertuis. Une analyse sur les lignes de courant a permis d’expliquer la physique de création des décollements de la couche limite dans le cas de l’aspirateur. En particulier, la présence des gradients de pression longitudinaux couplée avec la forme coudée du diffuseur créent des conditions fortement défavorables pour la stabilité de la couche limite.

Le lien entre les décollements pariétaux et la chute de rendement a été établi permettant de proposer une modification de la géométrie par le biais de sa loi de section pour éviter l'accident. La contre-partie de cette modification étant une baisse du coefficient de récupération de l'aspirateur. Notons toutefois que la nouvelle géométrie n'a pas été simulée numériquement.

## ***B Perspectives***

### **B.1 Amélioration possible sur le modèle de loi de paroi proposé**

Le modèle proposé permet de modéliser la dynamique pariétale par un frottement moyen. Seulement, dans une perspective de généralisation du modèle, il est envisageable d'augmenter le nombre d'information de ce dernier. Il serait en particulier souhaitable de satisfaire à la fois les profils de vitesses moyennes mais aussi les statistiques d'ordre deux.

La méthode pourrait être similaire à celle de la création de fluctuations pour la condition d'entrée, puisqu'à partir d'un signal moyenné, nous avons vu qu'il était possible de générer un signal instationnaire vérifiant un certain nombre de critères. Ces critères peuvent être au minimum l'énergie cinétique pariétale, ou alors tout ou partie du tenseur de Reynolds. Cette problématique est largement d'actualité dans les méthodes dites *RANS/SGE* qui consistent à coupler une simulation moyennée à une simulation instationnaire. La région où la SGE est utilisée est limitée aux endroits d'intérêt c'est-à-dire loin des parois et dans des zones fortement instationnaires.

### **B.2 Amélioration possible sur le modèle de condition d'entrée**

Les améliorations possibles sur les condition d'entrée sont de deux types. Le premier concerne l'optimisation du champs de vitesse moyenne. En effet, l'écoulement en sortie de la turbine est considéré dans les simulations comme axisymétrique ce que n'est pas vrai dans la réalité. Nous ignorons l'influence de cette simplification sur la dynamique de l'écoulement. Un second point, toujours sur le champs moyen, est la prise en compte des moyennes de phases, ignorées dans les simulations. Ces moyennes de phases correspondent aux passages, périodiques, des aubes de la turbine et entraînent un battement de pression en entrée. De nouveau, nous ignorons l'influence de cette simplification sur l'écoulement.

Le second type d'amélioration possible concerne l'introduction de la turbulence aux champs moyens. Le modèle utilisant la décomposition de Reynolds pour fournir un écoulement turbulent peut aussi être amélioré. Comme nous l'avons vu, pour des simulations dont plus d'informations seraient disponibles sur la section d'entrée, le niveau de précision sur la turbulence pourrait être accru. En plus d'imposer l'énergie cinétique, ce que nous avons fait, on peut tout à fait envisager d'imposer l'ensemble du tenseur de Reynolds. Le second point est la prescription de fluctuations. Nous avons vu que des fluctuations issues d'un bruit blanc nécessitaient un temps de transition plus important que des fluctuations issues d'un calcul précurseur.

### B.3 Amélioration possible sur la simulation de l'aspirateur

Plus généralement nous pourrions nous demander quelle est l'influence de tel ou tel paramètre sur le résultat de la simulation à l'image de ce qu'a fait Cervantès *et al.* [25]. Ce qui permet de rebondir sur les poursuites possibles de cette thèse.

### Poursuite possible des travaux

Le principal thème de poursuite serait d'évaluer les capacités prédictives de simulations SGE en géométries complexes. Dans cette thématique, les travaux précurseurs de Roache [105, 106] ont introduit cet axe de recherche sous le vocable de "*Validation & Vérification*" (V&V). L'objectif du V&V est d'inscrire la simulation dans une démarche rigoureuse en dissociant et en quantifiant les différentes sources d'erreur de la simulation : erreurs numériques, erreurs de modélisation, incertitudes des différents paramètres de la simulation (conditions d'entrée, loi de paroi, ...). La crédibilité quantitative des résultats numériques sera ainsi définie. Les principales sources d'erreurs pourront être analysées. Les erreurs numériques liées à la discrétisation spatio-temporelle d'un problème continu (définition du maillage, détermination du pas de temps, ...) seront déterminées. Les erreurs de modélisation impliquées par les lois de paroi, les conditions d'entrées synthétiques et les modèles SGE utilisés pour alléger le coût du calcul, seront aussi trouvées.

Finalement, sous la forme d'études de sensibilité, l'influence des incertitudes intrinsèques aux problèmes industriels (incertitudes sur la géométrie exacte, sur les conditions de fonctionnement, ...) pourrait être analysée sur le résultat du calcul numérique. L'ensemble pourrait alors conduire au développement d'une métrique de validation permettant de déterminer, par exemple, si les

différences entre deux calculs de configurations proches peuvent être considérées comme des différences de fonctionnement effectives de l'aspirateur ou des incertitudes de l'outil de simulation.

Nous avons retenu en particulier deux points qui peuvent apparaître comme critiques : le traitement à la paroi et la génération de conditions d'entrée instationnaires et réalistes. Si les différentes sources d'erreur peuvent être quantifiées, il sera alors possible de déterminer quels aspects du calcul ont peu d'influence sur le résultat final.

# Bibliographie

- [1] ABE, H., KAWAMURA, H., AND MATSUO, Y. Surface heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to  $Re_\tau = 1020$  with  $Pr = 0.025$  and  $0.71$ . *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25 (2004), 404–419.
- [2] La france face aux enjeux de l'hydroélectricité. Centre Pierre Mendès France, Ministère de l'Économie des Finances et de l'Industrie, Janvier 2007. [http://www.france-hydro-electricite.fr/i18nfolder.2008-07-30.2128823398/actes\\_colloque.pdf](http://www.france-hydro-electricite.fr/i18nfolder.2008-07-30.2128823398/actes_colloque.pdf).
- [3] AGOUZOUL, M., REGGIO, M., AND CAMARERO, R. A three-dimensional turbulent flow analysis in a draft tube. *Hydraulic Machinery and Cavitation 2* (1988), 567–575.
- [4] AIDER, J.-L., AND DANER, A. Large-eddy simulation study of upstream boundary conditions influence upon a backward-facing step flow. *Comptes Rendus Mécanique* 334, 7 (2006), 447–453.
- [5] AKSELVOLL, K., AND MOIN, P. Large-eddy simulation of turbulent confined coannular jets. *J. of Fluid Mechanics* 315 (1996), 387–411.
- [6] ARMFIELD, S., CHO, N.-H., AND FLETCHER, C. Prediction of turbulence quantities for swirling flow in conical diffusers. *AIAA J.* 28, 3 (1990), 453–460.
- [7] ARPE, J. *Analyse du champ de pression pariétale d'un diffuseur coudé de turbine Francis*. PhD thesis, EPFL N° 2779, Lausanne, 2003.
- [8] AVELLAN, F. Flow investigation in a francis draft tube : The FLINDT project. Proceedings of the Hydraulic Machinery and Systems 20th IAHR Symposium, Charlotte, 2000.
- [9] BADER, R., FRITZ, J., MOCHKAAI, Y., KNAPP, W., AND SCHILLING, R. Experimental and theoretical loss analysis in a kaplan turbine. Turbine-99 Workshop on Draft Tube Flow, 1999.

- [10] BAILLY, C., AND COMTE-BELLOT, G. *Turbulence*. CNRS Editions, Sciences et techniques de l'ingénieur, 2003.
- [11] BALARAC, G. *Etude numérique de la dynamique tourbillonnaire et du mélange dans les jets coaxiaux turbulents*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2006.
- [12] BALARAC, G., AND MÉTAIS, O. The near field of coaxial jets : A numerical study. *Physics of Fluids* 17, 6 (2005), 065102.1–065102.14.
- [13] BALARAS, E., BENOCCI, C., AND PIOMELLI, U. Two-layer approximate boundary conditions for large-eddy simulation. *AIAA Journal* 34 (1996), 1111.
- [14] BERCA, E. *Instrumentation development for wall shear-stress applications in 3D complex flows*. PhD thesis, EPFL N° 3772, Lausanne, 2007.
- [15] BERGSTÖM, J., AND GEBART, B. Estimation of numerical accuracy for the flow field in a draft tube. *Int. J. of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow* 9, 4 (1999), 472–486.
- [16] BERNAL, L., AND ROSHKO, A. Streamwise vortex structure in a plane mixing layer. *J. Fluid Mech.* 170 (1986), 499–525.
- [17] BLOMMAERT, G. *Etude du comportement dynamique des turbines Francis : Contrôle actif de leur stabilité de fonctionnement*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland, 2000.
- [18] BOUNOUS, O. Studies of the ERCOFTAC conical diffuser with openFOAM. Research Report 2008 :05, Applied Mechanics, Chalmers University of Technology, Sweden, 2008.
- [19] BRENNAN, D. *The numerical simulation of two-phases flows in settling tanks*. PhD thesis, Imperial College, London, 2001.
- [20] BREUER, M., JAFFRÉZIC, B., AND ARORA, K. Hybrid LES-RANS technique based on a one-equation near-wall model. *J. Theoret. Comput. Fluid Dyn.* 22 (2008), 157–187.
- [21] BREUER, M., KNIAZEV, B., AND ABEL, M. Development of wall models for LES of separated flows using statistical evaluations. *Computers & Fluids* 36 (2007), 817–837.
- [22] CABOT, W., AND MOIN, P. Approximate wall boundary conditions in the large-eddy simulation of high reynolds number flow. *Flow, Turbul. Combust.* 63 (2000), 269.
- [23] CEBECI, T. Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient. *AIAA Journal* 8 (1970), 2152–2156.
- [24] CELIK, I., KLEIN, M., AND JANICKA, J. Assessment measures for engineering LES applications. *Journal of Fluids Engineering* 131 (2009).

- [25] CERVANTES, M. *Effects of boundary conditions and unsteadiness on draft tube flow*. PhD thesis, Lulea University of Technology, Lulea, Sweden, 2003.
- [26] CERVANTES, M., AND GUSTAVSSON, H. On the use of the squire-long equation to estimate radial velocities in swirling flows. *Journal of Fluids Engineering* 129 (2007), 209–217.
- [27] CLAUSEN, P., KOH, S., AND WOOD, D. Measurements of a swirling turbulent boundary layer developing in a conical diffuser. *Experimental Thermal and Fluid Science* 6 (1993), 39–48.
- [28] DA SILVA, C., BALARAC, G., AND MÉTAIS, O. Transition in high velocity ratio coaxial jets analysed from direct numerical simulations. *Journal of Turbulence* 4 (2003).
- [29] DA SILVA, C., AND PEREIRA, J. Analysis of the gradient-diffusion hypothesis in large-eddy simulations based on transport equations. *Phys. Fluids* 19 (2007), 035106.
- [30] DAMBRINE, F. Rapport sur les perspectives de développement de la production hydroélectrique en france. <http://www.developpement-durable.gouv.fr/energie/electric/pdf/rap-hydraulique-2006.pdf>, Mars 2006. Présenté à Monsieur le Ministre de l'Économie, des Finances et de l'Industrie.
- [31] DAN CIOCAN, G., AVELLAN, F., AND KUENY, J.-L. Optical measurement techniques for experimental analysis of hydraulic turbines rotor-stator interaction. ASME Fluid Engineering Conference, 11-15 June, Boston, USA, 2000.
- [32] DAN CIOCAN, G., MAURI, S., ARPE, J., AND KUENY, J.-L. Etude du champ instationnaire de vitesse en sortie de roue de turbine, étude expérimentale et numérique. 164<sup>ème</sup> session SHF, Machine Hauliques : instationnarités et effets associés, 2000.
- [33] DAVIDSON, L. Using isotropic synthetic fluctuations as inlet boundary conditions for unsteady simulations. *Advances and Applications in Fluid Mechanics* 1, 1 (2007), 1–35.
- [34] DE VILLIERS, E. *The Potential of Large Eddy Simulation for the Modeling of Wall Bounded Flows*. PhD thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, 2006.
- [35] DELBENDE, I., CHOMAZ, J. M., AND HUERRE, P. Absolute/convective instability in the batchelor vortex : A numerical study of the linear impulse response. *J. Fluid Mech.* 355 (1998), 229–254.
- [36] DÉLERY, J. Toward the elucidation of three-dimensional separation. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 33 (2001), 129–54.

- [37] DIURNO, G., BALARAS, E., AND PIOMELLI, U. Wall-layer models for les of separated flow. *Modern simulation strategies for turbulent flows*, 2001.
- [38] DUCROS, F. *Simulation numérique directes et des grandes échelles de couches limites compressibles*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1995.
- [39] DUPRAT, C. Etude paramétrique d'aspirateurs de centrale hydraulique. Master's thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble, France, 2006.
- [40] FERZIGER, J., AND PERIĆ, M. *Computational methods for fluid dynamics*. Springer Verlag, Berlin-New York, 1995.
- [41] FRIEDRICH, R., AND ARNAL, M. Analysis turbulent backward-facing step flow with the lowpass-filtered Navier-Stokes equation. *J. Wind Engng and Ind. Aerodyn* 35 (1990), 101–128.
- [42] FRÖHLICH, J., MELLEN, C., RODI, W., TEMMERMAN, L., AND LESCHZINER, M. Highly resolved large-eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions. *Journal Fluid Mechanic* 526 (2005), 19–66.
- [43] FRÖHLICH, J., AND VON TERZI, D. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences* 44 (2008), 349–377.
- [44] FUREBY, C., TABOR, G., WELLER, H., AND GOSMAN, A. A comparative study of sub grid scale models in homogeneous isotropic turbulence. *Phys. Fluids* 9 (1997), 1416–1429.
- [45] GARCIA-VILLALBA, M., FRÖHLICH, J., AND RODI, W. Identification and analysis of a coherent structures in the near field of a turbulent unconfined annular swirling jet using large eddy simulation. *Physics of Fluids* 18 (2006).
- [46] GLAZE, D., AND FRANKEL, H. Stochastic inlet conditions for large-eddy simulation of a fully turbulent jet. *AIAA Journal* 41, 6 (2003), 1064–1073.
- [47] GONZE, M. *Simulation numérique des sillages en transition à la turbulence*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1993.
- [48] GRANVILLE, P. A modified van driest formula for the mixing length of turbulent boundary layers in pressure gradients. *Journal of fluids engineering* 111, 1 (1989), 94–97.
- [49] GUNGOR, A., AND MENON, S. Direct simulation of subgrid turbulence in a high-*re* wall-bounded flow. *AIAA Journal* 3538 (2006).
- [50] GYLLENRAM, W., AND NILSSON, H. Very large eddy simulation of draft tube flow. 23th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, October, Yokohama, Japan, 2006.

- [51] HÉBRARD, J. *Transferts thermiques des écoulements turbulents compressibles en conduites : étude par simulation numérique des grandes échelles*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.
- [52] HILL, D. *The computer simulation of dispersed two-phase flows*. PhD thesis, Imperial College, London, 1998.
- [53] HINZE, J. *Turbulence*. McGraw-Hill International Book Company, New-York, 1975.
- [54] HIRSCH, C. *Numerical computation of internal and external flows*. John Wiley & Sons, 1991.
- [55] HOPPING, P. Draft-tube measurements of water velocity and air concentration in the 1 :11.71 scale model of the hydroturbines for norris dam. Tech. Rep. No. WR28-2-2-116, Tennessee Valley Authority Engineering Laboratory, Norris, Tenn., 1992.
- [56] HUNT, J., WRAY, A., AND MOIN, P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Annual research briefs* (1988).
- [57] ISSA, R. Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator splitting. *J. Comput. Phys.* 62 (1986), 40–65.
- [58] JACOBS, D. Preconditioned conjugate gradient methods for solving systems of algebraic equation. Tech. Rep. RD/L/N193/80, Central Electric Research Laboratory Report, 1980.
- [59] JAKIRLIĆ, S., JESTER-ZÜRKER, R., AND TROPEA, C. (eds.) workshop on refined flow modeling. 9<sup>th</sup> ERCOFTAC/IAHR/COSTCS, Darmstadt University of Technology, Germany, Oct. 4-5, 2001.
- [60] JARRIN, N., BENHAMADOUCHE, S., ADDAD, Y., AND LAURENCE, D. Synthetic turbulent inflow conditions for large eddy simulation. In *Proceedings, 4<sup>th</sup> International Turbulence Heat and Mass Transfer Conference* (2003).
- [61] JARRIN, N., BENHAMADOUCHE, S., LAURENCE, D., AND PROSSER, R. A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27 (2006), 585–593.
- [62] JASAK, H. *Error analysis and estimation in the finite volume method with applications to fluid flows*. PhD thesis, Imperial College, London, 1996.
- [63] JURETIC, F. *Error analysis in finite volume CFD*. PhD thesis, Imperial College, London, 2004.

- [64] KANEDA, Y., AND LESLIE, D. Tests of subgrid models in the near-wall region using represented velocity fields. *J. Fluid Mech.* 132 (1983), 349–373.
- [65] KEMPF, A. LES validation from experiments. *Flow Turbulence Combustion* 80 (2007), 351–373.
- [66] KLEIN, M., SADIKI, A., AND JANICKA, J. A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large-eddy simulations. *Journal of Computational Physics* 186 (2003), 652–665.
- [67] KRAICHNAN, R. Diffusion by a random velocity field. *Physics of Fluids* 13, 1 (1965), 22–31.
- [68] LANDMAN, M. On the generation of helical waves in circular pipe flow. *Phys. of Fluids A* 2, 5 (1990), 738–747.
- [69] LANDMAN, M. Time-dependant helical waves in rotating pipe flow. *J. Fluid Mech.* 221 (1990), 289–310.
- [70] LAUNDER, B., AND PRIDDIN, C. A comparison of some proposals for the mixing length near a wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 16 (1973), 700–702.
- [71] LE, H., MOIN, P., AND KIM, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics* 330 (1997), 349–373.
- [72] LE-RIBAUT, C., SARKAR, S., AND STANLEY, A. Large-eddy simulation of a plane jet. *Physics of Fluids* 11 (1999).
- [73] LEE, S., LELE, S., AND MOIN, P. Simulation of spatially evolving turbulence and applicability of taylor’s hypothesis in compressible flow. *Physics of Fluids A* 4, 7 (1992), 1521–1530.
- [74] LESIEUR, M. *Turbulence in fluids*. Kluwer Academic Publuisher, 1997.
- [75] LESIEUR, M., MÉTAIS, O., AND COMTE, P. *Large-eddy simulations of turbulence*. Cambridge University Press, 2005.
- [76] LUND, T., WU, X., AND SQUIRES, D. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *Journal of Computational Physics* 140 (1998), 233–258.
- [77] MANCEAU, R. Modélisation statistique de la turbulence. 10<sup>ème</sup> école de Printemps mécanique des fluides numérique du CNRS, Roscoff, France, 2007.

- [78] MANGANI, L. *Development and validation of an object oriented CFD solver for heat transfer and combustion modeling in turbomachinery applications*. PhD thesis, Università degli studi di Firenze, 2008.
- [79] MANHART, M. *Analysing near-wall behaviour in a separating turbulent boundary layer by DNS*. Direct and Large-Eddy Simulation IV, Dordrecht, 2001.
- [80] MANHART, M., PELLER, N., AND BRUN, C. Near-wall scaling for turbulent boundary layers with adverse pressure gradient. *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 22 (2008), 243–260.
- [81] MAURI, S. KUENY, J., AND AVELLAN, F. Flow simulation in an elbow diffuser : verification and validation. 21th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, September, Lausanne, Switzerland, 2002.
- [82] MAURI, S. *Numerical simulation and flow analysis of an elbow diffuser*. PhD thesis, EPFL N° 2527, Lausanne, 2000.
- [83] MAURI, S., KUENY, J.-L., AND AVELLAN, F. Werlé-legendre separation in a hydraulic machine draft tube. *Journal of Fluids Engineering* 126 (2004), 976–980.
- [84] MC DONALD, A., FOX, R., AND VAN DEWOESTINE, R. Effects of swirling inlet flow on pressure recovery conical diffusers. *AIAA J.* 9, 10 (1971), 2014–2018.
- [85] MELLEN, C., FRÖHLICH, J., AND RODI, W. Large-Eddy Simulation of the flow over periodic hills. In : Deville M, Owens R, editors. Proceedings of the 16<sup>th</sup> IMACS world congress, Lausanne, Switzerland., 2000.
- [86] MOSER, R., KIM, J., AND MANSOUR, N. DNS of turbulent channel flow up to  $Re_\tau = 590$ . *Physics of Fluids* 11 (1999), 943–945.
- [87] MÜNCH, C. *Simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents compressibles en conduit courbe chauffé*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [88] MUZAFERIJA, S. *Adaptive Finite Volume method for flow prediction using unstructured meshes and multigrid approach*. PhD thesis, Imperial College, University of London, 1994.
- [89] NILSSON, H., PAGE, M., BEAUDOIN, M., GSCHAIDER, B., AND JASAK, H. The open-FOAM turbomachinery working group, and conclusions from the turbomachinery session of the third openFOAM workshop. 24th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, October 27-31, Foz Do Iguassu, Brazil, 2008.
- [90] NITUCH, M., SJOLANDER, S., AND HEAD, M. An improved version of the Cebeci-Smith eddy-viscosity model. *Aeronautical Quarterly* 29 (1978), 207–225.

- [91] ORLANSKI, I. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *Journal Comp. Phys.* 21 (1976), 251–269.
- [92] PAGE, M., AND GIROUX, A.-M. Turbulent computation in turbine-99 draft tube. 8th annual conference of CFD society of Canada, June 11-13, Montreal, Quebec, Canada, 2000.
- [93] PAGE, M., GIROUX, A.-M., AND MASSÉ, B. Turbulent swirling flow computation in a conical diffuser with two commercial codes. CFD'96, Fourth Annual Conference of the CFD Society of Canada, Ottawa, Canada, June 2-6, 1996.
- [94] PAGE, M., MASSÉ, B., AND GIROUX, A.-M. Turbulent swirling flow computations in a conical diffuser. FIDAP User's Meeting, Burlington, USA, June 17-19, 1997.
- [95] PAIK, J., SOTIROPOULOS, F., AND SALE, M. Numerical simulation of swirling flow in a complex hydroturbine draft tube using unsteady statistical turbulence models. *J. of Hydraulic Engineering* 131 (2005), 441–455.
- [96] PAMIÈS, M., WEISS, P.-E., GARNIER, E., DECK, S., AND SAGAUT, P. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Physics of Fluids* 21 (2009).
- [97] PAYETTE, F.-A. Simulation de l'écoulement turbulent dans les aspirateurs de tubines hydrauliques : Impact des paramètres de modélisation. Master's thesis, Faculté des sciences et de génie Université Laval, Québec, 2008.
- [98] PIERCE, C., AND MOIN, P. Method for generating equilibrium swirling inflow conditions. *AIAA J.* 36, 7 (1998), 1325–1327.
- [99] PIOMELLI, U. Large-eddy simulation of turbulent flows part 1 : Introduction. Lecture series on LES and related techniques theory and applications, 2008.
- [100] PIOMELLI, U. Wall-layer models for large-eddy simulations. *Progress in Aerospace Sciences* 44 (2008), 437–446.
- [101] PIOMELLI, U., AND BALARAS, E. Wall-layer models for large-eddy simulations. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 34 (2002), 349–474.
- [102] PITSCH, H., AND DUCHAMP DE LAGENESTE, L. Large-eddy simulation of premixed turbulent combustion using a level-set approach. *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002), 2001–2008.
- [103] PITSCH, H., AND STEINER, H. Large-eddy simulation of a turbulent piloted methane/air diffusion flame (sandia flame d). *Physics of Fluids* 12, 10 (2000), 2541–2554.

- [104] POPE, S. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [105] ROACHE, P. Verification of codes and calculations. *AIAA Journal* 36, 5 (1998), 696–702.
- [106] ROACHE, P. Code verification by the method of manufactured solutions. *J. Fluids Eng.* 124, 1 (2002).
- [107] RODI, W., BONNIN, J.-C., AND BUCHAL, T. (organisateurs) ERCOFTAC Workshop on Data Bases and Testing of Calculation Methods for Turbulent Flows. Karlsruhe, Germany, April 3-7, 1995.
- [108] RO GALLO, R., AND MOIN, P. Numerical simulation of turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 16 (1984), 99 – 137.
- [109] RUPRECHT, A., HELMRICH, T., ASCHENBRENNER, T., AND SCHERER, T. Simulation of vortex rope in a turbine draft tube. Proceedings of the Hydraulic Machinery and Systems 21th IAHR Symposium, Lausanne, 2002.
- [110] RUSCHE, H. *Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fractions*. PhD thesis, Imperial College, London, 1996.
- [111] SAGAUT, P. *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*. Springer, 1998.
- [112] SAGAUT, P. *Large-eddy simulation for incompressible flows - An introduction*. Springer, Heidelberg, 2001.
- [113] SCHOPPA, W., AND HUSSAIN, F. Coherent structure dynamics in near-wall turbulence. *Fluid Dynamics Research* 26 (2000), 119–139.
- [114] SCHÜLER, J., PITSCH, H., AND MOIN, P. Large-eddy simulation inflow conditions for coupling with reynolds-averaged flow solvers. *AIAA J.* 42, 3 (2004), 478–484.
- [115] SCHUMANN, U. Subgrid-scale model for finite-difference simulations of turb. flows in plane channels and annuli. *J. Comput. Phys.* 18 (1975), 376–404.
- [116] SHIH, T.-H., POVINELLI, L., LIU, N.-S., POTAPCZUK, M., AND LUMLEY, J. A generalized wall function. Tech. rep., NASA TM 113112, 1999.
- [117] SIMPSON, R. A model for the backflow mean velocity profile. *AIAA Journal* 21 (1983), 142.
- [118] SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations : 1 the basic equations. *Monthly Weather Review* 91 (1963), 99–164.

- [119] SMIRNOV, A., SHI, S., AND CELIK, I. Random flow generation technique for large-eddy simulations and particle-dynamics modeling. *Journal of Fluid Engineering* 123 (2001), 359–371.
- [120] SPALART, P. Strategies for turbulent modelling and simulations. Proc. Fourth Intl Symp. Eng. Turb. Modelling and Measurements, Ajaccio, France, 1999.
- [121] SPALART, P. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21 (2000), 252–263.
- [122] SPALDING, D. A single formula for the law of the wall. *Journal of Applied Mechanics, Trans. ASME, Series E* 28 (1961), 455–458.
- [123] SUSAN-RESIGA, R., DAN CIOCAN, G., ANTON, I., AND AVELLAN, F. Analysis of the swirling flow downstream a francis turbine runner. *Journal of Fluids Engineering* 128 (2006), 177–189.
- [124] SUSAN-RESIGA, R., VU, C., MUNTEAN, S., DAN CIOCAN, G., AND NENNEMANN, B. Jet control of the draft tube vortex rope in francis turbines at partial discharge. In Proceedings of 23st IAHR Symposium, Yokohama, Japan, 2006.
- [125] TEMMERMAN, L., LESCHZINER, M., MELLEN, C., AND FRÖHLICH, J. Investigation of wall-function approximations and subgrid-scale models in large eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24 (2003), 157–237.
- [126] TESSICINI, F., LI, N., AND LESCHZINER, M. Large-eddy simulation of three-dimensional flow around a hill-shaped obstruction with a zonal near-wall approximation. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28 (2007), 894–908.
- [127] TESSICINI, F., TEMMERMAN, L., AND LESCHZINER, M. Approximate near-wall treatments based on zonal and hybrid RANS-LES methods for LES at high Reynolds numbers. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27 (2006), 789–799.
- [128] TRIDON, S., DAN CIOCAN, G., BARRE, S., AND TOMAS, L. 3D time-resolved PIV measurement in a francis turbine draft tube. In Proceedings of 24st IAHR Symposium, Foz Do Iguassu, Brazil, 2008.
- [129] TRIDON, S., DAN CIOCAN, G., BARRE, S., AND TOMAS, L. Experimental analysis of the swirling flow in a francis turbine draft tube : Focus on radial velocity component determination. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 2010.

- [130] VAN DER VORST, H. Bi-CGSTAB : A fast and smoothly converging variant of Bi-CG for the solution of nonsymmetric linear systems. *SIAM J. Scientific Computing* 13, 2 (1992), 631–644.
- [131] VAN DRIEST, E. On turbulent flow near a wall. *Journal of aeronautical sciences* 23 (1956), 1007–1011.
- [132] VELOUDIS, I., YANG, Z., MC GUIRK, J., AND PAGE, G. Assessment of the digital filter approach for generating large eddy simulation inlet conditions. Engineering Turbulence Modelling and experiments 6, Sardinia, Italy, May 23-25, 2005.
- [133] WANG, M., AND MOIN, P. Dynamic wall modeling for large-eddy simulation of complex turbulent flows. *Physics of Fluids* 14 (2002), 2043–2051.
- [134] WANG, P., AND BAI, X. Large eddy simulation of turbulent swirling flows in a dump combustor : a sensitivity study. *Int. J. for Numerical Methods in Fluids* 47 (2005), 99–120.
- [135] WENJUN, L., JIANMING, Y., XUELIN, T., YULIN, W., AND LIN, W. Periodical unsteady turbulent flow computation through a draft tube by using LES. *ASME* (2000).
- [136] WINCKELMANS, G., JEANMART, H., AND CARATI, D. On the comparison of turbulence intensities from large-eddy simulation with those from experiment or direct numerical simulation. *Phys. Fluids* 14 (2002), 1809.
- [137] YOSHIZAWA, A., AND HORIUTI, K. A statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows. *J. Phys. Soc. Japan* 54, 8 (1985), 2834–2839.
- [138] ZHANG, R., MAO, F., WU, J., CHEN, S., WU, Y., AND LUI, S. Characteristics and control of the draft tube flow in a part-load francis turbine. *J. of Fluids Engineering* 131 (2009), 1–13.
- [139] ZHANG, R. K., CAI, Q. D., WU, J. Z., WU, Y. L., LIU, S. H., AND ZHANG, L. The physical origin of severe low-frequency pressure fluctuations in giant francis turbines. *Mod. Phys. Lett. B* 19 (2005), 1527–1530.



*Thèse de doctorat :*

# **SIMULATION NUMÉRIQUE INSTATIONNAIRE DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS DANS LES DIFFUSEURS DES CENTRALES HYDRAULIQUES EN VUE DE L'AMÉLIORATION DES PERFORMANCES.**

*Nom de l'auteur :*

**Cédric DUPRAT**

*Laboratoire :*

**Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels**

*Résumé :*

L'aspirateur d'une centrale hydraulique est le composant où l'écoulement issu de la roue est décéléré, convertissant l'excès d'énergie cinétique en pression statique. Cet écoulement en rotation est turbulent et évolue dans une géométrie tridimensionnelle complexe. Dans le cas de la réhabilitation d'une centrale existante seule la turbine et les directrices sont modifiées. Dans certains cas, l'installation d'une nouvelle roue conduit à une chute de rendement. Cet accident correspond à une variation brutale du coefficient de récupération de pression de l'aspirateur pour une très faible variation de débit au voisinage du point de rendement optimal. Le modèle d'une installation récemment réhabilitée et présentant ce phénomène, est étudié numériquement.

La méthode de simulation des grandes échelles a été choisie pour simuler l'écoulement. Afin de réduire le coût du maillage, un modèle analytique de loi de paroi est développé, prenant en compte à la fois le frottement pariétal et le gradient longitudinal de pression. Une méthode est proposée pour créer un champ de vitesses turbulent à partir de champ moyen issus de mesures expérimentales. Ces méthodes sont implémentées dans le logiciel libre OpenFOAM et testées dans un premier temps sur des géométries simplifiées. Plusieurs simulations ont été réalisées sur l'aspirateur à différent point de fonctionnement de part et d'autre du point de meilleur rendement. Les résultats ainsi obtenus ont été comparés à des mesures expérimentales. Ces comparaisons ont permis de valider la méthodologie utilisée. Le phénomène de chute de rendement recherché a ainsi pu être mis en évidence et expliqué.

*Mots-clés :*

Simulation des Grandes Échelles (SGE) ; hydroélectricité ; aspirateur ; loi de paroi ; OpenFOAM

---

*Abstract :*

The draft tube of a hydraulic power-plant is the component under the runner where the flow is decelerated, thereby converting the excess of kinetic energy into static pressure. The flow evolving in this complex geometry is rotating and turbulent. In a power plant refurbishment case, usually only the runner and the guide vanes are optimized. The spiral casing and the draft tube are seldom redesigned. In some cases, the installation of an upgraded runner leads to an undesirable efficiency drop as the discharge is increased close to the best efficiency point value. This accident is found to be related to a corresponding sudden variation in the draft tube pressure recovery coefficient for a small discharge variation in vicinity the best efficiency point. A power plant refurbished recently and affected by the pressure drop is studied numerically.

Large Eddy Simulation method has been chosen. To reduce the grid size, a new wall model has been proposed, taking into account of streamwise pressure gradient. A method to generate turbulent inflow from experimental mean velocities has been proposed. These procedures were implemented in the open source CFD code OpenFOAM and validated by simplified geometries. Different operating points close to the best efficiency one were simulated. Results obtained on the draft tube were compared to experimental measurements. Hence, global parameters such as the efficiency and mean velocity profiles were compared. This let us validate the methodology used. Therefore, the pressure drop was recovered and explained.

*Key words :*

Large-Eddy Simulations (LES) ; hydroelectricity ; Draft-tube ; Wall model ; OpenFOAM