



HAL
open science

Etude de la réponse forcée des OGV d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol

Dimitri Magand

► **To cite this version:**

Dimitri Magand. Etude de la réponse forcée des OGV d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2024. Français. NNT : 2024IPPAX010 . tel-04697290

HAL Id: tel-04697290

<https://theses.hal.science/tel-04697290v1>

Submitted on 13 Sep 2024

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.

Étude de la réponse forcée des OGV d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'ONERA

École doctorale n°626 École doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris (EDIPP)
Spécialité de doctorat : Ingénierie, mécanique et énergétique

Thèse présentée et soutenue à Châtillon, le 2 avril 2024, par

DIMITRI MAGAND

Composition du Jury :

Jean-Camille Chassaing Professeur, Sorbonne Université (Institut d'Alembert)	Rapporteur
Stéphane Aubert Professeur, École Centrale Lyon (MFAE/LMFA)	Rapporteur
Isabelle Vallet Maîtresse de conférence, Sorbonne Université (Institut d'Alembert)	Examinatrice
Nicolas Gourdain Professeur, ISAE-SUPAERO (DAEP)	Président
Sébastien Deck Directeur de recherche, ONERA (MSAT)	Directeur de thèse
Alain Dugeai Ingénieur de recherche, ONERA (MSAE)	Co-Encadrant
Nicolas Renard Ingénieur de recherche, ONERA (MSAT)	Invité
Tony Spriet Ingénieur, Safran Aircraft Engines	Invité

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier les membres du jury pour l'évaluation minutieuse et l'intérêt porté par ces travaux, au travers les nombreux échanges lors de la soutenance. Je tiens particulièrement à remercier Stéphane Aubert et Jean-Camille Chassaing pour avoir accepté le rôle de rapporteur malgré les délais. Je suis également reconnaissant envers Nicolas Gourdain pour avoir présidé le jury, et envers Isabelle Vallet pour les échanges enrichissants lors de la soutenance.

Un immense merci à Sébastien Deck pour avoir dirigé cette thèse. Ta disponibilité et ton excellente pédagogie dans l'enseignement de la turbulence ont été inestimables, et tes conseils, du début à la fin de cette aventure, ont été précieux.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance envers Nicolas Renard pour ta disponibilité, ta bonne humeur et ta patience, ainsi que pour nos discussions passionnantes sur la Formule 1 pendant les pauses déjeuner.

Mes remerciements vont également à Alain Dugeai pour ton accueil chaleureux à l'ONERA malgré les circonstances sanitaires, ainsi que pour les échanges enrichissants sur l'aéroélasticité et les plaisirs de la Loire.

Je tiens à remercier tout particulièrement Thomas Berthelon pour ton accompagnement et nos discussions sur les vortex entre deux parties de basket.

Un grand merci à mes encadrants industriels, Béatrice Bois et Tony Spriet, pour vos conseils avisés et votre soutien constant dans la conduite de ce projet de thèse. Je garde un excellent souvenir de mes visites à Villaroche, malgré les longs trajets en navette. Merci également à Renaud pour ton suivi attentif de la thèse, et à Clara pour avoir pris le relais par la suite. Merci à toi pour ta confiance et cette nouvelle aventure au sein du pôle aéroélasticité !

Je suis reconnaissant envers tous les doctorants de l'ONERA Châtillon pour nos échanges enrichissants et nos pauses bien méritées. Merci à Théo pour tous ces échanges de memes, Vincent pour ces discussions F1, Nicolas O. pour les galères Tecplot, Christina pour la découverte de la Suisse, Jean-Seb pour toutes ces découvertes de nouvelles séries, Roger pour ces discussions MotoGp, PE pour tes astuces Python, Antoine R. pour tes anecdotes insolites, Marine tes aventures au ski, Antoine P. pour tes conseils sur elsA, Nicolas C. tes jolies vidéos d'éoliennes, Maxime pour les échanges à la boxe. Un grand merci à Cédric pour m'avoir fait découvrir ce sport, une expérience formidable. Mes remerciements vont également à tous les autres doctorants ainsi qu'aux permanents de Meudon pour leur accueil chaleureux et nos parties animées de tennis de table.

Je tiens à remercier la team débauche qui m'a permis d'évacuer la « pression » les week-ends ! Merci aux potes de prépa, Roman, Gérard, Romain, Louis ! Merci à mes potes d'enfance Benjamin, Gauthier et Jérémy qui ont toujours été là.

Un merci tout particulier à mes parents et ma sœur pour leur soutien indéfectible.

Résumé

Lors de la phase de décollage d'un aéronef par vent de travers, l'écoulement ingéré par le moteur peut interagir avec le sol et la nacelle, entraînant la formation d'un vortex de sol devant l'entrée d'air. Ce phénomène est particulièrement rencontré par les nouvelles architectures de turbomachines à haut taux de dilution et entrée courte. Le vortex de sol est ingéré par le moteur et interagit avec le fan en rotation, entraînant le hachage du tourbillon. Cet écoulement extrêmement complexe et instationnaire est convecté jusqu'à la roue redresseuse de sortie du flux secondaire (OGV) et est vu comme une source d'excitation aérodynamique par les aubages. Cela conduit dans certaines conditions observées en essai à de forts niveaux de réponse forcée affectant la structure de l'OGV. Ces vibrations peuvent entraîner des phénomènes de fatigue ou la rupture de l'aube.

L'objectif de la thèse est de caractériser la source d'excitation aérodynamique des OGV générée par l'interaction entre le fan et le vortex de sol à l'aide de modèles numériques de turbulence de différents niveaux de fidélité (URANS, ZDES), dans une approche progressive incluant la mise en œuvre d'un cas-test académique représentatif. Le calcul haute-fidélité ZDES permet l'établissement d'une base de données de référence de l'interaction entre des aubes fan et un vortex incident.

Dans un second temps, par exploitation des acquis de la première phase, une stratégie numérique est développée afin de prévoir l'amplitude de vibration des OGV soumis au vortex transformé dans le cas d'une configuration industrielle par un calcul aéroélastique découplé, tout en analysant la source d'excitation aérodynamique et les phénomènes aéroélastiques mis en jeu.

Mots-clés : Aéroélasticité, Réponse Forcée, Vortex, ZDES, OGV, Turbomachine

Abstract

During the take-off phase of an aircraft in crosswind conditions, the flow ingested by the engine can interact with the ground and the inlet, resulting in the formation of a ground vortex in front of the engine. This phenomenon is particularly common in new turbomachinery designs with high bypass ratios and short intake. The ground vortex is ingested by the engine and interacts with the rotating fan, causing the vortex to chop. This complex, unsteady flow is convected to the Outlet Guide Vane (OGV) and is seen as a source of aerodynamic excitation by the blades. Under certain test conditions, this leads to high levels of forced response affecting the structure of the OGV. These vibrations can lead to blade fatigue or failure.

The aim of this thesis is to characterize the source of aerodynamic excitation of OGVs generated by the interaction between the fan and the ground vortex, using numerical turbulence models of different fidelity levels (URANS, ZDES), in a progressive approach including the implementation of a representative academic test case. The high-fidelity ZDES calculation is used to set a reference database of the interaction between fan blades and an incident vortex.

Secondly, using the results of the first phase, a numerical strategy is developed to predict the amplitude of vibration of the OGVs subjected to the transformed vortex in the case of an industrial configuration by a decoupled aeroelastic simulation, while analyzing the source of aerodynamic excitation and the aeroelastic phenomena involved.

Keywords : Aeroelasticity, Forced Response, Vortex, ZDES, OGV, Turbomachinery

Table des matières

Introduction	1
Partie 1 : Etude bibliographique	5
I Problèmes d'aéroélasticité pour les turbomachines en présence de vortex de sol	7
1 Aéroélasticité des turbomachines	9
1.1 Description d'un turboréacteur UHBR	9
1.2 Aéroélasticité statique	9
1.3 Flottement	10
1.4 Réponse forcée	11
1.4.1 Interaction de sillage	12
1.4.2 Effets potentiels	12
1.4.3 Écoulement de jeu	13
1.4.4 Décollement de manche	13
1.4.5 Ingestion de vortex	14
2 Vortex de sol	14
2.1 Formation du vortex de sol	15
2.1.1 Vent de face	16
2.1.2 Vent de travers	17
2.2 Caractéristiques aérodynamiques du vortex de sol	20
2.2.1 Circulation du vortex de sol	20
2.2.2 Rayon du vortex de sol	21
2.2.3 Profil de vitesse	24
2.2.4 Sens de rotation	25
2.2.5 Position du vortex de sol	25
2.3 Instationnarité du vortex	26
3 Interaction vortex/roue mobile	27
3.1 Influence du vortex sur la roue mobile	27
3.1.1 Réponse forcée	27
3.2 Influence de la roue mobile sur le vortex	27
3.3 Influence du vortex sur le sillage des aubes	30
3.4 Blade vortex interaction	32
3.5 Réponse forcée de l'OGV	37
4 Bilan et objectifs de la thèse	38
II Approches numériques du phénomène de réponse forcée	39
1 Mise en équation de la réponse forcée	40
2 Modélisation couplage fluide/structure	41

3	Méthodes de résolution	42
3.1	Méthode découplée	42
3.2	Méthode de couplage fort	43
3.3	Méthode de couplage faible	44
4	Bilan	44
III Modélisation et simulation numérique des écoulements turbulents		47
1	Approches moyennées de la simulation des écoulements turbulents	48
1.1	Écoulements turbulents et problème de fermeture	48
1.2	Approche (U)RANS	49
1.3	Modèles RANS abordés	51
1.3.1	Modèle à 1 équation	51
1.3.2	Modèles à 2 équations	51
2	Approches instationnaires	52
2.1	DNS et LES	53
2.2	Approches hybrides RANS/LES	54
2.2.1	DES97	55
2.2.2	DDES	56
2.2.3	ZDES	56
2.2.4	Applications des méthodes hybrides RANS/LES en turbomachine	59
3	Discrétisation numérique	60
3.1	Méthode des volumes finis	60
3.2	Formulation ALE	60
3.2.1	Discrétisation des flux	61
3.2.2	Intégration temporelle	63
4	Bilan	64
Partie 2 : Caractérisation de la source d'excitation aérodynamique générée par l'interaction entre le fan et le vortex de sol		65
IV Établissement d'une base de données de référence sur une interaction vortex/grille d'aubes		67
1	Modélisation du vortex de sol	69
1.1	Définition du vortex analytique	69
1.2	Validation de l'injection d'un vortex analytique en entrée de domaine numérique	71
2	Définition du cas académique	72
2.1	Choix de modélisation et simulation numérique	73
2.1.1	Architecture du cas académique	73
2.1.2	Définition des conditions aux limites	74
2.1.3	Point de fonctionnement du cas académique	75
2.1.4	Maillage	76
2.1.5	Paramètres numériques	76
2.2	Adaptation du vortex au cas académique	77
2.2.1	Caractéristiques aérodynamiques du vortex dans le cas académique	77
2.2.2	Périodisation du vortex	77
2.3	Choix des extractions pour les post-traitements	80
2.4	Définition de la moyenne de phase	81
3	Étude de l'écoulement généré par l'interaction entre la grille d'aubes et le vortex incident	82

3.1	Analyse du champ instantané	82
3.2	Analyse spectrale	86
3.3	Analyse du champ moyenné	91
3.3.1	Convergence de la moyenne de phase	91
4	Bilan	94
V Définition d'une modélisation basse-fidélité de l'excitation aérodynamique grâce au calcul de référence		97
1	Étude de l'effet du modèle de turbulence et des paramètres numériques sur la prévision de l'excitation	99
1.1	Choix de modélisation et paramètres numériques	99
1.1.1	Maillage	99
1.1.2	Convergence en maillage	99
1.1.3	Paramètres numériques	100
1.1.4	Topologie de l'écoulement	101
1.2	Comparaison des différentes modélisations basse-fidélité avec le cas de référence .	101
1.2.1	Définition des critères de comparaison	101
1.2.2	Matrice de calculs	103
1.2.3	Influence de la discrétisation spatiale	105
1.2.4	Influence du modèle de turbulence et du taux de viscosité turbulente injecté en entrée du domaine de calcul	108
1.2.5	Méthode de production de l'énergie cinétique turbulente	117
1.2.6	Influence de la correction de rotation du modèle de SA	119
2	Recommandations pour la simulation basse-fidélité dans le cadre d'un calcul de réponse forcée	121
2.1	Rapport de viscosité turbulente injecté dans le domaine	121
2.2	Modèle de turbulence	121
2.3	Schéma de discrétisation spatiale	122
2.4	Méthode de production de l'énergie cinétique turbulente	122
3	Bilan	122
Partie 3 : Prévion de la réponse forcée des OGV sous ingestion de vortex de sol		125
VI Étude de la source d'excitation aérodynamique des OGV dans un contexte industriel		127
1	Mise en place du calcul aérodynamique	128
1.1	Contexte	128
1.2	Domaine de calcul et conditions aux limites	128
1.3	Maillage et paramètres numériques	130
1.4	Ingestion du vortex	132
1.5	Convergence	133
2	Topologie de l'écoulement	133
2.1	Interaction fan/vortex	134
2.2	Interaction vortex transformé/OGV	136
3	Étude du chargement des OGV	138
3.1	Analyse des signaux	138
4	Bilan	141
VII Prévion de la réponse forcée des OGV à la coïncidence 2FBB/18N		143

1	Présentation du calcul aéroélastique	144
1.1	Présentation de la stratégie découplée	144
1.2	Modèle aérodynamique	145
1.3	Modèle structure	145
1.4	Déformation de maillage	146
2	Estimation de la réponse forcée	147
2.1	Calcul des forces aérodynamiques généralisés d'excitation	147
2.2	Calcul de la raideur et de l'amortissement aérodynamique	153
2.3	Comparaison avec les essais	154
3	Bilan	157
	Conclusion et perspectives	159
	A Évolution de la vitesse axiale dans le tourbillon transformé	169
	B Évolution des grandeurs locales dans le tourbillon transformé	171
	Bibliographie	179

Nomenclature

Acronymes

(U)RANS (Unsteady) Reynolds-Averaged Navier–Stokes

2FBB Second mode de flexion

ALE Arbitrary Lagrangian Eulerian

AUSM Advection Upstream Splitting Method

BVI Blade Vortex Interaction

CFD Computational Fluid Dynamics

CFL Courant–Friedrichs–Lewy

DDES Delay Detached Eddy Simulation

DES Detached Eddy Simulation

DNS Direct Numerical Simulation

EO Engine Order

FAG Forces Aérodynamiques Généralisées

ILES Implicit Large Eddy Simulation

LCO Limit Cycle Oscillations

LES Large Eddy Simulation

OGV Outlet Guide Vane

PIV Particule Image Velocimetry

RANS Reynolds-Averaged Navier–Stokes

RNA Réduction du Nombre d’Aubes

SA Spalart–Allmaras

SST Shear Stress Transport

UHBR Ultra High Bypass Ratio

VS Vortex Section

WMLES Wall-Modeled Large Eddy Simulation

ZDES Zonal Detached Eddy Simulation

Indices et exposants

"	Fluctuation associée à la moyenne de Favre
'	Fluctuation associée à la moyenne de Reynolds
-	Moyenne de Reynolds
^	Composante harmonique
~	Moyenne de Favre
*	Donnée adimensionnée
0	Associé au mode propre
Σ	Associé aux nœuds externes
a	Aérodynamique
I	Associé aux nœuds internes
t	Associé aux grandeurs d'arrêt
v	Associé au vortex
x	Associé à la direction axiale
∞	Associé au champ lointain
ref	Donnée de référence
nv	Associé à un état sans vortex

Symboles

β	Amortissement modale généralisé
Γ	Circulation
γ	Raideur modale généralisée
\mathcal{R}_0	Référentiel attaché au sol
\mathcal{R}_1	Référentiel attaché au domaine de calcul
μ	Masse modale généralisée
ν	Viscosité cinématique
ν_t	Viscosité turbulente
Ω	Pulsation d'excitation
ω	Pulsation
Φ	Base modale
π	Taux de compression
Θ	Angle du vecteur vitesse
ξ	Coefficient d'amortissement modale

A'	Raideur aérodynamique généralisée
A	Matrice de raideur aérodynamique
B'	Amortissement aérodynamique généralisée
B	Matrice d'amortissement aérodynamique
b	Longueur de la section interaube
c_x	Longueur de corde axiale
D	Matrice d'amortissement
F	Effort Extérieur
f_{ag}	Forces aérodynamiques généralisées
$G_{(a)(a)}$	Densité spectrale de puissance de la variable a
K	Matrice de raideur
k	Energie cinétique turbulente
M	Matrice de masse
N	Nombre de passage d'aubes
q	Coordonnée généralisée
r_c	Rayon du cœur du vortex
T	Temps de passage d'un sillage
Z	Enstrophie

Introduction

Contexte

En raison des enjeux climatiques actuels, la diminution de l'émission des gaz à effet de serre, en particulier le dioxyde de carbone (CO_2), représente aujourd'hui un défi majeur de notre société pour limiter les dégâts humains et environnementaux engendrés par une hausse globale des températures moyennes du globe. L'aviation commerciale représenterait à elle seule environ 2,9 % des émissions de gaz à effet de serre dans le monde en 2018 [55]. Afin de réduire l'empreinte carbone des aéronefs, les motoristes travaillent sur l'augmentation du rendement propulsif des turboréacteurs. Une des solutions adoptée est l'augmentation du diamètre des moteurs afin d'accroître le débit massique au niveau de l'entrée d'air, donnant naissance aux architectures à fort taux de dilution, appelées UHBR (Ultra High Bypass Ratio). L'augmentation du diamètre des moteurs, occasionnant également une diminution de la garde au sol (distance entre le point le plus bas du moteur et le sol), favorise l'apparition de distorsion de l'écoulement au niveau de l'entrée d'air du moteur tel que le vortex de sol, phénomène giratoire pouvant apparaître au cours des manœuvres au sol en conditions de vent de travers [72]. Comme illustré sur la figure 1, le vortex de sol est ingéré par le moteur et rencontre dans un premier temps le fan en rotation. L'effet du vortex sur le fan est de produire une distorsion aérodynamique, conduisant à des efforts instationnaires à l'origine d'un phénomène de réponse forcée vibratoire affectant ce dernier. Ce phénomène a déjà été étudié au travers des travaux de thèse de Berthelon [8]. De plus, l'écoulement généré par le hachage du vortex par le fan est convecté en direction de la roue redresseuse de sortie du flux secondaire appelée Outlet Guide Vane (OGV). Cet écoulement complexe et fortement instationnaire apparaît comme une source d'excitation aérodynamique pour les OGV (visible sur la figure 1) et conduit, dans certaines conditions observées en essai, à une réponse forcée affectant la structure des aubes de la roue redresseuse. Ces vibrations peuvent entraîner des phénomènes de fatigue, voir même la rupture des aubes. L'impact du vortex haché par le fan sur l'amplitude de vibration des OGV est un phénomène encore peu étudié numériquement à cause de la complexité de modélisation des phénomènes physiques mis en jeu. En effet, il est nécessaire dans un premier temps d'étudier et de modéliser la source d'excitation aérodynamique des OGV, à savoir l'interaction entre le fan et le vortex de sol. La difficulté principale de cette simulation vient de l'estimation d'un écoulement tridimensionnel, transsonique au sein d'une turbomachine mettant en jeu des parois tournantes en interaction avec un écoulement tourbillonnaire de forte intensité, à savoir le vortex de sol. En considérant une modélisation adaptée de la source d'excitation aérodynamique des OGV, la prévision de leur amplitude de vibration nécessite également une bonne représentation du comportement dynamique de la structure des aubes sujettes à cette source d'excitation. Ces modélisations multiples sont difficiles à mettre en place dans un contexte industriel à cause de leur complexité et du manque actuel d'outils pour la prévision de ces phénomènes en bureau d'études. Au vu des tendances actuelles en terme d'architecture moteur, il est aujourd'hui nécessaire de mieux comprendre la source d'excitation aérodynamique induite par le hachage

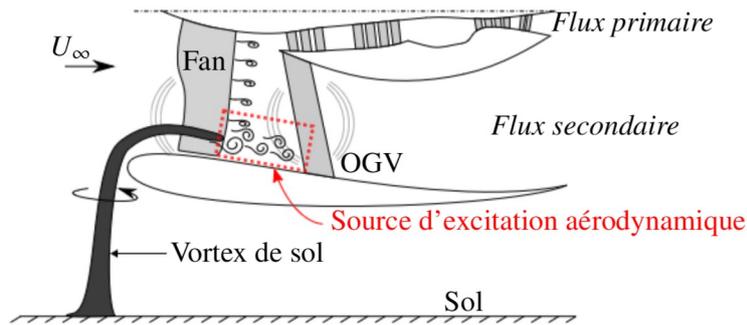


FIGURE 1 – Schéma d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol

du vortex de sol par le fan et l'interaction de cet écoulement instationnaire avec les OGVS afin de définir des méthodes utilisables dès la phase de conception pour prévoir correctement la réponse vibratoire des pièces.

Objectifs

Les travaux de thèse décrits dans ce manuscrit s'inscrivent dans le cadre d'une convention CIFRE avec l'industriel Safran Aircraft Engines et ont été réalisés au laboratoire de l'ONERA. Ces travaux ont pour objectif une prévision de la réponse forcée des OGVS d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol et une meilleure compréhension des mécanismes aéroélastiques mis en jeu. Dans un premier temps, il est nécessaire d'identifier et de caractériser la source d'excitation aérodynamique des OGVS générée par l'interaction entre le fan en rotation et le vortex de sol via une modélisation haute-fidélité sur un cas académique de complexité phénoménologique réduite. Une méthode de modélisation de cette source d'excitation aérodynamique adaptée à un contexte industriel est proposée, en s'appuyant sur le calcul haute-fidélité précédemment effectué. La bonne représentativité de cette source d'excitation aérodynamique permet, avec la prise en compte de la dynamique structurale des OGVS, de prévoir l'amplitude de vibration des aubes soumises à cet écoulement instationnaire, et de comprendre les phénomènes physiques impliqués dans cette réponse forcée. D'un point de vue général, l'objectif de ces travaux est d'améliorer la compréhension des phénomènes aéroélastiques des stators de turboréacteurs, avec en particulier l'étude de la source d'excitation aérodynamique générée par l'interaction entre la soufflante et un vortex de sol ingéré par le moteur.

Organisation du mémoire

Le mémoire est organisé de la façon suivante :

Le **premier chapitre**, de nature bibliographique, décrit les problématiques aéroélastiques rencontrées au sein des turbomachines en présence de vortex de sol. La formation et les caractéristiques de cette distorsion aérodynamique, à l'origine de la source d'excitation aérodynamique des OGVS, sont décrites. Finalement, le phénomène d'interaction entre un tourbillon incident et une roue mobile est détaillé d'un point de vue global en prenant en compte l'intégralité de la soufflante, puis d'un point de vue local avec seulement une seule aube en interaction avec le vortex.

Le **deuxième chapitre** présente les méthodes numériques utilisées dans les simulations aéroélastiques afin de prévoir la réponse forcée d'une structure soumise à une excitation extérieure, correspondant dans notre cas aux OGVS soumis au vortex de sol transformé par le fan en rotation. Le problème théorique est

décrit et les différentes méthodes numériques utilisées pour résoudre ce type de problème sont détaillées.

Le **troisième chapitre** décrit les différents types de modélisation pour la simulation numérique des écoulements turbulents utilisés pour caractériser la source d'excitation aérodynamique générée par l'interaction entre les aubes du fan et le vortex de sol. Dans un premier temps, les approches moyennées adaptées au contexte industriel sont décrites en détaillant les différents modèles de turbulence. Dans un second temps, les approches instationnaires haute-fidélité permettant de résoudre une partie des structures turbulentes sont présentées, en particulier la ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation) utilisée dans le cadre du cas académique représentant l'interaction entre une grille d'aubes de fan en translation et un vortex incident. Enfin, les méthodes de discrétisation utilisées dans ces travaux sont présentées.

Le **quatrième chapitre** propose de caractériser la source d'excitation aérodynamique générée par l'interaction entre des aubes du fan en translation et le vortex de sol grâce à une résolution des structures turbulentes au sein de l'écoulement. Un cas académique représentatif de ce phénomène est détaillé, comprenant une description de la modélisation du vortex de sol. Tous les choix de modélisation sont présentés afin de s'adapter aux exigences d'une simulation de ce type. Enfin, les phénomènes physiques mis en jeu au sein de la source d'excitation aérodynamique sont décrits à l'aide de la résolution haute-fidélité ZDES de l'interaction entre les aubes de fan et le vortex de sol. En raison de l'absence d'études numériques DNS (Direct Numerical Simulation) et expérimentales dans la littérature, ce calcul instationnaire haute-fidélité est considéré comme une base de données de référence représentant ce type d'interaction.

En se basant sur les résultats du calcul haute-fidélité du cas académique représentant l'interaction entre les aubes du fan et le vortex, le **cinquième chapitre** propose d'établir une simulation URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) de la source d'excitation aérodynamique utilisable dans un contexte industriel avec une modélisation de toutes les échelles turbulentes. Dans un premier temps, l'influence de différentes méthodes de modélisation de la turbulence et de discrétisation spatiale sur la source d'excitation aérodynamique est étudiée par comparaison avec le calcul de référence décrit dans le quatrième chapitre. Suite à cette analyse approfondie, les paramètres de modélisation les plus pertinents sont identifiés en vue d'un calcul de réponse forcée des OGV d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol dans un cadre industriel.

Le **sixième chapitre** a pour objectif d'analyser la source d'excitation des OGV générée par l'interaction entre un vortex de sol et une soufflante d'un moteur UHBR dans un contexte industriel. Après une présentation de la simulation, la topologie de l'écoulement est analysée ainsi que les phénomènes aérodynamiques mis en jeu au sein de la source d'excitation aérodynamique. L'influence de cette dernière sur l'écoulement au voisinage des OGV est également présentée afin de mieux comprendre les mécanismes d'excitation aérodynamique responsables des vibrations des aubes de la roue redresseuse de sortie du flux secondaire.

Et enfin, le **septième chapitre** propose l'application d'une méthodologie découplée pour la prévision de la réponse forcée des OGV soumis à la source d'excitation aérodynamique étudiée dans le sixième chapitre, en calculant la raideur et l'amortissement aérodynamique des OGV. Les mécanismes aéroélastiques mis en jeu dans la réponse forcée sont également étudiés au regard de la topologie de l'écoulement détaillée dans le sixième chapitre. Une comparaison avec les données d'essais est finalement proposée, avec un regard critique sur les limites de la modélisation décrite dans ce chapitre.

Première partie

Etude bibliographique

Problèmes d'aéroélasticité pour les turbomachines en présence de vortex de sol

Ce premier chapitre traite de l'état de l'art concernant les problématiques d'aéroélasticité pour les turbomachines en présence de vortex de sol. Dans un premier temps, l'aéroélasticité des turbomachines est abordée avec une description d'un turboréacteur ainsi que les différents phénomènes aéroélastiques rencontrés par les aubes de turbomachine, comme l'aéroélasticité statique, le flottement, et en particulier le phénomène de réponse forcée. Dans un second temps, le vortex de sol est analysé avec une description de ses mécanismes de formation. Les caractéristiques aérodynamiques nécessaires à sa modélisation sont ensuite présentées ainsi que son caractère instationnaire. Enfin, l'interaction entre un vortex incident et une roue mobile est analysée. Après une brève description de l'influence du vortex sur la roue mobile, les effets aérodynamiques de la roue mobile sur le vortex sont étudiés. Les sillages des aubes d'une soufflante sous ingestion de vortex sont également présentés. Enfin, d'un point de vue plus local, le phénomène d'interaction entre une aube et un vortex est décrit ainsi que l'état de l'art sur le phénomène de réponse forcée de l'OGV sous ingestion de vortex.

Sommaire

1	Aéroélasticité des turbomachines	9
1.1	Description d'un turboréacteur UHBR	9
1.2	Aéroélasticité statique	9
1.3	Flottement	10
1.4	Réponse forcée	11
1.4.1	Interaction de sillage	12
1.4.2	Effets potentiels	12
1.4.3	Écoulement de jeu	13
1.4.4	Décollement de manche	13
1.4.5	Ingestion de vortex	14
2	Vortex de sol	14
2.1	Formation du vortex de sol	15
2.1.1	Vent de face	16
2.1.2	Vent de travers	17
2.2	Caractéristiques aérodynamiques du vortex de sol	20
2.2.1	Circulation du vortex de sol	20
2.2.2	Rayon du vortex de sol	21
2.2.3	Profil de vitesse	24

	2.2.4	Sens de rotation	25
	2.2.5	Position du vortex de sol	25
	2.3	Instationnarité du vortex	26
3		Interaction vortex/roue mobile	27
	3.1	Influence du vortex sur la roue mobile	27
	3.1.1	Réponse forcée	27
	3.2	Influence de la roue mobile sur le vortex	27
	3.3	Influence du vortex sur le sillage des aubes	30
	3.4	Blade vortex interaction	32
	3.5	Réponse forcée de l'OGV	37
4		Bilan et objectifs de la thèse	38

1 Aéroélasticité des turbomachines

1.1 Description d'un turboréacteur UHBR

La grande majorité des avions de ligne est équipée de turboréacteurs offrant une poussée indispensable à l'avancement nécessaire pour la génération d'une force de portance permettant de compenser le poids des appareils. Cette force de poussée est produite en accélérant la masse d'air entrant au sein du moteur grâce à un apport extérieur d'énergie libéré par la combustion de carburant. La plupart des turboréacteurs récents sont dits à "double flux", composés d'un flux primaire et d'un flux secondaire comme illustré sur la figure I.1. La masse d'air ingérée par le moteur rencontre dans un premier temps la soufflante (également appelée fan) apportant un travail mécanique au fluide. Le flux d'air est ensuite séparé en deux. Une fraction de l'écoulement est emmenée dans le flux secondaire où des OGV (Outlet Guide Vane) redressent le flux d'air dans le sens de la poussée, avec une augmentation de la pression statique. La poussée du moteur est principalement produite par l'écoulement accéléré du flux secondaire. Le reste de l'écoulement passe par le flux primaire où il rencontre les compresseurs basse pression et haute pression. Ces derniers compriment l'air pour l'amener à des conditions de vitesse, de température et de pression favorables à une combustion. L'écoulement comprimé est donc amené dans la chambre de combustion où son énergie totale se voit augmentée grâce à une réaction de combustion d'un mélange air/carburant. Une partie de cette énergie est restituée en sortie de chambre de combustion sous forme mécanique via la turbine haute pression. Cette dernière est reliée au compresseur haute pression par un arbre permettant de l'alimenter en énergie. L'écoulement traverse ensuite la turbine basse pression fournissant de l'énergie au compresseur basse pression et au fan reliés entre eux par un second arbre. Le flux d'air est finalement accéléré dans la tuyère, restituant une partie de son énergie interne en énergie cinétique. Le rapport de débit massique du flux secondaire sur le débit massique du flux primaire correspond au taux de dilution. Un taux de dilution élevé augmente l'efficacité du moteur en réduisant la quantité de gaz chauds et à haute énergie qui en sortent. Dans une problématique de réduction de gaz à effet de serre, en particulier le CO_2 produit par combustion, l'augmentation de l'efficacité des moteurs est activement recherchée et passe par l'augmentation du taux de dilution. Ce sont les nouvelles générations de moteurs, appelées turbomachines UHBR (Ultra-High Bypass Ratio). La soufflante est responsable de la majorité de la poussée dans un moteur, et sa plage de fonctionnement est large. Cette plage peut être visualisée sur un diagramme appelé champ, représentant l'évolution du taux de compression en fonction du débit massique traversant la soufflante, comme illustré sur la Figure I.2. Le taux de compression correspond au rapport de pression totale en aval et en amont de la soufflante. Sur ce diagramme, des courbes d'iso-vitesse sont tracées pour des vitesses de rotation constantes. Chaque courbe est caractérisée par une diminution du débit massique avec l'augmentation du taux de compression. Il existe une ligne reliant ces isovitesses, nommée ligne de fonctionnement nominal. Cependant, un taux de compression trop élevé sur une courbe d'iso-vitesse peut amener la soufflante à un phénomène de pompage, qui peut conduire à une inversion du débit moteur. L'ensemble de ces points extrêmes forme la ligne de pompage. À l'opposé, un débit trop important sur une courbe d'iso-vitesse amène au phénomène de blocage, qui détermine le débit maximal de la soufflante. Ces phénomènes sont donc importants à prendre en compte lors de la conception de la soufflante.

1.2 Aéroélasticité statique

Cette discipline traite des contraintes et des déformations d'une structure immergée dans un écoulement stationnaire. En fonction de la géométrie de la structure et des caractéristiques de l'écoulement, le fluide génère des efforts stationnaires sur la surface de la structure, induisant ainsi des déformations. La structure et le fluide se trouvent alors sur un point d'équilibre entre les efforts aérodynamiques à la surface de la structure et les efforts élastiques de cette dernière. Le couplage entre les efforts aérodynamiques statiques et le déplacement de la structure peut induire des phénomènes d'instabilité statique, notamment

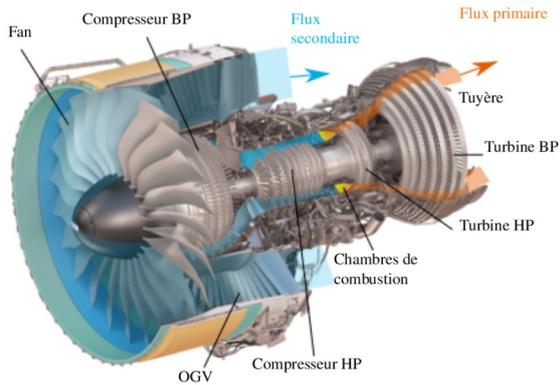


FIGURE I.1 – Schéma d'une turbomachine UHBR (Engine Alliance)

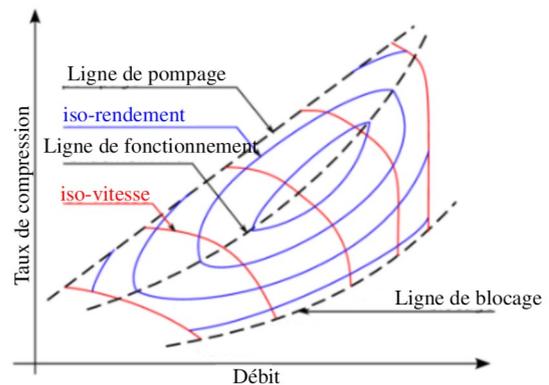


FIGURE I.2 – Diagramme caractéristique d'une soufflante adapté de [78]

sur des structures souples à grand allongement (plutôt voilures fixes), comme le phénomène de divergence, ou l'inversion de gouverne sur les voilures d'avion. Un des rôles principaux de l'OGV étant de redresser l'écoulement dévié par la soufflante [30], ce dernier est nécessairement soumis à un chargement aérodynamique. Dans le cas d'un OGV structural reprenant une importante partie des efforts mécaniques par l'intermédiaire de bras structuraux intégrés dans la grille OGV, les forces aérodynamiques sont négligeables vis-à-vis des autres forces mises en jeu. Les forces aérodynamiques sont cependant prises en compte dans le chargement statique d'un OGV non structural, dont le rôle premier est le redressement de l'écoulement. La déformation associée peut être négligeable en fonction du type d'attache. La bonne connaissance de la forme de la déformée de la structure est néanmoins nécessaire pour la bonne évaluation de la performance des aubes et du rendement des étages. Pour les aubes mobiles, comme le fan, l'équilibre statique nécessite aussi de prendre en compte les efforts centrifuges statiques.

1.3 Flottement

Le flottement est un phénomène d'instabilité dynamique issu d'un couplage entre le fluide et la structure. Une légère instationnarité au sein de l'écoulement peut déformer dynamiquement la structure, et ainsi modifier l'écoulement au voisinage de cette dernière. Ce nouvel écoulement va de nouveau déformer la structure, qui va à son tour modifier l'écoulement, et ainsi de suite. Un échange d'énergie entre le fluide et la structure a alors lieu. En général, ces effets aérodynamiques se traduisent notamment par un amortissement aérodynamique, qui, complété par l'amortissement mécanique, va amortir les oscillations causées par cette instationnarité en s'opposant au mouvement de la structure, pour enfin revenir à un point d'équilibre. Cependant, dans certaines situations, un amortissement négatif peut apparaître, ce qui a pour effet de générer un transfert de l'énergie du fluide vers la structure en tendant à amplifier les oscillations. Si la dissipation d'énergie par l'amortissement mécanique est insuffisante, l'amplitude des vibrations va alors augmenter. La structure peut ainsi atteindre une amplitude de vibration maximale appelée *LCO* (*Limit Cycle Oscillations*), induit par des non-linéarités aérodynamiques ou structurales. Dans certains cas, la rupture de la structure a lieu avant d'atteindre cette limite. Le flottement classique intervient lorsqu'un couplage néfaste apparaît entre modes propres de vibration, causé par des efforts aérodynamiques instationnaires. Ceci se traduit par un rapprochement des fréquences propres de vibration de deux modes lors d'une augmentation de la charge aérodynamique. Parallèlement, on observe une modification simultanée des amortissements des modes de vibration, dont l'un devient rapidement négatif. Ce dernier va être l'objet d'une augmentation exponentielle de son amplitude de vibration au cours du temps. Ce phénomène peut

apparaître classiquement pour les modes propres de flexion et de torsion. En turbomachine, le flottement classique est rare car les fréquences propres des aubes sont éloignées [62]. Cependant, d'autres formes de flottement peuvent avoir lieu, comme le couplage aube à aube. En plus d'être couplées mécaniquement par la structure, les aubes sont également couplées aérodynamiquement. Si on considère une roue aubagée dont les aubes sont identiques, ces dernières possèdent alors les mêmes modes et fréquences propres. Une instabilité aérodynamique peut déformer dynamiquement l'aube, modifiant ainsi l'écoulement en son voisinage. Le(s) aube(s) voisine(s) perçoivent cet écoulement instationnaire avec une variation de leur chargement aérodynamique. Ces aubes vont être déformées en retour, modifiant à leur tour l'écoulement au voisinage de l'aube initiale. Un couplage a alors lieu entre toutes les aubes par l'intermédiaire du fluide. Toutes les aubes vont être sollicitées avec une même fréquence et selon le même mode propre, mais avec un déphasage spatial et temporel.

1.4 Réponse forcée

Contrairement au flottement, le phénomène de réponse forcée est une sollicitation de la structure induite par des fluctuations de pression générées indépendamment du mouvement de cette dernière. S'il y a coïncidence fréquentielle et spatiale entre la source d'excitation et un des modes propres de la structure, cette dernière est susceptible d'entrer en résonance. Dans le cas des turbomachines, les sources d'excitation d'une roue sont réparties en deux catégories : synchrone et asynchrone. Les réponses forcées appelées *synchrones* sont corrélées avec le régime de rotation du moteur. En effet, les fréquences d'excitation correspondent à l'ordre moteur 1 (fréquence de rotation du moteur) et ses harmoniques (multiples de la fréquence de rotation, correspondant aux ordres moteurs 2, 3, ...). Lorsqu'un régime moteur ou l'un de ses harmoniques est au voisinage de la fréquence d'un des modes propres, il y a une coïncidence fréquentielle entre la source d'excitation et le mode propre de la structure. Un phénomène de résonance apparaît, dont l'amplitude de la réponse dépend de l'intensité de l'excitation, de l'amortissement modal ainsi que de l'appropriation modale de la structure. Ce dernier phénomène a lieu lorsque la répartition spatiale de la force d'excitation coïncide avec la forme du mode propre mis en jeu. L'enjeu du motoriste est donc de prévoir l'amplitude de la réponse de la structure à un chargement instationnaire afin d'anticiper la fatigue prématurée de la structure ou sa rupture, d'où l'importance de l'évaluation de l'amortissement aérodynamique positif qui influe sur l'amplitude de la réponse. Les coïncidences fréquentielles entre la source d'excitation et le mode propre de la structure peuvent être prévues par le diagramme de Campbell représenté sur la Figure I.3. Sur cette même figure, une ligne en trait continu correspond à une fréquence d'un mode propre

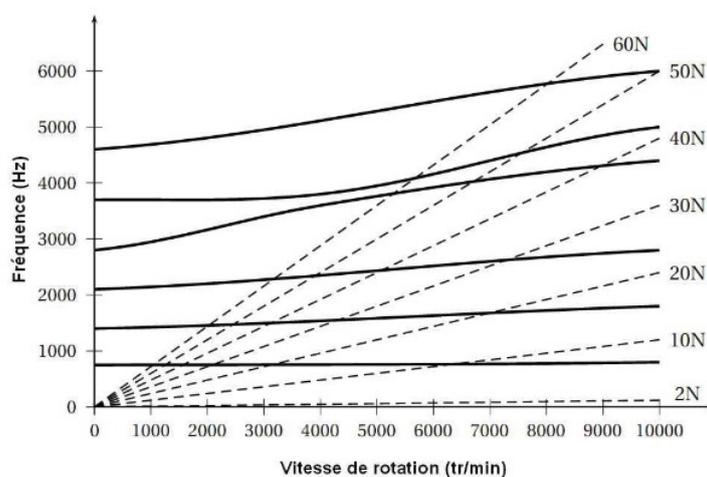


FIGURE I.3 – Diagramme de Campbell

en fonction du régime de rotation. Les pointillés correspondent aux différents ordres moteur. L'ordre kN correspond aux sollicitations ayant pour pulsation k fois le régime moteur, avec k un entier. L'effet exciteur de chaque ordre moteur dépend directement du contenu harmonique du signal de sollicitation périodique. A noter que pour un rotor, la fréquence propre d'un mode propre peut varier en fonction du régime de rotation à cause des efforts centrifuges induisant une précontrainte statique, modifiant la géométrie de la structure et la matrice de raideur du système. Dans le cas d'un redresseur, celui-ci étant dans un repère fixe, les fréquences propres sont constantes au premier ordre, quel que soit le régime moteur. Il existe également des réponses forcées *asynchrones*, où la fréquence d'excitation est dé-corrélée du régime de rotation. Le phénomène de pompage peut induire un écoulement instationnaire ayant une fréquence variant de 1 à 100Hz [16]. Les lâchers tourbillonnaires aux bords d'attaque et de fuite des aubages sont également des sources d'excitation asynchrones [76]. Quelques exemples de sources d'excitations synchrones sont détaillés dans la suite.

1.4.1 Interaction de sillage

Le sillage est généré par la fusion des couches limites de l'intrados et de l'extrados. C'est un effet visqueux et turbulent, caractérisé par un déficit maximal de vitesse et de fortes fluctuations de l'écoulement, induisant des pertes de charge par viscosité et turbulence, ainsi qu'une augmentation d'entropie. L'interaction de sillage est présente lorsque deux roues sont voisines avec un mouvement relatif entre elles. La roue en amont produit un sillage convecté dans le sens de l'écoulement comme montré Figure I.4. A cause du mouvement relatif entre ces deux roues, les aubes de la roue située en aval vont voir le sillage défilé, induisant un écoulement fortement instationnaire. Il en résulte une variation temporelle de la pression statique ainsi que du vecteur vitesse sur la roue aval, sources d'excitation pour cette dernière. La fréquence fondamentale d'excitation des aubes du stator est alors le produit du nombre d'aubes et de la fréquence de rotation du rotor. D'après Oliveira [74] et Hodson et al. [44], le sillage de l'aube en amont peut interagir

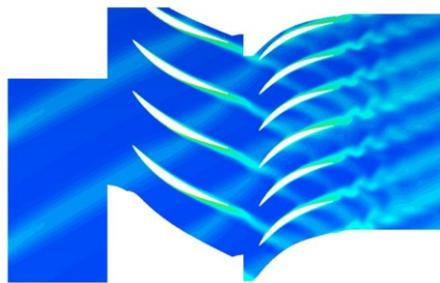


FIGURE I.4 – Visualisation de l'entropie d'un étage rotor-stator du compresseur Create [40]

avec la couche limite de l'aube aval. La turbulence issue du sillage peut pénétrer au sein de la couche limite de l'aube suiveuse, et forcer la transition de cette dernière de laminaire à turbulente. Après le passage du sillage, la couche limite redevient laminaire. Une instationnarité du comportement de la couche limite est alors induite par le passage périodique du sillage.

1.4.2 Effets potentiels

Les mouvements des aubes des roues voisines génèrent des forces de pression instationnaires. Des ondes de pression se propagent en amont (en écoulement subsonique) et en aval. Si le mouvement relatif des roues est non nul, alors l'aube voisine va percevoir un chargement aérodynamique instationnaire. Pour une distance axiale entre les deux roues adimensionnée par l'écart interaube supérieure à 30%, l'effet potentiel devient négligeable devant l'interaction de sillage dans le cas d'un écoulement subsonique ($M <$

1) [40] [13]. C'est le cas des roues aubagées utilisées en turbomachines. Cependant, pour un écoulement transsonique ($M \approx 1$), le terme en exponentielle ne joue plus le rôle d'amortissement. Les effets potentiels peuvent alors être présents loin de leur source. Ainsi, en considérant deux roues voisines en mouvement l'une par rapport à l'autre, l'effet potentiel généré par une des roues va soumettre l'autre à des efforts instationnaires pouvant engendrer un phénomène de réponse forcée.

1.4.3 Écoulement de jeu

Une différence de pression est présente entre l'intrados et l'extrados. Le fluide au niveau de la zone de surpression (intrados) tend à rejoindre la zone de dépression (extrados) en passant par le jeu présent entre l'aube et le carter comme illustré sur la Figure I.5. Plus le jeu est important, plus le débit traversant le jeu l'est aussi (pour une différence de pression identique). Cet écoulement induit a tendance à s'enrouler pour générer un tourbillon longitudinal se propageant dans le sens de l'écoulement, et dont les lignes de vorticité sont alignées avec les lignes de courant. Pour le stator, cet écoulement induit et son vortex associé sont une source d'instationnarité dont la fréquence d'excitation est corrélée avec la vitesse de rotation (fréquence de passage des aubes du rotor).

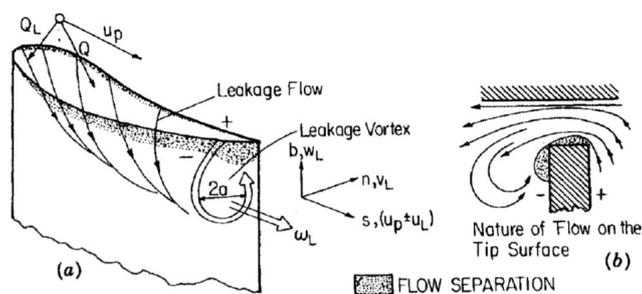


FIGURE I.5 – Tourbillon de jeu [52]

1.4.4 Décollement de manche

Le décollement de manche apparaît en présence de vent de travers. Il est causé par le décollement de la couche limite au niveau de la nacelle, générant une distorsion dans le plan fan illustrée sur la Figure I.6. On observe alors un déficit de pression totale induit par le décollement de la couche limite. Dans le repère tournant, cette distorsion est une source d'excitation aérodynamique instationnaire, pouvant générer des réponses forcées synchrones pour le fan [12]. Cette interaction peut également impacter l'OGV générant des réponses forcées synchrones pour ce dernier.

Pour une vitesse de vent donnée, cette distorsion varie en fonction du débit moteur, schématisée sur la figure I.7. A faible débit, un décollement apparaît au niveau du bord d'attaque de la nacelle, générant localement une perte de pression totale dans le diffuseur. La vitesse du fluide au niveau du contournement du bord d'attaque étant inférieure à la vitesse du son, ce phénomène est appelé "décollement subsonique". A débit intermédiaire, l'écoulement ingéré apporte assez d'énergie pour faire recoller la couche limite. La distorsion disparaît et l'écoulement dans le plan fan retrouve son homogénéité. A fort débit, le nombre de Mach des particules fluides contournant le bord d'attaque de la nacelle devient supérieur à 1. Un choc apparaît, générant un fort gradient de pression décollant la couche limite. Ce décollement supersonique induit d'importantes pertes de pression totale et une distorsion fortement étalée. L'étendue de la distorsion est néanmoins atténuée avec la présence d'un fan [43].

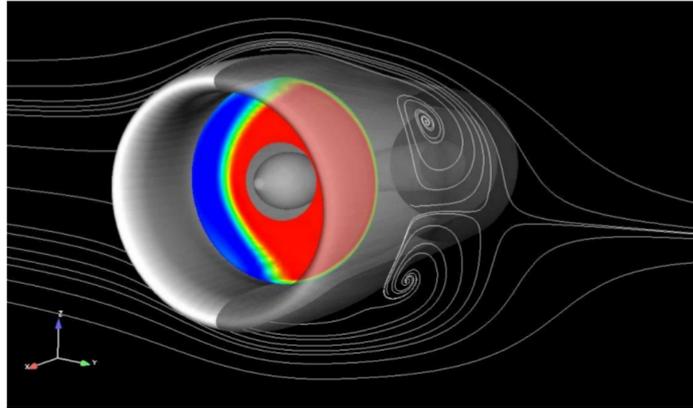


FIGURE I.6 – Distorsion en pression totale induite par le décollement de manche [14]

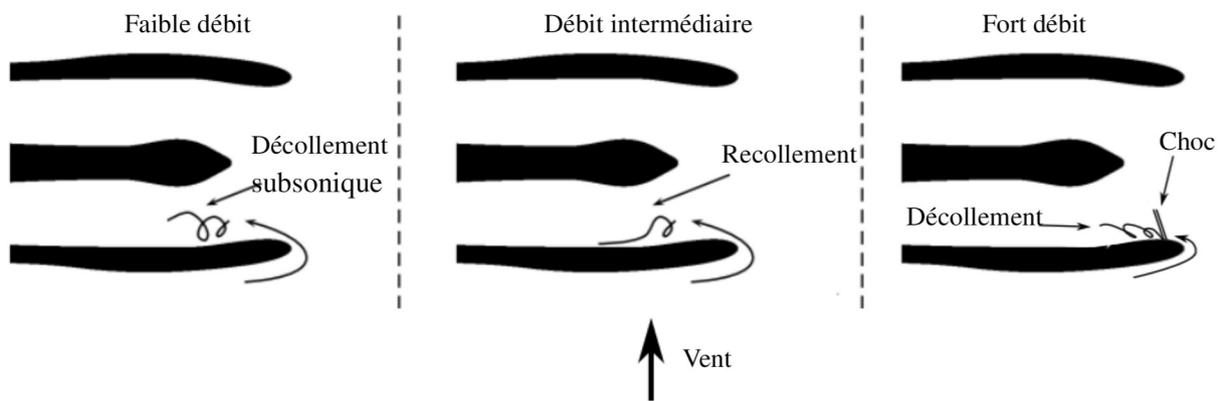


FIGURE I.7 – Différents cas de figure du décollement de manche en fonction du débit ingéré (schéma adapté de Colin [14])

1.4.5 Ingestion de vortex

Dans certaines conditions, le moteur peut être soumis à l'ingestion d'un vortex [8]. Ce tourbillon génère une distorsion de pression et de vitesse pour le fan, engendrant une réponse forcée des aubes mobiles [8]. L'interaction entre le fan et le vortex génère un écoulement complexe instationnaire convecté jusqu'à l'OGV. Ces fluctuations aérodynamiques sont une source d'excitation pour le stator, générant une réponse forcée. L'objet d'étude de cette thèse est l'estimation de cette dernière avec la prévision de la source d'excitation aérodynamique générée par l'interaction entre un fan et le vortex de sol. Les mécanismes de formation ainsi que les caractéristiques de ce dernier sont présentés dans la suite de cette thèse.

2 Vortex de sol

Une des conditions nécessaires au bon fonctionnement d'un turboréacteur est la qualité du champ aérodynamique ingéré par le moteur. En effet, un champ aérodynamique fortement hétérogène au niveau du plan fan peut impacter les performances du moteur et/ou devenir une source d'excitation aérodynamique instationnaire pour le fan et/ou l'OGV. On parle de distorsion aérodynamique lorsqu'une variation spatiale d'une ou plusieurs grandeurs aérodynamiques est présente. Dans le cas du vent de travers, les grandeurs pertinentes sont la pression totale, la direction et la norme du vecteur vitesse au niveau de l'entrée d'air. Le décollement sous vent de travers est une des conditions de fonctionnement les plus contraignantes pour le moteur. En effet, le vent de travers induit plusieurs types de distorsion aérodynamique au niveau de l'entrée

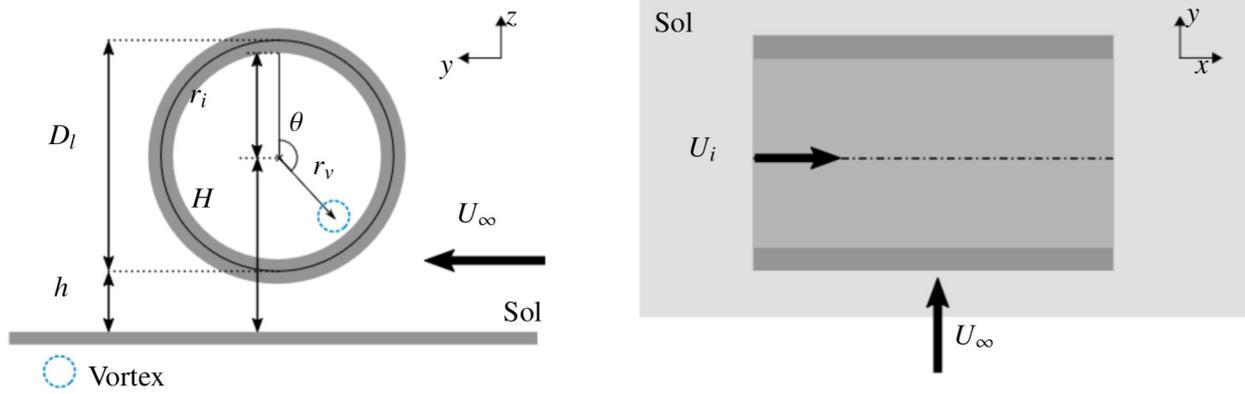


FIGURE I.8 – Définition des paramètres géométriques et cinématiques au niveau de l'entrée d'air

d'air, comme le décollement de manche et la formation d'un vortex de sol. En effet, lorsque le moteur opère proche du sol et sous certaines conditions, un vortex de sol peut apparaître et être ingéré par le moteur. Ce phénomène a pour la première fois été étudié en 1955 [81] dans le cas d'ingestion de débris portés par le vortex. Ce dernier est également une source d'excitation aérodynamique pour le fan [8] [26] [37].

2.1 Formation du vortex de sol

Lorsqu'un débit non nul est ingéré par le moteur, l'écoulement est séparé en deux parties : l'écoulement interne et externe. L'écoulement interne est contenu dans un tube de courant, dont la totalité est ingérée par le moteur. L'écoulement externe correspond au reste de l'écoulement. Lorsque le tube de courant de l'écoulement interne est intersecté par le sol, un point d'arrêt apparaît. C'est une condition nécessaire à la formation d'un vortex de sol [81]. Le point d'arrêt, et donc la possible apparition d'un vortex de sol, dépend de la taille du tube de courant et de la distance au sol du moteur. En supposant un écoulement uniforme selon la hauteur, et en notant U_i et ρ_i (U_∞ et ρ_∞) les caractéristiques de l'écoulement interne de la nacelle (infini amont), l'équation de la conservation de la masse s'écrit :

$$\rho_\infty U_\infty A_\infty = \rho_i U_i A_i \quad (\text{I.1})$$

Avec A_∞ l'aire de la section du tube de courant en infini amont, et A_i l'aire de section de l'entrée d'air. En supposant un écoulement incompressible ($\rho_\infty = \rho_i$), on obtient la vitesse adimensionnée :

$$U^* = \frac{U_i}{U_\infty} = \frac{A_\infty}{A_i} \quad (\text{I.2})$$

Ce paramètre caractérise la taille du tube de courant infini amont par rapport à la section de l'entrée d'air. Un deuxième paramètre est introduit : H/D_i , rapport entre la distance axe du moteur/sol H illustré sur la Figure I.8, avec D_i le diamètre correspondant à $2r_i$ visible sur cette même figure. La confrontation de U^* et de H/D_i permet de caractériser la proximité du tube de courant de l'écoulement interne avec le sol, susceptible de l'intersecter. Il existe ainsi un lien entre la présence ou non d'un vortex de sol, et les deux paramètres adimensionnés U^* et H/D_i , représenté sur la Figure I.9. Afin d'améliorer le rendement du moteur, la tendance actuelle des motoristes est à l'accroissement du débit ingéré dans le flux secondaire en augmentant le diamètre moteur. Ces futures configurations UHBR sont alors caractérisées par une valeur de H/D_i de plus en plus faible (dans une configuration classique d'installation sous aile), et sont beaucoup plus enclines à l'apparition d'un vortex de sol en présence de vent pour un rapport de vitesse U^* donné. Le vortex de sol peut apparaître en présence d'un vent quelle que soit sa direction (face, arrière, travers). La première condition nécessaire est la présence d'un point d'arrêt généré par l'intersection du tube de courant avec le sol. La seconde est la présence d'une source de vorticité. De Siervi et al. [89] décrivent l'origine de cette dernière dans le cas d'un vent de face et d'un vent de travers.

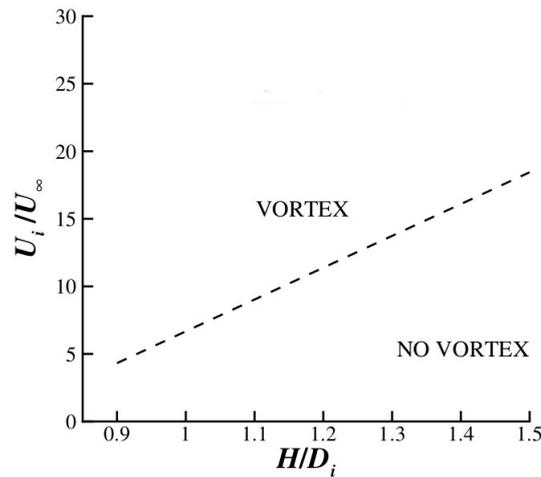


FIGURE I.9 – Zones d'absence et de présence d'un vortex de sol en fonction des paramètres de similitude [72]

2.1.1 Vent de face

En présence de vent de face, c'est à dire dans la même direction que l'axe moteur, la vorticité donnant naissance au vortex de sol provient de la vorticité ambiante. Ce terme définit la vorticité g  n  r  e indépendamment de l'entrée d'air [89]. En amont de la nacelle, de la vorticité apparait au sein de la couche limite, li  e au gradient de la vitesse U selon la hauteur. Loin de l'entrée d'air, cette vorticité est perpendiculaire à l'axe du moteur et parallèle au sol. Elle est convect  e et   tir  e à l'approche de l'entrée d'air par l'accélération de l'écoulement induite par la diminution de section du tube de courant. Pour un écoulement non-visqueux, incompressible et en négligeant les forces volumiques, l'étirement d'un tube de vorticité entraîne une augmentation de la vorticité au sein du tube [89]. Les lignes de vorticité sont ainsi courb  es au niveau de l'entrée d'air avec une augmentation de l'intensité de la vorticité, donnant naissance à deux vortex de sol contrarotatifs représentés sur la Figure I.10.

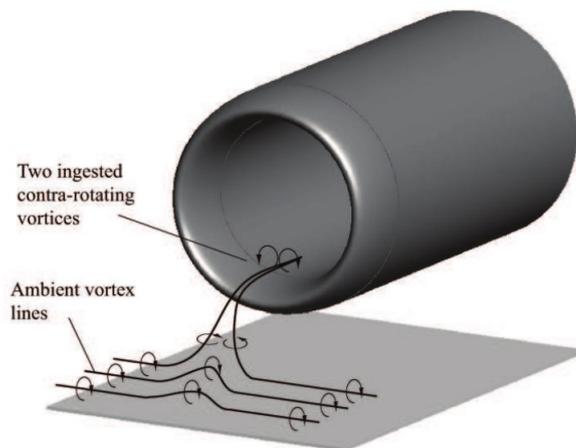


FIGURE I.10 – Lignes de vorticité lors de la formation de vortex de sol sous vent de face [72]

2.1.2 Vent de travers

En l'absence d'intersection entre le tube de courant et le sol, et en présence de vent de travers, à savoir une direction de vent perpendiculaire à l'axe moteur, Di Servi et al. [89] observent la présence de deux vortex de contournement illustrés Figure I.11(a). En diminuant progressivement H/D_i et/ou en augmentant U^* , un point d'arrêt apparaît, noté (P) sur la Figure I.11(b), ainsi que le vortex de sol. Un vortex de contournement est également présent dont une partie, contenue dans le tube de courant, est ingérée par le moteur comme le montre la Figure I.12. La frontière du tube de courant illustrée Figure I.11 est une représentation simplifiée en deux dimensions et ne se situe pas dans le même plan que le vortex de contournement. Le tube de courant réel (tri-dimensionnel) est beaucoup plus complexe à représenter.

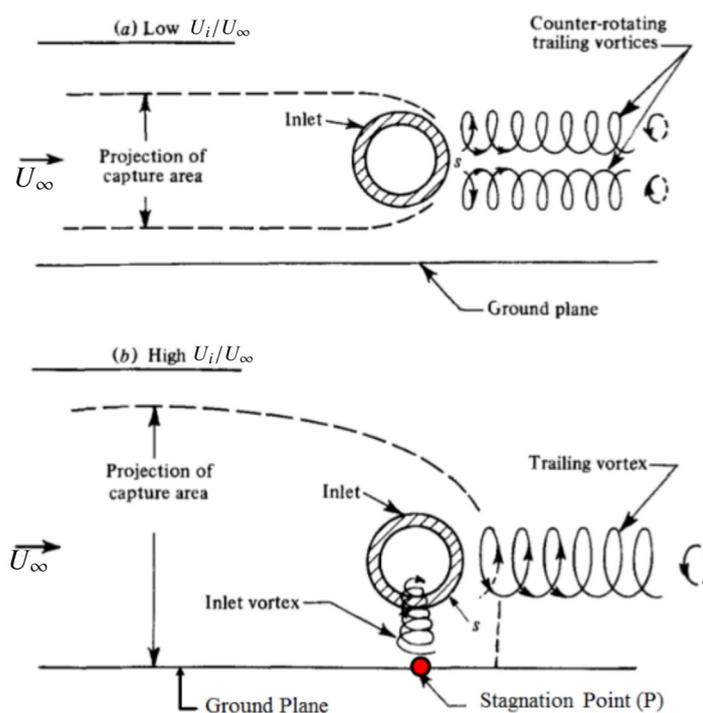


FIGURE I.11 – Représentation de l'apparition d'un vortex de sol en fonction de U^* sous vent de travers, adapté de Siervi et al. [89]

Un des mécanismes mis en jeu dans la formation du vortex de sol est, comme dans le cas de vent de face, l'étirement de tubes de vorticité ambiante provenant de l'interaction visqueuse (couche limite) entre le sol et l'écoulement externe. La vorticité augmente alors le long des tubes de vorticité, et est convecté par l'écoulement interne au tube de courant dans la direction de l'axe moteur. Cependant, De Siervi et al. [89] arrivent expérimentalement à générer un vortex de sol sous vent de travers sans vorticité ambiante en superposant deux entrées d'air, créant naturellement un plan de symétrie entre ces dernières comme l'illustre la Figure I.13. Le sol est alors remplacé expérimentalement par un plan de glissement fictif entre les deux entrées d'air. L'auteur observe la formation d'un vortex de sol reliant les deux entrées d'air et traversant le plan de symétrie, ainsi qu'un vortex de contournement au niveau de chaque entrée d'air. Aucune vorticité ambiante n'étant présente, un autre mécanisme de formation du vortex de sol doit intervenir. Afin d'identifier ce dernier, De Siervi et al. [89] s'interrogent sur l'origine du tourbillon avant d'arriver à un écoulement stationnaire. D'après les auteurs, la vorticité est initialement produite au niveau de la surface externe de l'entrée d'air pendant le régime transitoire menant à la formation du vortex. Au passage du régime transitoire au régime permanent, cette vorticité est port e par le tube de courant interne et est amen e

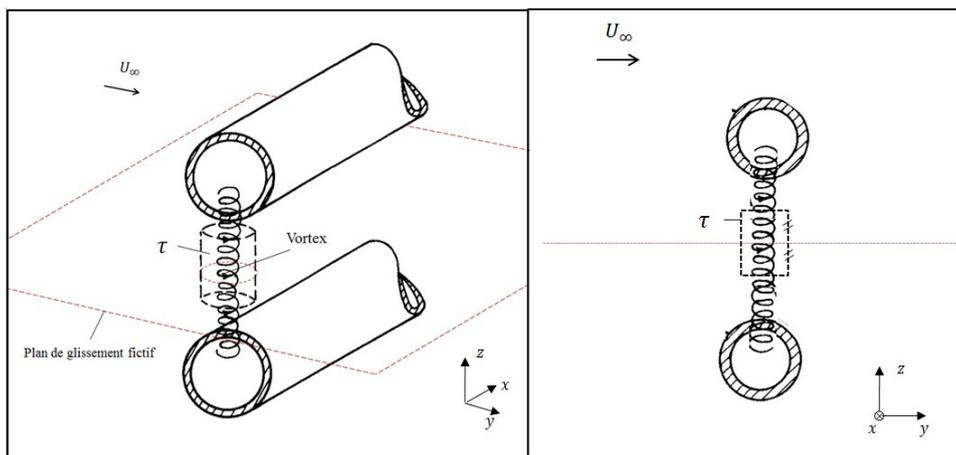


FIGURE I.13 – Représentation de la superposition de deux entrées d’air expérimentée par Siervi et al. [89]

une circulation plus faible dans une configuration avec des conditions d’adhérence. Afin d’identifier le

Sol	Nacelle	Présence du vortex de sol
●	●	√
●	○	√
○	●	√
○	○	×

TABLE I.1 – Présence du vortex de sol des calculs de Trapp et al. [94] selon le type de condition à la paroi (● : adhérence ; ○ : glissement)

mécanisme permettant le maintien du vortex dans un état stationnaire, et donc l’équilibre entre production, transport et diffusion de vorticité, Trapp et al. [94] ont réalisé des calculs d’une entrée d’air proche du sol sous vent de travers avec différentes conditions initiales. Un de ces calculs est réalisé avec une paroi glissante au niveau de la nacelle et un sol adh erent, et est initialisé avec un champ aérodynamique issu d’un calcul convergé avec toutes les parois glissantes. Ils observent l’apparition d’un vortex de sol. Cependant, en effectuant la manipulation inverse (réalisation d’un calcul avec toutes les parois glissantes initialisé avec un calcul convergé en présence d’un sol adh erent et une nacelle à parois glissantes) le vortex de sol pourtant présent dans le champ aérodynamique d’initialisation disparaît au cours du calcul. Cela montre qu’avec les conditions de ce calcul, le vortex de sol ne peut pas être entretenue sans un apport de vorticité par convection provenant du sol ou de la surface externe de l’entrée d’air. Aucune observation similaire n’a été effectu e en essai. Ce résultat de calcul est en contradiction avec l’interprétation physique de De Siervi et al. [89] où ces derniers supposent un auto-entretien du vortex sans apport de vorticité extérieur à celui-ci. Murphy [72] évoque la nécessité d’un apport permanent de vorticité par convection provenant de la partie ing r e du vortex de contournement dont la vorticité provient initialement de la partie externe de la nacelle. Les investigations n’ont néanmoins pas été plus pouss es. Grâce à leurs calculs faisant varier les conditions d’adhérence de la nacelle et du sol, Trapp et al. [94] affirment numériquement que la vorticité produite au niveau de la partie externe de la nacelle a une contribution plus importante sur l’intensité du vortex de sol que la vorticité issue du sol. Deux zones de concentration de vorticité provenant de la nacelle ont été identifi es : *feeding vortex* et *trailing vortex* visibles sur la Figure I.14.

- Le *feeding vortex* est un tourbillon situé au voisinage du vortex de sol et plus petit que ce dernier. Il "nourrit" le vortex de sol en vorticité.
- Le *trailing vortex* correspond au tourbillon de contournement généré au niveau de la partie externe

de la nacelle. Il est composé de deux parties : celle ingérée par le moteur et l'autre emportée par l'écoulement moyen dans le sens du vent de travers. La composante du trailing vortex ingérée par la nacelle interagit avec le vortex de sol, influençant directement sa circulation.

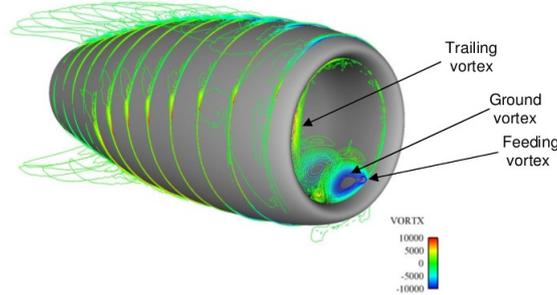


FIGURE I.14 – iso-surfaces de vorticité représentant les zones de concentration de vorticité [94]

Comme le montre la littérature, les mécanismes de formation du vortex de sol en condition de vent de travers sont complexes, et sujets à différentes hypothèses sans consensus.

2.2 Caractéristiques aérodynamiques du vortex de sol

Un des objectifs principaux de la thèse étant de simuler numériquement l'interaction entre le vortex de sol et le fan, une modélisation fidèle à la réalité du vortex de sol est indispensable. Le vortex de sol est défini par différentes caractéristiques aérodynamiques, comme son rayon, sa circulation et son profil de vitesse pouvant varier en fonction des conditions de vent de travers, à savoir du paramètre U^* à H/D fixé. Il possède également des caractéristiques cinématiques au sein de son environnement, comme sa position au sein de l'entrée d'air, son sens de rotation et un caractère instationnaire. Il est alors nécessaire de déterminer les différentes grandeurs aérodynamiques permettant de modéliser au mieux le vortex de sol. Ces grandeurs sont, dans la plupart des cas, tirées de la littérature.

2.2.1 Circulation du vortex de sol

La circulation d'un vortex permet de caractériser son intensité. Cette grandeur est mesurée ici le long d'un contour plan fermé C circulaire suffisamment éloigné du centre du vortex, avec \mathbf{v} le vecteur vitesse de l'écoulement.

$$\Gamma = \int_C \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} \quad (I.4)$$

D'après le théorème de Green, on obtient l'expression suivante :

$$\Gamma = \int_S \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n} \, ds \quad (I.5)$$

Avec S la surface plane délimitée par le contour C et \mathbf{n} sa normale avec une direction en accord avec l'orientation du contour C . La vorticité étant définie comme le rotationnel de la vitesse ($\boldsymbol{\omega} = \nabla \wedge \mathbf{v}$), il vient mathématiquement que la vorticité est à divergence nulle. En englobant le vortex dans un volume V dont la normale à la surface latérale est orthogonale en tout point au vecteur de vorticité, nous pouvons alors affirmer que le flux de vorticité à travers la section $S(x)$ est une constante, avec $S(x)$ la surface plane orthogonale à l'axe du tourbillon délimitée par $C(x)$, et x l'abscisse curviligne le long de l'axe du vortex comme illustré sur la Figure I.15. La circulation totale du vortex $\Gamma(x)$ à l'abscisse curviligne x correspondant au flux de la vorticité à travers $S(x)$, nous avons, d'après le théorème de Kelvin ($\frac{d\Gamma}{dt} = 0$) $\forall x, \Gamma(x) = \Gamma$. La connaissance de la circulation totale du vortex de sol selon un plan $S(x)$ nous permet de connaître cette grandeur tout au long de son axe, du sol jusqu'au niveau de l'entrée d'air. Trapp et al.

[94] ont mesuré la circulation du vortex de sol au niveau de plusieurs plans à des hauteurs différentes. Ils remarquent une variation négligeable de la circulation selon ces plans de mesure. Murphy [72] montre un

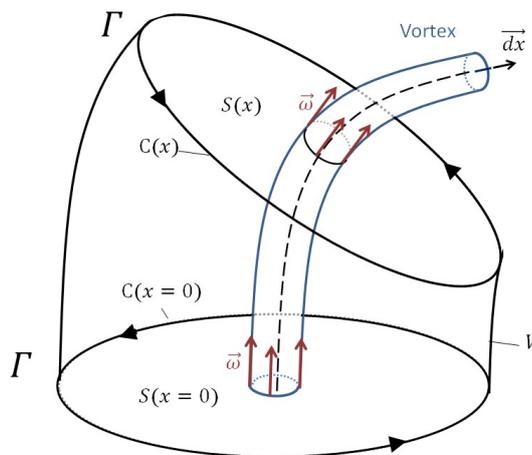


FIGURE I.15 – Circulation Γ constante au niveau de différents plans avec pour coordonnées curvilignes $x = 0$ et x d'un vortex

comportement autosimilaire du vortex de sol en vent de travers en instaurant le paramètre adimensionné :

$$\Gamma^* = \frac{\bar{\Gamma}}{D_i U_i} \quad (\text{I.6})$$

avec $\bar{\Gamma}$ correspondant à la circulation totale moyenne du vortex de sol. Par l'intermédiaire des études expérimentales en soufflerie, Murphy a tracé l'évolution de Γ^* en fonction du rapport de vitesse U^* pour des valeurs de h/D_l égales à 0.4 et 0.25 (dont les grandeurs sont illustrées sur la figure I.8) à nombre de Mach et épaisseur de couche limite constants, comme représentée sur la figure I.16. La mesure de la circulation est effectuée selon un plan proche du sol. Pour un certain rapport de vitesse U^* , on remarque une valeur plus élevée de la circulation Γ^* pour la plus faible valeur de h/D_l . Pour $h/D_l = 0.25$, l'évolution de la circulation du tourbillon avec U^* est strictement décroissante. En effet, de faibles valeurs de U^* , donc de grandes valeurs de U_∞ , engendrent une production de vorticité plus importante au niveau de la partie externe de la nacelle, arrach  e et transport  e jusqu'au cœur du vortex. Cependant, l'augmentation de U^* a pour conséquence la diminution de la taille du tube de courant, réduisant ainsi la surface d'intégration de la vorticité pi  g  e dans le tube de courant, avec pour conséquence une diminution de la circulation du vortex [8]. Cela peut expliquer la diminution de Γ^* dans le cas $h/D_l = 0.4$ pour les U^* décroissants à partir d'une valeur de U^* proche de 10. La circulation totale du vortex peut ainsi être estim  e en connaissant le point de fonctionnement du moteur, la géométrie de l'entrée d'air ainsi que les conditions de vent de travers. Les lignes verticales illustr  es sur la figure I.16 représentent la valeur limite de rapport de vitesse U^* d'apparition du vortex de sol.

2.2.2 Rayon du vortex de sol

Le rayon d'un tourbillon, supposé parfaitement circulaire, est défini comme la distance entre le centre du vortex et le rayon de vitesse tangentielle maximale comme illustré sur la figure I.17. On parle également de rayon visqueux, ou rayon du cœur du vortex. Murphy et MacMannus [73], Wang et Gursul [100] et Brix et al. [11] l'ont mesuré expérimentalement dans des conditions de vent de travers. Les résultats obtenus par Wang et Gursul [100] sont assez différents de ceux obtenus par Murphy et MacMannus [73], et Brix et al. [11] malgré des rapports de vitesse U^* et de garde au sol H/D_l similaires à ceux de Murphy et MacMannus [73] comme l'illustre la Figure I.18.

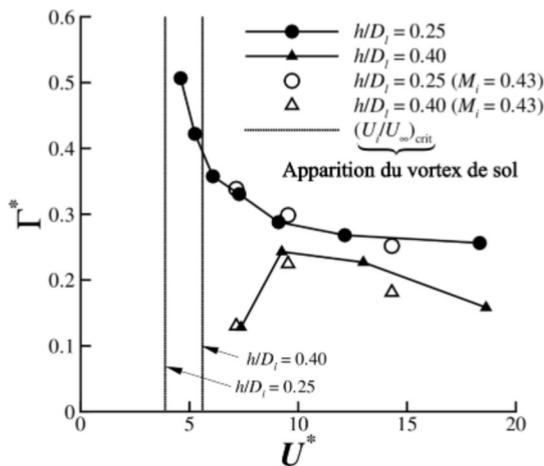


FIGURE I.16 – Circulation adimensionnée Γ^* (eq. I.6) en fonction du rapport de vitesse U^* (eq. I.2) [89]

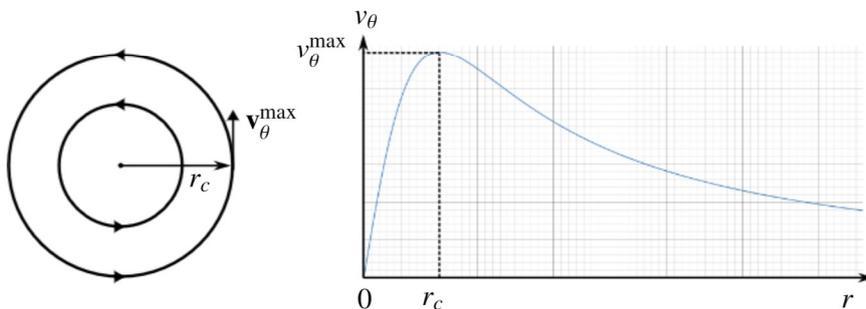


FIGURE I.17 – Schéma d'un vortex analytique

Murphy et MacMannus [73] ont effectué des mesures PIV (Particule Image Velocimetry) au niveau d'un plan proche du sol et parallèle à ce dernier, situé à une hauteur de $0.083D_l$. Grâce au champ de vitesse obtenu, ils déterminent le champ de vorticité associé. Le centre du vortex est identifiable par le point de vorticité maximale. En intégrant la vorticité sur un disque de rayon r et de surface $S(r)$ avec un centre confondu avec celui du vortex, la circulation du tourbillon est obtenue grâce à l'équation (I.5). En notant $C(r)$ le cercle fermé de rayon r et ayant son centre confondu avec celui du vortex, et en supposant un tourbillon parfaitement circulaire, une vitesse tangentielle constante et dépendant seulement de r , la vitesse tangentielle peut être exprimée de la façon suivante :

$$v_\theta(r) = \frac{\Gamma(r)}{2\pi r} \tag{I.7}$$

Pour mesurer le rayon du cœur du vortex, il suffit alors d'augmenter la taille du disque de rayon r jusqu'à atteindre la vitesse tangentielle maximale grâce à la connaissance de $\Gamma(r)$. Le rayon de ce disque correspond alors au rayon du cœur du vortex r_c . Quels que soient le rapport de vitesse U^* et le paramètre h/D_l (valant 0.25 ou 0.40 dans les travaux de Murphy [72]), le rayon du cœur du vortex oscille autour de $0.06r_i$ (avec r_i le rayon interne de l'entrée d'air représenté sur la figure I.8), avec des valeurs bornées entre $0.064r_i$ et $0.055r_i$. Certaines caractéristiques du vortex étant instationnaires, en particulier la position de son centre, il est nécessaire de réaliser une moyenne temporelle conditionnelle à paramètres U^* et h/D_l fixés afin d'obtenir une moyenne de ses caractéristiques qui ne dépende pas des fluctuations spatiales du centre du tourbillon. La moyenne conditionnelle consiste à effectuer la moyenne des champs de vitesse des différents champs PIV en superposant le centre des vortex capturés à différents instants. Cela permet de s'affranchir des fluctuations spatiales du vortex, tout en prenant en compte les variations temporelles du rayon du cœur du vortex. De plus, la mesure du rayon du vortex sur un champ de vitesse moyenné (sans utilisation d'une

moyenne conditionnelle) a tendance à surestimer le rayon du cœur du vortex [96]. Murphy [72] a également effectué un tri statistique des mesures qu'il considère comme physiquement improbables.

Les mesures de Wang et Gursul [100] ont été réalisées en soufflerie grâce à des champs PIV. Contrairement à Murphy et MacMannus [73], plusieurs plans de mesures ont été utilisés : deux sous la nacelle et parallèles au sol, à des distances au sol respectives de $0.02D_i$ et $0.18D_i$ et un au niveau de l'entrée d'air parallèle au plan fan. Ces mesures indiquent une légère augmentation du rayon du cœur du vortex avec l'augmentation du rapport de vitesse U^* . De plus, à U^* fixé, le rayon du cœur du vortex semble légèrement diminuer selon l'axe du vortex en direction de l'entrée d'air. Contrairement à Murphy [72], Wang et Gursul [100] mesurent directement la distance entre le centre du vortex et le point de vitesse tangentielle maximale. Dans le cas où le vortex n'est pas parfaitement symétrique, la moyenne entre les extremums de rayons est effectuée. Wang utilise également une moyenne conditionnelle permettant de s'affranchir de l'instationnarité de la position du vortex, évitant ainsi de surestimer son rayon. Wang et Gursul [100] ont mesuré le rayon du cœur du vortex au niveau de différents plans : horizontal proche du sol, horizontal proche de l'entrée d'air et vertical proche de l'entrée d'air. Comme attendu, les mesures entre ces différents plans sont du même ordre de grandeur. Cependant, il est à noter que le rayon du vortex mesuré dans le plan vertical de l'entrée d'air semble légèrement inférieur à ceux mesurés au niveau des plans horizontaux. Cet écart semble s'accroître avec la diminution du rapport de vitesse U^* . Ces mesures ont été effectuées pour une garde au sol de $h/D_l = 0.25$. L'écart relatif maximal mesuré entre les différents plans est de 30% pour $U^* = 5$, et diminue jusqu'à environ 20% pour un rapport de vitesse $U^* = 10$. Aucune autre mesure n'a été effectuée au-delà de ce rapport de vitesse. Étant donné la difficulté intrinsèque à mesurer expérimentalement le rayon du cœur du vortex, nous négligerons la variation de rayon du cœur du vortex le long de son axe de rotation. Au regard de l'important écart de mesure de rayon entre les expériences de Murphy [72] et de Wang et Gursul [100], il est probable que cela provienne de différences de conditions expérimentales et de moyens de mesure (proximité du plan avec le sol par exemple). Ces dernières sont résumées dans le Tableau I.2.. Une récente étude expérimentale menée par Nichols [17] indique un rayon moyen de $0.017r_i$ pour une garde au sol $h/D_l = 0.36$. La grandeur U^* n'est pas précisée.

	$Re = \frac{\rho_i U_i D_i}{\mu_i}$	$M_i = \frac{U_i}{a_\infty}$	$\frac{\delta}{D_i}$
Murphy [73] [72]	10^6	0.55	$\sim 0.1 - 1$
Wang et Gursul [100]	10^5	0.09	-

TABLE I.2 – Différences de conditions expérimentales entre les études de Murphy [72] et Wang et Gursul [100]

Brix et al. [11] ont mesuré indirectement le rayon du cœur du vortex en supposant le profil de vitesse du tourbillon connu. Les mesures du rayon du cœur du vortex sont résumées dans la Figure I.18. Il existe peu d'études numériques mesurant le rayon du cœur du vortex de sol. Zantopp et al. [109] ont remarqué une forte dépendance du rayon du cœur du vortex avec la finesse du maillage : une étude de convergence a montré que le rayon du cœur diminue avec l'augmentation de la finesse des mailles, alors que la circulation est peu affectée. Ces valeurs ne sont pas exposées dans leur article. L'hypothèse d'un phénomène d'hystérésis est également évoquée par l'auteur. En effet, un maillage différent peut mener à la convergence d'une autre solution avec les mêmes conditions aux limites.

Finalement, les différents rayons du cœur du vortex de sol mesurés par Murphy [72], Wang et Gursul [100] et Brix et al. [11] sont récapitulées sur la figure I.18. Plus récemment, Nichols et al. [17] ont mesuré expérimentalement le cœur du vortex pour une valeurs de U^* inconnue dans un plan proche de l'entrée d'air. Ils obtiennent un rayon moyen d'environ $0.017r_i$. Étant donnée l'importante quantité de mesure effectuée par Murphy [72] pour différentes valeurs de U^* , un rayon du coeur du vortex égale à $0.06r_i$ est retenu pour le rapport de vitesse U^* utilisée dans le cadre de cette thèse.

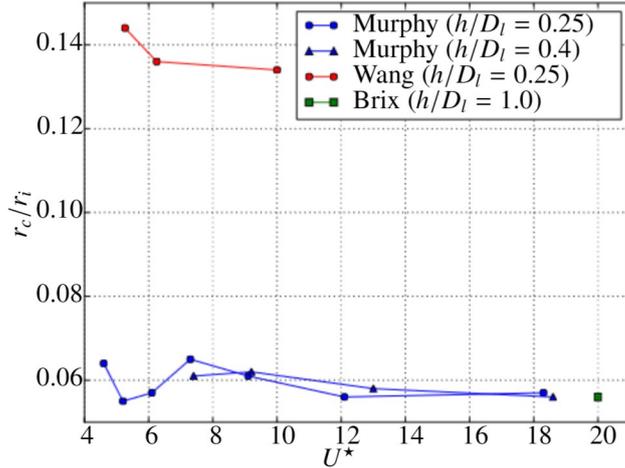


FIGURE I.18 – Rayon du cœur du vortex mesuré par Murphy et MacMannus [72], Wang et Gursul [100] et Brix et al. [11] (voir fig. I.8 pour la définition de r_i , h et D_l)

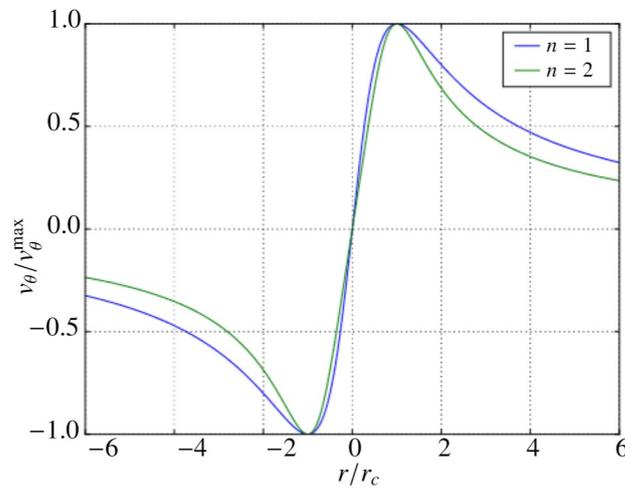


FIGURE I.19 – Comparaison des profils de vitesse pour les paramètres $n = 1$ et $n = 2$

2.2.3 Profil de vitesse

Toutes les études [72] [11] [69] ayant pour but de représenter analytiquement le vortex de sol ont utilisé une famille de modèles algébriques de tourbillon concentré introduite par Vatisstas et al. [98] dont le profil de vitesse est défini de la façon suivante en coordonnées cylindriques :

$$v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r}{(r^{2n} + r_c^{2n})^{1/n}} \quad (I.8)$$

$$\frac{v_\theta}{v_\theta^{\max}} = 2^{1/n} \left[\frac{r^*}{(1 + r^{*2n})^{1/n}} \right] \quad (I.9)$$

Avec v_θ la vitesse tangentielle du tourbillon, $r^* = \frac{r}{r_c}$, r_c le rayon de son cœur, Γ la circulation du vortex et n l'exposant de Vatisstas. La circulation du vortex ainsi que son rayon peuvent être mesurés expérimentalement sans la connaissance de la forme du profil de vitesse. L'exposant de Vatisstas n définit la forme du profil de vitesse tangentielle du tourbillon. Murphy [72] a expérimentalement déterminé ce paramètre pour un vortex de sol en vent de face et en vent de travers en étudiant la décroissance de la vitesse tangentielle selon la distance r du centre du vortex. Pour chaque point de mesure (U^* , h/D_l), le

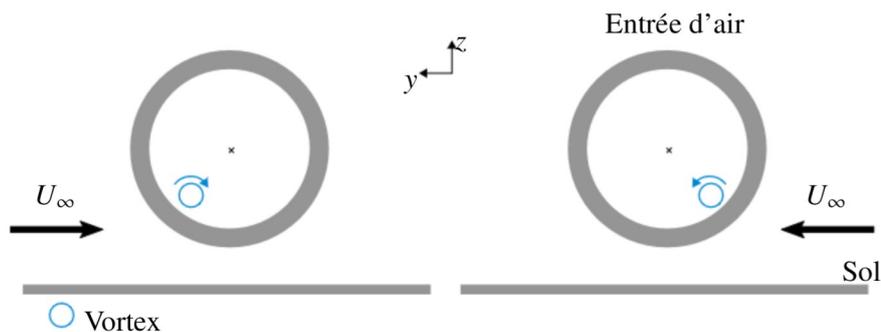


FIGURE I.20 – Sens de rotation du vortex de sol en fonction de la direction du vent de travers (vue de face)

facteur de forme n est une valeur moyennée. Murphy [72] obtient un facteur de forme d'environ 1 pour le vortex de sol en vent de face. Cependant, ces résultats sont en contradiction avec les affirmations de Brix et al. [11], où ces derniers considèrent qu'un facteur de Vatisas égal à $n = 2$ est un meilleur choix pour représenter le vortex de sol en vent de travers (la différence de profil entre $n = 1$ et $n = 2$ est illustrée sur la figure I.19). Ces derniers ont mesuré cette valeur pour un rapport de vitesse $U^* = 20$ et une garde au sol $\frac{h}{D_i} = 1$. Les configurations traitées par Murphy [72] étant plus représentatives des conditions de vent de travers rencontrées dans cette thèse, l'exposant de Vatisas $n = 1$ sera retenu dans la suite de cette étude.

2.2.4 Sens de rotation

De Siervi et al. [89] ont remarqué que le sens de rotation du vortex de sol en condition de vent de travers ne dépend pas du signe de la vorticité ambiante produite au niveau du sol. Ce phénomène confirme la présence d'une source de vorticité supplémentaire à celle présente au voisinage du sol. D'après les observations de De Siervi et al. [89], en regardant de face l'entrée d'air et avec un vent de travers provenant de la gauche, le sens de rotation du vortex va dans le sens des aiguilles d'une montre. Wang et Gursul [100] ainsi que Murphy [72] ont observé un vortex de sol tournant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre pour un vent de travers provenant de la droite (en regardant de face l'entrée d'air). La direction du vent détermine alors le sens de rotation du vortex de sol. Les deux configurations possibles sont illustrées sur la figure I.20. Murphy [72] a de plus remarqué qu'une diminution de la circulation du vortex est associée à un changement de source de vorticité prédominante : la source de vorticité prépondérante devient celle provenant de la couche limite au niveau du sol. Le mécanisme de formation du vortex de sol devient alors similaire à celui du vent de face : la courbure des lignes de vorticité issues du sol forme deux vortex contrarotatifs au niveau de l'entrée d'air. Ce phénomène a également été observé dans l'étude de Wang et Gursul [100]. Cependant, les conditions de vent de travers définies par les paramètres U^* et h/D_i utilisés dans cette thèse donnent un vortex assez puissant pour ne pas se trouver dans ce cas de figure.

2.2.5 Position du vortex de sol

La position du cœur du vortex de sol au niveau de l'entrée d'air influence en partie la manière dont l'aube va interagir avec le vortex. En effet, les caractéristiques géométriques d'une section de l'aube, comme l'angle de calage, varient selon la direction radiale. On peut donc s'attendre à des phénomènes d'interaction aubes/vortex différents en fonction de la position d'impact entre la grille d'aubes et le vortex. De plus, la grille d'OGV se trouvant en aval du fan, la position azimutale du vortex au niveau de l'entrée d'air conditionne la localisation du (ou des) OGV impacté(s) par le chargement instationnaire induit par l'écoulement complexe issu de l'interaction entre le vortex et le fan. Murphy [72] a mesuré la position du cœur du vortex sur un plan orthogonal à l'axe de l'entrée d'air et situé à $0.7D_i$ du premier plan de l'entrée d'air. Il repère la position du vortex selon un système de coordonnées polaires (r_v, θ) avec pour origine

radiale le centre de la nacelle et un axe polaire ($\theta = 0$) pointant vers le haut représenté sur la Figure I.8. Pour un rapport de vitesse $U^* = 18.3$ et une garde au sol $\frac{h}{D_l} = 0.25$, le vortex de sol a une position radiale adimensionnée égale à $r_v/r_i = 0.84$ et un angle θ de 140° . Grâce aux mesures de pression totale au niveau du cœur du vortex, on peut remarquer une déviation vers les θ croissants avec la diminution du rapport de vitesse U^* . Pour toutes ces mesures, Murphy obtient un angle $\theta < 180^\circ$. Wang et Gursul [100] ont mesuré la position moyenne du centre du vortex de sol dans un plan proche de l'entrée d'air pour un vent de travers de même sens, une garde au sol identique ($h/D_l = 0.25$) et un rapport de vitesse U^* égal à 6.25. Le centre du vortex est repéré par un angle $\theta > 180^\circ$. Pour un rapport de vitesse de $U^* = 10$, le vortex semble se positionner avec un angle $\theta = 180^\circ$, alors que Murphy et MacMannus [73] observent un vortex de sol situé à $\theta < 180^\circ$. Ces écarts peuvent être expliqués par la différence de position axiale des plans de post-traitement entre les expériences de Murphy [72] et Wang et Gursul [100]. En effet, après s'être introduit dans la nacelle, le vortex semble ne pas être aligné uniquement dans une direction purement axiale. Pour un vent de travers provenant de la droite, l'axe du tourbillon a tendance à s'incliner dans la direction opposée au vent de travers dans un plan parallèle au sol. Il existe également un phénomène d'hystérésis du vortex de sol observé expérimentalement par Shin et Cheryl [88]. En particulier, sa position ou même sa présence pour un débit donné dépend du chemin par lequel ce débit a été atteint. Ce phénomène d'hystérésis a également été observé numériquement par Green [37]. Ces auteurs ont également mesuré la position du vortex de sol au niveau d'un plan proche du sol. Les résultats des deux études concordent, avec un déplacement de la position moyenne du centre dans la même direction du vent de travers (dans le sens de l'écoulement) pour les U^* décroissants.

2.3 Instationnarité du vortex

Wang et Gursul [100] ont étudié expérimentalement le caractère instationnaire du vortex de sol en vent de travers par une méthode PIV. Ces derniers ont observé le caractère instationnaire de la position du vortex de sol au niveau de l'entrée d'air. Ils ont relevé un nombre de Strouhal de $St = fD_l/U_i$ de l'ordre de 0.025 avec f la fréquence du phénomène instationnaire. Murphy [72] et Wang et Gursul [100] ont remarqué que le vortex issu du champ aérodynamique moyenné a une forme elliptique, avec un demi grand axe aligné avec la direction du vent. Cela suggère une direction de déplacement du vortex privilégiée, dans la même direction que le demi grand axe. L'instationnarité du vortex a été observée numériquement par Secareanu et al. [87] grâce à des calculs LES (*Large Eddy Simulation*) dans une configuration de vent de face. Le nombre de Strouhal identifié est similaire à celui déterminé par Wang et Gursul [100]. Ce dernier explique le caractère instationnaire du vortex de sol par l'instationnarité du foyer de séparation formé au niveau du sol. Cependant, Jermy et Ho [46] ont observé durant leur calcul un vortex, une fois formé, stationnaire. Ils supposent que le mouvement instationnaire observé dans les essais expérimentaux et études numériques pourrait provenir d'un caractère instationnaire de l'écoulement ambiant. La fréquence des oscillations de la position du vortex est très faible par rapport à la fréquence de passage des aubes fan sur le tourbillon et aux fréquences de modes propres des OGV. En effet, en notant f_0 la fréquence du mode de l'OGV étudié dans le cadre de cette thèse, on a $f/f_0 \approx 10^{-2}$. Il est donc peu probable que cette instationnarité influe directement sur la réponse forcée des OGV. Néanmoins, une amplitude importante de ces oscillations peut amener à solliciter des OGV initialement hors trajectoire du tourbillon. Les mesures expérimentales des caractéristiques aérodynamiques du vortex menées par Murphy et MacMannus [73] traduisent un caractère instationnaire du vortex. En effet, les mesures du facteur de Vatistas n , du rayon du cœur du vortex et de la circulation totale varient en fonction du temps comme illustré dans la figure I.21.

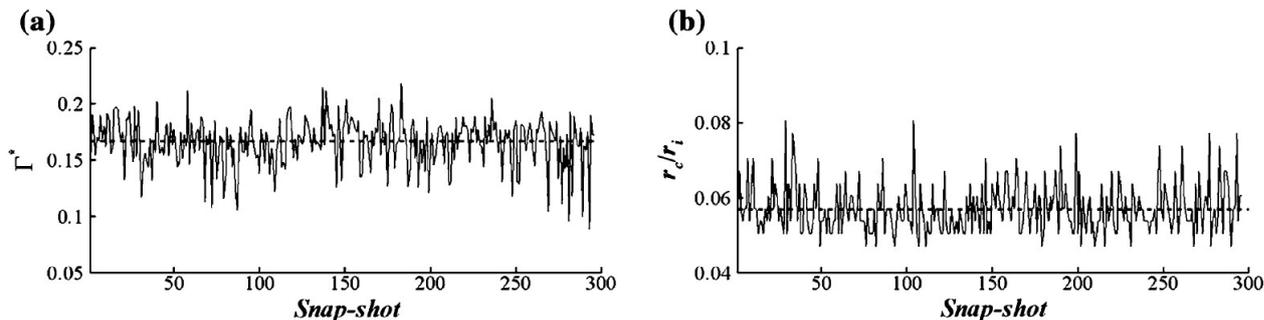


FIGURE I.21 – Variation de la circulation Γ^* (a) et de r_c/r_i (b) en fonction des mesures prises au cours du temps [73]

3 Interaction vortex/roue mobile

Cette section traite de l'interaction entre un vortex incident et une roue mobile. Il existe deux familles principales de roues mobiles : le fan et l'hélice. Un fan est caréné avec des aubes proches les unes des autres : on parle de grille d'aubes. A l'inverse, une hélice possède des pales espacées et non carénées.

3.1 Influence du vortex sur la roue mobile

3.1.1 Réponse forcée

Lors de l'ingestion d'un vortex de sol par le moteur, une distorsion aérodynamique est présente au niveau de l'entrée d'air. L'écoulement dans le plan de rotation de la soufflante n'est plus homogène. Un déficit local de pression totale, ainsi qu'une modification de l'angle de giration défini via l'équation I.10, mentionné par Berthelon [8], rendent l'écoulement hétérogène :

$$\alpha = \text{atan}\left(\frac{V_t}{V_x}\right) \quad (\text{I.10})$$

V_x correspond à la vitesse axiale de l'écoulement et V_t à la vitesse tangentielle pour le rayon considéré. L'angle α est alors lié au changement d'angle d'attaque de l'aube. Chaque aube traverse cette distorsion à une fréquence $\frac{N}{60}$ Hz, avec N la vitesse de rotation de la soufflante en tr/min. Ce changement local de pression totale et d'angle de giration modifie le chargement aérodynamique de l'aube au passage de la distorsion. L'aube est sollicitée périodiquement par un chargement aérodynamique instationnaire : c'est une réponse forcée.

3.2 Influence de la roue mobile sur le vortex

Dans sa progression depuis l'entrée d'air, le vortex de sol rencontre tout d'abord le fan, et est une source d'excitation pour ce dernier. Cependant, comme l'a montré l'étude expérimentale de Frohnappel et al. [35], certaines distorsions très localisées au niveau de l'entrée d'air, analogues à un vortex de sol, peuvent toujours être présentes malgré le passage à travers la grille d'aubes du fan, et interagir avec les composants en aval, comme l'OGV. Les auteurs de cette étude ont généré plusieurs distorsions dans le champ aérodynamique du fan dont une distorsion locale, similaire à un vortex concentré avec un sens de rotation opposé à celui du fan. Il ont ensuite mesuré les champs aérodynamiques au voisinage du fan en amont (station 0.5) et en aval (station 1.5) comme le montre la figure I.22. La distorsion locale est toujours présente (même si transformée) après avoir traversé le fan. Elle s'est cependant déplacée dans la direction de rotation du fan. Yang et al. [106] ont étudié l'impact d'une hélice de turbopropulseur sur un vortex

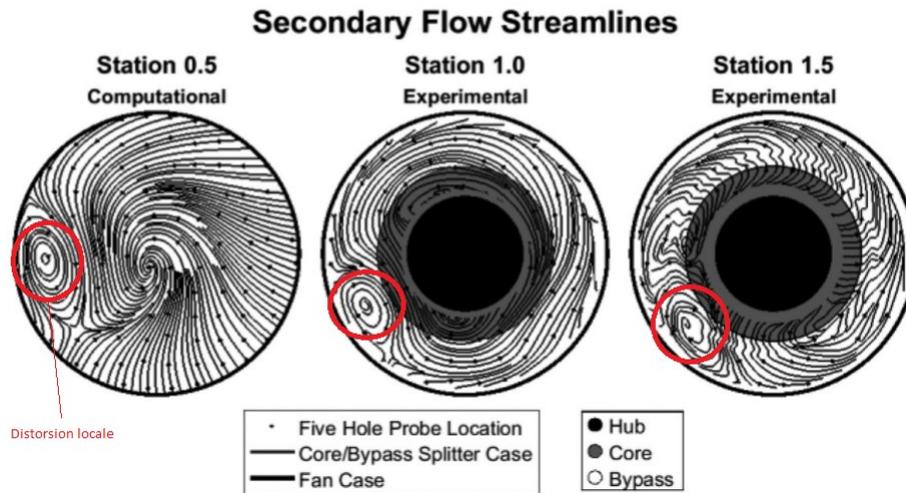


FIGURE I.22 – Ligne de courant d'un écoulement distordu en amont et en aval du fan [35]

incident dont l'axe est aligné avec l'axe de rotation de l'hélice. Il a effectué un calcul numérique (RANS, *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) du hachage du vortex par l'hélice illustré sur la Figure I.23. Le vortex est alors découpé en plusieurs parties (VS1, ..., VS n ,...) par le passage successif des pales, tout en étant convecté dans la direction axiale globale. Lors d'une coupe du vortex par une aube, le tourbillon est séparé en deux parties (VS1 et VS2 sur la Figure I.23) se déplaçant dans une direction radiale opposée l'une de l'autre.

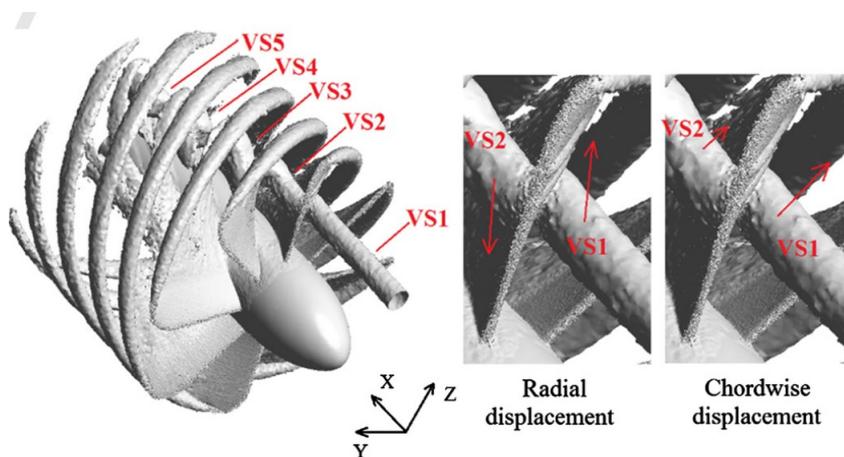


FIGURE I.23 – Iso-surface de vorticité d'un calcul RANS représentant la découpe d'un vortex incident par une hélice de turbopulseur [106]

Il existe également un déplacement relatif des parties du vortex selon la corde de l'aube. Cela est expliqué par une vitesse d'écoulement plus élevée à l'extrados qu'à l'intrados. Les axes des parties du vortex VS1 et VS2 ne sont plus alignés. Ils sont alors séparés par l'aube. Dans un contexte d'écoulement supposé potentiel et afin d'assurer une vitesse normale nulle à la paroi de l'hélice, cette dernière peut être représentée de façon équivalente à la présence d'un vortex miroir en champ libre pour VS1 et VS2. Ces vortex images (fictifs) induisent une vitesse sur leur vortex père, engendrant un déplacement des vortex réels le long de l'aube représenté schématiquement sur la Figure I.24. Chaque vortex (VS1 et VS2 dans le cas de la Figure I.23) possède son propre vortex miroir.

Yang et al. [107] remarquent que la position moyenne du vortex entre un plan en amont et en aval de

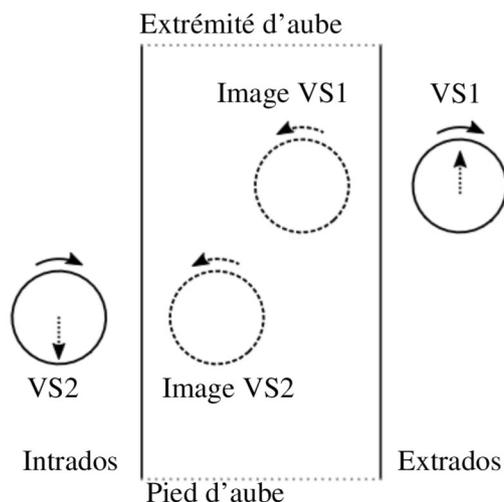


FIGURE I.24 – Explication du déplacement radial de VS1 et VS2 causé par l'image du vortex adapté de Yang et al. [106]

l'hélice est différente comme l'illustre la figure I.25. Il se déplace radialement en direction du centre de rotation de l'hélice, et dans la même direction angulaire que le sens de rotation des pales. Le vortex suit le sens de rotation globale du fluide induit par l'hélice. Le centre du vortex se retrouve à une distance de $0.2R$ de sa position initiale.

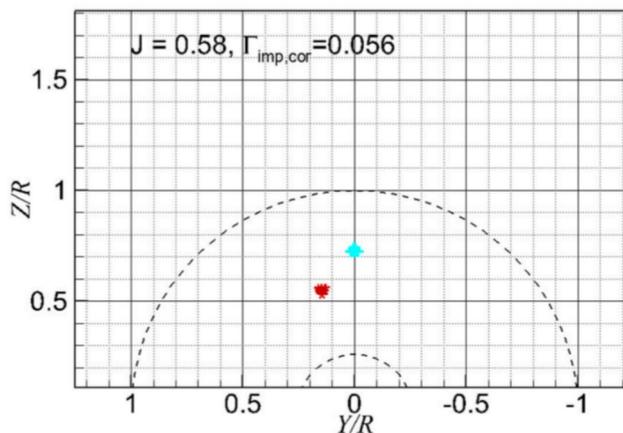


FIGURE I.25 – Position du centre du vortex incident en amont (bleu) et en aval (rouge) de la soufflante [107]

Zehner [75] a étudié numériquement l'influence de l'angle d'incidence sur la réponse acoustique de l'interaction pale/vortex. Cette étude paramétrique fait partie d'un travail de recherche plus global portant sur l'interaction d'une pale avec un vortex incident. L'angle de calage est défini comme l'angle entre le plan de rotation de la pale et la corde du profil. La pale possède une loi de vrillage afin d'avoir localement une incidence nulle quel que soit le rayon de la pale. Zehner [75] fait varier l'angle de calage de l'aube de $+5^\circ$ à -5° à vitesse de rotation constante afin d'induire une incidence non nulle. L'auteur utilise un profil symétrique. Il remarque que la mise en incidence de la pale dévie le tourbillon de sa direction axiale. Comme le montre la Figure I.26, la direction de déviation du tourbillon dépend du signe de l'angle d'incidence. Un angle d'incidence négatif dévie l'axe du tourbillon dans la même direction que celle du mouvement de l'aube. Inversement, un angle d'incidence positif dévie l'axe du tourbillon dans la direction opposée du mouvement de l'aube au moment de l'impact. L'intensité de cette déviation est d'autant plus

forte que l'angle d'incidence est fort. En effet, l'augmentation de ce dernier augmente la différence de pression entre l'intrados et l'extrados, et par la même occasion l'écart de vitesse entre l'intrados et l'extrados. De la même façon que la déviation observée des parties "VS1" et "VS2" dans l'étude de Yang et al. [107], l'écart de vitesse entre l'intrados et l'extrados de l'aube a pour effet de dévier l'axe du vortex en aval de l'impact entre le vortex et la pale.

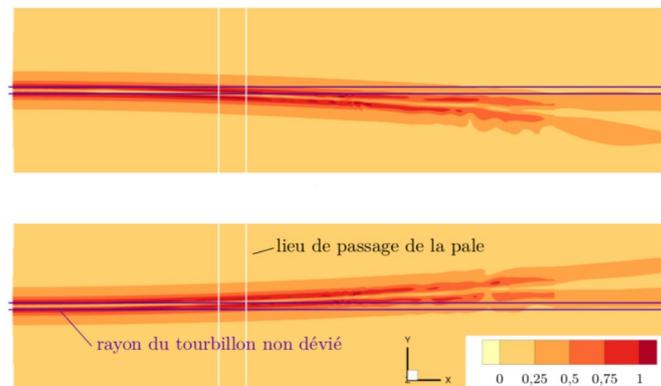


FIGURE I.26 – Déviation du vortex pour une incidence négative (au dessus) et une incidence positive (en dessous) avec (ZY) le plan de rotation de la pale et un sens de rotation vers les y décroissants [75].

Yang et al. [107] ont également pu étudier expérimentalement l'influence des pales sur la circulation du vortex. Ils remarquent une redistribution de la circulation du vortex. En effet, la circulation totale du vortex reste globalement constante avant et après le passage des pales. Yang et al. remarquent néanmoins une augmentation de la vorticité dans le cœur du vortex en aval de l'hélice, induite par l'étirement axial du vortex. La circulation loin du cœur du vortex semble décroitre en raison de la vorticité négative g n r e par le sillage des aubes pour un vortex contra-rotatif par rapport au sens de rotation de l'hélice.

Yang et al. [106] ont comparé numériquement et expérimentalement l'interaction entre un vortex incident et une hélice. Ils ont réalisé leurs calculs numériques via une modélisation RANS en comparant différents modèles de turbulence : $k - \omega$ SST et $k - \varepsilon$ avec les données expérimentales obtenues via des mesures PIV comme illustré sur la Figure I.27. Lorsque le vortex n'est pas sectionné par une aube, le champ de vorticité calculé avec le modèle de turbulence $k - \omega$ SST est similaire à celui issu du champ PIV. Cependant, lors de l'interaction entre l'aube et le vortex, le champ de vorticité calculé avec ce même modèle de turbulence indique une dislocation du vortex en deux parties à peu près égales, alors que le champ de vorticité issu de l'essai suggère une déformation importante du vortex sans dislocation. Yang et al. [108] ont réalisé un calcul similaire avec le modèle de turbulence $k - \varepsilon$. Le champ de vorticité ainsi obtenu se rapproche des données expérimentales comme illustré sur la Figure I.27.

Ces résultats suggèrent une dépendance du résultat de la simulation numérique de l'interaction aube/vortex avec le modèle de turbulence utilisé. Dans le cas de Yang et al. [106], le modèle $k - \varepsilon$ semble plus adapté pour la prévision de la dislocation du vortex incident lors de son impact avec une aube.

3.3 Influence du vortex sur le sillage des aubes

L'écoulement induit par le vortex incident interagit avec le sillage des aubes. Yang et al. [107] ont réalisé des essais expérimentaux afin d'étudier le champ de vorticité de l'écoulement en aval de l'interaction entre le vortex et l'hélice. Le champ de vorticité a été reconstitué par l'intermédiaire de mesures PIV pour un vortex incident corotatif (même sens de rotation que l'hélice) et contrarotatif (sens inverse de rotation de l'hélice) illustré sur la Figure I.28. Yang et al. [107] remarquent une augmentation (diminution) de l'intensité de la vorticité dans le sillage des pales pour un vortex contrarotatif (corotatif). Ceci s'explique par

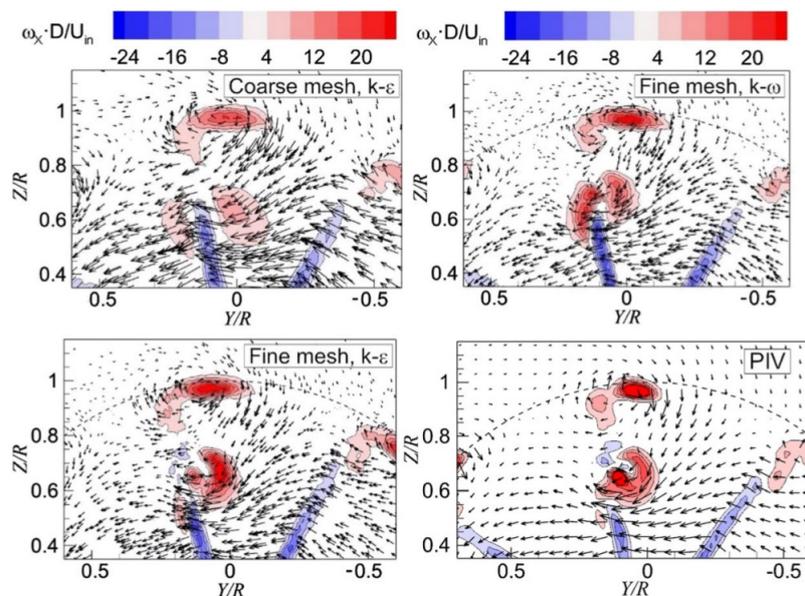


FIGURE I.27 – Comparaison numérique et expérimentale du champ de vorticité en aval de l’hélice à l’instant d’impact du vortex [107]

l’augmentation (diminution) de la différence de vitesse selon l’envergure entre l’intrados et l’extrados pour un vortex contrarotatif (corotatif).

Le tourbillon induit localement une variation de l’angle d’incidence de l’aube le long de son envergure dont le signe dépend du sens de rotation du vortex. Dans le cas d’un vortex contrarotatif, la variation de l’angle d’attaque le long de l’envergure de l’aube est négative. Ainsi, une vorticité négative s’échappe du bord de fuite de l’aube, augmentant l’intensité de la vorticité du sillage. A l’inverse, un vortex corotatif a pour conséquence de diminuer la vorticité du sillage. Néanmoins, Wittmer et Devenport [105] semblent montrer que la vorticité induite par le vortex incident au niveau du sillage semble diminuer au fur et à mesure de la progression de l’écoulement dans la direction axiale.

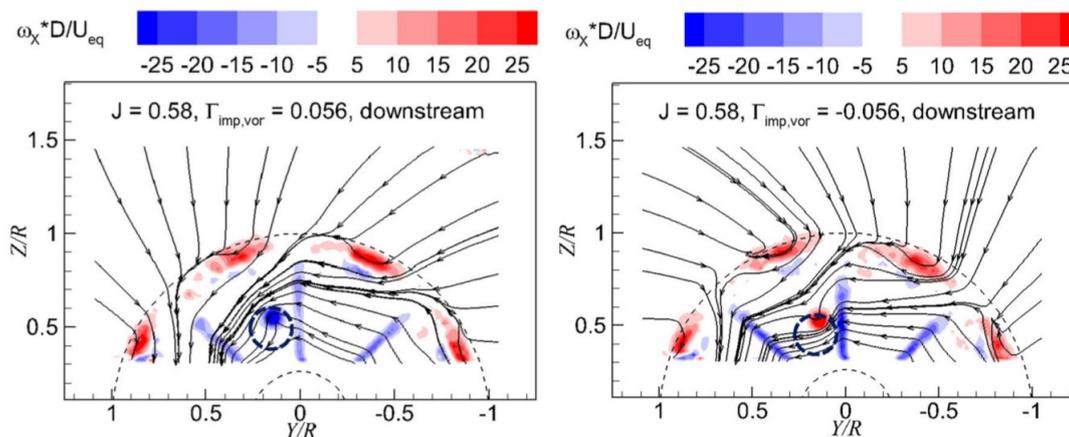


FIGURE I.28 – Champ de vorticité en aval de l’hélice [107]

3.4 Blade vortex interaction

Dans la littérature, l'étude de l'interaction entre une aube et un vortex est nommée BVI (Blade Vortex Interaction). Ce type de phénomène est décliné en 3 types : l'interaction parallèle, perpendiculaire et orthogonale.

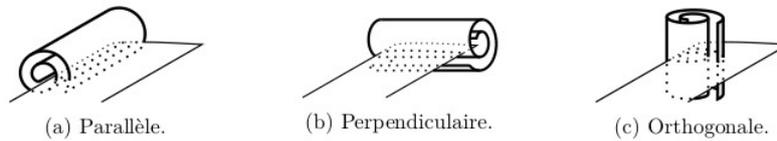


FIGURE I.29 – Différentes configurations d'interaction [75]

- L'interaction parallèle illustrée sur la figure I.29(a) correspond à la configuration où l'axe du tourbillon est aligné avec l'envergure de la pale. Cette configuration est une source de bruit importante pour les hélicoptères, lors de l'interaction entre le rotor principal et ses tourbillons marginaux.
- L'interaction perpendiculaire illustrée sur la figure I.29(b), a lieu lorsque la corde de l'aube et l'axe du tourbillon sont alignés. Cette configuration a particulièrement été étudiée par Barnes et al. [4] [6] [5] à travers des simulations ILES (*Implicit Large Eddy Simulation*). Un tourbillon marginal est généré par une première aile, et vient interagir avec une aile suiveuse dont la corde est alignée avec l'axe du tourbillon. Par l'intermédiaire d'un couplage du champ aérodynamique et d'un modèle de plaque plane à éléments finis, les auteurs calculent la réponse aéroélastique statique de l'aile suiveuse soumise à des charges aérodynamiques modifiées par le vortex incident. Cela est causé par des interactions aérodynamiques entre les tourbillons marginaux des deux ailes, ainsi qu'une forte instabilité des tourbillons. Garmann et Visbal [36] étudient l'interaction dynamique entre une aile et un vortex se déplaçant dans la direction perpendiculaire à son axe de rotation par l'intermédiaire d'une simulation ILES.
- L'interaction orthogonale est celle qui se rapproche le plus du cas fan/vortex de sol. Ce type d'interaction est illustré sur la figure I.29(c) et dont les paramètres sont indiqués que la figure I.30. Cette configuration est particulièrement étudiée dans le domaine des hélicoptères lors de l'interaction entre le vortex induit en bout de pale du rotor principal et la pale du rotor anticouple. De part son caractère fortement instationnaire et tridimensionnel, ce phénomène génère un bruit important. L'une des premières études sur ce sujet est attribuée à Schlinker et Amiet [85]. Ils réalisent une étude expérimentale afin de mesurer l'impact acoustique de cette interaction. Quelques années après, l'équipe de Marshall et al. [63] [65] [50] s'est intéressée à la dynamique de l'interaction dans un cadre simplifié par voie analytique, numérique et expérimentale. Lors de ces travaux, trois paramètres de similitude pilotant le type d'interaction entre l'aube et le vortex ont été identifiés : le paramètre d'impact, le paramètre d'épaisseur et le paramètre axial.
 - **Paramètre d'impact I** : rapport entre la vitesse d'impact v_I de la pale sur le tourbillon et le maximum de vitesse tangentielle du tourbillon v_θ^{max} . L'ordre de grandeur de la vitesse tangentielle maximale d'un tourbillon peut être estimé par l'approximation : $v_\theta^{max} \approx \frac{\Gamma}{2\pi r_c}$.
 - **Paramètre d'épaisseur τ** : rapport entre l'épaisseur de la pale e et le rayon du cœur du tourbillon r_c .
 - **Paramètre axial A** : rapport entre le déficit de vitesse axiale au cœur du tourbillon v_a et la vitesse maximale tangentielle v_θ^{max} .
- L'interaction "pseudo-orthogonale" se situe entre l'interaction orthogonale et perpendiculaire. Elle est présente lorsqu'il existe un angle de calage de l'aube impactant le vortex, avec le plan de rotation orthogonal à l'axe du vortex. Zehner [75] et Yang et al. [106] [108] [107] ont rencontré ce type

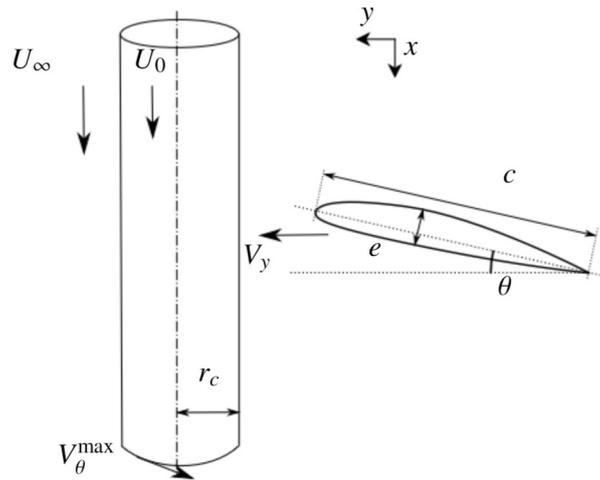


FIGURE I.30 – Paramètres BVI (Blade Vortex Interaction)

d'interaction. Dans le cadre de cette thèse, le plan de rotation des aubes fan sera considéré comme localement orthogonal à l'axe de rotation du vortex de sol. Les aubes du fan possédant un angle de calage non négligeable, le type d'interaction rencontré durant cette thèse est alors qualifié de pseudo-orthogonale.

Les paramètres de similitude s'expriment alors :

$$I = \frac{v_I}{v_\theta^{\max}} \approx \frac{2\pi r_c v_I}{\Gamma} \quad (\text{I.11})$$

$$\tau = \frac{e}{r_c} \quad (\text{I.12})$$

$$A = \frac{v_a}{v_\theta^{\max}} \approx \frac{2\pi r_c v_a}{\Gamma} \quad (\text{I.13})$$

L'équipe de Marshall et al. [63] [66][65] [50] décrit plusieurs types d'interaction selon la valeur de ces paramètres de similitude.

- Pour un **paramètre d'impact faible à modéré** ($I < 0.1$), Krishnamoorthy et Marshall [50] remarquent que le mouvement de rotation du tourbillon est assez puissant pour arracher de la vorticité au sein de la couche limite, et ce même avant impact. Plus ce paramètre augmente, plus ce phénomène apparait tard, jusqu'à ce que l'impact devienne prépondérant. Ce régime est appelé "tourbillon fort".
- Pour un **paramètre d'impact élevé**, l'interaction dépend du paramètre d'épaisseur [65].
 - Un **paramètre d'épaisseur élevé** $\tau > 0.25$ va induire une courbure du vortex avant la pénétration de l'aube comme le montre la Figure I.32, et ainsi rapprocher le vortex de l'extrados du profil [50]. La couche limite va ainsi être arrach e, pour ensuite venir enrouler le vortex, perturbant ce dernier [65]. On dit que la couche limite est "alt r e".
 - Pour un **paramètre d'épaisseur faible**, la séparation de la couche limite n'a pas lieu, avec très peu de déformation de vortex avant l'impact. Cela revient à un régime de hachage d'un vortex par une plaque plane (d'épaisseur presque nulle) [66]. On dit que la couche limite est "non-alt r e". Cependant, un décollement peut apparaitre après impact : la couche limite est entra n e dans le cœur du vortex [50].

Le phénomène physique piloté par le paramètre axial est indépendant des deux autres paramètres de similitude.

- Pour un **paramètre axial faible**, le rayon du tourbillon varie le long de son axe lors de la pénétration de l'aube au sein du tourbillon. Il augmente au niveau de l'extrados, et diminue au niveau de l'intrados. Marshall et Krishnamoorthy [65] nomment cette configuration le régime "subcritique" illustré sur la Figure I.31(a).
- Pour un **paramètre axial élevé**, la vitesse axiale du tourbillon est assez importante pour que ce dernier impacte l'extrados de la même façon qu'un jet sur une plaque plane. Ce régime est appelé "supercritique" illustré Figure I.31(b).

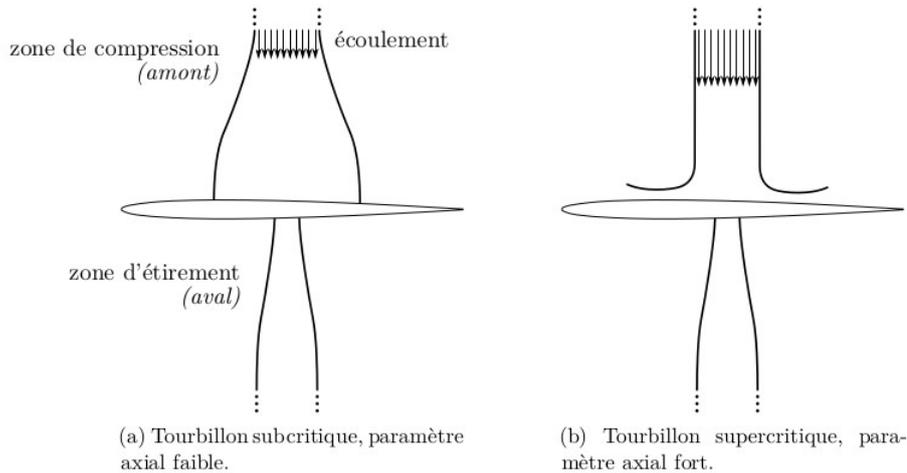


FIGURE I.31 – Influence du paramètre axial [75]

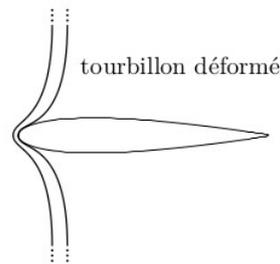


FIGURE I.32 – Paramètre d'impact faible et paramètre d'épaisseur élevé [75]

Marshall et Krishnamoorthy ont introduit un paramètre axial modifié A' , avec la moyenne du déficit de vitesse axiale \bar{v}_a du vortex exprimée de la façon suivante :

$$\bar{v}_a = \frac{1}{\pi r_c^2} \int_0^{r_c} 2\pi r v_a(r) dr \quad (\text{I.14})$$

$$A' = \frac{\bar{v}_a}{v_\theta^{max}} \approx \frac{2\pi r_c \bar{v}_a}{\Gamma} \quad (\text{I.15})$$

La limite entre le régime subcritique et supercritique a alors été identifiée comme $A' = \frac{1}{\sqrt{2}}$. L'interaction orthogonale aube/vortex est alors définie essentiellement par ces paramètres sans dimension.

Dans la littérature, de nombreuses études expérimentales et simulations haute fidélité ont été effectuées afin d'étudier l'interaction orthogonale aube/vortex. Ces études sont recensées dans les tableaux I.3 et I.4. Cependant, les études citées dans les tableaux I.2 et I.3 ne sont pas représentatives du cas traité dans cette thèse.

Article	Re_c	Re_v	I	τ	A	M_h	θ (deg)	Resolution	$N_{tot} \times 10^6$
Saunders et al. [83]	1000	3142 667 157 79	0.5 2.4 10 20	0.8	0	n.a.	0	NS Laminar	3.9
Marshall[64]	inviscid	inviscid	1.3 – 3	1.6	0.15	n.a.	n.a.	Euler equations	10^{-2}
Zehner et al. [75]	inviscid	inviscid	3.36	0.16	~ 0.4	0.65	23	Euler equations	25 - 37
Liu et al. [60]	300 → 2000	70 → 500	4 → 40	~ 1	0 – ~ 1	n.a.	0	NS Laminar	1
Barnes et al. [4](perp)	$3 \cdot 10^4$	n.a.	not relevant	not relevant	not relevant	n.a.	n.a.	ILES	85
Filippone et al. [32]	10^5	10^5	8	0.165	0.7	0.1	9	URANS	1
Saunders et al. [84]	$2 \cdot 10^3 \rightarrow 1.5 \cdot 10^4$	n.a.	1.4 → 44.5	0.13 → 1	0.06 → 11	n.a.	0	NS Laminar	1
Present study	$5 \cdot 10^6$	$2.7 \cdot 10^6$	1.65	0.43	0	0.70	42.6	ZDES	163

TABLE I.3 – Paramètres BVI de différentes études numériques

Article	Re_c	Re_v	l	τ	A	M_h	θ (deg)
Krishnamoorthy et al. [50]	$2.6 \cdot 10^6$	$2.5 \cdot 10^4$	$4.5 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	~ 0.2	10^{-3}	0
Wang et al. [99]	10^6	$5 \cdot 10^4$	~ 10 à 15 37	~ 0.5	~ 0.8 1.62	~ 0.05 to 0.15	0 - 6 - 12
Krishnamoorthy et al. [48]	~ 2000	~ 1500	0.075 - 0.256	0.16	0.15 - 0.26	10^{-3}	-10 - 0 - 5 - 10 - 15
Marshall[64]	n.a.	n.a.	0.03 0.19	1.6	0.15 0.26	n.a.	0
Doolan et al. [27]	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^4$	2.91 - 3.96	0.065 - 2.14	0	0.18	0
Doolan et al. [29]	$3 \cdot 10^5$	n.a.	n.a.	2	0	0.18	0
Ahmadi[2] (pseudo-orth)	n.a.	n.a.	60	2.8	0.18 (2.3)	~ 0.6	0
Wittmer et al. [103][104] (perp)	$5 \cdot 10^5$	n.a.	not relevant	not relevant	not relevant	0.1	0
Green[39]	$1.7 \cdot 10^5$	n.a.	1.8	2.3	n.a.	n.a.	0
Krishnamoorthy et al. [49]	10^4	$2.5 \cdot 10^4$	$\sim 0.03 - 0.32$	22.3	$<< 1$	n.a.	0
Marshall et al. [65]	$\sim 10^4$	$4 \cdot 10^4$	0.055	0.64	0.2	$\sim 10^{-4}$	0
Green et al. [38]	$2 \cdot 10^5$	$\sim 10^4$	2.8	2	1.4	0.05	0
Doolan et al. [28]	$\sim 10^5$	$\sim 10^5$	2.16	$<< 1$	0.89	0.18	0 - 4 - 10
Schlinker et al. [85]	10^5	10^5	$>> 1$	0.34 - 3.7	~ 3	0.39 - 0.59	5 - 7 - 9.5 - 14
Present study	$5 \cdot 10^6$	$2.7 \cdot 10^6$	1.65	0.43	0	0.70	42.6

TABLE I.4 – Paramètres BVI de différentes études expérimentales

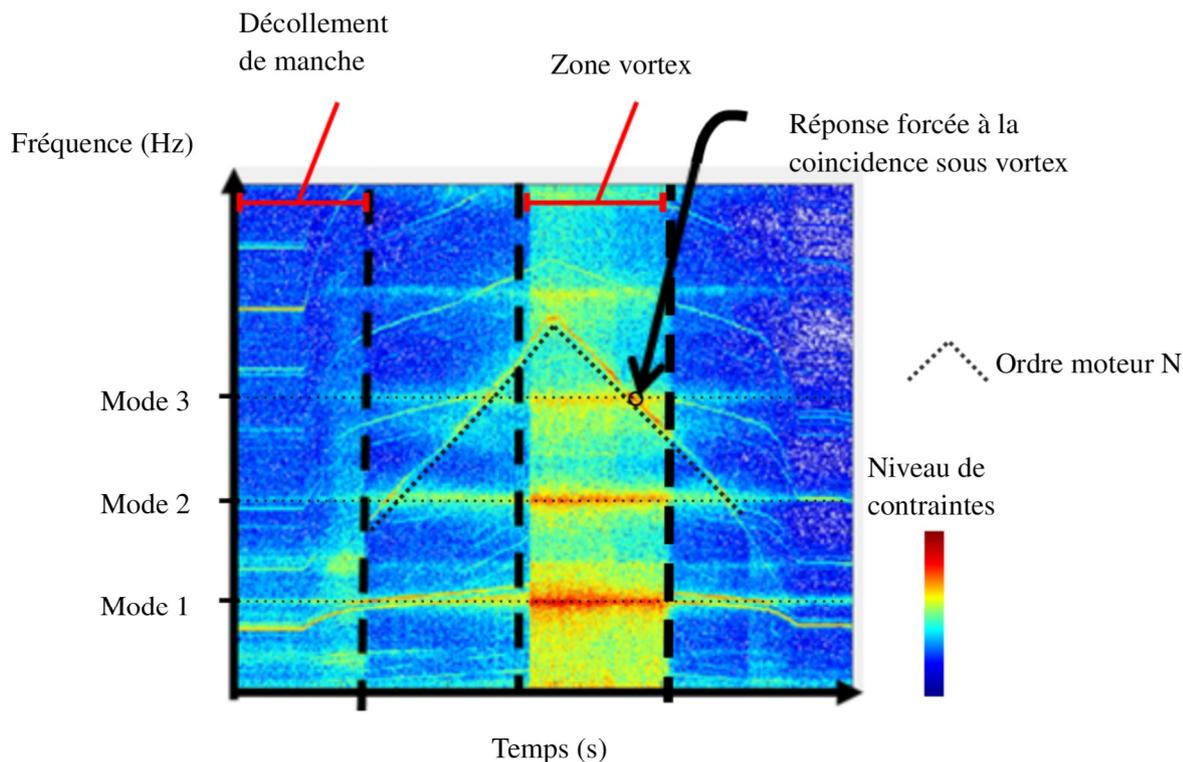


FIGURE I.33 – Niveaux de réponse vibratoire mesurés par jauge OGV lors d'une montée/descente en régime avec apparition/disparition de vortex sol

3.5 Réponse forcée de l'OGV

A ce jour, il n'existe pas d'études de réponse forcée d'OGV sous ingestion de vortex dans la littérature. Harris et al. [41] ont étudié la réponse forcée d'un OGV induite par une excitation aérodynamique générée par l'oscillation d'un choc en régime transsonique. Dans un cadre plus général, il n'existe pas d'étude de réponse forcée avec une superposition modale d'un stator à des interactions de sillage d'un rotor amont. Néanmoins, des analyses expérimentales des chargements instationnaires à la surface d'un stator induits par le passage d'un rotor en amont de ce dernier ont été étudiées par Fleeter et al. [33]. Malgré l'absence d'études sur la réponse forcée de l'OGV sous ingestion de vortex, ce phénomène a été observé en essais sur un démonstrateur SAFRAN. Les niveaux de chargement aérodynamique instationnaire à l'origine des forts niveaux vibratoires observés sont actuellement mal compris. En effet, si pour le fan, la distorsion occasionnée par le vortex est tournante, il n'en est pas de même pour l'OGV, stator, situé dans le même repère que le tourbillon. Le vortex se trouve haché par son passage à travers le fan tournant.

La figure I.33 représente un spectrogramme d'une jauge de contrainte placée sur un OGV dans le sillage de l'interaction entre le fan et le vortex lors d'une montée et d'une descente en régime. Les différents modes de l'OGV (modes 1, 2 et 3) sont indiqués sur l'axe des ordonnées au niveau de leur fréquence propre. On remarque plus globalement la présence d'un décolllement de manche en début de manœuvre suivi d'un recollement subsonique, puis l'apparition et la disparition du vortex de sol. Le niveau de réponse du mode 1 est particulièrement élevé dans la zone vortex quel que soit le régime du moteur. Cela correspond à une réponse asynchrone : la réponse vibratoire est dé-corrélée du régime de rotation, seule la présence du vortex implique des niveaux de réponses de contraintes élevés. Pour le mode 3, on remarque un croisement de la fréquence du mode propre avec la signature de l'ordre moteur N, correspondant au N^{ème} harmonique du régime moteur lié au passage du sillage des aubes du fan (N étant le nombre d'aubes de la roue mobile). Cette coïncidence correspond à la réponse forcée liée uniquement aux sillages du fan, avec N passages

de sillage vus par l'OGV en un tour de roue. Le même phénomène apparaît sur le mode 3, avec en plus une coïncidence de l'ordre moteur N pendant la phase de décélération dans la zone vortex. Ce niveau de réponse est beaucoup plus élevé que la coïncidence sous sillage seul, suggérant une source d'excitation différente sur les OGV.

L'objectif de ces travaux est d'analyser et de prévoir numériquement la source d'excitation de l'OGV observée en essais par l'interaction entre un vortex de sol et le fan. La caractérisation de cette source d'excitation aérodynamique est indispensable pour la prévision de la réponse vibratoire, appelée réponse forcée, de l'OGV soumis à l'interaction entre la soufflante et le vortex de sol.

4 Bilan et objectifs de la thèse

Ce chapitre a tout d'abord décrit les mécanismes de formation du vortex de sol ainsi que ses caractéristiques aérodynamiques (rayon du coeur, circulation totale, profil de vitesse, sens de rotation et position dans l'entrée d'air) en fonction des paramètres géométriques de l'entrée d'air, du débit massique ingéré ainsi que du vent de travers. Les caractéristiques aérodynamiques du vortex de sol sont utilisées pour sa modélisation dans les simulations numériques effectuées dans ces travaux de thèse. Les différents phénomènes mis en jeu dans l'interaction entre un vortex incident et une roue mobile de turbomachine sont les suivants :

- le passage de la distorsion au travers le fan.
- la déviation du centre du vortex en aval de la roue mobile.
- la déviation de l'axe de rotation du vortex incident au passage des aubes.
- Une modification de la vorticité des sillages du fan en présence d'un vortex incident.

La présence de ces phénomènes montre la complexité de l'écoulement généré par l'interaction entre le vortex de sol et la soufflante. Certains OGV peuvent donc être soumis à cet écoulement instationnaire, entraînant des fluctuations de contraintes mesur es lors des essais. Avec l'augmentation du diamètre des moteurs et la diminution de la garde au sol, l'apparition des vortex de sol est plus probable avec des intensités plus  lev es, ce qui augmente également la fréquence d'apparition de réponse forcée des OGV soumis au vortex transformé. Il est donc important pour les industriels de pouvoir estimer avec précision et   un coût raisonnable la source d'excitation aérodynamique des OGV afin de prévoir leur réponse forcée de manière fiable. Cela est indispensable pour orienter les choix de conception en amont des essais de certification. Toutefois, en raison de la complexité de cette source d'excitation, qui implique l'interaction entre le vortex de sol et la soufflante, sa modélisation est indispensable et complexe à mettre en œuvre. Le premier objectif de la thèse est de mettre en place une simulation haute-fidélité d'un cas académique représentant l'interaction entre un vortex de sol et une soufflante simplifi e. Cette simulation permettra d'obtenir une compréhension fine de la source d'excitation aérodynamique des OGV, avec un résultat de référence. Le deuxième objectif est de créer une modélisation RANS qui représente au mieux l'écoulement complexe observé dans la première partie de ces travaux en vue d'une modélisation adapt e pour les outils de simulation industriels. Cette étape nécessite une étude de l'influence des paramètres de modélisation basse-fidélité sur l'écoulement du cas académique basé sur les résultats du cas de référence. Une fois ces paramètres convenablement choisis, un calcul aéroélastique de réponse forcée des OGV au sein d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol est réalisé avec la modélisation d termin e précédemment. Le chapitre II présente les méthodes numériques utilis es dans les simulations aéroélastiques afin de prévoir la réponse forcée d'une structure à une sollicitation extérieure.

Approches numériques du phénomène de réponse forcée

L'objectif de ce chapitre est de décrire les méthodes numériques utilisées dans les simulations aéroélastiques afin de prévoir la réponse forcée d'une structure soumise à une excitation aérodynamique extérieure. Dans un premier temps, le problème de réponse forcée est introduit analytiquement grâce aux équations décrivant le phénomène. La description du problème est ensuite enrichie en prenant en compte le couplage fluide/structure. Enfin, les différentes méthodes numériques associées à différents niveaux de modélisation de ce couplage sont décrites, ainsi que leurs hypothèses associées.

Sommaire

1	Mise en équation de la réponse forcée	40
2	Modélisation couplage fluide/structure	41
3	Méthodes de résolution	42
3.1	Méthode découplée	42
3.2	Méthode de couplage fort	43
3.3	Méthode de couplage faible	44
4	Bilan	44

1 Mise en équation de la réponse forcée

Les sources d'excitation présentées dans la partie 1.4 induisent un chargement instationnaire au niveau de la structure. On peut modéliser la réponse structurelle à cette sollicitation périodique en écrivant le principe fondamental de la dynamique. L'équation de la dynamique des structures dans le cas général est de la forme :

$$[M]\ddot{\mathbf{x}}(t) + [D]\dot{\mathbf{x}}(t) + [K]\mathbf{x}(t) = \mathbf{F}(t) \quad (\text{II.1})$$

La structure est modélisée à l'aide de la méthode des éléments finis avec $\mathbf{x}(t)$ le vecteur comportant les coordonnées des N degrés de libertés. $[M]$, $[D]$ et $[K]$ correspondent respectivement à la matrice de masse, d'amortissement et de raideur. $\mathbf{F}(t)$ correspond à la force d'excitation aérodynamique de la structure, indépendante de son mouvement dans le cas du phénomène de réponse forcée.

C'est une équation différentielle linéaire du second ordre avec second membre. La simplification de cette équation dans le cadre de la dynamique des structures passe par son passage dans la base modale du système. Pour ce faire, on cherche une solution non triviale ($\mathbf{x}(t) \neq \mathbf{0}$) de l'équation (II.1) en considérant le système sans amortissement (ie. $[D] = [0]$) ni sollicitation extérieure (ie. $\mathbf{F} = \mathbf{0}$) avec une solution de la forme $\mathbf{x}(t) = \hat{\mathbf{x}}e^{j\omega t}$. Cela revient à résoudre un problème aux valeurs propres :

$$([K] - \omega^2[M])\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{0} \quad (\text{II.2})$$

Ce système admet N valeurs propres associées à N vecteurs propres notés ϕ_i . On peut alors exprimer les déplacements comme une combinaison linéaire des modes propres.

$$\mathbf{x}(t) = \sum_{i=1}^N \phi_i q_i(t) \quad (\text{II.3})$$

Avec $q_i(t)$ le coefficient associé au mode propre ϕ_i . ω_i correspond à la pulsation propre du i ème mode, et solution de l'équation $([K] - \omega_i^2[M])\phi_i = \mathbf{0}$.

On exprime alors le déplacement dans la base modale :

$$\mathbf{x}(t) = [\Phi]\mathbf{q}(t) \quad (\text{II.4})$$

Avec $[\Phi]$ la matrice des modes propres et $\mathbf{q}(t)$ le vecteur des coordonnées généralisées, à savoir les coefficients associés à chaque mode.

En projetant l'équation de la dynamique dans la base des modes propres, on obtient :

$$[\mu]\ddot{\mathbf{q}}(t) + [\beta]\dot{\mathbf{q}}(t) + [\gamma]\mathbf{q}(t) = \mathbf{f}_{\text{ag}}(t) \quad (\text{II.5})$$

Avec :

$$\begin{cases} [\mu] &= [\Phi]^T [M] [\Phi] \\ [\beta] &= [\Phi]^T [D] [\Phi] \\ [\gamma] &= [\Phi]^T [K] [\Phi] \\ \mathbf{f}_{\text{ag}}(t) &= [\Phi]^T \mathbf{F}(t) \end{cases}$$

μ , β et γ sont respectivement la matrice de masse généralisée, la matrice d'amortissement structural généralisée, et la matrice de raideur généralisée. On note que μ et γ sont diagonales par construction. Sous l'hypothèse de Basile [45] (amortissement structural faible et fréquences propres éloignées), β peut également être considérée diagonale. Les forces aérodynamiques d'excitation projetées selon la base des modes propres sont les forces aérodynamiques généralisées. L'équation de la dynamique étant projetée sur la base modale, nous obtenons donc N équations découplées où chacune d'entre elles correspond à la dynamique d'un mode propre. On peut donc traiter ces équations indépendamment.

L'équation de la dynamique associée au mode i dans le domaine temporel est donc :

$$\mu_i \ddot{q}_i(t) + \beta_i \dot{q}_i(t) + \gamma_i q_i(t) = f_{ag,i}(t) \quad (\text{II.6})$$

En posant $\omega_i = \sqrt{\frac{\gamma_i}{\mu_i}}$ la pulsation propre du mode i , $\xi_i = \frac{\beta_i}{2\mu_i\omega_i}$ son amortissement relatif et $f_{ag,i}(t)$ la sollicitation extérieure projetée sur le mode i , l'équation devient :

$$\ddot{q}_i(t) + 2\xi_i\omega_i\dot{q}_i(t) + \omega_i^2 q_i(t) = \frac{1}{\mu_i} f_{ag,i}(t) \quad (\text{II.7})$$

En supposant une sollicitation harmonique de pulsation Ω , la force d'excitation et les coordonnées généralisées sont de la forme : $f_{ag,i}(t) = |f_{ag,i}|e^{j\Omega t}$ et $q_i(t) = |q_i|e^{j(\Omega t + \varphi_i)}$. La réponse de la structure est de même pulsation que l'excitation, avec un déphasage φ_i .

On introduit la variable complexe comportant le déphasage des coordonnées généralisées par rapport aux forces aérodynamiques généralisées : $\hat{q}_i = |q_i|e^{j\varphi_i}$.

En injectant ces variables dans l'équation (II.7), on obtient l'équation de la dynamique du mode i dans le domaine fréquentiel :

$$(-\Omega^2 + 2j\xi_i\Omega\omega_i + \omega_i^2)\hat{q}_i = \frac{1}{\mu_i}|f_{ag,i}| \quad (\text{II.8})$$

Ainsi l'amplitude de déplacement de la coordonnée généralisée du mode propre i en réponse à une force aérodynamique généralisée de pulsation Ω est la suivante :

$$|\hat{q}_i(\Omega)| = \frac{|f_{ag,i}|/\mu_i}{\sqrt{(\omega_i^2 - \Omega^2)^2 + (2\xi_i\Omega\omega_i)^2}} \quad (\text{II.9})$$

Avec un déphasage de la réponse :

$$\varphi_i(\Omega) = \arctan\left(\frac{-2\xi_i\omega_i}{\omega_i^2 - \Omega^2}\right) \quad (\text{II.10})$$

Le phénomène de résonance est atteint lorsque l'amplitude de la réponse d'un mode propre est maximale. Cela se produit pour une pulsation d'excitation $\Omega_{d,i} = \omega_i \sqrt{1 - 2\xi_i^2}$. Dans le cas d'un mode propre sous amorti ($\xi_i \ll 1$), la pulsation de résonance et la pulsation propre du mode i coïncident ($\Omega_{d,i} \simeq \omega_i$). Cette hypothèse est justifiée dans le cas de roues aubagées [54]. Dans cette situation, l'amplitude de la vibration est directement pilotée par l'amortissement, d'où l'intérêt de prévoir finement ce paramètre.

2 Modélisation couplage fluide/structure

Dans la partie précédente, seul le fluide peut transmettre de l'énergie vers la structure par l'intermédiaire des forces aérodynamiques généralisées indépendantes du mouvement de la structure. Cependant, le fluide au voisinage de la structure réagit au mouvement de cette dernière, générant de nouvelles variations de pression à sa surface. Les forces aérodynamiques généralisées vont alors également dépendre du mouvement et de la position de la structure, à savoir : $x(t)$, $\dot{x}(t)$, $\ddot{x}(t)$. Dans le cas le plus général de réponse forcée, nous avons la combinaison des deux effets : une force d'excitation que l'on peut considérer indépendante du mouvement et une force de couplage, dépendant du mouvement, qui va modifier les caractéristiques de fréquences et d'amortissement du système structural. L'équation de la dynamique de la structure devient alors :

$$M\ddot{x}(t) + D\dot{x}(t) + Kx(t) = F(t, x(t), \dot{x}(t), \ddot{x}(t)) \quad (\text{II.11})$$

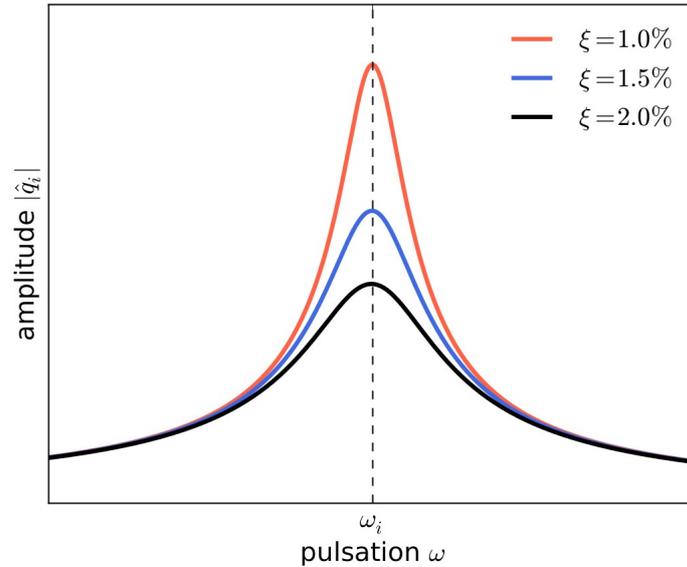


FIGURE II.1 – Illustration de l'influence de l'amortissement pour une réponse forcée [8]

En projetant dans la base modale, on obtient :

$$\mu\ddot{q}(t) + \beta\dot{q}(t) + \gamma q(t) = f_{ag}(t, x(t), \dot{x}(t), \ddot{x}(t)) \quad (\text{II.12})$$

La séparation en N équations modales indépendantes n'est plus possible : le second membre couple les différents modes entre eux.

3 Méthodes de résolution

Marshall et Imregun [62] ont énuméré exhaustivement les méthodes de calcul utilisées dans le domaine des turbomachines. Les problèmes aéroélastiques font intervenir simultanément le domaine de la dynamique des structures et de la mécanique des fluides. Le fluide sollicite la structure, et la structure déplace le fluide. Il est alors nécessaire qu'un échange d'information entre ces deux domaines ait lieu. Cet échange d'information est généralement classé en trois catégories :

- Le couplage fort, où la structure et le fluide interagissent à chaque pas de temps physique.
- La méthode découplée, où les calculs structure et fluide n'interagissent pas entre eux.
- Le couplage faible, qui est une méthode de calcul intermédiaire entre le couplage fort et la méthode découplée.

3.1 Méthode découplée

La méthode découplée repose sur l'hypothèse de linéarité de l'amortissement [76] et de la superposition des forces aérodynamiques (terme de droite de l'équation II.11). Ces dernières s'expriment sous la forme suivante :

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}, t) = [A]\mathbf{x} + [B]\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{F}^{\text{exc}}(t) \quad (\text{II.13})$$

Avec $[A]$ et $[B]$ respectivement la matrice de raideur aérodynamique et d'amortissement aérodynamique. $\mathbf{F}^{\text{exc}}(t)$ correspond à la composante instationnaire des forces aérodynamiques indépendantes du mouvement et de la position de la structure. En régime périodique, le terme d'accélération (\ddot{x}) a la même

phase que le terme de déplacement. Les termes inertiels sont donc compris dans la matrice de raideur $[A]$. En projetant dans la base modale, on obtient :

$$\mathbf{f}_{ag} = [A']\mathbf{q} + [B']\dot{\mathbf{q}} + \mathbf{f}_{ag}^{exc} \quad (\text{II.14})$$

Avec $[A'] = [\Phi]^T[A][\Phi]$ et $[B'] = [\Phi]^T[B][\Phi]$ respectivement les matrices de raideur aérodynamique généralisée et la matrice d'amortissement aérodynamique généralisée. Sauf exception, ces matrices ne sont pas diagonales : elles couplent les modes entre eux. La résolution séparée des équations est impossible. Le découplage des modes se fait en supposant que les fréquences propres du système soient assez éloignées pour ne pas interagir entre eux. Ainsi, pour un mode propre i , et en posant $\omega_{a,i}^2 = -\frac{A'_i}{\mu_i}$ et $\xi_{a,i} = -\frac{B'_i}{2\mu_i\omega_i}$, l'amplitude du mode i est alors :

$$|q_i|(\Omega) = \frac{|f_{ag,i}^{exc}|/\mu_i}{\sqrt{(\omega_i^2 + \omega_{a,i}^2 - \Omega^2)^2 + (2(\xi_i + \xi_{a,i})\Omega\omega_i)^2}} \quad (\text{II.15})$$

Un calcul purement mécanique permet de déterminer la pulsation propre du mode ainsi que la matrice de masse. L'amortissement mécanique du mode i noté ξ_i est généralement déterminé de façon expérimentale. Un calcul aérodynamique instationnaire avec un maillage fixe permet de déterminer $|f_{ag,i}^{exc}|$. Un second calcul aérodynamique est effectué avec un maillage mobile et une amplitude de mouvement imposée, afin de déterminer $\omega_{a,i}$ et $\xi_{a,i}$. Ces variables maintenant connues sont finalement réinjectées dans l'équation afin de calculer l'amplitude modale du mode i .

Cette méthode de calcul est rapide et est couramment utilisée dans le monde industriel. Cependant, ces hypothèses assez fortes impliquent une perte d'information des échanges entre le fluide et la structure [76][7] que l'on rappelle ci-après :

- Excitation harmonique et indépendante du mouvement.
- Fluide léger.
- Découplage des modes propres.
- Le fluide n'a aucune influence sur les modes propres.
- Linéarité de la réponse aérodynamique au déplacement et à la vitesse de la structure.

3.2 Méthode de couplage fort

Contrairement à la méthode découplée, un échange d'information entre le fluide et la structure a lieu. Les hypothèses sont donc beaucoup moins strictes par rapport à la méthode découplée. En effet, il n'y a pas de superposition des forces aérodynamiques. Les non-linéarités aérodynamiques sont alors prises en compte dans le calcul, comme la modification des modes et fréquences propres sous le chargement aérodynamique et l'interaction des modes propres dans le cas d'un modèle structural complet. De plus, l'amortissement aérodynamique n'est plus linéaire.

Une méthode de calcul itérative est présentée par Piperno [77] avec les étapes suivantes :

- Initialisation du champ de déplacement $\Sigma(t)$ et du champ aérodynamique $\Lambda(t)$.
- Calcul du nouveau déplacement de la structure $\Sigma(t+\Delta t)$ sous le chargement aérodynamique de $\Lambda(t)$.
- Calcul du nouveau champ aérodynamique $\Lambda(t + \Delta t)$ modifié par $\Sigma(t + \Delta t)$
- Avancement du pas de temps

Dans une telle approche séquentielle, la résolution du champ aérodynamique et du déplacement de la structure ne se font pas exactement au même instant. Ce décalage peut induire la non-conservation de l'énergie entre le fluide et la structure [77].

Une formulation implicite peut être introduite afin de converger la structure et le fluide au même instant avant d'incrémenter le pas de temps physique [3]. Cela permet de s'assurer de la conservation d'énergie entre l'interface fluide/structure. Plusieurs variantes de ces algorithmes peuvent exister, avec des méthodes sous-itératives de point fixe, ou des approches implicites utilisant une approche de Newton, ou bien l'utilisation de sous-itération uniquement pour le calcul aérodynamique, utilisé dans les travaux de Delbove [25]. La méthode de couplage fort nécessite également le calcul d'un long régime transitoire avant d'arriver au régime permanent.

3.3 Méthode de couplage faible

Les méthodes de couplage faible sont des méthodes intermédiaires entre les méthodes de couplage fort et les méthodes découplées. Contrairement au couplage fort, les échanges d'information entre le fluide et la structure ne se font pas à chaque pas de temps physique. Il y a tout de même des échanges d'information ponctuels entre le fluide et la structure, à la différence de la méthode découplée. La méthode de couplage faible est un processus itératif consistant à résoudre alternativement le problème fluide et le problème structure. Le problème dynamique est résolu en considérant l'aérodynamique figée tandis que le problème fluide est résolu en considérant la structure figée. A chaque itération, une mise à jour de l'aérodynamique dans le problème structure et de la structure dans le problème aérodynamique est effectuée. Le processus prend fin lorsque l'équilibre entre le fluide et la structure est atteint. Aucune hypothèse de linéarité n'est effectuée sur les forces aérodynamiques (contrairement à la méthode découplée). De plus, il n'est pas nécessaire de résoudre un long régime transitoire avant d'atteindre une convergence du système couplé (contrairement au couplage fort).

Cela revient à résoudre l'équation de la dynamique projetée dans la base modale selon le mode propre d'intérêt i dans le domaine fréquentiel :

$$(-\omega^2\mu_i + j\omega\beta_i + \gamma_i)\hat{q}_i = \hat{f}_{ag,i}(\hat{q}_i) \quad (\text{II.16})$$

Cette méthode permet de capter les non-linéarités aérodynamiques liées au déplacement de l'aube et son interaction avec l'excitation. Utilisé par Moffat et He [71], une des principales différences entre le couplage fort et faible est l'hypothèse de modes propres et fréquences propres constants [76] résolus dans le domaine fréquentiel. Les calculs d'excitation et d'amortissement sont effectués dans le même calcul et se déroulent de la façon suivante : Comme la méthode découplée, le couplage faible commence par un calcul harmonique des fréquences et des modes propres de la structure. Un mouvement harmonique initial \hat{q}_i est imposé lors d'un calcul fluide classique, où les forces aérodynamiques généralisées $\hat{f}_{ag,i}(\hat{q}_i)$ sont extraites dans le domaine fréquentiel. Une nouvelle amplitude et une nouvelle phase du mouvement harmonique sont alors calculées avec la méthode de point fixe afin de vérifier l'équation II.16. Le calcul fluide continue, et ainsi de suite. Cette méthode permet donc de capter les non-linéarités de l'amortissement ainsi que l'influence du mouvement de la structure sur le fluide. Cependant, les fréquences et modes propres sont supposés constants, et les modes propres n'interagissent pas entre eux. Le temps de calcul est plus faible que pour un couplage fort car l'échange d'information entre la structure et le fluide ne se fait pas à chaque pas de temps physique.

4 Bilan

Ce chapitre rappelle les principales approches numériques pour étudier le phénomène de réponse forcée. Tout d'abord, une mise en équation du phénomène physique est proposée, ainsi qu'une description des hypothèses associées aux différents niveaux de modélisation. Ensuite, les méthodes numériques permettant de résoudre ce type de problème sont exposées. Les avantages et inconvénients de différents niveaux

de fidélité de prévision de réponse forcée sont détaillés. Dans un contexte industriel de turbomachine, la méthode découplée est privilégiée en raison de son faible coût de calcul par rapport aux autres niveaux de modélisation. Cette méthode sera utilisée pour estimer la réponse forcée des OGV soumis au vortex transformé par le fan.

Modélisation et simulation numérique des écoulements turbulents

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents types de modélisations pour la simulation numérique des écoulements turbulents. Dans un premier temps, les approches moyennées sont abordées d'un point de vue analytique par la description de l'approche RANS ainsi que les différents modèles de turbulence utilisés dans cette thèse. Dans un second temps, des modélisations instationnaires permettant la résolution d'une partie des structures turbulentes sont décrites ainsi que les méthodes hybrides RANS/LES. Les techniques de discrétisation numérique sont décrites, en particulier la méthode des volumes finis utilisée au sein des simulations présentées dans ce manuscrit. Enfin, la formulation ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) utilisée pour les simulations numériques de cette thèse est présentée ainsi que les méthodes de discrétisation numérique spatiales et temporelles.

Sommaire

1	Approches moyennées de la simulation des écoulements turbulents	48
1.1	Écoulements turbulents et problème de fermeture	48
1.2	Approche (U)RANS	49
1.3	Modèles RANS abordés	51
1.3.1	Modèle à 1 équation	51
1.3.2	Modèles à 2 équations	51
2	Approches instationnaires	52
2.1	DNS et LES	53
2.2	Approches hybrides RANS/LES	54
2.2.1	DES97	55
2.2.2	DDES	56
2.2.3	ZDES	56
2.2.4	Applications des méthodes hybrides RANS/LES en turbomachine	59
3	Discrétisation numérique	60
3.1	Méthode des volumes finis	60
3.2	Formulation ALE	60
3.2.1	Discrétisation des flux	61
3.2.2	Intégration temporelle	63
4	Bilan	64

1 Approches moyennées de la simulation des écoulements turbulents

1.1 Écoulements turbulents et problème de fermeture

Les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles décrivant le comportement des fluides. Elles décrivent les lois de conservation de la masse (III.1), de la quantité de mouvement (III.2) et de l'énergie (III.3). On note ρ la masse volumique de la particule fluide, u_i sa vitesse dans la direction x_i , p sa pression statique, E son énergie totale, σ_{ij} son tenseur des contraintes, q_i le flux de chaleur dans la direction x_i et t le temps. L'énergie totale comprend l'énergie interne du fluide et son énergie cinétique par unité de masse avec pour expression $E = e + \frac{1}{2}(u_i u_i)$. Nous négligerons la gravité devant les forces de pression et inertielles. Les équations de conservation s'écrivent de la façon suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i E)}{\partial x_i} = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{\partial(u_i \sigma_{ij})}{\partial x_j} \quad (\text{III.3})$$

Nous sommes en présence de 14 inconnues pour 5 équations. Il est alors nécessaire d'ajouter des relations de comportement du fluide afin de fermer le système d'équations.

- Le tenseur des contraintes peut être décomposé en une contribution de la pression statique p (contrainte normale) et des contraintes visqueuses par l'intermédiaire du tenseur τ_{ij} . Soit un fluide obéissant à la loi de Newton, son tenseur des contraintes σ_{ij} est alors fonction du tenseur taux de déformation S_{ij} et est exprimé de la façon suivante :

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (\text{III.4})$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (\text{III.5})$$

Avec $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ et μ est la viscosité dynamique du fluide.

- Nous supposons que la viscosité dynamique est fonction uniquement de la température T obéissant à la loi de Sutherland. La viscosité dynamique est alors exprimée comme suit :

$$\mu(T) = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0} \frac{1 + \frac{C_0}{T_0}}{1 + \frac{C_0}{T}}} \quad (\text{III.6})$$

Avec μ_0 , T_0 et C_0 des constantes de référence.

- La conduction thermique au sein de l'écoulement est décrite par la loi de Fourier. Ce transfert thermique est un échange d'énergie spontané d'une région de température élevée vers une région de température plus basse. Le flux de chaleur dans la direction x_i est décrit de la façon suivante :

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{III.7})$$

$$\lambda = \frac{C_p \mu}{Pr} \quad (\text{III.8})$$

Avec λ la conductivité thermique du fluide. Cette grandeur s'exprime en fonction de la capacité thermique à pression constante C_p , la viscosité dynamique μ et du nombre de Prandtl Pr dans l'équation III.8.

- En considérant un gaz caloriquement parfait à l'équilibre thermodynamique local, la loi des gaz parfaits permet d'écrire :

$$p = \rho r T \quad (\text{III.9})$$

$$de = C_v dT \quad (\text{III.10})$$

Avec r le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits et la masse molaire du fluide, et C_v la capacité thermique de ce dernier à volume constant.

Grâce aux lois de Newton, de Sutherland, de Fourier et des équations d'état, le système d'équations est fermé avec autant d'équations que d'inconnues. Les solutions de ce système sont extrêmement complexes, décrivant à elles seules le comportement des écoulements laminaires et turbulents, la propagation des ondes acoustiques, la transformation de l'énergie cinétique en chaleur, etc. Ces solutions peuvent être déterminées numériquement par DNS (*Direct Numerical Simulation*), en discrétisant spatialement et temporellement les équations (III.1), (III.2) et (III.3). Afin de capter la totalité des phénomènes physiques de l'écoulement, il est nécessaire d'avoir une discrétisation spatiale plus fine que la plus petite structure cohérente physiquement présente dans l'écoulement. Dans un écoulement turbulent, on peut introduire le nombre de Reynolds comme suit :

$$Re = \frac{u_{\text{rms}} L}{\nu} \quad (\text{III.11})$$

Avec u_{rms} la moyenne quadratique de la vitesse fluctuante, L l'échelle intégrale et ν la viscosité cinématique du fluide. Pour un nombre de Reynolds élevé, le rapport d'échelles turbulentes entre la plus grande et la plus petite est très élevé. L'ordre de grandeur du nombre de mailles à utiliser pour capter la totalité de ces structures turbulentes est $Re^{\frac{9}{4}}$, ce qui est bien trop coûteux en matière de ressources de calculs pour des cas industriels ($Re \approx 10^6$).

1.2 Approche (U)RANS

Un moyen efficace pour diminuer le nombre de points de maillage pour un écoulement donné est de résoudre les grandeurs aérodynamiques moyennées au lieu des grandeurs instantanées après avoir établi les équations RANS (Reynolds-Averaged Navier–Stokes). Cela permet de s'affranchir de la résolution des fluctuations turbulentes, principales sources de contrainte du nombre de points de discrétisation du domaine. Ce type de résolution permet alors la réduction des points de maillage entraînant mécaniquement, en conjonction avec la possibilité de recourir à un plus grand pas de temps, une diminution drastique des coûts de calcul, rendant les simulations d'écoulements au nombre de Reynolds élevé accessibles dans des cadres industriels. L'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen est alors prise en compte via des modèles de turbulences. Ces derniers ne sont pas parfaits et peuvent affecter grandement la solution moyennée, comme observé pour la classe de problèmes intéressant cette thèse par Yang et al. [107] avec des solutions différentes selon le modèle de turbulence utilisé dans le cas de l'interaction entre une hélice et un vortex incident. Il est alors nécessaire de choisir le modèle le mieux adapté à la topologie de l'écoulement afin d'obtenir un résultat physiquement acceptable. La résolution de l'écoulement moyen est réalisée en séparant le champ instantané $f(x, t)$ en un champ moyen \bar{f} auquel vient s'ajouter une fluctuation aléatoire f' induite par les fluctuations turbulentes. L'opérateur $\bar{\cdot}$ correspond à la moyenne de Reynolds décrite par l'équation suivante :

$$\bar{f}(x, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_i(x, t) \right) \quad (\text{III.12})$$

avec $f_i(x, t)$ la grandeur aérodynamique f en x au temps t de l'expérience i parmi N réalisations d'expériences indépendantes. $f' = f - \bar{f}$ est une variable aléatoire avec une moyenne de Reynolds nulle. L'effet des fluctuations sur l'écoulement moyen est pris en compte grâce à un modèle de turbulence. Pour les

écoulements compressibles, la moyenne de Favre est utilisée et permet de simplifier les équations. Elle est exprimée de la façon suivante :

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (\text{III.13})$$

Avec $f = \tilde{f} + f''$ et f'' correspondant à la fluctuation du champ f associée à la moyenne de Favre. Cet opérateur prend en compte la variation de masse volumique induite par la compressibilité de l'écoulement. Dans la suite de ces travaux, la moyenne de Reynolds est utilisée pour la masse volumique ρ et la pression statique p tandis que la moyenne de Favre est appliquée aux autres grandeurs. Ainsi, en appliquant la moyenne de Reynolds aux équations de Naviers-Stokes, en simplifiant le résultat grâce à la moyenne de Favre et après certaines approximations, nous obtenons les équations RANS :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III.14})$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial\tau_{ij}^r}{\partial x_j} - \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial\bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{III.15})$$

$$\frac{\bar{\rho}(\tilde{\epsilon} + \frac{1}{2}\tilde{u}_i\tilde{u}_i + k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}(\tilde{\epsilon} + \frac{1}{2}\tilde{u}_i\tilde{u}_i + k)\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{q}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial q_i^r}{\partial x_i} + \frac{\partial(\tau_{ij}^r\tilde{u}_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\bar{p}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij}\tilde{u}_i)}{\partial x_j} \quad (\text{III.16})$$

Les nouvelles inconnues résultant de l'application de l'opérateur moyenne sont le tenseur de Reynolds $\tau_{ij}^r = -\overline{\rho u_i'' u_j''}$ et le flux de chaleur turbulent : $q_i^r = \overline{\rho u_i'' h''}$. Ces grandeurs représentent l'influence des échelles turbulentes (non résolues) sur l'écoulement moyen (résolu). L'énergie cinétique turbulente s'exprime de la façon suivante :

$$k = \frac{1}{2} \frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{\bar{\rho}} \quad (\text{III.17})$$

Afin de fermer le système d'équations, un modèle de viscosité turbulente linéaire (hypothèse de Boussinesq) est utilisé pour modéliser le tenseur de Reynolds de manière similaire aux lois définissant le tenseur des contraintes visqueuses et de pression, ainsi que le flux de chaleur en introduisant une viscosité dynamique turbulente μ_t et un nombre de Prandlt turbulent Pr_t . Avec ces hypothèses, le tenseur de Reynolds et le flux de chaleur turbulent s'expriment de la façon suivante :

$$\tau_{ij}^r = \mu_t \left(2\bar{S}_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (\text{III.18})$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.19})$$

$$q_i^r = -\frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \frac{\partial\tilde{T}}{\partial x_i} \quad (\text{III.20})$$

La modélisation de la turbulence est ainsi réduite à 3 grandeurs : μ_t , k et Pr_t . L'enjeu des différents modèles de turbulence est de proposer une fermeture du système la plus universelle et robuste possible tout en fournissant une solution précise et fidèle à la réalité. Nous nous intéressons uniquement à la modélisation de la viscosité dynamique turbulente μ_t et de l'énergie cinétique turbulente k , Pr_t étant supposé constant dans notre cas. En supposant une contribution prédominante des structures tourbillonnaires de taille l et de vitesse u sur le mécanisme diffusif induit par la turbulence, la viscosité cinématique turbulente peut être approximée par $\nu_t \approx ul$. Le but du modèle de turbulence est de déterminer ν_t et k , ou les deux échelles turbulentes indépendantes (comme u et l) permettant d'approximer ν_t et k . Ces grandeurs sont généralement décrites par des équations de transport permettant de fermer le système d'équations.

1.3 Modèles RANS abordés

1.3.1 Modèle à 1 équation

Spalart et Allmaras [91] proposent la fermeture du système d'équations RANS par l'intermédiaire de l'équation de transport de la pseudo viscosité cinématique turbulente, notée $\tilde{\nu}$ avec $\nu_t = f_{v1}\tilde{\nu}$:

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1}\hat{S}\tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma}\frac{\partial}{\partial x_k}\left[(\nu + \tilde{\nu})\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_k}\right] + \frac{c_{b2}}{\sigma}\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_k}\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_k} - c_{w1}f_w\left(\frac{\tilde{\nu}}{d_w}\right)^2 \quad (\text{III.21})$$

$$\hat{S} = \Omega + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d_w^2} f_{v2} \quad (\text{III.22})$$

$$\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (\text{III.23})$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) \quad (\text{III.24})$$

Avec d_w distance de la particule fluide à la paroi, f_{v1} , f_{v2} et f_w des fonctions de comportement proche paroi, c_{b1} , c_{b2} , c_{w1} , κ et σ des constantes. Ces constantes sont paramétrées afin de modéliser au mieux les comportements universels des écoulements (couche de mélange, couche limite, ...). Ce modèle utilise également les fonctions f_{v1} , f_{v2} et f_w [91] assurant un comportement physiquement correct en proche paroi. Ce modèle de turbulence, couramment utilisé en aéronautique, est facilement intégrable et simple à mettre en place. Cependant, sa grande simplicité et sa robustesse sont à pondérer par le caractère perfectible des prévisions obtenues dans des écoulements généraux. Dans le cas d'un modèle à 1 équation décrit par l'équation de transport de la pseudo-viscosité turbulente, la détermination directe de ν_t ne permet pas de calculer explicitement les échelles turbulentes u et l . Dans ce cas, l'énergie cinétique turbulente est considérée comme nulle.

1.3.2 Modèles à 2 équations

Les modèles à deux équations utilisent deux équations de transport, chacune décrivant une échelle turbulente. L'une des deux grandeurs turbulentes couramment utilisée au sein de ces modèles est l'énergie cinétique turbulente $k = \frac{1}{2}(\overline{u_i''u_i''})$ car l'expression de son équation de transport peut être obtenue en manipulant les équations (III.2) et (III.15). Une seconde équation de transport décrivant le comportement d'une autre grandeur turbulente est nécessaire afin de fermer le système d'équations.

Modèle k-epsilon Ce modèle de turbulence utilise les grandeurs turbulentes k et ε , respectivement l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation. L'hypothèse principale de ce modèle est la similitude des termes de production, de diffusion et de destruction dans l'équation de transport de ε , inspirée de l'équation de transport de k . Le modèle s'exprime de la façon suivante :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.25})$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}k\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = P + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] - \bar{\rho}\varepsilon \quad (\text{III.26})$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}P + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] - C_{\varepsilon 2}\bar{\rho}\frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III.27})$$

Le terme P correspond à la production d'énergie cinétique turbulente, et est exprimé de la façon suivante :

$$P = \tau_{ij}^r \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (\text{III.28})$$

Les coefficients dans les équations de transport ont été calibrés afin que le modèle soit représentatif de certains types d'écoulements remarquables. Ce modèle n'étant pas intégrable jusqu'à la paroi, des versions "bas-Reynolds" ont été développées afin de l'étendre jusqu'en proche paroi grâce à des fonctions dédiées : c'est le cas du modèle $k - \varepsilon$ de Launder et Sharma [53].

Modèle k-omega Le modèle $k - \omega$ [102] est décrit par deux équations de transport représentant la variation de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation spécifique ω . Le modèle $k - \omega$ Wilcox 2006 est utilisé dans la suite de ces travaux. Il est décrit par les équations (III.29), (III.30) et (III.31).

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (\text{III.29})$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}k\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = P + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \beta_k \bar{\rho} k \omega \quad (\text{III.30})$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\omega\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \gamma \frac{\omega}{k} P + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] - \beta_\omega \bar{\rho} \omega^2 + \frac{\rho \sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{III.31})$$

Avec $\sigma_k, \beta_k, \gamma, \sigma_\omega, \beta_\omega$ et σ_d des constantes. Contrairement au modèle $k - \varepsilon$ décrit précédemment, le modèle $k - \omega$ est intégrable en proche paroi.

Modèle k-l Smith Le modèle $k - l$ de Smith [90] utilise l'échelle de longueur l de la turbulence en plus de l'énergie cinétique turbulente k . Ces équations de transport sont exprimées de la façon suivante :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}k\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = P - \frac{\bar{\rho}(2k)^{3/2}}{B_1 l} - 2\mu \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III.32})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}l)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}l\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = & (2 - E_2) \frac{\bar{\rho} \sqrt{2k}}{B_1} \left[1 - \left(\frac{\ell}{\kappa d_w} \right)^2 \right] - \frac{\mu_t}{\sigma_l} \frac{1}{\ell} \frac{\partial \ell}{\partial x_j} \frac{\partial \ell}{\partial x_j} \left(\frac{\ell}{\kappa d_w} \right)^2 + \rho \ell \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} + 2 \frac{\mu_t}{\sigma_l} \frac{1}{k} \frac{\partial \ell}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_l} \right) \frac{\partial l}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (\text{III.33})$$

Avec $B_1, \sigma_k, E_2, \kappa, \sigma_l$ des constantes et d_w la distance à la paroi. D'après son auteur, un des principaux avantages de ce modèle est une meilleure représentation des couches limites compressibles turbulentes [90].

2 Approches instationnaires

Afin de diminuer le poids de la modélisation dans le résultat des calculs numériques, et ainsi obtenir des champs aérodynamiques dont le degré de précision est plus élevé que les modèles RANS, il est nécessaire de réduire la part de la modélisation au sein du calcul en résolvant une partie des fluctuations turbulentes, entièrement modélisées dans les approches RANS. Cela donne de plus accès (au moins partiellement) à la partie instationnaire du champ aérodynamique liée à la turbulence. La méthode de résolution utilisée dans ces travaux de thèse est la ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation), une méthode hybride entre le RANS et la LES (Large Eddy Simulation) développée par l'ONERA. Avant de détailler les principes de la ZDES, il est nécessaire de décrire la méthode LES ainsi que les différents modèles ayant précédé la ZDES.

2.1 DNS et LES

Les écoulements à grand nombre de Reynolds sont sujets à un développement de la turbulence : les structures tourbillonnaires qui constituent la turbulence imposent localement des fluctuations importantes de vitesse des particules fluides en apparence aléatoires. L'activité turbulente peut être représentée par un spectre d'énergie illustré Figure (III.1) avec κ correspondant au nombre d'onde des fluctuations turbulentes. L'énergie cinétique turbulente est imposée par les échelles de l'écoulement moyen (longueur, cisaillement) et est transférée des grandes échelles aux plus petites, jusqu'à atteindre l'échelle dite de Kolmogorov où l'effet de la viscosité moléculaire devient prépondérant. A ce niveau, l'énergie cinétique turbulente est dissipée par friction moléculaire sous forme de chaleur. Les échelles intermédiaires correspondent à la partie inertielle où le comportement de la turbulence est quasiment universel, peu dépendant des conditions initiales et des propriétés du fluide et de l'écoulement moyen. Si dans certains cas une résolution de l'écoulement moyen peut être suffisante, les modèles de turbulence présentent de nombreuses limitations [61]. Il est parfois nécessaire de résoudre numériquement la turbulence afin de s'affranchir le plus possible des modèles RANS et de leurs hypothèses associées. Cependant, la simulation numérique directe DNS (*Direct Numerical Simulation*), donc sans aucune modélisation, est encore trop coûteuse et reste limitée à des géométries académiques et des bas nombres de Reynolds. La résolution LES (*Large Eddy Simulation*) est un intermédiaire entre les méthodes RANS et DNS, en résolvant seulement une partie du spectre turbulent. Seules les structures tourbillonnaires les plus énergétiques sont résolues, correspondant aux plus grandes structures turbulentes. Le reste du spectre turbulent est modélisé. La contribution de la modélisation au comportement de l'écoulement est alors moins importante qu'en RANS avec une résolution des structures turbulentes les plus énergétiques. La discrétisation spatiale de la résolution LES est cependant bien plus restrictive que la résolution d'un champ moyen avec une discrétisation déterminée par l'échelle de longueur de la plus petite structure turbulente à résoudre. Les figures (III.2), (III.3) et (III.4) montrent les différents niveaux de modélisation de la turbulence en fonction de la méthode de résolution. Dans le cas de la LES,

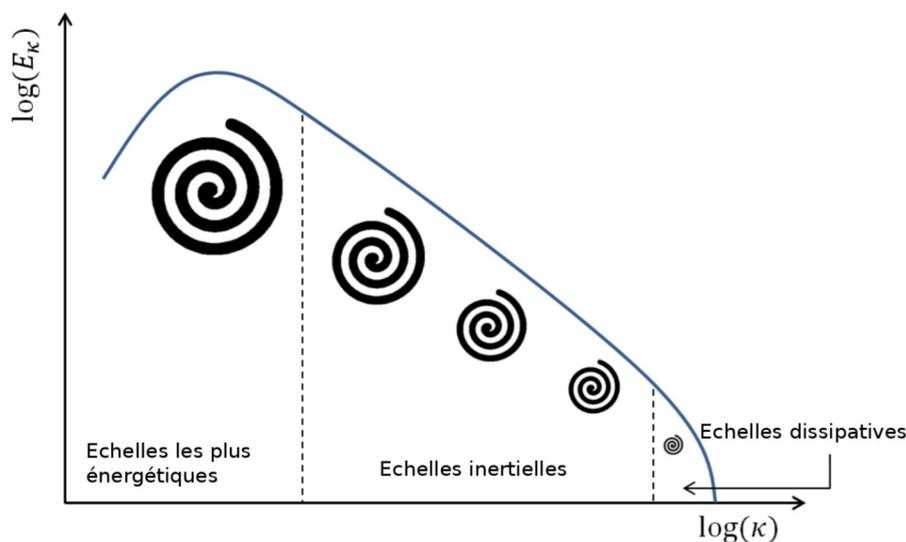


FIGURE III.1 – Spectre d'énergie de la turbulence

la séparation entre les échelles turbulentes modélisées et résolues équivaut à l'application d'un filtre spatial passe-bas sur l'écoulement, éliminant les structures turbulentes avec une échelle de longueur plus petite que l'échelle caractéristique du filtre. En pratique, la discrétisation spatiale du domaine filtre naturellement les structures turbulentes plus petites que la taille caractéristique de la maille. En supposant que le maillage se comporte comme un filtre avec une échelle caractéristique correspondant au nombre d'onde de coupure κ_c , les structures tourbillonnaires avec un nombre d'ondes $\kappa < \kappa_c$ sont alors calculées, tout en modélisant

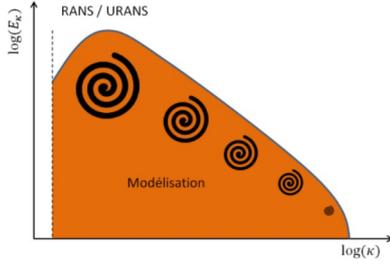


FIGURE III.2 – Spectre d'énergie de la turbulence en RANS

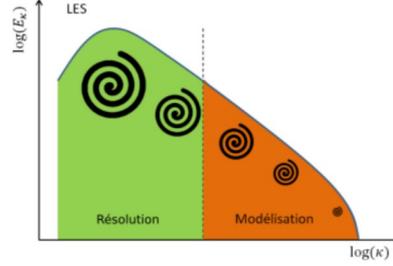


FIGURE III.3 – Spectre d'énergie de la turbulence en LES

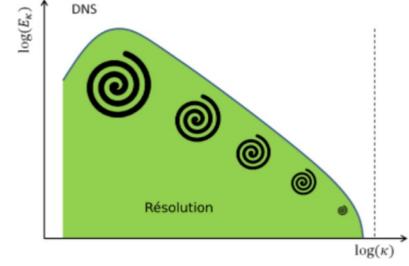


FIGURE III.4 – Spectre d'énergie de la turbulence en DNS

les structures où $\kappa > \kappa_c$ par exemple via un terme de diffusion. Le nombre d'onde de coupure se situe nécessairement dans la partie "inertielle" du spectre pour en exploiter le caractère relativement universel. La grandeur aérodynamique $f(x, t)$ est décomposée en une partie filtrée (résolue) $\widehat{f}(\kappa < \kappa_c)$ et une partie appelée "sous-maille" $\widehat{f}(\kappa > \kappa_c)$ correspondant aux échelles à modéliser. L'application de l'opérateur filtrage laisse apparaître le tenseur sous-maille qui est de la forme $\tau_{ij}^{SM} = -(\widehat{u_i u_j} - \widehat{u_i} \widehat{u_j})$. Ce terme représente l'influence des échelles non résolues sur l'écoulement filtré. De la même façon que le modèle RANS, une hypothèse supplémentaire doit être introduite afin de fermer le système. Une viscosité sous-maille est alors définie, modélisant la diffusion turbulente causée par les échelles sous-maille ($\kappa > \kappa_c$) : $\nu_{SM} = \frac{l_{LES}^2}{\tau_{LES}}$ avec l_{LES} l'échelle de longueur sous-maille correspondant à la taille caractéristique du plus grand tourbillon non résolu, et τ_{LES} son temps caractéristique. En supposant que l_{LES} soit proportionnel à la taille caractéristique Δ du filtre spatial $l_{LES} = C_s \Delta$ et que l'échelle de temps τ_{LES} soit la même que l'échelle de temps caractéristique du plus petit tourbillon résolu, on a $\tau_{LES} = \frac{1}{\sqrt{2\widehat{S}_{ij}\widehat{S}_{ij}}}$. Nous pouvons alors écrire :

$$\nu_{SM} = C_s^2 \Delta^2 \widehat{S} \quad (\text{III.34})$$

$$\widehat{S} = \sqrt{2\widehat{S}_{ij}\widehat{S}_{ij}} \quad (\text{III.35})$$

Avec C_s la constante de Smagorinsky. En diminuant l'étendue du spectre turbulent à modéliser grâce à la résolution des structures turbulentes les plus énergétiques, le poids du modèle sur le résultat est alors atténué. Le coût de calcul de la résolution LES est inférieur à la DNS, mais plus élevé que le RANS. De plus, les structures turbulentes les plus énergétiques en proche paroi, et donc résolues en LES, atteignent des tailles bien inférieures à celles contenues au sein d'un sillage. Cela nécessite des tailles de maille proche paroi très petites par rapport à celles présentes au sein d'un sillage, engendrant un coût de calcul très important. Les ressources de calcul actuelles ne permettent pas de résolution WRLES (LES résolu jusqu'à la paroi) d'une géométrie complète dans un cadre industriel.

2.2 Approches hybrides RANS/LES

Une méthode de résolution hybride entre la LES et le RANS nommée DES97 (*Detached Eddy Simulation*) a été proposée par Spalart et al. [93]. Cette dernière a pour ambition de résoudre les couches limites attachées en RANS, et le reste du domaine en LES. Une résolution idéalement en RANS des couches limites attachées permet l'utilisation d'un maillage localement plus grossier par rapport à une résolution LES intégrale. Le reste du domaine est résolu idéalement en LES permettant de capter une partie du spectre turbulent. Une résolution hybride RANS/LES limite alors le surcoût de calcul lié à la résolution de la turbulence des couches limites attachées grâce à une description locale en RANS. Des modèles hybrides RANS/LES couramment employés sont la DES [93], la DDES (Delayed Detached Eddy Simulation) [92] et la ZDES [20], [21] (Zonal Detached Eddy Simulation).

2.2.1 DES97

Spalart et al. [93] ont modifié le terme de destruction du modèle RANS de Spalart-Allmaras [91] en remplaçant la distance à la paroi par la distance \tilde{d} définie comme suit :

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = \underbrace{c_{b1}S\tilde{\nu}}_{\text{Production}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(v + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \right]}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{c_{b2}}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k}}_{\text{Destruction}} - c_{w1}f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{\tilde{d}} \right)^2 \quad (\text{III.36})$$

$$\tilde{d} = \min(d_w, C_{DES} \Delta_{\max}) \quad (\text{III.37})$$

$$\Delta_{\max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (\text{III.38})$$

Avec Δ_{\max} correspondant à l'échelle caractéristique de taille de maille utilisée par le modèle pour agir comme un filtre passe-bas. Ainsi, au sein de la couche limite, lorsque la distance à la paroi d_w est plus faible que l'échelle $C_{DES} \Delta$, nous avons $\tilde{d} = d_w$. L'équation de transport du modèle DES97 devient identique à celle du modèle RANS de Spalart-Allmaras (III.21). Tant que $\tilde{d} = d_w$, une modélisation RANS a localement lieu et la totalité de la turbulence est localement modélisée. Les grandeurs résolues de l'écoulement tendent alors vers des valeurs moyennées dans le sens d'une modélisation RANS. Loin de la paroi par rapport à la taille de maille, nous avons $d_w > C_{DES} \Delta$ impliquant $\tilde{d} = C_{DES} \Delta$. Le modèle ne se comporte plus comme le modèle RANS de Spalart-Allmaras car l'équation de transport de $\tilde{\nu}$ est modifiée. En effet, la distance \tilde{d} devient petite par rapport à d_w (modèle RANS classique). Cela a pour effet d'augmenter le terme de destruction de $\tilde{\nu}$. Localement, la viscosité turbulente diminue permettant aux structures turbulentes de se développer. En supposant un nombre de Reynolds élevé et un équilibre entre la production et la destruction de la pseudo viscosité, on a alors :

$$\tilde{\nu} \propto C_{DES}^2 \Delta^2 \Omega \quad (\text{III.39})$$

Le modèle se comporte alors comme un modèle de viscosité sous-maille pour la LES. En somme, l'objectif de la DES est de modéliser la couche limite en RANS avec une résolution LES loin des parois. Cette stratégie permet de réduire le coût de calcul de la région proche paroi en s'affranchissant de la résolution de la turbulence au sein de la couche limite. Cela permet d'atteindre des nombres de Reynolds élevés dans le cadre d'écoulements industriels. Le reste de l'écoulement est résolu en LES ce qui permet par exemple de pallier les limitations de l'approche RANS dans les décollements massifs. Cette résolution hybride RANS/LES possède néanmoins un inconvénient non négligeable au niveau de la transition entre ces deux types de modélisation, appelée "zone grise". En effet, lorsque $d_w \approx C_{DES} \Delta$, la solution n'est ni strictement RANS, ni strictement LES. La localisation de cette zone dépend du maillage, plus particulièrement de Δ . En notant δ l'épaisseur de la couche limite, $C_{DES} \Delta > \delta$ impose une résolution RANS au sein de la couche limite, avec une zone grise à l'extérieur de cette dernière. Dans le cas d'un maillage fin, c'est-à-dire pour $C_{DES} \Delta < \delta$, la zone grise se situe au sein de la couche limite, dont une partie est résolue en LES. Ces deux cas de figure sont schématisés sur la figure (III.5ab). Le modèle impose alors localement une décroissance de la viscosité turbulente afin de laisser la possibilité aux structures turbulentes de se développer. Cependant, si les échelles de longueur de la turbulence sont localement trop petites par rapport à la taille de maille, alors les structures turbulentes ne pourront pas être résolues malgré l'activation d'une résolution LES par le modèle. Il en résulte une chute de la viscosité turbulente sans résolution de structures tourbillonnaires. Comme les tensions de Reynolds résolues ne compensent pas la chute des tensions de Reynolds modélisées, il y a un déficit de tensions de Reynolds totales. Cela peut mener à une sous-estimation du coefficient de frottement ou, dans le pire des cas, à une séparation prématurée de la couche limite [70] (GIS, Grid Induced Separation). Afin de corriger cet effet indésirable, Spalart et al. [92] ont modifié le modèle DES97 en introduisant la formulation DDES (*Delayed Detached Eddy Simulation*).

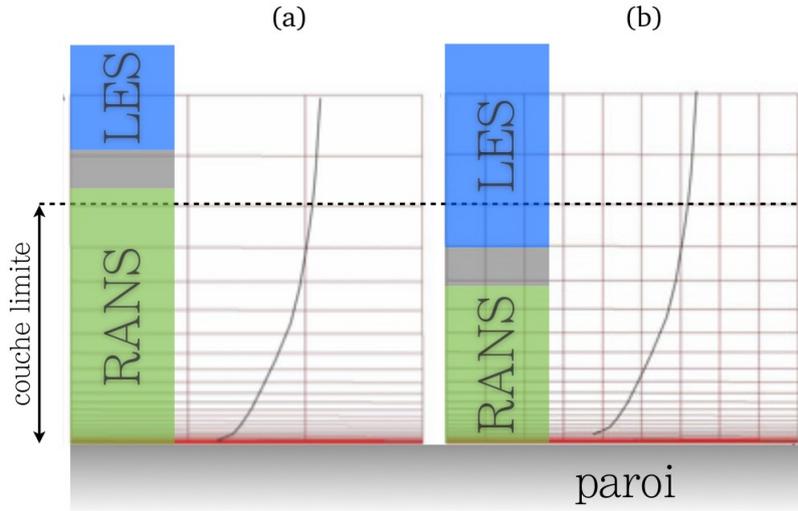


FIGURE III.5 – Différentes positions de la zone grise du modèle DES97 en fonction de la discrétisation du maillage : (a) extérieurement à la couche limite (b) intérieurement à la couche limite tiré de Leonard [56] adapté de Spalart et al. [93].

2.2.2 DDES

Une modification de l'échelle de longueur \tilde{d} du modèle DES97 est apportée par Spalart et al. [92] en 2006 afin de retarder le passage à la résolution LES selon l'éloignement de la paroi. Cela permet de forcer la modélisation en RANS de la zone interne de la couche limite, avec une transition au modèle sous-maille (LES) idéalement à l'extérieur de cette dernière. \tilde{d} est alors définie de la façon suivante :

$$\tilde{d} = d_w - f_d \max(0, d_w - C_{DES} \Delta) \quad (\text{III.40})$$

$$f_d = 1 - \tanh \left[(8r_d)^3 \right] \quad (\text{III.41})$$

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\sqrt{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} k^2 d_w^2}} \quad (\text{III.42})$$

Au sein de la couche limite, $f_d = 0$ donc $\tilde{d} = d_w$. Cela correspond à une modélisation RANS. Lorsque $f_d = 1$, \tilde{d} se comporte comme une modélisation DES97. La méthode DDES peut toutefois ne pas assurer une protection suffisante des couches limites attachées pour des maillages fins et/ou en présence de gradients de pression adverse.

2.2.3 ZDES

Un seul modèle est difficilement capable de résoudre convenablement la totalité des phénomènes aérodynamiques, en particulier les décollements [20]. En effet, un critère unique déterminant le passage entre résolutions RANS et LES semble irréaliste compte tenu de la complexité des écoulements à grand nombre de Reynolds. En réponse à ce défi, la ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation) est une méthode hybride RANS/LES développée à l'ONERA [21] qui permet à l'utilisateur de définir des zones avec le mode de résolution le plus adapté à la topologie de l'écoulement. Les modes 0 (résolution RANS intégrale), 1 et 2 (résolution LES dans les régions décollées) et 3 (Wall-modeled Large Eddy Simulation) sont implémentés à ce jour. Le mode 1 est particulièrement adapté aux écoulements dont le décollement massif est imposé par la géométrie comme sur la Figure III.6(I). Le mode 2 est utilisé pour les écoulements où la localisation du décollement massif est a priori inconnue, causé généralement par un gradient de pression adverse schématisé sur la figure III.6(II). Le passage de la modélisation RANS à la résolution LES est alors automatique.

Le mode 3 est finalement utilisé pour les écoulements dont le décollement est imposé par la dynamique de la couche limite elle-même (par exemple les décollements minces représenté sur la figure III.6(III)). Dans ce cas, la zone externe de la couche limite attachée est résolue en LES à partir d'une distance à la paroi $d_w^{max} \approx 0.1\delta$.

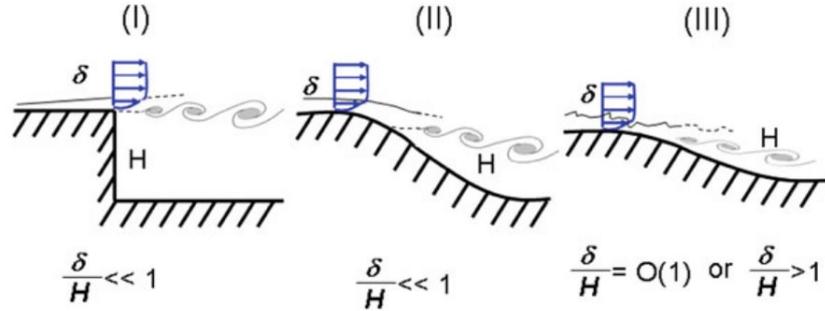


FIGURE III.6 – Classification des types d'écoulements [21]

Ces modes sont obtenus grâce à la définition de la distance caractéristique \tilde{d} remplaçant d_w dans l'équation III.21 et déclenchant le mode de résolution associé. L'échelle de longueur utilisée au sein de la ZDES est exprimée de la façon suivante :

$$\tilde{d}_{ZDES} = \begin{cases} d_w & \text{si mode} = 0 \\ \tilde{d}_{ZDES}^I & \text{si mode} = 1 \\ \tilde{d}_{ZDES}^{II} & \text{si mode} = 2 \\ \tilde{d}_{ZDES}^{III} & \text{si mode} = 3 \end{cases} \quad (\text{III.43})$$

Le mode 1, utilisé pour des décollements massifs imposés par la géométrie, utilise l'échelle caractéristique suivante :

$$\tilde{d}_{ZDES}^I = \min(d_w, C_{DES} \tilde{\Delta}_{DES}^I) \quad (\text{III.44})$$

Cette formulation est similaire à l'échelle de longueur utilisée en DES97. Les différences résident dans le traitement des fonctions d'amortissement du modèle en mode LES ainsi que la définition de la taille de maille $\tilde{\Delta}_{DES}^I = \Delta_{vol}$ ou Δ_ω exprimée de la façon suivante :

$$\Delta_{vol} = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z} \quad (\text{III.45})$$

$$\Delta_\omega = \sqrt{\bar{S}_\omega} \quad (\text{III.46})$$

avec \bar{S}_ω la section moyenne de la face normale au vecteur vorticité. L'utilisation de Δ_ω modifie la sélection des échelles turbulentes résolues, ainsi que le niveau de pseudo-viscosité turbulente [21]. Cette nouvelle formulation de l'échelle de longueur sous-maille permet de réduire le niveau de viscosité turbulente afin d'accélérer la formation naturelle d'instabilités. Il est néanmoins souhaitable de rechercher une géométrie de maille aussi cubique que possible pour la LES et l'usage de Δ_{vol} , tout comme Δ_{max} , dans le contexte de mailles aplaties fréquemment rencontrées dans les calculs RANS/LES, est sujet à débat. Par ailleurs, les fonctions proches paroi de l'éq.(III.36) ne sont plus prises en compte lors de la résolution LES pour le mode 1 en imposant les valeurs suivantes :

$$f_{v1} = 1, \quad f_{v2} = 0, \quad f_w = 1 \quad (\text{III.47})$$

Cela permet d'éviter que les fonctions proches paroi RANS interprètent le faible niveau de viscosité sous-maille en LES comme une région proche paroi avec une forte décroissance non linéaire de la viscosité turbulente. De plus, $f_w = 1$ permet de soutenir la destruction de $\tilde{\nu}$ hors des couches limites, favorable à la formation d'instabilités nécessaires à la résolution de structures turbulentes.

Le mode 3 est utilisé dans le cas des couches limites turbulentes où le décollement est fortement influencé par la dynamique de la couche limite elle-même. Contrairement aux modes 0, 1 et 2, la couche limite n'est pas résolue intégralement en RANS mais via une résolution WMLES (Wall-Modeled Large Eddy Simulation). A partir d'une distance à la paroi $d_w^{max} \approx 0.1\delta$, la couche limite est résolue en LES. Le maillage au sein de la couche limite doit être assez fin pour résoudre les structures tourbillonnaires susceptibles de se développer et impacter la dynamique globale de la couche limite, et de la turbulence résolue doit être injectée en début de région ZDES mode 3. La taille de maille $\tilde{\Delta}_{DES}^{III}$ est exprimée comme suit :

$$\tilde{\Delta}_{DES}^{III} = \begin{cases} d_w & \text{si } d_w < d_w^{max} \\ \tilde{d}_{DES}^I & \text{si } d_w > d_w^{max} \end{cases} \quad (\text{III.48})$$

Des exemples d'utilisation du mode 3 sont donnés par [23], [19], [24] et [97].

Le mode 2 (2012), employé pour les décollements massifs induits par un gradient de pression, utilise l'échelle caractéristique suivante :

$$\tilde{d}_{DES}^{II} = d_w - f_d \max(0, d_w - C_{DES} \tilde{\Delta}_{DES}^{II}) \quad (\text{III.49})$$

Cette expression est similaire à l'échelle de longueur introduite pour la DDES (III.41), avec néanmoins l'utilisation de la taille de maille $\tilde{\Delta}_{DES}^{II}$ exprimée de la façon suivante :

$$\tilde{\Delta}_{DES}^{II} = \begin{cases} \Delta_{max} & \text{si } f_d < f_{d0} \\ \Delta_{vol} \text{ (ou } \Delta_{\omega}) & \text{si } f_d > f_{d0} \end{cases} \quad (\text{III.50})$$

Comme pour la résolution DDES, f_d permet d'assurer la modélisation de l'intégralité de la couche limite en RANS avec f_{d0} imposé à 0,8. Dans le cadre de cette thèse, nous utiliserons la dernière version du mode 2 (appelée ZDES mode 2 (2020)) décrite dans la section suivante.

ZDES mode 2 (2020) Cette dernière version du mode 2 de la ZDES [22] permet de résoudre les inconvénients liés à la fonction de protection f_d (III.41) de la DDES et de la ZDES mode 2 (2012), qui présente un défaut de protection des couches limites en présence de maillages très fins et/ou de forts gradients de pression adverse conduisant parfois à un effondrement prématuré de la viscosité turbulente et à des décollements non-physiques. Pour résoudre ces difficultés tout en évitant que le renfort de protection n'induisse un retard dans la formation d'instabilités au sein des couches de mélange, le mode 2 (2020) [22] introduit des fonctions de protection de la couche limite afin d'imposer une modélisation de l'intégralité de cette dernière en RANS, quels que soient la finesse du maillage et le gradient de pression adverse imposé. La fonction de protection résultante est exprimée dans l'équation III.51. Un senseur supplémentaire $\mathcal{G}_{\tilde{\nu}}$ décrit dans l'équation III.53, permet de détecter la zone de sillage de la couche limite attachée et est utilisé conjointement avec la fonction de protection initiale du mode 2 [21] f_d , permettant la protection RANS de la couche limite attachée. Malgré l'extension spatiale de la région en RANS associée à la couche limite attachée grâce à une meilleure protection de cette dernière, le modèle doit assurer une diminution de la viscosité turbulente en s'éloignant de la couche limite au moins aussi rapide qu'en l'absence des fonctions de

protection. Une fonction d'inhibition $f_R(\mathcal{G}_\Omega)$ décrite dans l'équation III.55 permet d'accélérer la décroissance de la pseudo-viscosité turbulente lorsqu'un décollement est détecté, favorisant le développement des instabilités le plus tôt possible au sein des couches de mélange par l'intermédiaire du senseur \mathcal{G}_Ω décrit dans l'équation III.54 détectant les écoulements décollés. Cette formulation est détaillée et validée dans [22], démontrant l'efficacité de la résolution RANS/LES.

$$f_p = f_d(r_d)(1 - (1 - f_d(\mathcal{G}_{\tilde{v}}))f_R(\mathcal{G}_\Omega)) \quad (\text{III.51})$$

$$r_d = \frac{\tilde{\nu} + \nu}{\sqrt{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \kappa^2 d_w^2}} \quad (\text{III.52})$$

$$\mathcal{G}_{\tilde{v}} = \frac{C_3 \max(0, -\partial\tilde{\nu}/\partial n)}{\sqrt{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \kappa d_w}} \quad (\text{III.53})$$

$$\mathcal{G}_\Omega = \frac{\partial(|\Omega|)}{\partial n} \sqrt{\frac{\tilde{\nu}}{\left(\sqrt{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}\right)^3}} \quad (\text{III.54})$$

$$f_R(\mathcal{G}_\Omega) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathcal{G}_\Omega \leq C_4 \\ \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-6\alpha}{1-\alpha^2}\right)} & \text{si } C_4 < \mathcal{G}_\Omega < \frac{4}{3}C_4, \\ 0 & \text{si } \mathcal{G}_\Omega \geq \frac{4}{3}C_4 \end{cases} \quad \text{avec } \alpha = \frac{\frac{7}{6}C_4 - \mathcal{G}_\Omega}{\frac{1}{6}C_4} \quad (\text{III.55})$$

avec C_3 et C_4 deux constantes respectivement égales à 0.03 et 25. Aucune autre formulation détaillée pour la protection automatique des couches limites attachées indépendamment du maillage et du gradient de pression n'a été publiée à notre connaissance.

2.2.4 Applications des méthodes hybrides RANS/LES en turbomachine

Les méthodes de résolution hybrides RANS/LES ont déjà été utilisées pour l'étude des écoulements au sein de turbomachines. Une des premières études recensées a été réalisée par Borello et al. [10]. Ces derniers ont effectué des comparaisons de calculs RANS et LES/RANS du tourbillon de jeu. Ils ont démontré une meilleure résolution du vortex par cette dernière méthode. Riou [79] et Riera et al [80] ont ensuite utilisé avec succès la ZDES pour étudier également le tourbillon de jeu et montrer l'intérêt de cette méthode hybride RANS/LES par rapport à la modélisation RANS. En 2015, Marty et al. [67] ont étudié l'écoulement de jeu et le sillage d'aubes fan du rotor transsonique CREATE. Bonneau [9] a également effectué un calcul ZDES d'un secteur Fan/OGV d'un moteur UHBR afin d'étudier le bruit d'interaction large bande de la soufflante. Le contenu spectral des sillages est en accord avec les résultats expérimentaux. Plus récemment, un calcul ZDES mode 2 d'un Fan/OGV 360° a été réalisé par François et al. [34] dans le but de prévoir le bruit d'interaction à large bande d'une soufflante intégrant un rotor de nouvelle génération. Cette étude montre une maturité satisfaisante de la ZDES pour capturer les phénomènes turbulents d'un écoulement complexe de turbomachine dont le champ de vorticité résolue avec une approche ZDES est illustré sur la figure III.7. Tucker et al. [95] ont réalisé différents calculs utilisant une approche hybride RANS/LES (autre que la ZDES) afin de prévoir les écoulements secondaires au voisinage des aubes de turbines et de compresseurs axiaux ainsi qu'une résolution des structures turbulentes générées par le jet coaxial en sortie du moteur. Ces calculs montrent une maturité suffisante pour capturer précisément le contenu turbulent d'écoulements autour de géométries complexes telles que les turbomachines.

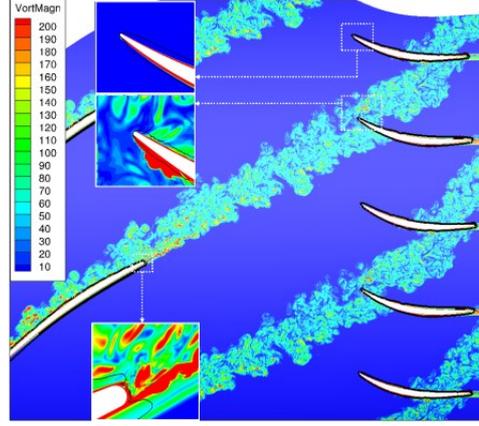


FIGURE III.7 – Champ de vorticité d'une résolution ZDES mode 2 de François et al. [34]

3 Discrétisation numérique

3.1 Méthode des volumes finis

Tous les calculs aérodynamiques présentés dans ce manuscrit passent par la discrétisation spatiale d'équations aux d riv es partielles décrites dans la section 1.2 au sein du domaine du calcul. Ce domaine est découpé en une multitude de petits volumes élémentaires appelés "cellules", formant ainsi un maillage. La méthode des volumes finis est utilis e pour intégrer les équations de conservation (III.14), (III.15) et (III.16) sur chaque volume élémentaire V_c du domaine. Cette méthode consiste à introduire le vecteur des variables conservatives \mathbf{W} ainsi que le vecteur des flux $\mathbf{F}_i(\mathbf{W})$ dans la direction i .

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho}\tilde{u}_1 \\ \bar{\rho}\tilde{u}_2 \\ \bar{\rho}\tilde{u}_3 \\ \bar{\rho}(\tilde{e} + \frac{1}{2}\tilde{u}_l\tilde{u}_l + k) \end{pmatrix}, \mathbf{F}_i(\mathbf{W}) = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\tilde{u}_i \\ \bar{\rho}\tilde{u}_1\tilde{u}_i + p\delta_{1i} - \tau_{1i}^r - \bar{\tau}_{1i} \\ \bar{\rho}\tilde{u}_2\tilde{u}_i + p\delta_{2i} - \tau_{2i}^r - \bar{\tau}_{2i} \\ \bar{\rho}\tilde{u}_3\tilde{u}_i + p\delta_{3i} - \tau_{3i}^r - \bar{\tau}_{3i} \\ \bar{\rho}(\tilde{e} + \frac{1}{2}\tilde{u}_l\tilde{u}_l + k + p)\tilde{u}_i + q_i + q_i^r - (\bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^r)\tilde{u}_j \end{pmatrix} \quad (\text{III.56})$$

Les équations de conservation (III.14), (III.15) et (III.16) peuvent alors s'écrire sous la forme vectorielle :

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_i(\mathbf{W})}{\partial x_i} = \mathbf{0} \quad (\text{III.57})$$

L' quation III.57 est int gr e sur chaque volume de contrôle V_c supposé fixe, de frontière ∂V_c et de normale \mathbf{n} . Le théorème de Green-Ostrogradski permet d'écrire :

$$\iiint_{V_c} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} dV + \iint_{\partial V_c} \mathbf{F}_i(\mathbf{W})n_i dS = \mathbf{0} \quad (\text{III.58})$$

3.2 Formulation ALE

L' quation (III.56) exprime les flux pour un volume de contrôle fixe et non déformable. Cependant, en aéroélasticité, la géométrie peut se déformer au fil du temps et être en mouvement, notamment dans le cas des machines tournantes. Dans ce contexte, il est nécessaire de redéfinir les flux pour prendre en compte ces phénomènes. La méthode d'expression des équations du mouvement appel e "Arbitrary Lagrangian-Eulerian" (ALE) est une approche hybride combinant les formulations Eulérienne et Lagrangienne. Elle permet de considérer un volume de contrôle $V_c(t)$ variable dans le temps et en mouvement avec un vecteur

vitesse à la frontière \mathbf{V}^e . Selon le théorème de transport de Reynolds, la variation de la grandeur \mathbf{W} intégrée dans le volume de contrôle $V_c(t)$ s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{V_c(t)} \mathbf{W} dV = \iiint_{V_c(t)} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} dV + \iint_{\partial V_c(t)} \mathbf{W}(\mathbf{V}^e \cdot \mathbf{n}) dS \quad (\text{III.59})$$

L'équation (III.58) devient :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{V_c(t)} \mathbf{W} dV + \iint_{\delta V_c(t)} \mathbf{F}_i(\mathbf{W}, \mathbf{V}^e) n_i dS = \mathbf{0} \quad (\text{III.60})$$

$$\mathbf{F}_i(\mathbf{W}, \mathbf{V}^e) = \begin{pmatrix} \bar{\rho}(\tilde{u}_i - V_i^e) \\ \bar{\rho}\tilde{u}_1(\tilde{u}_i - V_i^e) + p\delta_{1i} - \tau_{1i}^r - \bar{\tau}_{1i} \\ \bar{\rho}\tilde{u}_2(\tilde{u}_i - V_i^e) + p\delta_{2i} - \tau_{2i}^r - \bar{\tau}_{2i} \\ \bar{\rho}\tilde{u}_3(\tilde{u}_i - V_i^e) + p\delta_{3i} - \tau_{3i}^r - \bar{\tau}_{3i} \\ \bar{\rho}(\tilde{e} + \frac{1}{2}\tilde{u}_l\tilde{u}_l + k)(\tilde{u}_i - V_i^e) + q_i + q_i^r + p\tilde{u}_i - (\bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^r)\tilde{u}_j \end{pmatrix} \quad (\text{III.61})$$

- Si \mathbf{V}^e est nul, le volume de contrôle est fixe et l'équation (III.60) devient semblable à l'équation (III.58) représentant la formulation Eulerienne.
- Si $\mathbf{V}^e = \tilde{\mathbf{U}}$, le vecteur vitesse du volume de contrôle est égale à chaque instant au vecteur vitesse de l'écoulement. On retrouve la formulation Lagrangienne.

3.2.1 Discrétisation des flux

Les domaines de calcul utilisés dans ces travaux sont discrétisés spatialement de manière structurée. Les grandeurs aérodynamiques sont évaluées au centre des volumes de contrôles, repérés par des indices dans les 3 directions du maillage (i, j, k) . En supposant que le domaine de calcul est composé de cellules hexaédriques de volume V_{ijk} , nous avons :

$$\frac{d(V_{ijk}\mathbf{W}_{ijk})}{dt} + \mathbf{R}_{ijk} = \mathbf{0} \quad (\text{III.62})$$

La somme des flux à travers les faces du volume de contrôle est le résidu de la cellule noté \mathbf{R}_{ijk} et s'exprime de la façon suivante :

$$\mathbf{R}_{ijk} = \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},j,k} - \mathbf{F}_{i-\frac{1}{2},j,k} + \mathbf{F}_{i,j+\frac{1}{2},k} - \mathbf{F}_{i,j-\frac{1}{2},k} + \mathbf{F}_{i,j,k+\frac{1}{2}} - \mathbf{F}_{i,j,k-\frac{1}{2}} \quad (\text{III.63})$$

Un schéma spatial est requis afin d'estimer les flux traversant les six faces du volume de contrôle. Dans ces travaux, deux schémas sont utilisés : le schéma de Roe [82] et le schéma AUSM+(P) [58]. Par souci de simplification, ces schémas sont décrits selon l'unique direction i .

Schéma de Roe Le schéma de Roe [82] est à la base de nombreux schémas numériques pour les écoulements compressibles. Afin d'évaluer le flux $\mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}}$, on introduit un état moyen en $i + \frac{1}{2}$ dépendant des états en i et $i + 1$:

$$\hat{\rho} = \sqrt{\rho_i \rho_{i+1}} \quad (\text{III.64})$$

$$\hat{u} = \frac{\sqrt{\rho_i}u_i + \sqrt{\rho_{i+1}}u_{i+1}}{\sqrt{\rho_i} + \sqrt{\rho_{i+1}}} \quad (\text{III.65})$$

$$\hat{h}_i = \frac{\sqrt{\rho_i}h_i + \sqrt{\rho_{i+1}}h_{i(i+1)}}{\sqrt{\rho_i} + \sqrt{\rho_{i+1}}} \quad (\text{III.66})$$

Le flux en $i + 1/2$ s'écrit :

$$\mathbf{F}_{i+1/2} = \frac{1}{2} (\mathbf{F}_{i+1} + \mathbf{F}_i - |\hat{\mathbf{A}}| (\mathbf{W}_{i+1} - \mathbf{W}_i)) \quad (\text{III.67})$$

Avec $\hat{\mathbf{A}}$ la matrice jacobienne des flux évalué avec l'état moyen $\hat{\mathbf{W}}$. La matrice jacobienne des flux est exprimée de la façon suivante :

$$\mathbf{A}(\mathbf{W}) = \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{W})}{\partial \mathbf{W}} \quad (\text{III.68})$$

Ce schéma numérique est particulièrement adapté à la résolution des chocs. Il autorise cependant l'apparition de chocs de détente, violant le second principe de la dynamique. Pour corriger ce problème, Harten et Hyman [42] proposent d'ajouter une correction d'entropie. Pour chaque valeur propre λ_k de la matrice jacobienne, le module de Harten de la valeur propre s'écrit :

$$|\lambda_k|_H = \begin{cases} |\lambda_k| & \text{si } \lambda_k < -\delta_h \\ 0.5 \left(\frac{\lambda_k^2}{\delta_h} + \delta_h \right) & \text{si } -\delta_h \leq \lambda_k \leq \delta_h \\ |\lambda_k| & \text{si } \lambda_k > \delta_h \end{cases} \quad (\text{III.69})$$

Le paramètre δ_h est adimensionné et renseigné par l'utilisateur. Il augmente néanmoins la dissipation au sein du calcul. Le flux en $i + 1/2$ s'écrit en présence de la correction entropique :

$$\mathbf{F}_{i+1/2} = \frac{1}{2} (\mathbf{F}_{i+1} + \mathbf{F}_i) - \frac{1}{2} \mathbf{R} |\lambda_k|_H \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{W}_{i+1} - \mathbf{W}_i) \quad (\text{III.70})$$

Avec \mathbf{R} la matrice de changement de base permettant de diagonaliser \mathbf{A} telle que :

$$\mathbf{A} = \mathbf{R} \mathbf{A} \mathbf{R}^{-1} \quad (\text{III.71})$$

Schéma AUSM+(P) Les schémas du type AUSM (Advection Upstream Splitting Method) sont introduits par Liou et Steffen [59] en 1991. Le principe est de séparer le flux convectif en deux phénomènes distincts : la convection du fluide et la propagation des ondes de pression. Le flux total dans une direction s'exprime de la façon suivante :

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho H u \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ \rho H u \end{pmatrix}}_{\text{convection } \mathbf{F}_c} + \underbrace{\begin{pmatrix} 0 \\ p \\ 0 \end{pmatrix}}_{\text{pression } \mathbf{P}} \quad (\text{III.72})$$

En posant $\Phi = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho H \end{pmatrix}$, nous avons $\mathbf{F}_c = u \Phi = M c \Phi$ avec M le nombre de Mach directionnel et c la vitesse du son. Le flux en $i + 1/2$ s'écrit alors :

$$\mathbf{F}_{i+1/2} = M_{i+1/2} c_{i+1/2} \Phi_{i+1/2} + \mathbf{P}_{i+1/2} \quad (\text{III.73})$$

La valeur de $M_{i+1/2}$ est obtenue à l'aide des états en i et $i + 1$. $c_{i+1/2}$ et $\Phi_{i+1/2}$ sont quant à eux déterminés de la façon suivante :

$$c_{i+1/2} = \begin{cases} c_i & \text{si } M_{i+1/2} > 0 \\ c_{i+1} & \text{sinon} \end{cases}, \quad \Phi_{i+1/2} = \begin{cases} \Phi_i & \text{si } M_{i+1/2} > 0 \\ \Phi_{i+1} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{III.74})$$

Le terme de pression $\mathbf{P}_{i+1/2}$ est calculé grâce à p_i et p_{i+1} . Liou [57] améliore ce schéma en imposant une vitesse du son à l'interface constante quelle que soit la valeur de $M_{i+1/2}$: $c_i = \sqrt{c_i c_{i+1}}$. Les expressions

de $M_{i+1/2}$ et $p_{i+1/2}$ sont également modifiées. Ce schéma possède néanmoins des problèmes de stabilité dans les zones subsoniques. Pour rectifier cela, Liou et Edwards [58] introduisent le schéma AUSM+(P) en ajoutant un terme dissipatif dont la valeur dépend de la vitesse de l'écoulement tout en conservant la bonne restitution des chocs. La stabilité de la solution à faible nombre de Mach se trouve alors améliorée. Cette modification entraîne cependant une augmentation du coût de calcul. Mary et Sagaut [68] ont modifié ce schéma afin de le rendre moins dissipatif lors de son usage dans un contexte LES. Cette mise à jour ne prend pas en compte les propriétés de capture des chocs. Le flux est alors décrit de la façon suivante :

$$\mathbf{F}_{i+1/2} = \frac{\mathbf{U}_{i+1/2}}{2}(\Phi_i + \Phi_{i+1}) - \frac{|\mathbf{U}_{dis}|}{2}(\Phi_{i+1} - \Phi_i) + \frac{\mathbf{P}_i + \mathbf{P}_{i+1}}{2} \quad (\text{III.75})$$

La vitesse à l'interface $(i + 1/2)$ prend en compte le couplage vitesse/pression dans les zones de nombre de Mach faible avec l'ajout d'un terme stabilisateur de pression :

$$\mathbf{U}_{i+1/2} = \frac{(\mathbf{U}_i + \mathbf{U}_{i+1})}{2} - C_2(\mathbf{P}_i + \mathbf{P}_{i+1}) \quad (\text{III.76})$$

avec C_2 une constante dimensionnée. Le paramètre \mathbf{U}_{dis} est un terme dissipatif dépendant de la vitesse de l'écoulement. Il est défini de la façon suivante :

$$\mathbf{U}_{dis} = \Psi \max\left(\frac{|\mathbf{U}_i + \mathbf{U}_{i+1}|}{2}, C_1\right) \quad (\text{III.77})$$

C_1 est une constante et Ψ correspond à un capteur permettant de minimiser la dissipation numérique. Ψ est une fonction binaire valant 1 aux interfaces $i + 1/2$ et $i - 1/2$ si des oscillations sont détectées. Dans le cas contraire, Ψ est nul, sans apport de dissipation numérique. Les constantes C_1 et C_2 sont définies à partir des données de référence T_{ref} , p_{ref} et M_{ref} spécifiés par l'utilisateur et du coefficient de dissipation α .

3.2.2 Intégration temporelle

Les résolutions numériques de phénomènes physiques instationnaires rencontrées dans ces travaux nécessitent une discrétisation temporelle en plus d'une discrétisation spatiale. Le temps physique de la simulation est alors discrétisé avec un pas Δt uniforme. Il existe deux grandes familles de discrétisation temporelle : explicite et implicite. La première méthode est la plus simple à mettre en œuvre. Elle consiste à discrétiser la dérivée temporelle de l'équation aux dérivées partielles et d'évaluer les flux à l'itération n . L'équation (III.62) devient :

$$\left(\frac{d(V_{ijk}\mathbf{W}_{ijk})}{dt}\right)^n + \mathbf{R}(\mathbf{W}_{ijk}^n) = 0 \quad (\text{III.78})$$

En supposant les solutions aux itérations $1, \dots, n - 1, n$ connues et la solution en $n + 1$ recherchée, la dérivée temporelle à l'itération n est exprimée en fonction de \mathbf{W}_{ijk}^{n+1} , \mathbf{W}_{ijk}^n et \mathbf{W}_{ijk}^{n-1} à l'ordre 2. On peut donc directement exprimer la solution à l'itération $n + 1$ en fonction des champs aux itérations n et $n - 1$. Cependant, la stabilité de ce type de discrétisation dépend du pas de temps Δt choisi. La discrétisation temporelle doit respecter le critère CFL (Courant, Friedrichs et Lewy) exprimée comme suit :

$$\Delta t = \text{CFL} \frac{\Delta_{\min}}{|\mathbf{U}| + c} \quad (\text{III.79})$$

avec Δ_{\min} la dimension de la plus petite cellule du domaine et c la vitesse du son. Les schémas temporels explicites sont contraints par un CFL ~ 1 , réduisant le pas de temps et rallongeant considérablement le temps de calcul. Pour éviter cela, les schémas implicites sont privilégiés. Ils peuvent être inconditionnellement stables et utilisables pour un CFL $\gg 1$. Dans ce cas, l'équation (III.62) est alors exprimée à l'itération $n + 1$ de la façon suivante :

$$\left(\frac{d(V_{ijk}\mathbf{W}_{ijk})}{dt}\right)^{n+1} + \mathbf{R}(\mathbf{W}_{ijk}^{n+1}) = 0 \quad (\text{III.80})$$

La dérivée temporelle est approximée via un schéma décentré amont d'ordre 2 :

$$\left(\frac{d}{dt}(V_{ijk}\mathbf{W}_{ijk})\right)^{n+1} \approx \frac{3V_{ijk}^{n+1}\mathbf{W}_{ijk}^{n+1} - 4V_{ijk}^n\mathbf{W}_{ijk}^n + V_{ijk}^{n-1}\mathbf{W}_{ijk}^{n-1}}{2\Delta t} \quad (\text{III.81})$$

Cependant, W_{ijk}^{n+1} n'est pas explicitement exprimé en fonction de W_{ijk}^n et W_{ijk}^{n-1} . Il est alors nécessaire d'inverser l'opérateur implicite. On définit la fonction $H(W_{ijk}^{n+1})$ que l'on cherche à annuler :

$$\mathbf{H}(W_{ijk}^{n+1}) = \frac{3V_{ijk}^{n+1}\mathbf{W}_{ijk}^{n+1} - 4V_{ijk}^n\mathbf{W}_{ijk}^n + V_{ijk}^{n-1}\mathbf{W}_{ijk}^{n-1}}{2\Delta t} + \mathbf{R}(W_{ijk}^{n+1}) = 0 \quad (\text{III.82})$$

Le zéro de la fonction \mathbf{H} est déterminé par l'intermédiaire d'une méthode itérative appelée méthode de Gear. Cela revient à résoudre un problème de Newton à l'aide de la matrice jacobienne $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{W}}$:

$$\left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{W}}\right)^{l,n} \Delta \mathbf{W}_{ijk}^{l,n} = -\mathbf{H}(\mathbf{W}_{ijk}^{l,n}) \quad (\text{III.83})$$

$$\Delta \mathbf{W}_{ijk}^{l,n} = \mathbf{W}_{ijk}^{l+1,n} - \mathbf{W}_{ijk}^{l,n} \quad (\text{III.84})$$

$$\left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{W}}\right)^{l,n} = \left(\frac{3V_{ijk}^{n+1}}{2\Delta t} + \mathbf{I} + \left(\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{W}}\right)^{l,n}\right) \quad (\text{III.85})$$

$$\mathbf{W}_{ijk}^{0,n} = \mathbf{W}_{ijk}^n \quad (\text{III.86})$$

avec l correspondant à l'itération de la résolution Gear. Cette méthode consiste ainsi à itérer sur $\mathbf{W}_{ijk}^{l,n}$ jusqu'à annuler la fonction \mathbf{H} et ainsi converger vers \mathbf{W}_{ijk}^{n+1} en un nombre limité d'itérations nécessaire pour diminuer le résidu d'au moins un ordre de grandeur.

4 Bilan

On a vu dans ce chapitre les différentes méthodes numériques pour simuler les écoulements turbulents. Tout d'abord, l'approche moyennée de la simulation des écoulements turbulents a été exposée en détaillant les hypothèses qui lui sont associées. Ensuite, les différents modèles de turbulence de l'approche RANS utilisés ultérieurement dans ces travaux ont été décrits. Les méthodes de résolution haute-fidélité de la turbulence ont également été présentées, en particulier la ZDES qui est utilisée pour le calcul du cas académique représentant l'interaction fan/vortex. Certaines applications de cette méthode de résolution publiées dans la littérature dans le cadre des turbomachines ont été présentées et ont démontré une bonne maturité pour ce type de problème. Enfin, les méthodes de discrétisation numérique utilisées dans le cadre de ces travaux ont été décrites, en particulier les schémas numériques de Roe et AUSM+(P), et une version peu dissipative de ce dernier adaptée à la résolution des échelles turbulentes dans un contexte LES ou ZDES.

Deuxième partie

Caractérisation de la source d'excitation aérodynamique générée par l'interaction entre le fan et le vortex de sol

Établissement d'une base de données de référence sur une interaction vortex/grille d'aubes

Ce chapitre a pour objectif d'étudier numériquement la source d'excitation générée par l'interaction entre le vortex de sol et le fan. En raison de l'absence d'études numériques haute-fidélité et expérimentales dans la littérature sur ce type d'interaction, un cas académique représentatif de ce type d'interaction est élaboré afin d'établir une base de données de référence. Plusieurs simplifications sont réalisées afin de maîtriser le coût de calcul d'une simulation haute-fidélité de la turbulence. Ce chapitre se décompose en trois parties. La modélisation du vortex de sol est tout d'abord décrite et évaluée dans le contexte d'un écoulement uniforme. La seconde partie présente les choix de modélisation pour le cas académique, conçus pour s'adapter aux exigences de calcul d'une simulation haute-fidélité. Enfin, le champ aérodynamique du calcul haute-fidélité est analysé, en particulier le champ instantané, le champ moyen et le contenu spectral de l'écoulement.

Sommaire

1	Modélisation du vortex de sol	69
1.1	Définition du vortex analytique	69
1.2	Validation de l'injection d'un vortex analytique en entrée de domaine numérique	71
2	Définition du cas académique	72
2.1	Choix de modélisation et simulation numérique	73
2.1.1	Architecture du cas académique	73
2.1.2	Définition des conditions aux limites	74
2.1.3	Point de fonctionnement du cas académique	75
2.1.4	Maillage	76
2.1.5	Paramètres numériques	76
2.2	Adaptation du vortex au cas académique	77
2.2.1	Caractéristiques aérodynamiques du vortex dans le cas académique	77
2.2.2	Périodisation du vortex	77
2.3	Choix des extractions pour les post-traitements	80
2.4	Définition de la moyenne de phase	81
3	Étude de l'écoulement généré par l'interaction entre la grille d'aubes et le vortex incident	82
3.1	Analyse du champ instantané	82
3.2	Analyse spectrale	86

3.3	Analyse du champ moyenné	91
3.3.1	Convergence de la moyenne de phase	91
4	Bilan	94

1 Modélisation du vortex de sol

Comme décrit dans la section I.2.1, la vorticité générée en proche paroi au niveau du sol et de la nacelle contribue à la formation du vortex de sol. Pour simuler numériquement un tel vortex, la méthode la plus naturelle consiste à effectuer un calcul complet comprenant une nacelle et un sol en présence de vent de travers [8] [109] [94]. Toutefois, ces simulations nécessitent un domaine de calcul important qui, compte tenu de la taille du maillage d'une résolution haute-fidélité de ce type d'écoulement, aurait entraîné un coût de calcul élevé dans le cadre de cette étude. Afin de réduire ce coût, le vortex est introduit directement au niveau du plan d'entrée d'air via une condition aux limites d'injection subsonique en amont des aubes du fan. Cette section a pour objectif de décrire la modélisation du tourbillon introduit dans le plan d'entrée d'air, ainsi que la méthode utilisée pour l'injection de ce dernier dans le domaine de calcul.

1.1 Définition du vortex analytique

Nous avons choisi de modéliser le vortex de sol à l'aide d'une approche analytique. Cela permet de contrôler avec précision les caractéristiques aérodynamiques du tourbillon. De plus, cette approche permet l'injection de l'expression exacte de la distorsion directement dans la condition limite d'entrée. En effet, l'utilisation d'une cartographie issue de données expérimentales ou numériques aurait nécessité une interpolation au niveau du plan d'entrée car les centres cellules du cas d'étude accueillant le champ solution ne coïncideraient pas avec les données de la cartographie. Cette interpolation aurait pu entraîner une perte de précision. Le vortex modélisé est supposé parfaitement axisymétrique et sans déficit de vitesse axiale. A ce jour, aucun article ne fait état à notre connaissance d'une mesure précise d'un déficit de vitesse axiale au sein du vortex de sol. De plus, la composante de vitesse radiale est négligée devant la vitesse azimutale. Plusieurs études expérimentales ont montré que la position du vortex de sol peut être instationnaire, avec un nombre de Strouhal fD_i/U_i d'environ 0.025, comme décrit dans la section I.2.3. Cependant, le nombre de Strouhal associé à la fréquence propre la plus faible des modes structuraux des OGV est de l'ordre de 5, et il n'y a pas de phénomènes aérodynamiques instationnaires du vortex de sol rapportés dans la littérature à une telle fréquence. Par conséquent, la position du vortex ainsi que ses caractéristiques aérodynamiques sont supposées stationnaires dans le plan d'entrée par rapport à la fréquence de vibration des OGV et au passage des aubes du fan. Le vortex modélisé est ainsi stationnaire. Dans un contexte industriel, cette position détermine l'intégralité du parcours du vortex au sein du moteur.

Le choix du type de tourbillon analytique s'appuie sur l'étude de Murphy [72] décrite dans la section (2.2.3) du chapitre I. Cette étude montre que le profil de vitesse du vortex de sol issu des données expérimentales correspond au profil de vitesse d'un tourbillon de Scully [86]. En se plaçant dans un repère cylindrique (r, θ) avec pour origine le centre du tourbillon, v_θ sa vitesse tangentielle, r la distance relative à l'axe, r_c le rayon du cœur du vortex (distance entre le centre et le point de vitesse tangentielle maximale) et Γ sa circulation totale, l'expression du profil de vitesse est la suivante :

$$v_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r}{r^2 + r_c^2} \quad (\text{IV.1})$$

$$\frac{v_\theta}{V_{\max}} = \frac{2\bar{r}}{\bar{r}^2 + 1} \quad (\text{IV.2})$$

Avec $V_{\max} = \Gamma/(4\pi r_c)$ la vitesse tangentielle maximale et $\bar{r} = r/r_c$. L'axe du tourbillon injecté est orthogonal au plan d'injection définissant la condition aux limites d'entrée. En subsonique, cette condition est définie uniquement par la pression d'arrêt P_t , l'enthalpie d'arrêt H_t et le vecteur vitesse unitaire \mathbf{t} . Les grandeurs en champ lointain, qui correspondent à l'absence de vortex, sont connues et notées avec l'indice $(.)_\infty$. Le vortex est alors généré dans le plan d'entrée par l'intermédiaire de P_t , H_t et \mathbf{t} en fonction des caractéristiques du champ lointain et des caractéristiques aérodynamiques du vortex. En injectant le champ

de vitesse du tourbillon (eq. IV.1) dans l'équation de conservation de quantité de mouvement radiale exprimée en coordonnées cylindriques et en négligeant la diffusion visqueuse devant les termes inertiels, nous avons :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \rho(r) \frac{v_\theta^2(r)}{r} \quad (\text{IV.3})$$

A ce stade, nous ne disposons que d'une seule équation pour deux inconnues : P et ρ . Il est alors nécessaire d'introduire une équation supplémentaire. L'hypothèse simplificatrice d'un vortex avec une enthalpie totale homogène est retenue, permettant de prendre en compte la compressibilité au sein du tourbillon. Ainsi, la pression, la masse volumique et la vitesse tangentielle sont reliées par l'équation suivante :

$$\frac{\gamma}{(\gamma-1)} \frac{P(r)}{\rho(r)} + \frac{v_\theta^2(r)}{2} + \frac{U_\infty^2}{2} = H_{t_\infty} \quad (\text{IV.4})$$

Avec $H_{t_\infty} = \frac{\gamma}{(\gamma-1)} \frac{P_\infty}{\rho_\infty} + \frac{U_\infty^2}{2}$. Le champ de masse volumique est alors le suivant :

$$\rho(r) = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P(r)}{H_{t_\infty} - \frac{U_\infty^2}{2} - \frac{v_\theta^2(r)}{2}} \quad (\text{IV.5})$$

En injectant l'équation (IV.5) dans l'équation (IV.3), la pression statique vérifie :

$$\frac{dP}{P} = \frac{\gamma}{(\gamma-1)} \frac{v_\theta^2}{r(H_{t_\infty} - U_\infty^2/2 - v_\theta^2/2)} dr \quad (\text{IV.6})$$

Le champ de pression est alors obtenu en intégrant l'équation (IV.6) du centre du tourbillon jusqu'au champ lointain ($r \rightarrow \infty$). En exprimant v_θ en fonction de \bar{r} et V_{\max} à l'aide de l'équation (IV.2) et en supposant que $\frac{V_{\max}^2}{2} < H_{t_\infty} - \frac{U_\infty^2}{2}$, le champ de pression solution de l'équation (IV.6) d'après Falissard [31] est :

$$\frac{P}{P_\infty} = \exp \left(\frac{\gamma}{(\gamma-1)} \frac{2V_{\max}}{\sqrt{2H_{t_\infty} - U_\infty^2 - V_{\max}^2}} \left(\text{atan} \left(\frac{H_{t_\infty} (\bar{r}^2 + 1) - V_{\max}^2}{V_{\max} \sqrt{2H_{t_\infty} - U_\infty^2 - V_{\max}^2}} \right) - \frac{\pi}{2} \right) \right) \quad (\text{IV.7})$$

En présence du vortex et pour un écoulement purement axial en champ lointain, avec une vitesse de U_∞ , l'enthalpie statique dans le plan d'injection s'exprime de la façon suivante :

$$H(r) = H_{t_\infty} - \frac{1}{2}(U_\infty^2 + v_\theta^2(r)) \quad (\text{IV.8})$$

Dans le cas d'un écoulement compressible, la pression d'arrêt et la masse volumique d'arrêt sont reliées par la pression statique et la masse volumique de la façon suivante :

$$P_t(r) \rho_t^{-\gamma}(r) = P(r) \rho^{-\gamma}(r) \quad (\text{IV.9})$$

Grâce à la relation III.9 des gaz parfaits et après quelques manipulations, la pression d'arrêt d'un écoulement à enthalpie totale homogène peut être exprimée en fonction de la pression statique, de l'enthalpie statique et de l'enthalpie d'arrêt :

$$P_t(r) = P(r) \left(\frac{H_{t_\infty}}{H(r)} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{IV.10})$$

Dans le cas d'un écoulement sans tourbillon, l'expression (IV.10) devient :

$$P_{t_\infty} = P_\infty \left(\frac{H_{t_\infty}}{H_{t_\infty} - \frac{1}{2}U_\infty^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{IV.11})$$

Le rapport des équations (IV.10) et (IV.11) donne :

$$\frac{P_t(r)}{P_{t_\infty}} = \left(\frac{P(r)}{P_\infty} \right) \left(\frac{H_{t_\infty} - \frac{1}{2}U_\infty^2}{H(r)} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{IV.12})$$

Les équations (IV.7), (IV.8) et (IV.2) permettent finalement d'obtenir les grandeur P_t , H_t et \mathbf{t} à prescrire dans le plan d'injection afin de générer un tourbillon de Scully à enthalpie totale homogène représentatif du vortex de sol :

$$P_t = P_{t_\infty} \left(\frac{2(\bar{r}^2 + 1)^2 H_{t_\infty} - U_\infty^2}{2(\bar{r}^2 + 1)^2 H_{t_\infty} - U_\infty^2 - 4V_{\max}^2 \bar{r}^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \times \exp \left(\frac{\gamma}{(\gamma-1)} \frac{2V_{\max}}{\sqrt{2H_{t_\infty} - U_\infty^2 - V_{\max}^2}} \left(\text{atan} \left(\frac{H_{t_\infty}(\bar{r}^2 + 1) - V_{\max}^2}{V_{\max} \sqrt{2H_{t_\infty} - U_\infty^2 - V_{\max}^2}} \right) - \frac{\pi}{2} \right) \right) \quad (\text{IV.13})$$

$$H_t = H_{t_\infty} \quad (\text{IV.14})$$

$$t_x = \frac{U_\infty}{V} \quad (\text{IV.15})$$

$$t_y = \frac{-v_\theta \cos(\theta)}{V} \quad (\text{IV.16})$$

$$t_z = \frac{v_\theta \sin(\theta)}{V} \quad (\text{IV.17})$$

Avec $V = \sqrt{v_\theta^2 + U_\infty^2}$. Ces grandeurs aérodynamiques définissant la condition aux limites d'injection sont uniquement déterminées par les caractéristiques aérodynamiques du champ lointain (P_{t_∞} , H_{t_∞} , U_∞), les propriétés du tourbillon (r_c , V_{\max} ou Γ) et la distance r par rapport au centre du vortex.

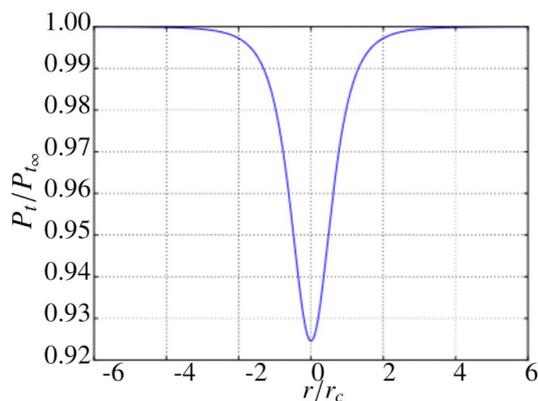


FIGURE IV.1 – Pression d'arrêt décrite en (IV.13) en fonction du rayon pour $\Gamma = 55 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $r_c = 0.07 \text{ m}$ (cas d'étude)

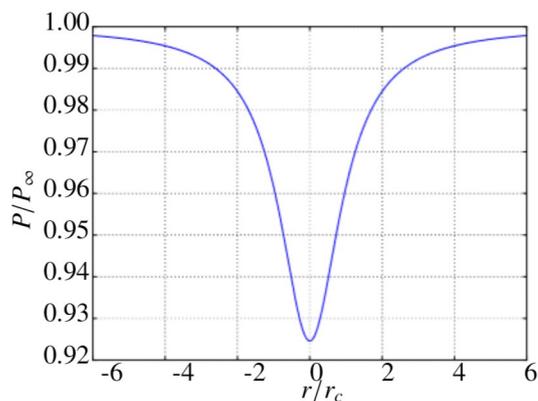


FIGURE IV.2 – Pression statique décrite en (IV.7) en fonction du rayon pour $\Gamma = 55 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $r_c = 0.07 \text{ m}$ (cas d'étude)

La figure (IV.1) représente la pression totale décrite par l'équation (IV.13). Le déficit maximal de pression d'arrêt est atteint en $r = 0$ et tend vers P_∞ lorsque r tend vers $\pm\infty$.

1.2 Validation de l'injection d'un vortex analytique en entrée de domaine numérique

Afin de valider la méthode d'injection du tourbillon décrite dans la section 1.1, l'expression analytique de la pression d'arrêt (IV.13), de l'enthalpie d'arrêt (IV.14) et du vecteur vitesse unitaire (IV.17) sont

imposées au niveau du plan d'entrée d'un calcul RANS à l'aide de la condition aux limites d'injection subsonique. La pression statique et le profil de vitesse du tourbillon au niveau de la condition d'injection du calcul RANS après convergence sont comparés avec les grandeurs analytiques imposées. Dans ce type de modélisation RANS, il est également nécessaire de spécifier les grandeurs turbulentes. Dans notre cas, la turbulence modélisée contenue dans le tourbillon est supposée égale à celle du champ lointain, à savoir $(\frac{\nu_t}{\nu})_\infty = 1.10^{-3}$ avec ν_t la viscosité turbulente et ν la viscosité cinématique. Le domaine de simulation est représenté par un domaine cartésien. Une condition de pression uniforme est imposée en sortie afin de générer une vitesse axiale U_∞ . Un gradient de vitesse important est présent dans le cœur du vortex, ce qui nécessite une discrétisation suffisante pour obtenir une représentation correcte du tourbillon au sein du calcul. Pour ce faire, la zone d'injection du tourbillon est discrétisée de manière homogène avec un minimum de 20 points en son centre, une valeur similaire à celle utilisée dans la modélisation du vortex de Zehner [75]. Le schéma du domaine de calcul est présenté dans la figure IV.3 (gauche) tandis que l'isosurface de vorticité à $|\omega/\omega_{\max}| = 0.5$ est représentée dans la figure IV.3 (droite).

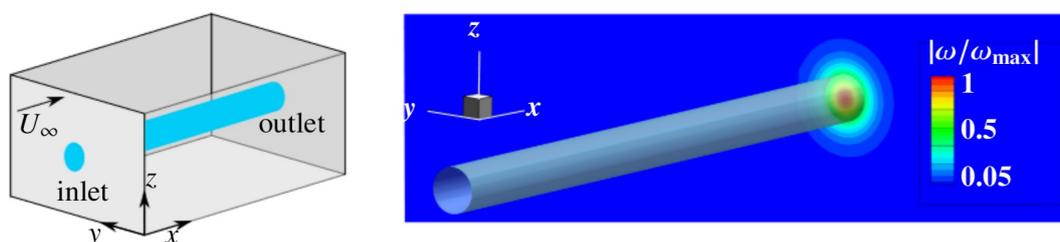


FIGURE IV.3 – (gauche) Schéma du calcul RANS avec vortex seul – (droite) Champ de vorticité en $x = 0$ et isosurface de vorticité ($|\omega/\omega_{\max}| = 0.5$)

Afin de s'assurer de la bonne représentativité du tourbillon au niveau de la condition d'injection, la vitesse tangentielle ainsi que la pression statique du tourbillon obtenues grâce à un calcul RANS sont comparées aux grandeurs analytiques d'un tourbillon de Scully défini précédemment dans ce chapitre. La figure (IV.4) montre une bonne concordance entre la vitesse tangentielle résolue en RANS et celle obtenue analytiquement au niveau du plan d'injection. La pression statique est également comparée sur le même plan, comme illustré sur la figure (IV.5). Les résultats obtenus par la simulation RANS sont en accord avec les grandeurs analytiques. Même si ces comparaisons sont effectuées sur un vortex avec des caractéristiques légèrement différentes que celles du cas académique ($\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.46$ et $r_c/c = 0.29$ pour la comparaison et $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.34$ et $r_c/c = 0.20$ pour le cas académique), les conclusions restent valables pour le vortex du cas d'étude.

La méthode d'injection de tourbillon peut être validée avec une approche qui garantit la représentativité du profil de vitesse et du déficit de pression statique au niveau de la condition d'injection du domaine de calcul par rapport au profil analytique imposé. Des calculs préliminaires ont montré que la conservation de ces grandeurs le long de l'axe du vortex dépend de la dissipation au sein du calcul. Or, cette dernière étant extrêmement faible pour le calcul haute-fidélité, le déficit de pression ainsi que le profil de vitesse sont très bien conservés le long de l'axe du vortex du calcul présenté dans ce chapitre.

2 Définition du cas académique

Le cas académique a pour objectif de représenter, avec certaines hypothèses, la source d'excitation aérodynamique des OGV résultant de l'interaction entre le vortex de sol et le fan. Il se présente sous la forme d'une grille d'aubes linéaires de fan dont le profil est représentatif de la géométrie fan d'un démonstrateur industriel UHBR échelle 1 ayant réalisé des essais sous vent de travers. Une campagne d'essai complète a été réalisée sur ce démonstrateur et a ainsi permis d'acquérir des mesures de réponse vibratoire sous vent

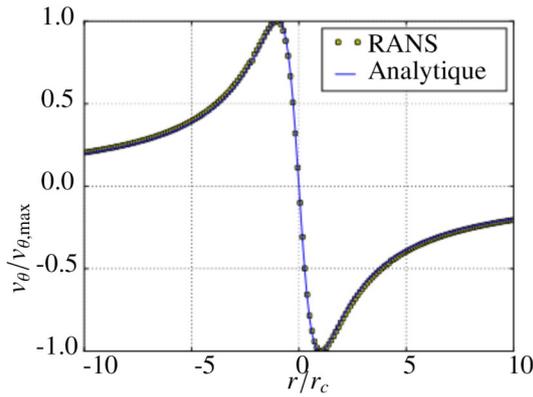


FIGURE IV.4 – Vitesse tangentielle du tourbillon dans le plan d’injection pour $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.46$ et $\frac{r_c}{c} = 0.29$ (Cas d’étude : $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.34$ et $\frac{r_c}{c} = 0.20$)

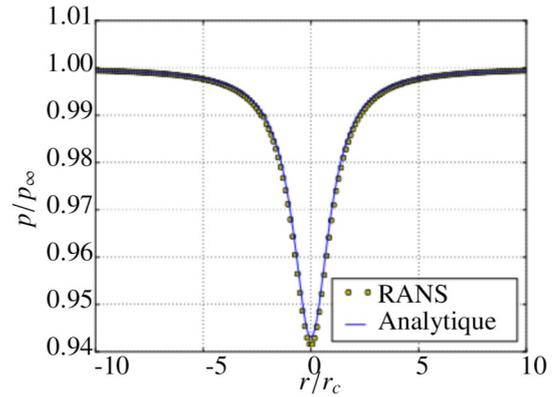


FIGURE IV.5 – Déficit de pression statique du tourbillon dans le plan d’injection pour $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.46$ et $\frac{r_c}{c} = 0.29$ (Cas d’étude : $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.34$ et $\frac{r_c}{c} = 0.20$)

de travers. Cependant, aucune caractérisation n’a été effectuée du champ aérodynamique de l’écoulement instationnaire généré par l’interaction entre le fan et vortex de sol, d’où l’intérêt de construire une référence par l’intermédiaire d’une approche haute fidélité sur un cas académique représentatif du cas industriel.

2.1 Choix de modélisation et simulation numérique

2.1.1 Architecture du cas académique

Pour des raisons techniques et de limitation du coût de calcul, plusieurs simplifications du cas d’étude sont introduites. Tout d’abord, il n’est pas envisageable de réaliser une simulation numérique haute fidélité composée d’un fan suivi d’une grille OGV qui serait très coûteuse. Le principal objectif du cas académique étant de fournir une modélisation pertinente de l’interaction entre une grille d’aubes et un vortex incident, il n’est pas nécessaire de modéliser la grille OGV dans le calcul. Nous négligeons pour la suite l’influence de la grille redresseuse sur l’écoulement amont. Seules les aubes fan sont présentes dans le cas académique. La rotation du fan est remplacée par la translation rectiligne uniforme d’une grille composée de 5 aubes à profil constant en envergure représentatif du cas industriel. La vitesse de translation et le profil des aubes du cas académique correspondent respectivement à la vitesse tangentielle et au profil au point d’intersection entre l’axe de rotation du vortex de sol et le plan fan de la turbomachine. Ce point d’intersection est déterminé grâce aux travaux expérimentaux de Murphy et MacMannus [72]. La translation des aubes permet de remplacer les conditions aux limites au niveau du moyeu et du carter par des conditions de symétrie localisées hors de la zone d’injection du tourbillon. En effet, la condition d’adhérence sur le moyeu et le carter serait trop coûteuse à prendre en compte : un maillage classique en proche paroi avec $y^+ < 1$ serait nécessaire afin de capturer correctement la couche limite, ce qui n’est pas possible au vu des ressources de calcul disponibles pour la résolution haute-fidélité. Le mouvement du domaine est modélisé en ajoutant une vitesse d’entraînement dans le calcul des flux à l’interface des volumes de contrôle du maillage grâce à la formulation ALE décrite dans la section 3.2 du chapitre III. L’absence de rotation implique un angle de calage constant des aubes avec un profil invariant selon l’envergure. Un schéma du domaine de calcul est présenté sur la figure IV.6. Le nombre de Reynolds de la simulation, basé sur la vitesse relative de l’aube et sa corde c , est $Re = 5.10^6$.

Le vortex de sol est injecté au sein de la condition aux limites d’entrée avec une méthode semblable à celle décrite dans la section 1 de ce chapitre. En raison du mouvement relatif entre les aubes fan et le vortex, deux référentiels sont mis en jeu et sont illustrés sur la figure IV.6 : \mathcal{R}_0 attaché au sol et \mathcal{R}_1 attaché au domaine de calcul D en translation dans la direction des y avec une vitesse V_y . Par décomposition des

Caractéristiques de la grille d'aubes	
Corde axiale, c_x	$0.677c$
Angle de calage, β (deg)	47.4
Envergure, L_z	$3.76c$
Longueur, L_x	$4.76c$
Largeur, L_y	$3.79c$

TABLE IV.1 – Caractéristiques de la grille d'aubes

vitesse, le centre du vortex est en translation dans la direction des $-y$ à une vitesse V_y par rapport au domaine de calcul D . Pour représenter ce mouvement au sein de la simulation, les coordonnées du vortex dans le plan d'injection sont mises à jour à chaque pas de temps grâce à un module externe du solveur, afin de garantir une vitesse $-V_y \cdot \vec{y}$ du centre du vortex par rapport au domaine de calcul. Les caractéristiques de la grille d'aubes sont synthétisées dans le tableau IV.1. Un schéma d'une section inter-aube est illustré Figure IV.7. Une zone tampon est positionnée en amont de la condition aux limites de sortie afin de dissiper les fluctuations de pression haute fréquence par le maillage jusqu'à la condition de sortie ainsi que les réflexions sur la condition de sortie, génératrices d'oscillation de pression haute fréquence remontant le domaine de calcul. Le choix de la taille du domaine de simulation est un compromis entre le coût de calcul et les perturbations résultant de l'interaction entre l'écoulement induit par le vortex incident et les conditions aux limites du domaine. En effet, la présence d'un tourbillon dans une simulation nécessite un domaine de calcul suffisamment grand pour permettre le développement du tourbillon, car les conditions aux limites contraignent son écoulement induit. Si le domaine est trop petit, cela peut altérer le voisinage du cœur du tourbillon, entraînant des résultats non-physiques. Il est donc crucial d'avoir une taille de domaine suffisante pour garantir la précision des résultats tout en minimisant le coût de calcul.

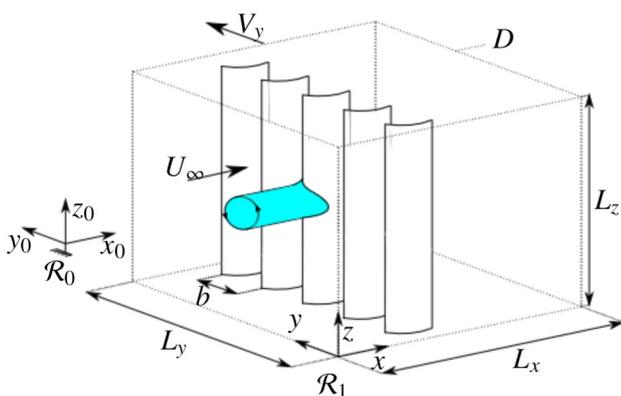


FIGURE IV.6 – Schéma du domaine de calcul

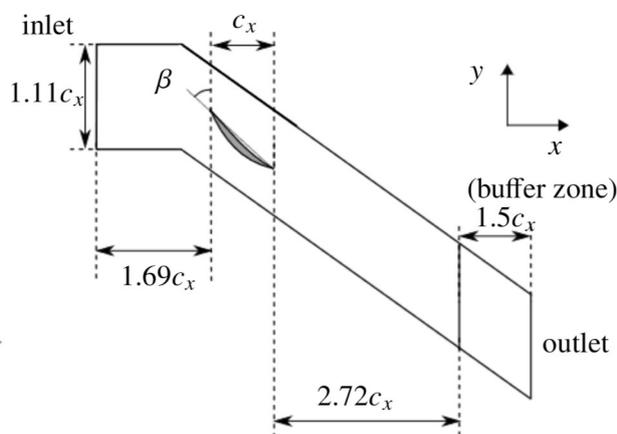


FIGURE IV.7 – Schéma d'une section inter-aube

2.1.2 Définition des conditions aux limites

Les conditions aux limites du domaine sont illustrées sur la figure IV.8. Une condition d'injection est appliquée à l'entrée du domaine sur le plan à $x = 0$ en spécifiant la pression d'arrêt, l'enthalpie d'arrêt, le vecteur vitesse unitaire et la ou les grandeur(s) turbulente(s). Toutes ces grandeurs sont déterminées afin de générer un vortex avec les caractéristiques aérodynamiques souhaitées. La condition de sortie correspond à une condition de non-réflexion, qui permet d'éviter la réflexion des ondes acoustiques sur le bord du

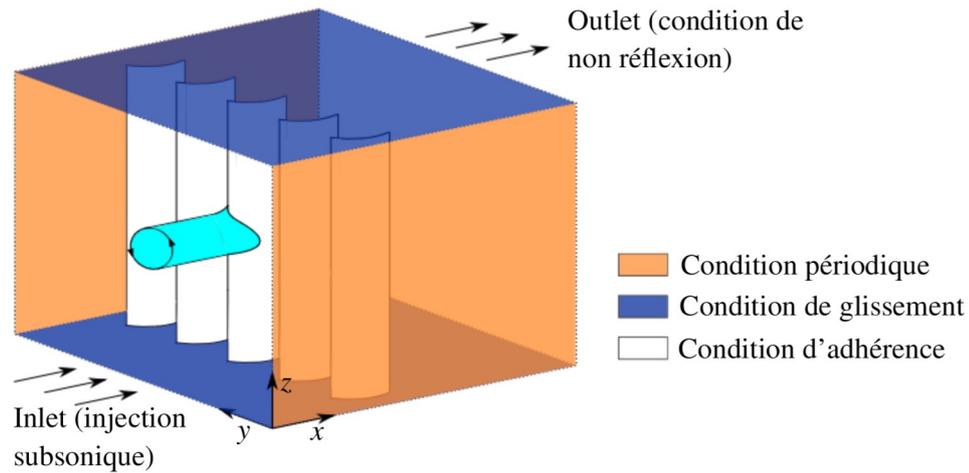


FIGURE IV.8 – Schéma des conditions aux limites du domaine de calcul

domaine. Les grandeurs conservatives nécessaires pour cette condition aux limites sont extraites de calculs préliminaires RANS avec une pression imposée en sortie de domaine ce qui permet la convergence du calcul vers le point de fonctionnement souhaité. Des conditions aux limites périodiques sont prescrites sur les plans $y = 0$ et $y = L_y$ pour assurer une translation infinie du vortex dans le plan d'injection. Les plans $z = 0$ et $z = L_z$ respectent des conditions de glissement. Enfin, une condition d'adhérence est appliquée à la surface des aubes.

2.1.3 Point de fonctionnement du cas académique

Le point de fonctionnement du cas académique est déterminé en l'absence de vortex. Cette étape permet de déterminer les grandeurs aérodynamiques en champ lointain nécessaires à l'injection du vortex, ainsi que les grandeurs conservatives en sortie à imposer au niveau de la condition de non-réflexion. Le point de fonctionnement de la grille d'aubes est repéré par le débit massique \dot{m} traversant le domaine et le taux de compression π correspondant au rapport de pression totale aval et amont de la grille d'aubes. Les conditions génératrices sont les suivantes : une pression totale $P_{t_\infty} = 101325 \text{ Pa}$, une enthalpie totale $H_{t_\infty} = 2.89 \cdot 10^5 \text{ J}$ et un vecteur vitesse unitaire $\frac{\mathbf{V}}{\|\mathbf{V}\|} = \mathbf{e}_x$. Les isovitesses calculées dans cette section sont obtenues par l'intermédiaire de calculs RANS.

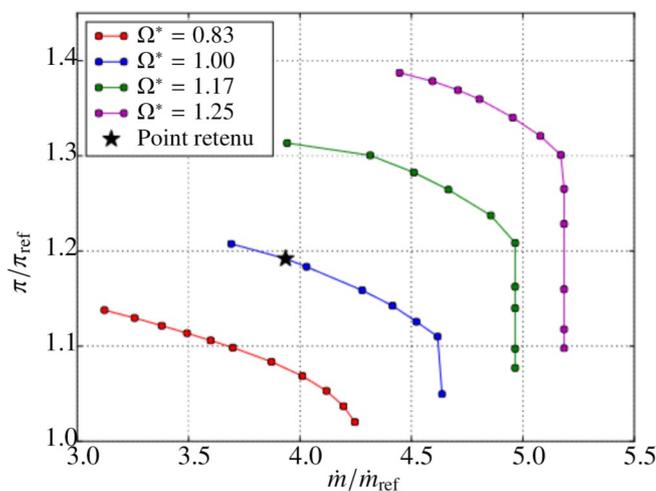


FIGURE IV.9 – Isovitesses du cas académique

La figure IV.9 présente plusieurs isovitesses du cas académique associées à différentes vitesses de rotation adimensionnées $\Omega^* = V_y R / \Omega_r$ avec V_y la vitesse de translation de la grille d'aube, R le rayon d'extraction du profil utilisé pour le cas académique et Ω_r une vitesse de rotation de référence. Un choc assez prononcé est présent au niveau de l'extrados proche du bord d'attaque de l'aube pour les vitesses de translation adimensionnées $\Omega^* = 1.17$ et $\Omega^* = 1.25$. Cela peut entraîner des difficultés numériques liées aux schémas numériques très peu dissipatifs employés pour la résolution de la turbulence ainsi qu'un décollement au niveau de l'extrados avec une activation de la résolution de la turbulence par le mode 2 de la ZDES en proche paroi. Il est donc préférable de choisir un point de fonctionnement sans choc afin d'avoir une activation de la ZDES uniquement dans les sillages et le vortex transformé. Le point de fonctionnement d'intérêt de l'industriel étant $\Omega^* = 1.47$, un choc important apparaît à l'extrados des aubes. Nous sommes alors contraint de choisir un point de fonctionnement sans choc, comme c'est le cas pour les isovitesses adimensionnées $\Omega^* = 1.00$ et $\Omega^* = 0.83$. L'isovitesse $\Omega^* = 1.00$ étant le régime maximal de la plage de fonctionnement sans choc, il est retenu pour la suite de l'étude. Le point de fonctionnement choisi est représenté sur la figure (IV.9) par le symbole (\star), dont U_∞ est le plus proche de la ligne de démonstration des essais de vent de travers.

2.1.4 Maillage

La figure IV.10 présente le maillage 2D d'une section inter-aubes élaboré à l'aide de l'outil *Autogrid*. Ce logiciel permet de générer un maillage structuré avec une topologie en *O4H* autour des aubes. La densité de maillage est aussi homogène que possible sur l'ensemble du domaine afin d'assurer une résolution suffisante du tourbillon traversant l'intégralité du domaine dans la direction y . La taille de la première maille en proche paroi a été choisie de manière à vérifier $\Delta y^+ = 1$, ce qui permet d'assurer une bonne précision des résultats dans un contexte d'une résolution RANS de la couche limite, ce qui est le cas pour le mode 2 de la ZDES. Un léger raffinement est effectué dans la zone de sillage afin de capter les structures turbulentes qui s'y développent. Dans les zones à fort cisaillement, la taille de maille est choisie de sorte que $\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+ < 300$, avec un taux d'accroissement inférieur à 5 % dans ces régions. Pour la zone tampon, un taux d'accroissement de 15 % est utilisé dans la direction x . Le maillage 2D illustré sur la figure IV.10 est extrudé dans la direction z pour créer un maillage 3D. Ainsi, le plan d'injection résultant de cette extrusion est montré sur la figure IV.11. Pour garantir une bonne résolution de la turbulence au niveau de l'interaction entre le vortex et le fan, une zone de maillage dense et homogène est placée au centre du domaine, avec une longueur de $5.4r_c$ selon l'axe z . Cette longueur est choisie à la suite de calculs préliminaires basse-fidélité qui ont permis d'estimer la taille de la zone de diffusion du vortex transformé par le fan, assurant de capter l'intégralité de l'écoulement résultant de l'interaction entre le vortex et le fan. Un taux d'accroissement des mailles de 15 % est appliqué afin d'étendre le domaine dans les directions $\pm z$ et donc de réduire les interactions entre l'écoulement induit généré par le vortex et les conditions aux limites du domaine. Le maillage final est composé de 167 millions de cellules, réparties sur 230 plans 2D contenant chacun 726 000 cellules.

2.1.5 Paramètres numériques

Le solveur CFD utilisé pour les calculs de cette étude est le code *elsA* [51] développé par l'ONERA. Ce solveur 3D est dédié aux écoulements compressibles pour des gaz parfaits et repose sur la méthode des volumes finis. La discrétisation spatiale s'appuie sur une version peu dissipative du schéma de AUSM+(P) [68], complété par un limiteur d'ordre 3 [47]. La résolution de la turbulence est effectuée en utilisant le mode 2 de la ZDES avec le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras pour les couches limites attachées. L'intégration temporelle est réalisée grâce à la méthode GEAR, décrite à la section (3.2.2). Le pas de temps adimensionné est égal à $\frac{\Delta t V_y}{b} = 1.08 \times 10^{-4}$ afin d'obtenir un nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL),

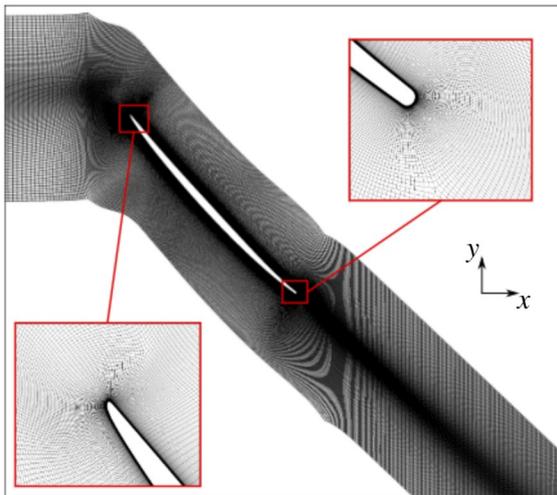


FIGURE IV.10 – Maillage d'une section inter-aube

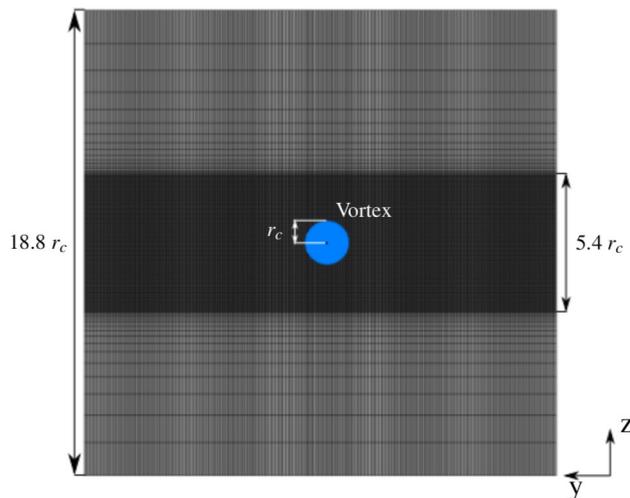


FIGURE IV.11 – Maillage du plan d'injection

basé sur la vitesse maximale de propagation d'ondes acoustiques, inférieur à 47 pour les cellules situées en proche paroi et inférieur à 1 en dehors des couches limites. Le CFL est défini de la façon suivante :

$$CFL = \frac{(|\underline{U}| + a)\Delta t}{\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)} \quad (\text{IV.18})$$

avec a la vitesse du son, $|\underline{U}|$ la norme du vecteur vitesse et $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ la taille de maille dans la direction x, y, z . La traversée du vortex le long d'une section inter-aube est discrétisée en 9260 pas de temps. 5 sous-itérations sont effectuées entre chaque pas de temps physique afin d'obtenir une réduction du résidu unitaire de plus d'un ordre de grandeur. La simulation est effectuée sur 1010 processeurs pendant 80 passages d'aubes sur le vortex (40 passages en régime transitoire et 40 passages en régime permanent).

2.2 Adaptation du vortex au cas académique

2.2.1 Caractéristiques aérodynamiques du vortex dans le cas académique

Afin d'obtenir une interaction entre le fan et le vortex de sol cohérente entre la simulation du cas académique et celle observée en essais, il est indispensable d'introduire un vortex analytique présentant des caractéristiques aérodynamiques similaires à celles d'un vortex de sol généré en conditions réelles. Murphy et MacMannus [72] ont étudié les caractéristiques aérodynamiques du vortex de sol en conditions réelles pour différentes conditions. Ils se sont notamment intéressés au rayon du cœur du vortex et à sa circulation totale en fonction des grandeurs U_i/U_∞ et h/D_i avec U_i la vitesse de l'écoulement au sein de l'entrée d'air, U_∞ la vitesse du vent de travers, h la distance au sol de l'axe moteur et D_i le diamètre de l'entrée d'air. En tenant compte de la géométrie du démonstrateur, de l'intensité du vent latéral ainsi que du point de fonctionnement déterminé précédemment, les propriétés aérodynamiques du vortex sélectionnées sont les suivantes : $\frac{\Gamma}{cU_\infty} = -1.34$, $\frac{r_c}{c} = 0.2$ avec c la corde d'une aube.

2.2.2 Périodisation du vortex

L'injection d'un vortex analytique dans le plan d'entrée du domaine ne satisfait pas les conditions périodiques à l'interface entre deux vortex consécutifs générés par la périodicité du domaine, visible en $r/r_c = 9$ sur la figure IV.12. Cette interface périodique induit la présence d'un vortex co-rotatif fictif de l'autre côté de l'interface périodique, ce qui entraîne des vitesses locales de directions opposées de part et d'autre de cette interface. Par conséquent, un gradient de vitesse apparaît, générant une vorticité non

désirée, comme le montre la figure IV.12. Cette vorticité est convectée par l'écoulement jusqu'aux aubes et peut venir polluer le calcul. De plus, cette anomalie peut être préjudiciable pour les calculs haute-fidélité car la couche de vorticité peut donner naissance à la résolution de structures turbulentes non désirées se propageant au sein du calcul.

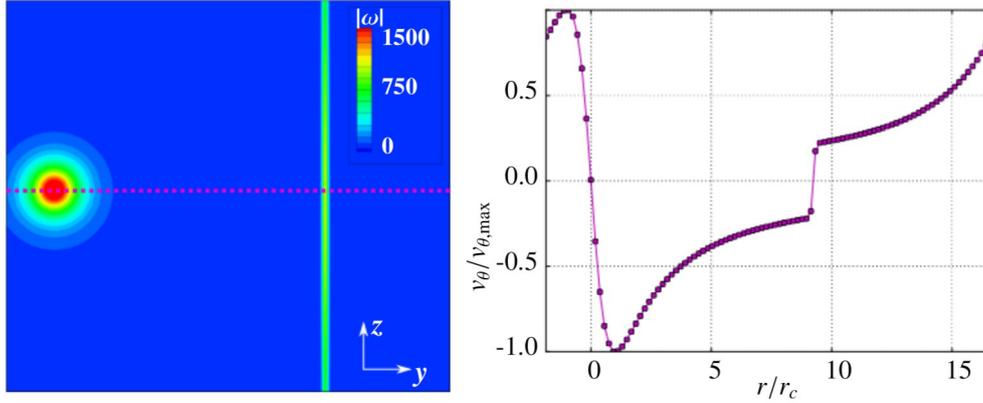


FIGURE IV.12 – Champs de vorticité du plan $x = 0$ avec le profil de vitesse du tourbillon en $z = z_c$

Loin du cœur du vortex, la décroissance du profil de vitesse suit une relation en $\frac{1}{r}$. Ainsi, il est préférable d'avoir un domaine suffisamment large par rapport à la taille du cœur du tourbillon pour minimiser l'interaction entre le champ induit par le vortex et les conditions aux limites, réduisant ainsi le gradient de vitesse à l'interface périodique. Néanmoins, les dimensions du domaine de calcul du cas académique sont contraintes par les ressources de calcul disponibles. Pour réduire le gradient de vitesse aux interfaces périodiques sans altérer les caractéristiques du vortex et sans nécessiter un domaine trop étendu, il est essentiel d'introduire un tourbillon qui, dès l'injection, respecte les conditions aux limites du domaine. Pour ce faire, la contribution des tourbillons fictifs induits par les conditions de périodicité et de symétrie est prise en compte dans le domaine. Ces vortex images sont représentés sur la figure IV.13. Le plan d'injection du calcul se situe au centre du réseau, avec pour coordonnées $(0,0)$. Le vortex injecté tourne dans le sens antihoraire. Les tourbillons situés en $(0, \pm 1)$, générés par les conditions périodiques, sont co-rotatifs. Les tourbillons situés en $(\pm 1, 0)$, générés par les conditions de symétrie, sont contra-rotatifs. Un réseau composé de $n_{\text{vortex}} \times n_{\text{vortex}}$ tourbillons est créé, incluant le vortex du domaine de calcul et les vortex induits à l'extérieur de ce domaine. L'enjeu consiste à prendre en compte la contribution de l'écoulement des vortex images sur le domaine de calcul en $(0,0)$ afin d'obtenir un tourbillon injecté respectant les conditions périodiques et de symétrie aux bords du domaine. Les coordonnées polaire $(r^{(m,n)}, \theta^{(m,n)})$ du tourbillon de coordonnées (m, n) s'expriment au sein du domaine de calcul de la façon suivante :

$$\begin{cases} r^{(m,n)} &= \sqrt{(y - mL_y)^2 + (z - nL_z)^2} \\ \theta^{(m,n)} &= \text{Arctan}\left(\frac{z - nL_z}{y - mL_y}\right) \end{cases} \quad (\text{IV.19})$$

Avec (m, n) tel que $m \in \llbracket -n_{\text{vort}}, n_{\text{vort}} \rrbracket, n \in \llbracket -n_{\text{vort}}, n_{\text{vort}} \rrbracket$. Le champ de vitesse du tourbillon situé en (m, n) au sein du domaine de calcul s'exprime alors :

$$\begin{cases} v^{(m,n)}(y, z) &= (-1)^{n+1} v_\theta(r^{(m,n)}) \cos(\theta^{(m,n)}) \\ w^{(m,n)}(y, z) &= (-1)^m v_\theta(r^{(m,n)}) \sin(\theta^{(m,n)}) \end{cases} \quad (\text{IV.20})$$

En sommant la contribution de tous les tourbillons, le champ de vitesse au sein du domaine de calcul devient alors :

$$v = \sum_{m=-n_{\text{vort}}}^{n_{\text{vort}}} \sum_{n=-n_{\text{vort}}}^{n_{\text{vort}}} v^{(m,n)} \quad (\text{IV.21})$$

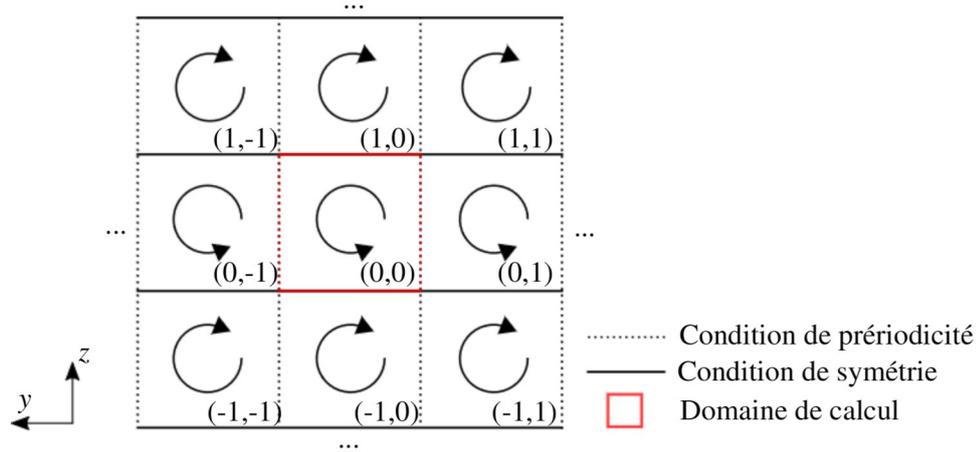


FIGURE IV.13 – Schéma du réseau de tourbillons injecté au niveau de la condition aux limites d'entrée

$$w = \sum_{m=-n_{\text{vort}}}^{n_{\text{vort}}} \sum_{n=-n_{\text{vort}}}^{n_{\text{vort}}} w^{(m,n)} \quad (\text{IV.22})$$

Dans un souci de simplification, nous faisons l'hypothèse que la modification de la pression statique due à la contribution des tourbillons situés à l'extérieur du domaine de calcul est négligeable. Ainsi, la pression d'arrêt, qui prend en compte la contribution des tourbillons voisins à l'intérieur du domaine, s'exprime comme suit :

$$P' = p \left(\frac{H_\infty}{h'} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{IV.23})$$

$$h' = H_\infty - \frac{1}{2}(U_\infty^2 + v^2 + w^2) \quad (\text{IV.24})$$

L'enthalpie totale résultant de la somme des tourbillons reste uniforme et égale à H_∞ . Le vecteur vitesse unitaire est mis à jour en utilisant le champ de vitesse induit par la somme des vortex décrit par les équations (IV.21) et (IV.22). La figure (IV.14) illustre le champ de vitesse analytique avec (à droite) et sans (à gauche) les contributions des vortex induits pas les conditions aux limites du domaine. La prise en compte des vortex induits permet au champ de vitesse du domaine de calcul de respecter les conditions de périodicité latérales et de symétrie sur les bords inférieur et supérieur du domaine. En s'éloignant du centre du tourbillon, le champ de vitesse est modifié progressivement. L'erreur relative sur la vitesse induite par l'ajout de 440 vortex voisins au tourbillon analytique est de l'ordre de 2% à $r/r_c = 1$ pour une taille de domaine de $18.8r_c$ dans la direction z . Bien que cette différence puisse sembler importante, elle est acceptable au bénéfice de la suppression de l'anomalie engendrée par le gradient de vitesse à l'interface des deux vortex périodiques. Les illustrations sont réalisées avec un domaine carré de longueur $16r_c$. Les phénomènes observés sur ces figures sont identiques pour un domaine de longueur $18.8r_c$.

La somme de tourbillons est injectée dans les conditions aux limites d'un calcul RANS, avec une densité de maillage et des paramètres numériques identiques à ceux utilisés pour le calcul illustré sur la figure (IV.12). Les champs de vorticité et de vitesse obtenus avec cette méthode sont présentés sur la figure (IV.15). La figure IV.15 montre la quasi disparition de l'anomalie de vorticité à l'interface périodique ($r/r_c = -11$) grâce à la méthode décrite dans ce paragraphe, en prenant en compte les contributions des tourbillons images. La comparaison de profil de vitesse du tourbillon avec et sans réseau de vortex est illustr e sur la figure IV.16 avec une interface périodique en $r/r_c = \pm 8$. Dans le cas académique présenté dans cette étude, le tourbillon prescrit au niveau de la condition aux limites d'entrée est injecté en suivant la méthode décrite dans ce paragraphe.

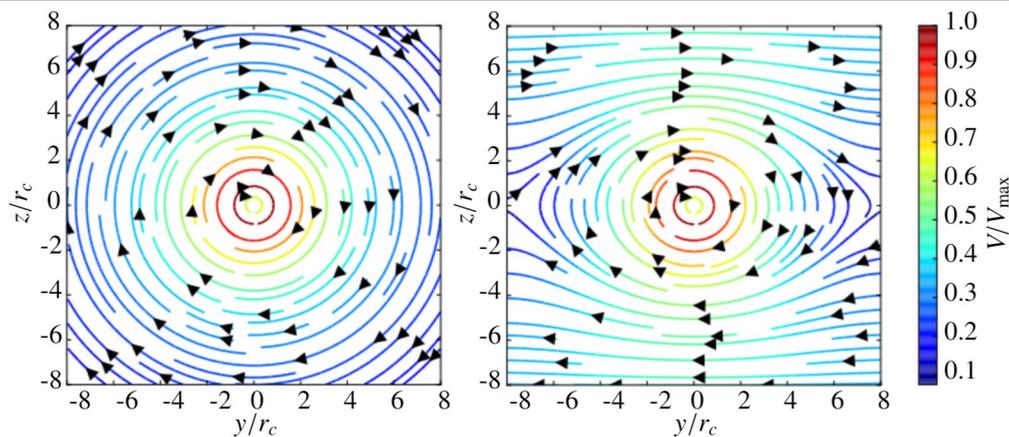


FIGURE IV.14 – Lignes de courant du vortex analytique seul (à gauche) et avec la prise en compte des vortex induits (à droite)

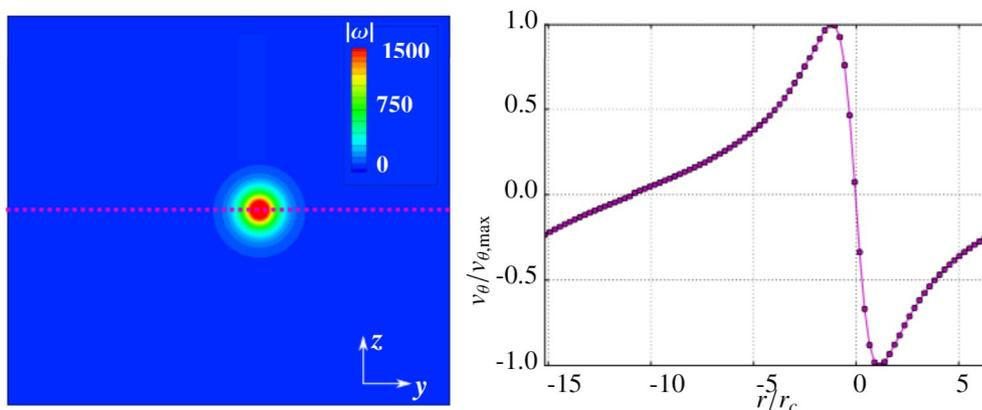


FIGURE IV.15 – Champs de vorticité du plan $x = 0$ avec le profil de vitesse du tourbillon en $z = z_c$ avec le réseau de vortex

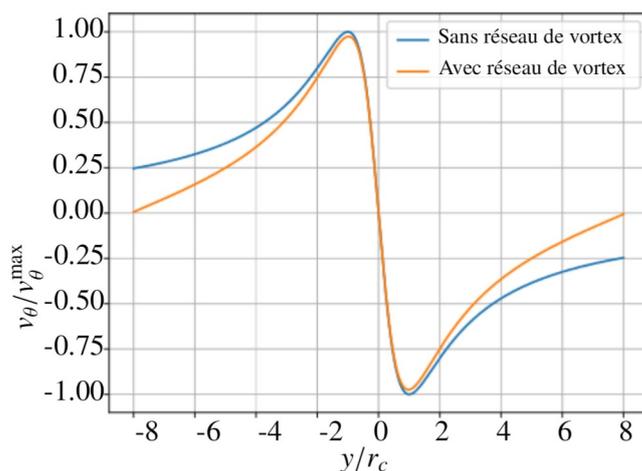


FIGURE IV.16 – Profil de vitesse du tourbillon analytique avec et sans réseau de vortex

2.3 Choix des extractions pour les post-traitements

Des outils de post-traitement sont mis en place pour extraire des données pertinentes dans le but d'analyser l'écoulement et de comparer les résultats haute-fidélité avec ceux obtenus en basse-fidélité. Ces ex-

tractions sont effectuées en cours de calcul via un module externe, et permettent de stocker les grandeurs telles que la masse volumique, la quantité de mouvement dans les trois directions, l'énergie totale, les variables turbulentes ainsi que les trois composantes de la vorticité.

28 capteurs sont répartis sur 3 plans à x constant afin d'obtenir les grandeurs conservatives et de vorticité au cours du temps dans le cœur du vortex transformé par le passage des aubes de fan. Comme illustré sur la figure IV.17, les plans A et C se situent respectivement à proximité du bord de fuite de l'aube de fan et à proximité du bord d'attaque des OGV (absents du calcul), tandis que le plan B est équidistant des plans A et C . Sur chacun de ces plans, 9 capteurs recouvrent le vortex, comme illustré sur la figure IV.18. Ces capteurs suivent le tourbillon transformé dans le maillage au cours du calcul grâce à la mise à jour de leur position à chaque itération. Un capteur mobile par rapport au maillage est placé hors du vortex dans le plan C afin de capter uniquement le passage des sillages des aubes de fan. La fréquence d'extraction est de 5 itérations pour le calcul ZDES ($f_{extract} = 1.3 \cdot 10^6 \text{ Hz}$) et d'une itération pour le calcul URANS ($f_{extract} = 2.5 \cdot 10^5 \text{ Hz}$). La fréquence d'extraction des capteurs dans le calcul ZDES a été choisie grâce à une étude de convergence du contenu spectral en fonction de la fréquence d'extraction, pour des valeurs de $6.5 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ (correspondant à $1/\Delta t$) et $1.3 \cdot 10^6 \text{ Hz}$. Le contenu spectral des signaux obtenus avec ces deux fréquences d'extraction étant identique aux fréquences où le signal contient une énergie significative (pas de repliement spectral), une fréquence de $1.3 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ est retenue pour la suite de cette thèse.

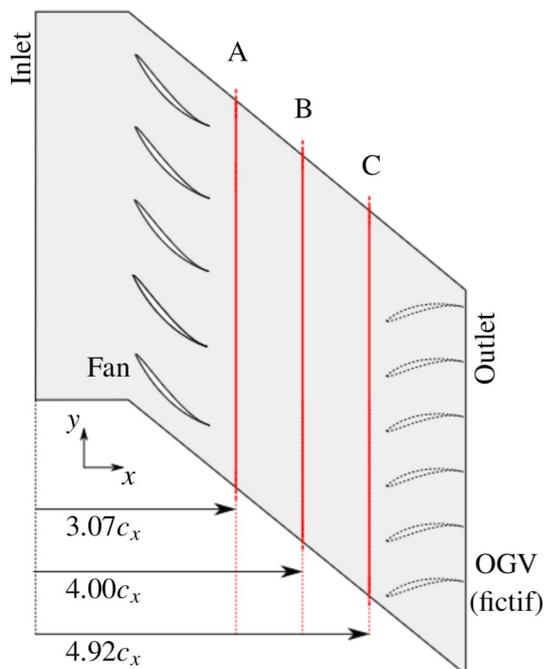


FIGURE IV.17 – Plans de post-traitement

Le champ solution 2D au niveau du plan C illustré sur la figure IV.17 est extrait au centre des cellules toutes les 50 itérations pour le calcul ZDES ($f_{extract} = 1.3 \cdot 10^5 \text{ Hz}$) et toutes les 2 itérations pour le calcul URANS ($f_{extract} = 1.25 \cdot 10^5 \text{ Hz}$).

2.4 Définition de la moyenne de phase

Contrairement à la solution URANS correspondant au champ moyenné au sens de Reynolds (moyenne d'ensemble), le champ instationnaire issu de la ZDES n'est pas périodique en raison de la présence de fluctuations induites par la résolution de la turbulence. Pour isoler l'écoulement moyen du calcul haute-fidélité et supprimer ces fluctuations, une moyenne de phase des grandeurs obtenues grâce aux extractions

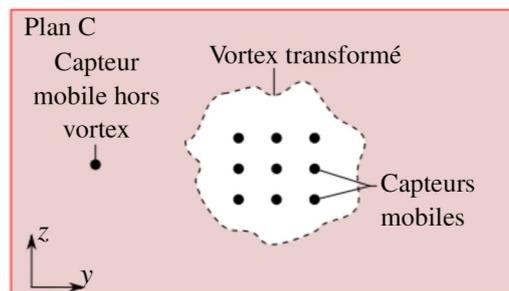


FIGURE IV.18 – Illustration de la position des différents capteurs

décrites dans la section 2.3 du chapitre IV est réalisée. La période moyenne obtenue est ainsi comparable avec celle issue du champ moyen obtenue avec les modélisations RANS. Dans le référentiel du maillage, la périodicité du phénomène correspond au temps de passage d'aubage fan dans le repère \mathcal{R}_0 pour parcourir le domaine, soit 5 canaux inter-aubes. Toutefois, l'objectif principal de ces travaux de thèse est de s'intéresser aux efforts à prévoir sur les OGVs (même s'ils sont fictifs ici), qui sont dans le repère vortex \mathcal{R}_0 . Les études statistiques des grandeurs issues des extractions décrites dans la section 2.3 sont donc effectuées dans le référentiel attaché aux OGV, (et donc au tourbillon incident) afin d'étudier l'écoulement instationnaire vu par les OGV. La moyenne de phase est alors effectuée dans \mathcal{R}_0 . Chaque instant de la période est moyenné avec les échantillons des autres périodes avec une phase identique. Ainsi, la moyenne de phase est définie de la façon suivante : soit $A(x, y, z, t)$ une grandeur aérodynamique instationnaire issue du calcul ZDES au point de coordonnées (x, y, z) et au temps t , avec T le temps de passage du vortex le long d'un canal inter-aube, la moyenne de phase de A sur un échantillon de N passages d'aubes est alors :

$$\forall t \in [0, T], \langle A \rangle_N(x, y, z, t) = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{A(x, y', z, t + iT)}{N} \quad (\text{IV.25})$$

Avec $y' \equiv y - iV_y T \pmod{L_y}$. La coordonnée y' provient du passage du référentiel \mathcal{R}_1 attaché au domaine de calcul au référentiel \mathcal{R}_0 attaché au sol. Cette moyenne de phase est relativement simple à réaliser pour les capteurs : ces derniers étant mobiles à une vitesse V_y selon $-y$, la coordonnée y' de l'équation IV.25 correspond naturellement aux coordonnées du capteurs. En revanche, l'application de la moyenne de phase à un instant donné sur le plan C nécessite la translation du i -ème canal inter-aube d'une distance $iV_y T$ modulo L_y selon l'axe y afin de réaliser le passage dans le référentiel \mathcal{R}_0 . Pour obtenir une convergence statistique de la moyenne de phase qui rend cette dernière acceptable, il est essentiel de disposer d'un grand nombre d'échantillons $N \gg 1$. En pratique, le nombre d'échantillon est limité par le coût de calcul. Dans notre cas, 40 périodes ont pu être réalisées après le régime transitoire ($N = 40$). La convergence de cette moyenne de phase est décrite dans la section 3.3.1 de ce chapitre.

3 Étude de l'écoulement généré par l'interaction entre la grille d'aubes et le vortex incident

3.1 Analyse du champ instantané

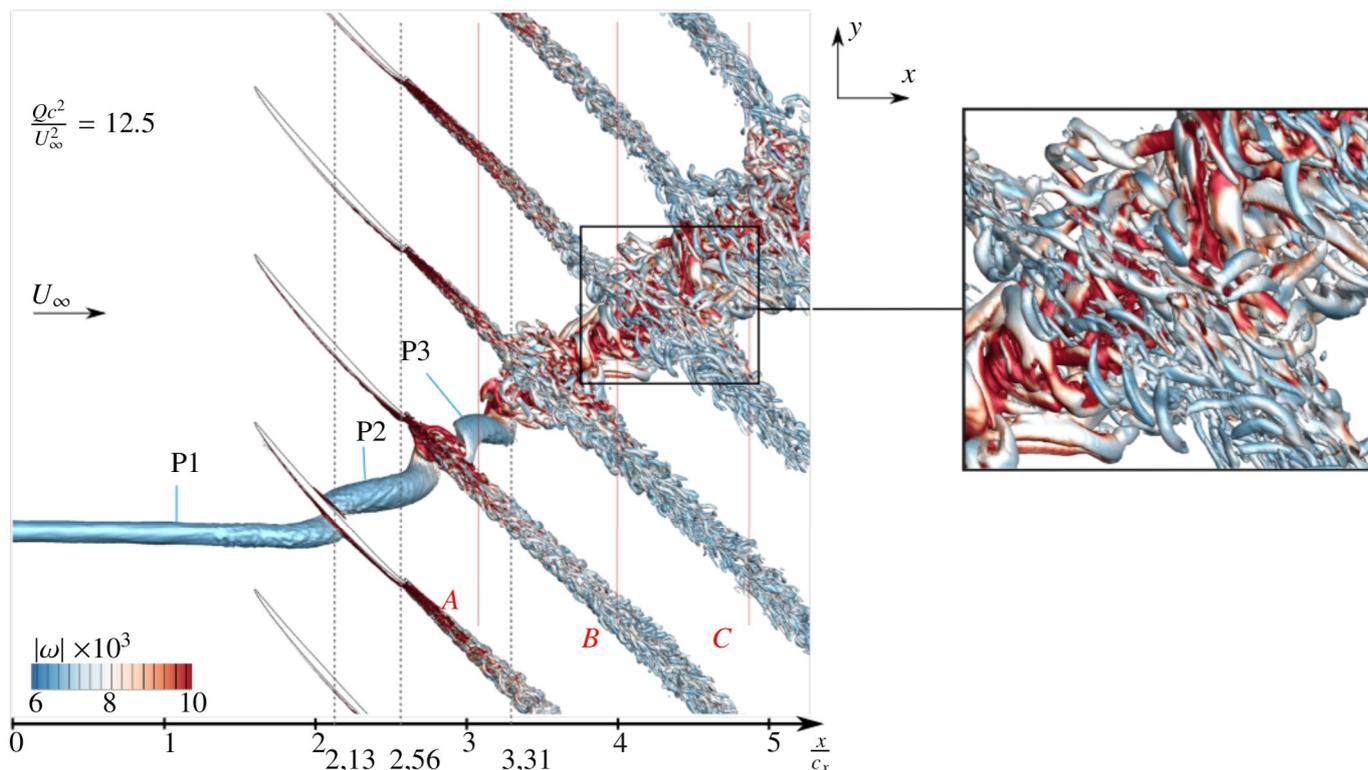
Le critère- Q permet de mettre en évidence les structures tourbillonnaires au sein d'un champ aérodynamique, en particulier les structures turbulentes résolues par la simulation haute-fidélité utilisée dans ces travaux. Le critère- Q est défini de la façon suivante :

$$Q = \frac{1}{2} \left(\|\underline{\underline{\Omega}}\|^2 - \|\underline{\underline{S}}\|^2 \right) \quad (\text{IV.26})$$

$$\underline{\underline{\Omega}} = \frac{1}{2} \left(\underline{\underline{\text{gradV}}} - \left(\underline{\underline{\text{gradV}}} \right)^T \right) \quad (\text{IV.27})$$

$$\underline{\underline{S}} = \frac{1}{2} \left(\underline{\underline{\text{gradV}}} + \left(\underline{\underline{\text{gradV}}} \right)^T \right) \quad (\text{IV.28})$$

avec $\underline{\underline{\Omega}}$ le tenseur taux de rotation, $\underline{\underline{S}}$ le tenseur taux de déformation et \underline{V} le vecteur vitesse. Les valeurs positives de Q correspondent aux régions de l'écoulement où la vorticité est supérieure au taux de déformation, mettant en évidence les structures turbulentes résolues. Une iso-surface de critère- Q color e par le module de la vorticité est illustr e sur la figure IV.19. L'axe de rotation du vortex est colinéaire avec la direction de l'écoulement, c'est-à-dire l'axe des x . De plus, la portion du tourbillon en amont des aubes fan ne semble pas être alt r e. Cette dernière est divis e en deux tourbillons distincts (P1 et P2) par l'impact de

FIGURE IV.19 – Isosurface de critère- Q colorée par la norme de la vorticité

l'aube. P2 reste cohérent en l'absence de développement de structures turbulentes et est confiné entre deux aubes. La figure IV.19 montre un déplacement relatif entre P1 et P2 selon la corde à la surface de l'aube en contact de ces deux portions. Ce phénomène est causé par la différence de vitesse entre l'intrados et l'extrados de l'aube. Après un temps b/V_y correspondant au temps de parcours du vortex le long d'une section inter-aube dans le référentiel du domaine de calcul, la portion P2 atteint la position de la portion P3. Proche de $x/c_x = 3.3$, des structures turbulentes apparaissent au sein d'une extrémité de P3. Pour $x/c_x > 3.3$, le vortex est suffisamment déstabilisé pour générer de multiples structures tourbillonnaires au lieu de former une seule structure cohérente comme initialement. Ces structures turbulentes, résolues par la simulation, sont convectées jusqu'au plan de sortie du domaine de calcul suivant l'angle de déviation de l'écoulement induit par la translation des aubes de fan. De plus, l'isosurface de critère- Q illustrée sur la figure IV.19 met en évidence les structures turbulentes du sillage des aubes provenant du bord de fuite. La résolution LES est bien activée près du bord de fuite des aubes de fan avec une décroissance rapide de la viscosité turbulente juste après le décollement de la couche limite, ce qui permet le développement de structures turbulentes. Le cadre situé à droite de la figure IV.19 montre la superposition des structures turbulentes du tourbillon transformé avec celles provenant du sillage des aubes de fan. Toutefois, ces dernières diffèrent en taille et illustrent bien l'aspect multi-échelles de la turbulence.

Plus généralement, la figure IV.19 illustre la déviation globale du vortex transformé par son interaction avec les aubes. Du point de vue des OGV fixes par rapport à \mathcal{R}_0 , le sillage des aubes est translaté dans la direction y et le centre du vortex incident dans le plan d'injection est fixe selon cette même direction. Les OGV étant également fixes dans \mathcal{R}_0 , les structures turbulentes issues du tourbillon transformé impactent constamment les mêmes OGV. L'angle de déviation du vortex transformé dépend du point de fonctionnement du compresseur. En effet, l'augmentation de la pression statique de sortie (pour une vitesse de

translation des aubes donnée) ou l'augmentation de la vitesse de translation (pour un rapport de pression statique donné) conduit à un angle de déviation du tourbillon transformé plus élevé, impactant alors des OGV différents. La position des OGV impactés par les structures turbulentes du tourbillon transformé dépend alors du point de fonctionnement du fan. De plus, en conditions réelles, la position du tourbillon en amont du fan détermine les OGV impactés par celui-ci. Cette position dépend de plusieurs facteurs, tels que la direction et l'intensité du vent de travers, ainsi que le point de fonctionnement du moteur, les paramètres d'intégration (garde au sol) et la géométrie de la manche d'entrée d'air. Toutefois, il est difficile de déterminer cette position expérimentalement. De plus, le caractère instationnaire de la position amont du vortex de sol, décrit par Wang et Gursul [100] et présenté dans la section 2.3 du chapitre I, peut aussi étendre la zone des OGV impactés par le vortex transformé.

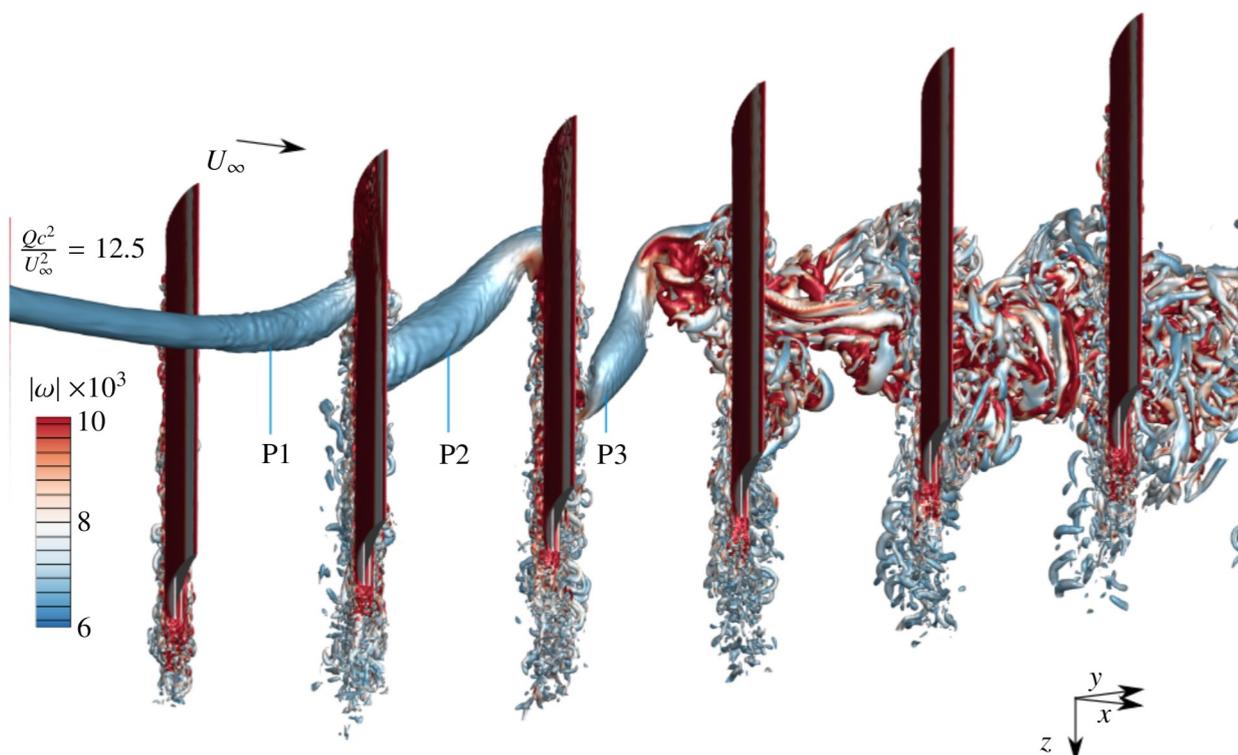


FIGURE IV.20 – Isosurface de critère-Q color e par la vorticité (2)

La figure IV.20 présente une vue différente de l'iso-surface de critère-Q de la figure IV.19, mettant en évidence le comportement du vortex en amont et en aval de son impact avec les aubes. Les portions P1, P2 et P3 sont d vi es les unes par rapport aux autres dans le sens de l'envergure des aubes. Ce phénomène peut être expliqué par les interactions aubes - portion de vortex. Pour chaque portion de vortex, un vortex miroir est généré dans l'aube afin de maintenir une vitesse normale à la paroi nulle. Ces vortex images possèdent un sens de rotation opposé et une circulation égale à celle du vortex incident, génèrent des vitesses induites oppos es de part et d'autre de l'aube et entraînent la dérive des deux parties du vortex dans des directions oppos es. Ce mécanisme est décrit dans la section 3.2 du chapitre I. Lorsque deux portions de vortex incident sont s par es par une aube (comme P1 et P2 ou P2 et P3), l'extrémité du vortex proche de l'extrados dérive dans la direction $-z$, alors que l'extrémité du vortex proche de l'intrados dérive dans la direction $+z$. Pour un vortex avec un sens de rotation inversé, les extrémités des portions sont alors d vi es dans des directions oppos es à celles observ es. Tant qu'une partie du vortex est confin e entre deux aubes, les déplacements de direction oppos e des extrémités de cette portion de vortex génèrent une réorientation continue de son axe de rotation. Dans cette simulation, le phénomène de réorientation de l'axe

de rotation semble plus prononcé que celui observé par Yang et al. [106], qui représente une hélice sous ingestion de vortex. Cela peut être causé par la présence d'une section inter-aube plus petite pour les aubes d'un fan que pour l'hélice de l'étude de Yang et al. [106]. En effet, une distance plus courte entre les deux extrémités de la portion de vortex confinée entre deux aubes génère un angle de rotation plus important de l'axe du vortex pour un même déplacement des extrémités. Une circulation de vortex plus élevée peut également intensifier les vitesses induites par le vortex miroir et donc accroître les déviations des portions et par conséquent l'inclinaison de l'axe de rotation.

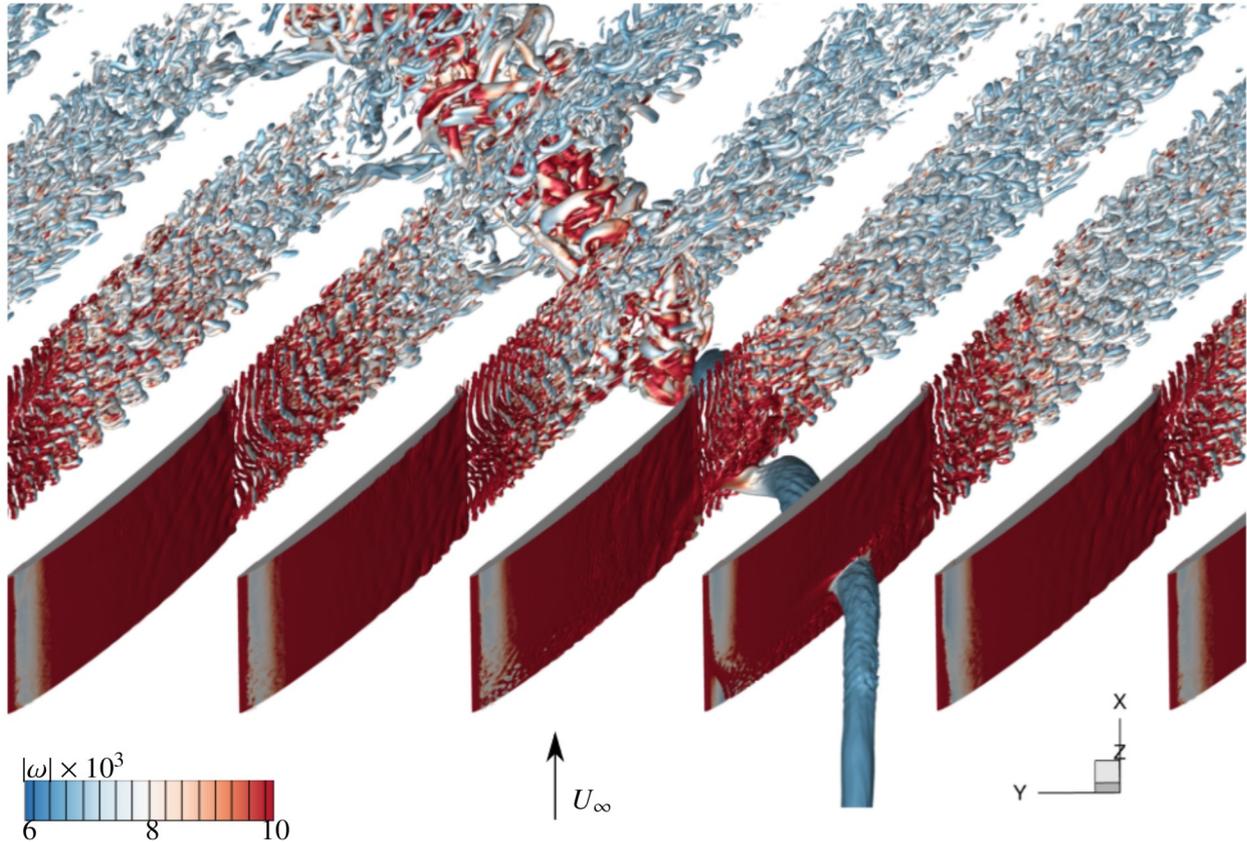


FIGURE IV.21 – Isosurface de critère- Q colorée par la vorticité (3)

La figure IV.21 montre l'interaction du vortex transformé avec le sillage des aubes. On observe une altération du sillage des aubes au voisinage du vortex transformé. Par ailleurs, le tourbillon ne traverse pas à proprement parler le sillage des aubes, à la différence de ce que pourrait suggérer une lecture hâtive la figure IV.21. En effet, dans \mathcal{R}_0 , les particules fluides situées au sein du vortex transformé en aval de la grille d'aubes ont une composante de vitesse selon y similaire à celle des particules fluides du sillage des aubes. Par conséquent, les particules fluides du vortex situées au voisinage du sillage restent à proximité de celui-ci pendant toute la traversée du domaine : vortex transformé et sillage des aubes sont convectés ensemble. À l'inverse, les particules fluides du vortex transformé situées relativement loin des sillages restent à distance de ces derniers jusqu'à la sortie du domaine. Les structures turbulentes du tourbillon transformé entre deux sillages résultent donc majoritairement de la déstabilisation du vortex et non du sillage des aubes. Au niveau de l'intersection du vortex transformé avec le sillage des aubes, les structures turbulentes provenant de ces deux phénomènes se rencontrent, comme cela est visible sur la figure IV.21. On y observe également une diminution de la vorticité des structures turbulentes au sein du sillage en s'éloignant du bord de fuite. Au-delà de $c_x/x = 0.3$, distance à partir de laquelle la turbulence résolue apparaît au sein du tourbillon transformé, la vorticité des structures turbulentes qui le composent est supérieure à celle présente au sein

du sillage des aubes.

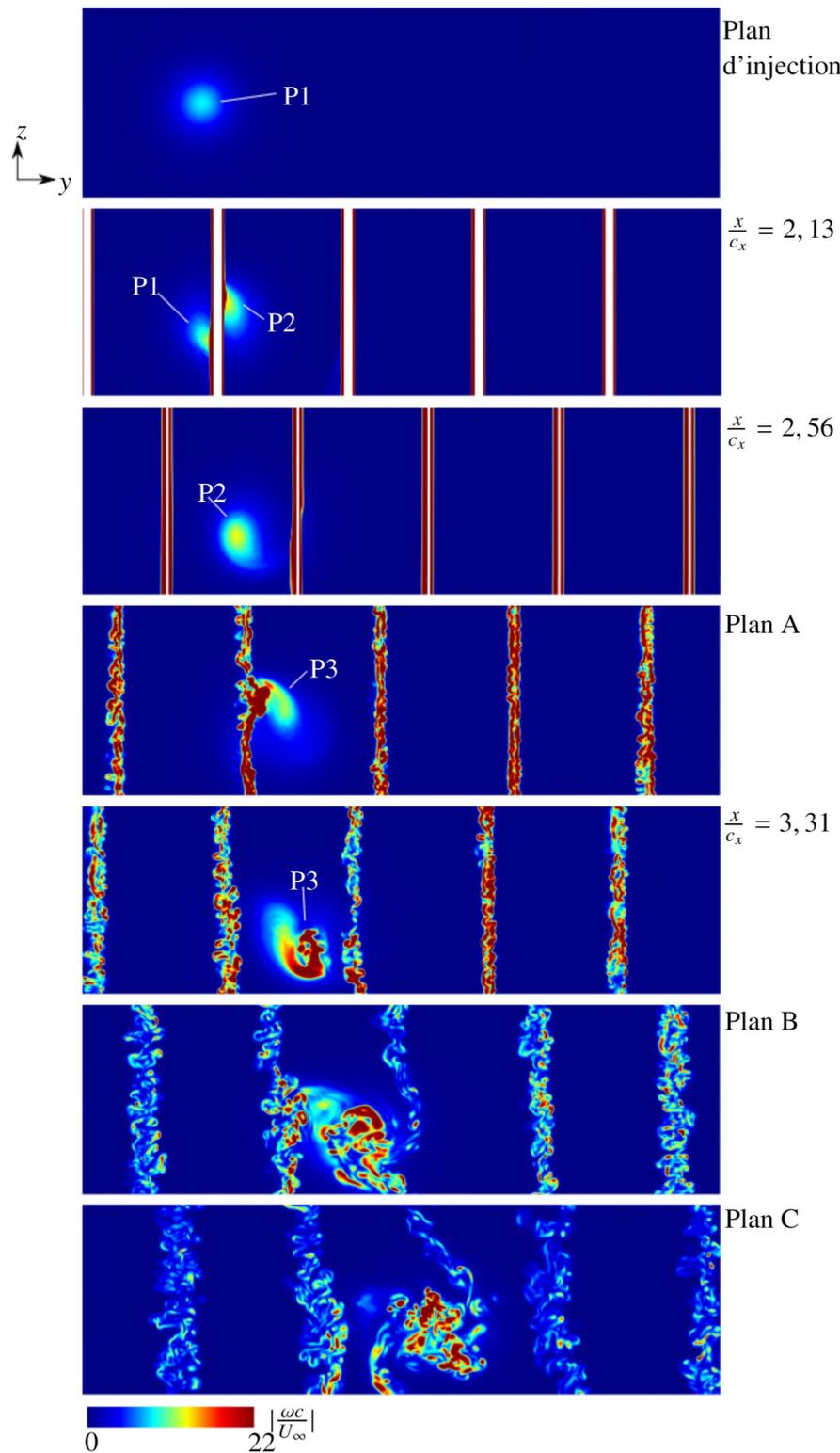
La figure IV.22 illustre les champs de vorticité dans le plan d'injection, dans les plans A, B et C ainsi que certains plans intermédiaires indiqués sur la figure IV.19. Le plan d'injection contient le tourbillon incident (P1) avec une vorticité adimensionn e maximale d'environ 8. En se rapprochant de la grille d'aubes, le centre du tourbillon se décale progressivement dans la direction $-z$ jusqu'à atteindre l'extrados de la première aube rencontr e. Ce déplacement est causé par le vortex miroir généré au niveau de l'aube séparant les portions P1 et P2. La figure IV.22 montre également le déplacement relatif de ces portions selon z sur le champ de vorticité du plan $\frac{x}{c_x} = 2.13$. La portion P2 est alors confin e entre deux aubes sans développement de structures turbulentes, avec une vorticité maximale au centre d'environ 13 en $\frac{x}{c_x} = 2.56$. On constate également une légère altération de la couche limite attach e de l'aube, résolue en RANS par l'intermédiaire de la formulation ZDES. Cette altération est principalement caus e par la vitesse induite du vortex sur la couche limite, ainsi que par la modification de l'angle d'incidence de l'aube, caus e par l'écoulement induit par le tourbillon en amont du bord d'attaque. Au niveau du plan A, on observe une forte interaction entre l'une des extrémités de la portion P3 et le sillage. De plus, à une distance de $\frac{x}{c_x} = 3.31$, la portion P3 subit une déstructuration indépendamment du sillage voisin, avec une vorticité beaucoup plus concentr e qu'en amont avec une valeur adimensionn e égale à 27. La déviation du tourbillon induite par la translation des aubes ainsi que le changement d'orientation de l'axe par le vortex miroir génèrent une réorientation globale de la portion. Plus précisément, l'extrémité amont d'une portion de vortex se retrouve sur la partie supérieure gauche de la section inter-aube d limit e par deux sillages consécutifs sur la figure IV.22, tandis que l'extrémité aval se retrouve sur la partie inférieure droite de la même section inter-aube. Cette nouvelle orientation est observ e pour toutes les portions de tourbillon au sein d'une section inter-aube (c'est-à-dire entre deux sillages) en aval des aubes. Ce phénomène est particulièrement visible dans le plan B, qui intersecte le vortex transformé entre deux sillages. On remarque également une déviation croissante des sillages au voisinage du vortex transformé au fur et à mesure de sa progression dans la direction axiale, en particulier au niveau du plan C. Ce phénomène peut s'expliquer par la déviation continue du sillage caus e par l'écoulement induit par le vortex en aval des aubes. Cette déviation augmente progressivement dans la direction axiale car le sillage est dévié en continu par le champ induit par le tourbillon.

La figure IV.23 présente les champs de vorticité du plan C   proximité du bord d'attaque des OGV (fictifs)   différents instants. Les fenêtres correspondant à ces instants sont repr sent es dans le référentiel \mathcal{R}_0 . Au temps $t = 0$, l'étendue de la perturbation est d'environ $1.25b$ selon l'axe y . Or, l'écart inter-aube des OGV est égal à $0.45b$. Ainsi, 4 OGV (en rouge sur la figure IV.23) se trouvent constamment dans la zone du tourbillon transformé et sont donc soumis en permanence aux structures turbulentes du tourbillon. Des OGV fictifs sont représentés sur le plan C de la figure IV.23 afin d'estimer le nombre d'OGV impactés par les structures turbulentes. Les OGV les plus proches de la zone d'impact du vortex transformé (voisins des OGV colorés en rouge) perçoivent quant à eux un sillage perturbé par le vortex. Les efforts instationnaires de ces OGV sont alors très probablement impactés par ce sillage courbé.

3.2 Analyse spectrale

La figure IV.24 présente la position et le nom des capteurs initialement introduits dans la section 2.3. Le capteur situé au centre du vortex transformé est désigné par la lettre C. Les capteurs voisins sont repérés par les abréviations des points cardinaux (Nord, Sud, Est, Ouest) par rapport au capteur central (C). Enfin, le capteur situé à l'extérieur du vortex est nommé H. Ces capteurs sont fixes par rapport au centre du vortex et sont donc mobiles par rapport au maillage. La vitesse axiale extraite des capteurs C des plans A, B et C est disponible dans l'annexe 1.

Pour étudier le contenu turbulent au sein du vortex transformé, une analyse spectrale est effectu e en calculant la densité spectrale de puissance (DSP) de la quantité de mouvement axiale (en supposant une isotropie de la turbulence), à partir des capteurs présentés sur la figure IV.24. Cela permet d'analyser la

FIGURE IV.22 – Champ de vorticité au niveau de différents plans à $x = cst$ à un instant donné

répartition de l'énergie des structures turbulentes dans le domaine fréquentiel. Pour rappel, ces capteurs sont fixes par rapport au centre du vortex, mais mobiles par rapport au maillage. Par conséquent, les capteurs ne se trouvent pas toujours au centre des cellules où la solution de l'écoulement est calcul e par le solveur. Les grandeurs aérodynamiques au niveau de ces capteurs sont donc obtenues par interpolation

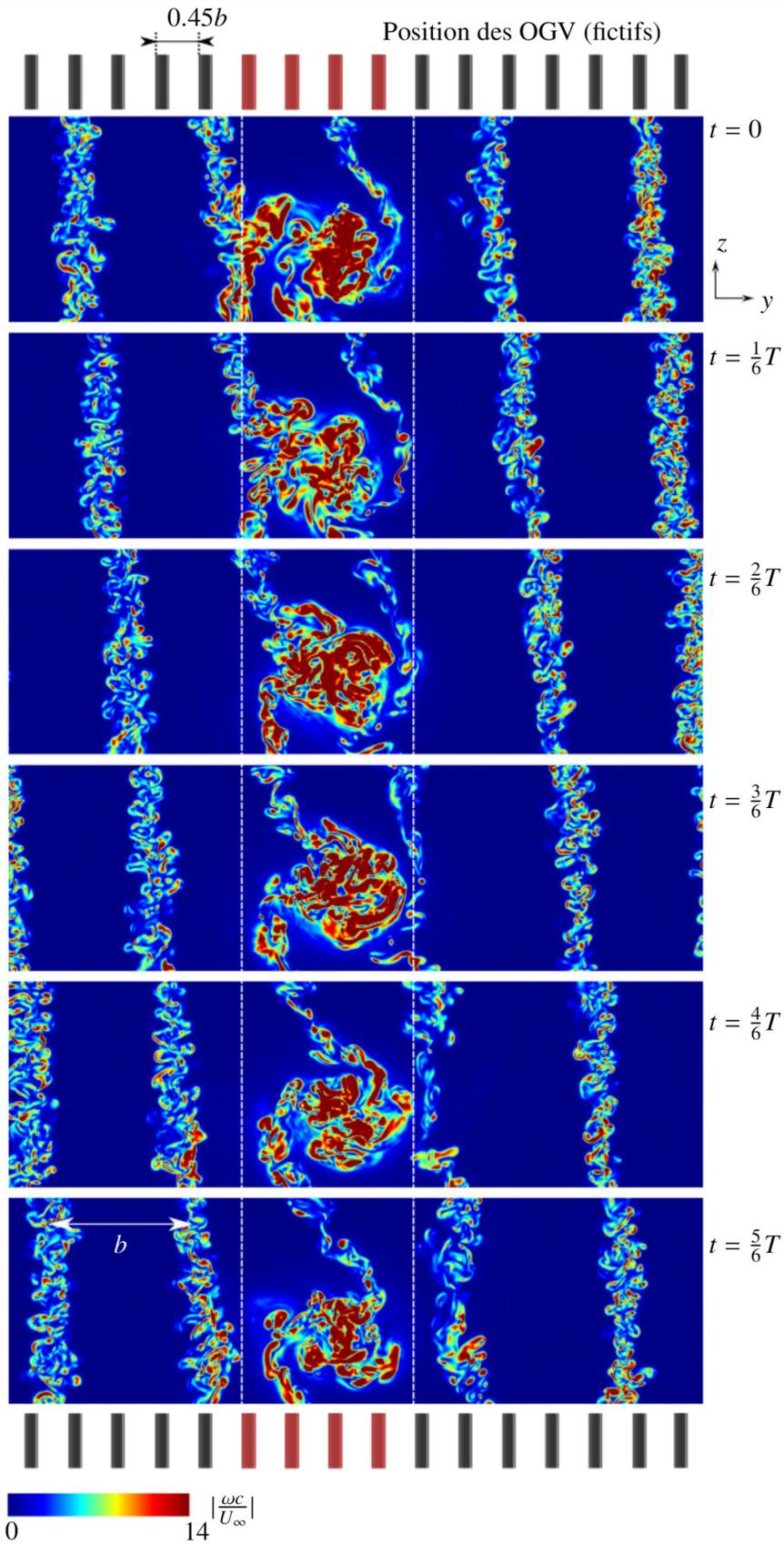


FIGURE IV.23 – Champ de vorticité au niveau du plan C à différents instants

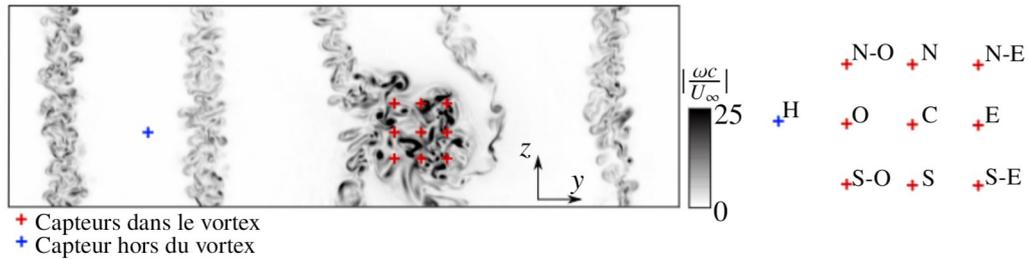


FIGURE IV.24 – Position des capteurs mobiles au niveau du plan C

dans la direction y à l'aide d'un schéma d'ordre 3. Cette interpolation induit une erreur non négligeable sur la densité spectrale de puissance pour des fréquences adimensionnées fT supérieures à 14, ce qui est largement supérieur aux fréquences propres de l'OGV qui sont de l'ordre de $fT \sim 1$ et permet l'analyse dans la gamme de fréquence d'intérêt. Pour calculer la DSP, la méthode du périodogramme moyenné de Welch [101] est utilisée avec un recouvrement de 50 % et 9 fenêtres de Hamming pour les signaux du calcul ZDES sur 40 périodes.

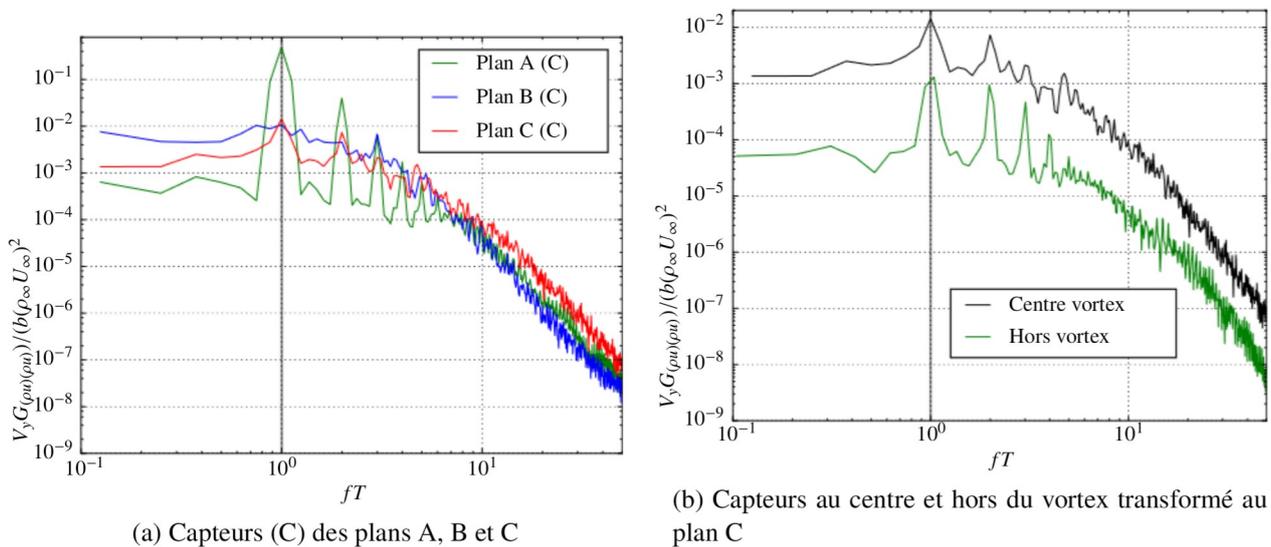


FIGURE IV.25 – Densités spectrales de puissance de la quantité de mouvement axiale

La figure IV.25a représente la densité spectrale de puissance de la quantité de mouvement axiale mesurée par le capteur (C) pour les plans A, B et C. Dans le plan A, le pic principal se manifeste à $fT = 1$. Cette fréquence correspond à la fréquence fondamentale du signal associée à la fréquence de passage du vortex le long d'un canal inter-aube. Les pics spectraux observés aux fréquences supérieures correspondent aux harmoniques du même phénomène, qui sont clairement identifiables grâce à la faible intensité des phénomènes avec une signature large bande. Cependant, pour les signaux issus des capteurs (C) situés aux plans B et C, le spectre s'étale sur une large bande de fréquence, ce qui rend difficile l'identification des pics harmoniques. Cette signature confirme la présence de fluctuations non synchrones avec la fréquence du passage d'aube. L'empreinte large bande correspond aux structures turbulentes résolues. Ces dernières semblent être présentes au sein du vortex transformé au niveau des plans B et C, ce qui est cohérent avec les observations effectuées dans la section 3.1 où la dislocation du tourbillon en structures turbulentes à partir d'une distance axiale $x/c_x = 3.3$ située entre les plans A et B apparaît. Ainsi, les fluctuations turbulentes de vitesse apportent de l'énergie au spectre sur une large bande de fréquences au niveau des plans B et C. Pour évaluer la contribution des structures turbulentes du cœur du vortex sur la densité spectrale de puissance

au niveau du plan C, les spectres des capteurs (C) et (H), situés respectivement au centre et en dehors du tourbillon transformé, sont comparés sur la figure IV.25b. Le capteur H perçoit principalement le déficit de vitesse du sillage des aubes de fan à une fréquence adimensionnée $fT = 1$, visible par un pic spectral à cette même fréquence ainsi que les fluctuations turbulentes en son sein. Dans ce cas, l'énergie large bande correspond aux structures turbulentes présentes dans ces sillages. En revanche, le capteur (C) situé dans le cœur du tourbillon transformé perçoit constamment les fluctuations turbulentes liées au mélange entre le sillage et le vortex transformé. Le spectre du signal issu du centre du vortex transformé atteint sur toutes les fréquences des niveaux plus élevés que celui issu du capteur situé hors du tourbillon. Les fluctuations turbulentes au sein du vortex transformé sont plus intenses que celles présentes dans le sillage hors de vortex. Il est important de préciser que les fluctuations de vitesse mesurées par le capteur (C) du plan C ne correspondent pas simplement à la somme des fluctuations associées aux structures turbulentes du vortex transformé et celles présentes au passage des sillages. En effet, comme évoqué dans la section 3.1, le vortex transformé et les sillages interagissent et sont convectés ensemble. Ainsi, il est difficile de déterminer précisément l'origine des fluctuations de vitesse perçues par le capteur (C) à la fréquence $fT = 1$. La combinaison de ces deux phénomènes aérodynamiques est alors vue comme une unique source d'excitation aérodynamique pour les OGV.

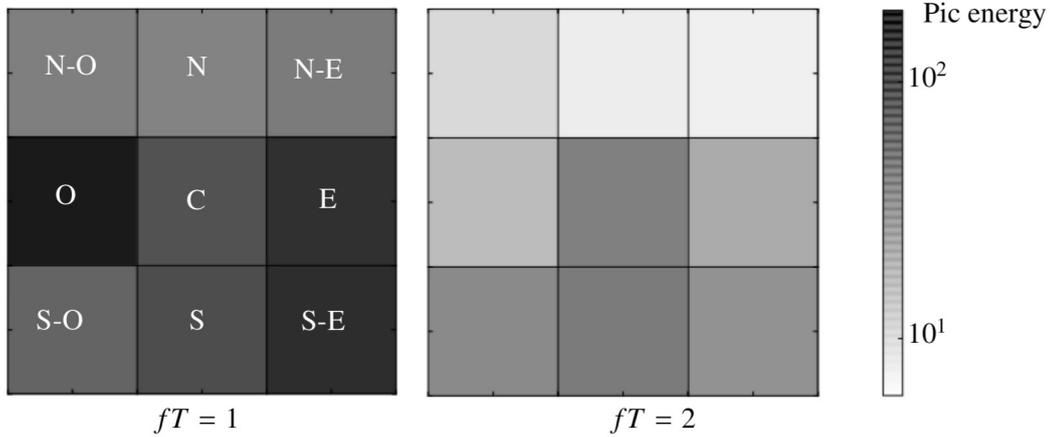


FIGURE IV.26 – Niveau des pics spectraux de DSP de ρu au voisinage des fréquences $fT = 1$ et $fT = 2$ des capteurs au plan C présentés sur la figure IV.24

La densité spectrale de puissance de quantité de mouvement axiale est calculée pour les 9 capteurs au sein du vortex transformé afin d'étudier l'énergie au voisinage du pic principal et celui correspondant au deuxième harmonique. L'énergie ψ au voisinage du pic à la fréquence f_0 s'exprime :

$$\psi(f_0) = \int_{f \in I} G_{(\rho u)(\rho u)} df \quad (\text{IV.29})$$

avec $G_{(\rho u)(\rho u)}$ la densité spectrale de puissance de la quantité de mouvement axiale et $I = [f_0 - \frac{\Delta f}{2}, f_0 + \frac{\Delta f}{2}]$. L'intervalle Δf est identique pour le calcul des niveaux d'énergie au voisinage des fréquences $f = 1/T$ et $f = 2/T$. La figure IV.26 illustre l'énergie du signal des 9 capteurs présents dans le plan C au voisinage des fréquences $fT = 1$ et $fT = 2$ avec une échelle logarithmique. Des écarts significatifs d'énergie spectrale pour $fT = 1$ sont observés entre les capteurs O et NO. Pourtant très proches, les signaux issus de ces capteurs présentent respectivement une puissance spectrale adimensionnée $\psi/(\rho_\infty U_\infty)^2$ de 2.7×10^{-1} et 8.6×10^{-3} . Concernant le deuxième harmonique, d'importants écarts relatifs d'énergie spectrale sont également présents. Les signaux provenant des capteurs (C) et (S) présentent une puissance spectrale plus élevée que les autres capteurs, bien que leur premier harmonique ne soit pas prépondérant. En somme, la comparaison de l'énergie spectrale des différents capteurs au sein du vortex transformé met en évidence

d'importantes différences entre ces derniers malgré leur proximité dans l'espace. Cela peut être causé par l'instationnarité de la position du cœur du tourbillon transformé dans le plan C. En effet, l'axe de rotation des portions du vortex n'est plus aligné avec l'axe x . Cela entraîne un déplacement du cœur du tourbillon transformé dans le plan à $x = \text{cst}$, causé par la convection du tourbillon et le confinement des portions de tourbillon au sein d'un canal inter-aube. Les capteurs centraux sont constamment dans le cœur du vortex transformé. En revanche, les capteurs O et E proches des extrémités du vortex, les perçoivent périodiquement à cause de la convection axiale du tourbillon désaxé par rapport à l'axe x au travers du plan C.

En somme, le contenu spectral de l'écoulement du cœur du vortex au niveau du plan C est assez hétérogène, comme le montre la variation d'énergie des pics à des fréquences de $fT = 1$ et $fT = 2$ pour les différents capteurs. Ainsi, deux OGV voisins impactés par le cœur du tourbillon transformé n'ont aucune raison d'être soumis aux mêmes fluctuations d'efforts, et donc d'avoir la même réponse vibratoire. Toutes les DSP mesurées sur les capteurs situés dans le cœur du vortex transformé sont plus élevées que celle du signal provenant du capteur situé en dehors du vortex.

3.3 Analyse du champ moyenné

3.3.1 Convergence de la moyenne de phase

Comme évoqué dans la section 2.4, la précision d'une moyenne de phase dépend du nombre d'échantillons utilisé pour son calcul. La convergence de la moyenne de phase ne peut pas être considérée comme atteinte tant que sa valeur dépend du nombre d'échantillons. Dans notre étude, une période de passage d'aube sur le vortex est discrétisée en 186 instants. Le champ de chaque instant est ensuite moyenné avec celui de 39 autres périodes résolues à phase identique. Le nombre d'échantillons total correspond au nombre de passages de vortex le long d'un canal inter-aube et est limité par les ressources de calcul. Pour étudier la convergence de la moyenne de phase, cette dernière est appliquée à la vitesse axiale des capteurs centraux des plans A, B et C, ainsi que du capteur (H) du plan C et est tracée sur les figures IV.27a, IV.27b, IV.27c et IV.27d, en fonction du nombre d'échantillons utilisés pour son calcul.

Les signaux présentant de faibles fluctuations de vitesse ont des moyennes de phase ne dépendant plus significativement du nombre d'échantillons pour $N = 40$. C'est le cas des capteurs (C) du plan A (IV.27a), (C) du plan C (IV.27c) et (H) du plan B (IV.27d). En revanche, la moyenne de phase du signal provenant du capteur (C) au plan B (IV.27b) ne semble pas être totalement convergée. Pour modéliser correctement la source d'excitation aérodynamique de l'OGV, il est essentiel de représenter de manière précise le vortex transformé près du bord d'attaque de l'OGV. Par conséquent, les comparaisons de modélisations du champ moyenné ne sont effectuées qu'au niveau du plan C car les moyennes de phase sont considérées comme quasi-convergées et exploitables.

La figure IV.28 présente les champs d'énergie cinétique turbulente résolue par la ZDES à différents instants dans \mathcal{R}_0 . Cette grandeur permet de quantifier la répartition énergétique de la turbulence dans le plan C. Pour un instant donné, les fluctuations de vitesses induites par la turbulence résolue sont calculées en soustrayant le champ de vitesse moyenné du champ de vitesse instantané de la façon suivante :

$$u_i'' = u_i - \langle u_i \rangle_N \tag{IV.30}$$

où l'on rappelle que $\langle u_i \rangle_N$ est la moyenne de phase estimée à partir de N échantillons. L'énergie cinétique turbulente massique est alors calculée comme suit :

$$k = \frac{1}{2} \langle u_i'' u_i'' \rangle_N \tag{IV.31}$$

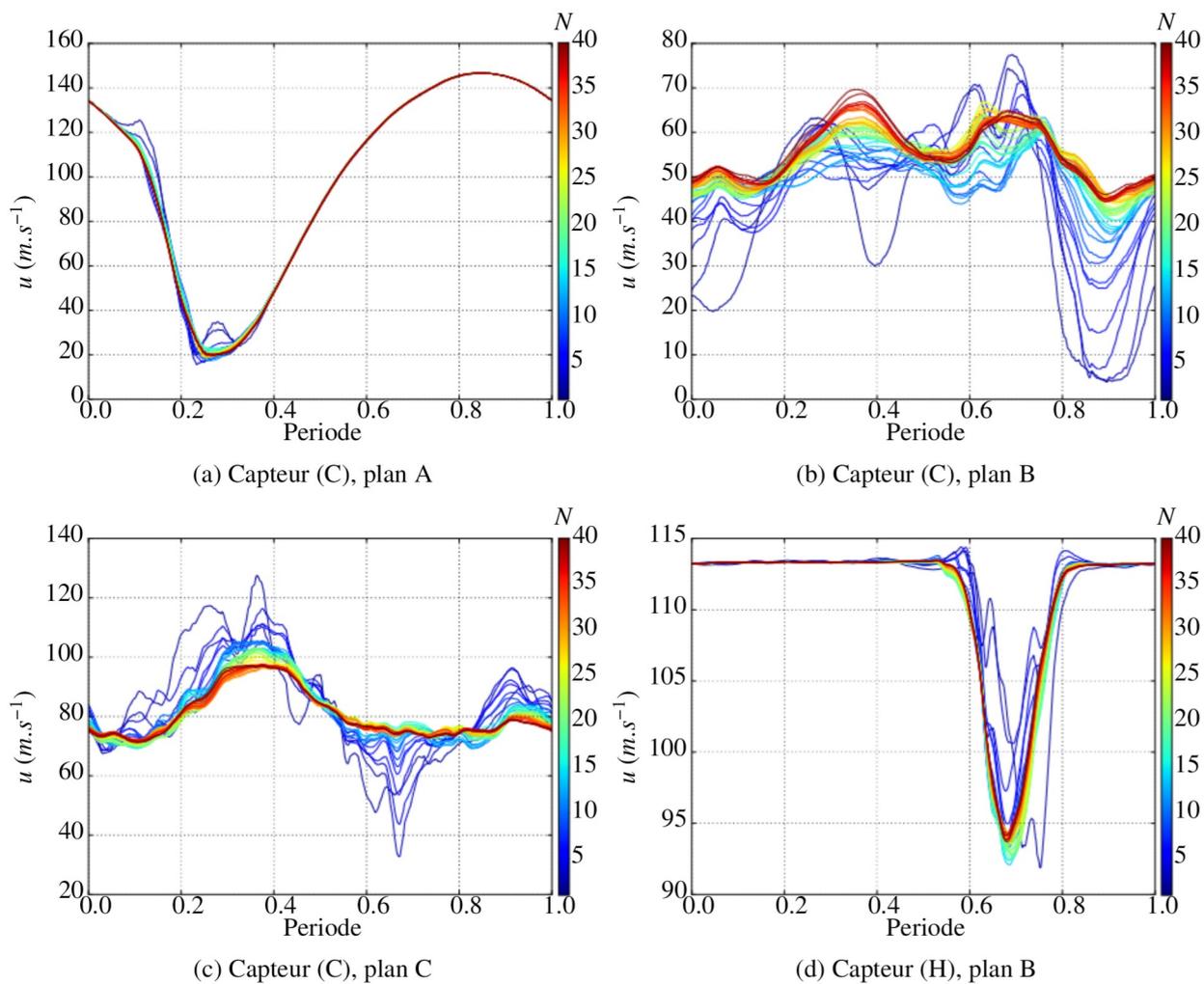


FIGURE IV.27 – Convergence de la moyenne de phase de la vitesse axiale en fonction du nombre de passages d'aubes

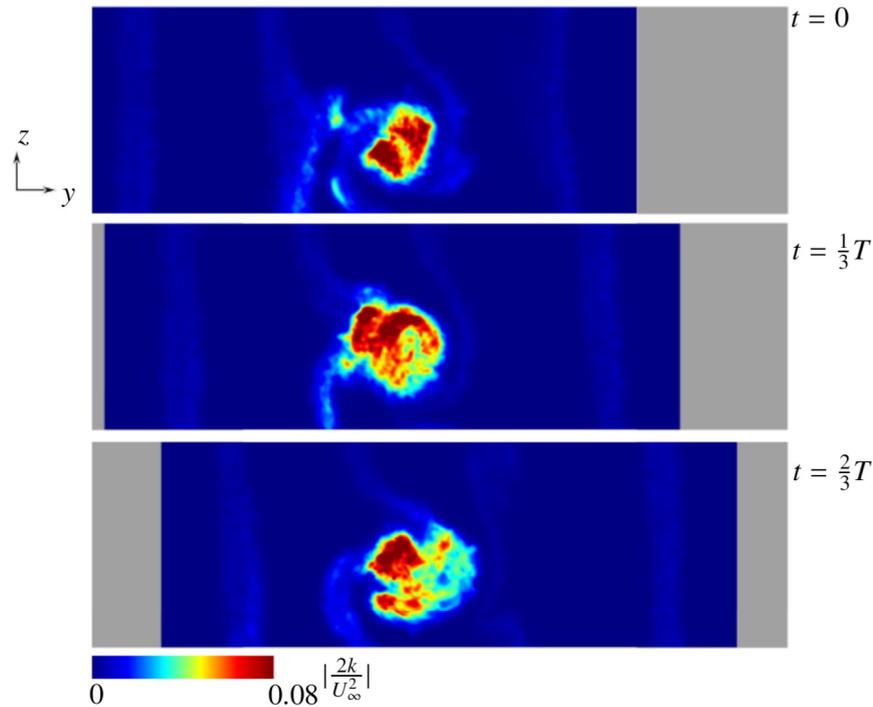


FIGURE IV.28 – Énergie cinétique turbulente résolue au plan C

À chaque instant, l'énergie cinétique turbulente dans le tourbillon transformé est nettement plus élevée que dans les sillages et dans le reste du domaine. En effet, les sillages les plus éloignés du tourbillon transformé présentent une énergie cinétique turbulente adimensionnée d'environ 4×10^{-3} . En revanche, dans le cœur du vortex transformé, cette grandeur atteint environ 0.1. Sur la figure IV.28, le sillage gauche au voisinage du vortex transformé possède une énergie cinétique turbulente plus élevée que les autres sillages, avec une valeur d'environ 0.02. Cela est probablement causé par le changement local d'incidence induit par la présence du tourbillon en amont de l'aube, modifiant les couches limites à la surface des aubes. Le sillage moyen de ces dernières est alors altéré, impactant alors le développement des structures turbulentes au sein du sillage. On remarque également sur la figure IV.28 une hétérogénéité de la répartition spatiale de l'énergie cinétique turbulente au sein du cœur du tourbillon transformé, avec une variation de sa distribution au cours du temps. A l'instant $t = 0$, l'énergie cinétique turbulente est principalement concentrée sur la partie basse à droite par rapport au centre du cœur du tourbillon visible sur la figure IV.28, tandis qu'à l'instant $t = \frac{1}{3}T$, elle est principalement concentrée sur la partie haute à gauche par rapport au centre du cœur. Ce phénomène peut expliquer la différence énergétique des pics spectraux des différents capteurs décrite dans la section 3.2. Les zones de disparité d'énergie cinétique turbulente au sein des sillages peuvent provenir d'un bruit statistique provenant d'une convergence en moyenne de phase pas assez poussée. En revanche, il est moins probable que les zones à forte concentration d'énergie cinétique turbulente au sein du cœur du tourbillon proviennent de bruit statique au vue de leurs valeurs relativement élevées. A un instant donnée, cette zone contient d'importantes fluctuations de vitesse induites par la résolution de la turbulence, et se déplace au travers du plan C en fonction du temps au niveau des différents capteurs. Cette différence de répartition d'énergie cinétique turbulente peut-être causée par l'inclinaison de l'axe du vortex avant sa déstabilisation en structures turbulentes. En effet, son axe de rotation n'étant plus parfaitement aligné selon l'axe x au passage des aubes du fan, la convection du tourbillon transformé au travers du plan C induit une variation spatiale de l'énergie cinétique turbulente au cours du temps. Ainsi, un OGV situé dans la zone du cœur du tourbillon transformé ne perçoit pas constamment un écoulement turbulent de même intensité.

La figure IV.29 illustre les tensions de Reynolds, avec un terme croisé et les termes diagonaux au

niveau du plan C à l'instant $t = 2/3T$. Parmi les termes croisés, seul τ_{12}^r est représenté car ce dernier est représentatif des ordres de grandeur des champs de τ_{32}^r et τ_{23}^r . On constate que les termes diagonaux sont du même ordre de grandeur dans le cœur du tourbillon et que les termes croisés, représentant les corrélations entre les fluctuations de vitesse dans des directions différentes, sont beaucoup plus faibles. Cela suggère alors une turbulence plutôt isotrope dans le cœur du tourbillon transformé.

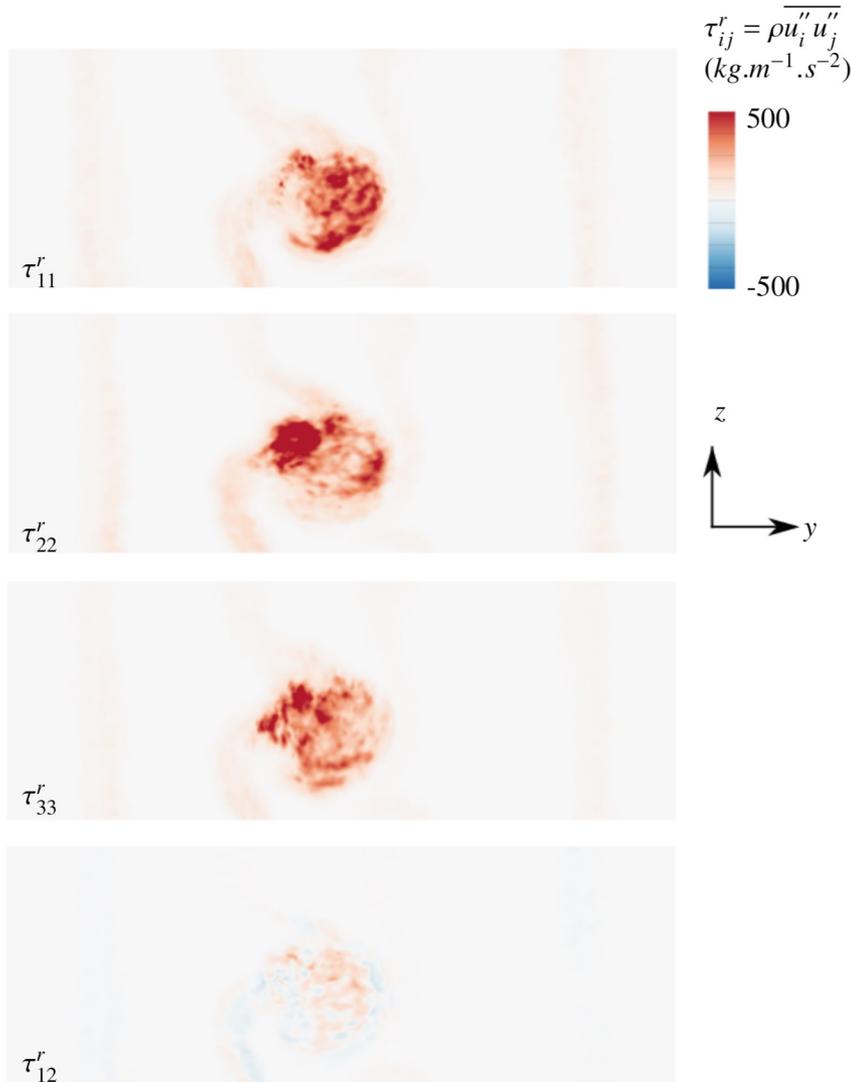


FIGURE IV.29 – Tensions de Reynolds du plan C à l'instant $t = 2/3T$

4 Bilan

On a présenté dans ce chapitre un cas académique d'étude de l'interaction entre une grille d'aubes et un vortex injecté dans la direction axiale à l'entrée du domaine de calcul. La méthode d'injection d'un tourbillon analytique représentatif du vortex de sol a été validée grâce à la comparaison du vortex analytique prescrit au niveau de la condition aux limites d'entrée et celui obtenu par l'intermédiaire d'un calcul RANS dont le vortex analytique est prescrit au niveau des conditions aux limites d'entrée. Le tourbillon injecté est également modifié en prenant en compte un réseau de vortex images afin de le rendre périodique et ainsi respecter les conditions aux limites du domaine de calcul. Après une description de l'architecture et des paramètres de résolution du cas académique, la topologie de l'écoulement instationnaire est présentée,

montrant le hachage du vortex par les aubes du fan, sa déstabilisation et le développement de structures turbulentes résolues en son cœur. Une interprétation physique de la déviation de l'axe des portions de tourbillons hachés au passage des aubes a également été apportée, conditionnant la forme du vortex transformé en aval des aubes du fan. Cet écoulement, avec un niveau élevé de fluctuations de vitesse, est dévié et convecté dans la direction des OGV. Après une description des post-traitements mis en place, en particulier l'extraction de différents plans à $x = cst$ et la stratégie d'extraction des grandeurs conservatives par des capteurs mobiles dans et en dehors du vortex transformé, une analyse spectrale est effectuée. Cette dernière révèle la présence de fluctuations de quantité de mouvement axiale (mais également de toutes les grandeurs conservatives non illustrées dans ce manuscrit) au niveau du bord d'attaque des OGV, et à mi-distance entre la grille fan et les OGV sur une large bande de fréquences, indiquant la présence de turbulence résolue. Des pics sont néanmoins présents dans le spectre de la simulation ZDES à la fréquence de passage des sillages et ses harmoniques. De plus, un spectre plus énergétique est observé à l'intérieur du vortex transformé qu'à l'extérieur, ce qui signifie qu'un niveau de turbulence plus élevé est atteint à l'intérieur du tourbillon transformé par rapport au sein des sillages. Le contenu spectral de l'écoulement du cœur du tourbillon transformé est spatialement hétérogène comme le montre les différences d'énergie spectrale mesurées par les 9 capteurs couvrant le tourbillon transformé. La forte intensité turbulente au sein du vortex transformé est caractérisée par une importante concentration d'énergie cinétique turbulente. On constate également une turbulence plutôt isotrope. Cependant, ce type de calcul permettant de résoudre les structures turbulentes au sein du sillage des aubes et du vortex transformé est relativement coûteux en ressources de calcul. Il est alors préférable, d'un point de vue industriel, de modéliser intégralement la turbulence afin de réduire les ressources nécessaires. Il existe cependant de nombreux paramètres de modélisation pouvant modifier le résultat en fonction de leurs hypothèses associées.

Le chapitre V est consacré à la comparaison des différentes modélisations de la turbulence en prenant comme référence le calcul présenté dans le chapitre IV.

Définition d'une modélisation basse-fidélité de l'excitation aérodynamique grâce au calcul de référence

L'objectif principal de ce chapitre est d'établir une modélisation basse-fidélité pertinente pour la prévision de la source d'excitation aérodynamique résultant de l'interaction entre le fan et le vortex. Dans un premier temps, l'influence de certains paramètres de modélisation de la turbulence ainsi que différentes méthodes de discrétisation spatiale sont évaluées sur l'écoulement généré par l'interaction fan/vortex du cas académique décrit dans le chapitre IV avec des paramètres numériques et un maillage adaptés à une modélisation RANS. Ces analyses sont effectuées au regard du calcul haute-fidélité ZDES de référence décrit dans le chapitre IV, avec des critères de comparaison locaux et globaux présentés dans ce chapitre. Suite à cette analyse approfondie, les paramètres de modélisation les plus pertinents en vue d'un calcul de réponse forcée des OGV d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol sont décrits et identifiés.

Sommaire

1	Étude de l'effet du modèle de turbulence et des paramètres numériques sur la prévision de l'excitation	99
1.1	Choix de modélisation et paramètres numériques	99
1.1.1	Maillage	99
1.1.2	Convergence en maillage	99
1.1.3	Paramètres numériques	100
1.1.4	Topologie de l'écoulement	101
1.2	Comparaison des différentes modélisations basse-fidélité avec le cas de référence	101
1.2.1	Définition des critères de comparaison	101
1.2.2	Matrice de calculs	103
1.2.3	Influence de la discrétisation spatiale	105
1.2.4	Influence du modèle de turbulence et du taux de viscosité turbulente injecté en entrée du domaine de calcul	108
1.2.5	Méthode de production de l'énergie cinétique turbulente	117
1.2.6	Influence de la correction de rotation du modèle de SA	119
2	Recommandations pour la simulation basse-fidélité dans le cadre d'un calcul de réponse forcée	121
2.1	Rapport de viscosité turbulente injecté dans le domaine	121
2.2	Modèle de turbulence	121
2.3	Schéma de discrétisation spatiale	122

2.4	Méthode de production de l'énergie cinétique turbulente	122
3	Bilan	122

1 Étude de l'effet du modèle de turbulence et des paramètres numériques sur la prévision de l'excitation

En raison du coût de calcul élevé des simulations haute-fidélité, les industriels ont généralement recours à une modélisation complète de la turbulence par des descriptions RANS qui permettent de résoudre le champ moyenné. Dans ce contexte, le poids de la modélisation sur le résultat est beaucoup plus important que dans le cas de la formulation ZDES, impliquant également l'utilisation de modèles avec de nombreux paramètres numériques pouvant influencer la solution. Pour obtenir une solution proche de la réalité, il peut être nécessaire de sélectionner les bons modèles ainsi que les paramètres numériques adéquats en fonction de la topologie de l'écoulement. Étant donné la complexité de la source d'excitation aérodynamique des OGV, à savoir l'écoulement généré par l'interaction complexe entre le fan et le vortex, il est difficile de déterminer a priori les paramètres de modélisation les plus pertinents. Dans cette étude, un cas académique similaire à celui utilisé pour le calcul haute-fidélité (décrit dans le chapitre IV) est utilisé, avec un maillage et des paramètres numériques adaptés pour une modélisation RANS. Les caractéristiques de la source d'excitation aérodynamique obtenues avec différents types de modélisations RANS sont comparées à la solution de référence résolue grâce à la simulation haute-fidélité.

1.1 Choix de modélisation et paramètres numériques

1.1.1 Maillage

La figure V.1 illustre le maillage 2D d'une section interaube du maillage utilisé pour la modélisation RANS. Les principales différences avec le maillage ZDES sont le nombre de points (11M de points contre 168M pour le calcul ZDES), et l'orientation des mailles en aval de l'aube, qui ne sont plus alignées avec le sillage, mais avec la direction axiale. Cette caractéristique est courante dans les calculs RANS de turbomachines en milieu industriel et n'est pas dommageable car la résolution numérique du cisaillement dans les sillages n'est pas aussi critique en RANS qu'en ZDES où elle est déterminante pour l'apparition du contenu LES turbulent résolu. L'extrusion du domaine dans la direction z est réalisée de la même façon que pour l'élaboration du maillage ZDES. Le plan d'injection illustré sur la figure V.2 possède une topologie identique à celle du calcul ZDES, mais avec des mailles plus grossières. Dans la zone de parcours de vortex d'épaisseur $5.4r_c$, la discrétisation est homogène avec une densité de plus de 20 points au sein du cœur du vortex. Une valeur similaire est utilisée dans la modélisation du vortex de Zehner [75]. Enfin, la taille de la première maille en proche paroi des aubes au centre de la maille vérifie $y^+ < 1$.

1.1.2 Convergence en maillage

Une étude de convergence en maillage est réalisée afin de garantir la qualité des résultats RANS. Trois maillages sont élaborés avec des topologies identiques et une densité de maillage différente. Un maillage grossier (M_0), intermédiaire (M_1) et très fin (M_2) du cas académique utilisant les critères décrits en 1.1.1 sont utilisés pour les calculs RANS avec ingestion de vortex. Les maillages M_0 , M_1 et M_2 sont respectivement composés de 6 M, 11 M et 23 M points. Les figures V.3 et V.4 montrent l'étude de convergence en maillage du débit massique et des efforts axiaux d'une des aubes du fan. L'écart relatif de débit massique entre M_0 et les deux autres maillages est d'environ 9.6 %, mais cet écart se réduit à 0.09 % entre M_1 et M_2 . L'écart relatif de l'effort axial entre M_0 et les deux autres maillages est d'environ 10.9 %, mais l'écart relatif est de 0.1 % entre M_1 et M_2 . Étant donné les faibles écarts du débit massique et des efforts axiaux des aubes entre les maillages M_1 et M_2 et le grand nombre de calculs à effectuer pour étudier l'influence des paramètres de modélisation sur l'interaction entre le fan et le vortex, le maillage choisi pour la suite est M_1 .

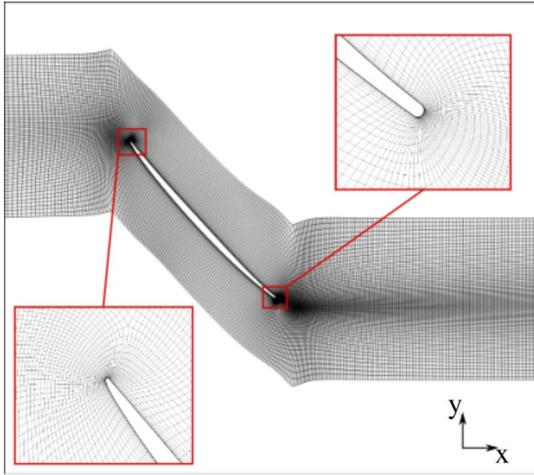


FIGURE V.1 – Maillage d'une section interaube pour la modélisation RANS

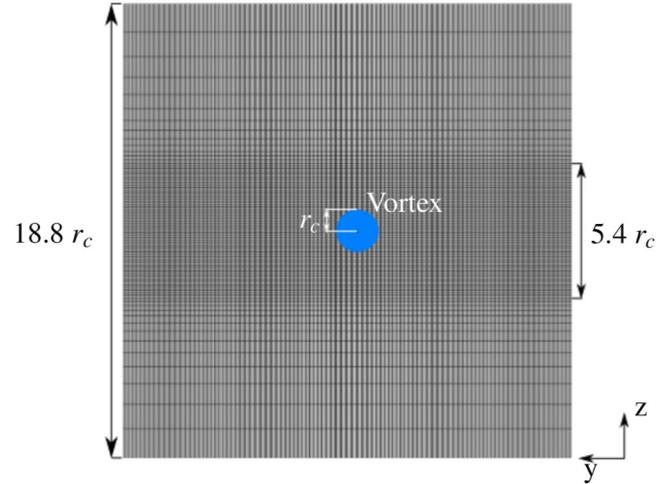


FIGURE V.2 – Maillage du plan d'injection pour la modélisation RANS

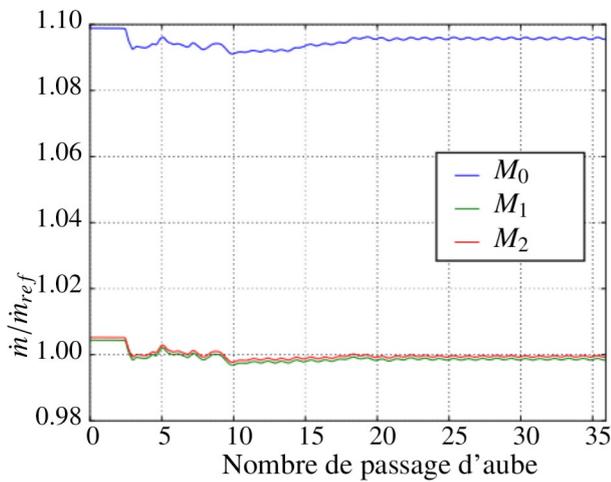


FIGURE V.3 – Convergence en maillage du débit massique

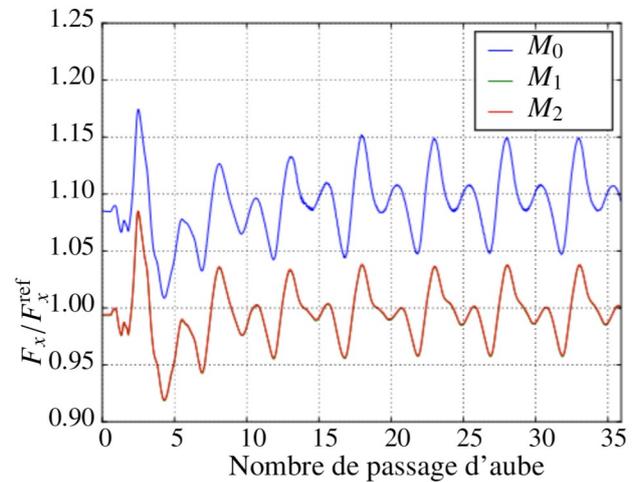


FIGURE V.4 – Convergence en maillage des efforts axiaux

1.1.3 Paramètres numériques

Le solveur utilisé dans de cette étude est le code *elsA* déployé sur le même ordinateur que le calcul de référence, décrit dans le chapitre IV. L'intégration temporelle est réalisée par le schéma de Gear avec un pas de temps physique adimensionné de $\frac{\Delta t}{T} = 2.87 \times 10^{-3}$, et 5 sous-itérations permettant de réduire le résidu relatif entre deux pas de temps physiques d'au moins un ordre de grandeur. Ce pas de temps correspond à une discrétisation du phénomène instationnaire, c'est-à-dire le passage du vortex sur une section interaube, en 348 itérations. La modélisation RANS nécessite la prise en compte de nombreux paramètres de modélisation de la turbulence, tels que le modèle de turbulence et le taux de viscosité turbulente injecté dans le calcul. Dans cette étude, différents modèles de turbulence sont évalués, notamment les modèles de Spalart-Allmaras, $k-l$ de Smith, $k-\omega$ Menter SST et $k-\varepsilon$ LS décrits dans la section 1.3 du chapitre III. Le rapport de viscosité turbulente imposé en entrée du domaine de calcul, noté $(\nu_t/\nu)_\infty$, est étudié avec des valeurs de l'ordre de 100 et 0.01. Les schémas de discrétisation spatiale sont également étudiés, plus précisément le schéma de Roe et le schéma AUSM+(P) présentés dans la section 3.2.1 du chapitre III. Parmi la littérature consultée, une seule étude [106] a mis en évidence des différences de solution sur

l'interaction entre une hélice et un vortex incident en fonction des paramètres RANS, en particulier le modèle de turbulence utilisé, décrit dans la section 3.2 du chapitre I. Cependant, le cas d'étude considéré dans cette thèse, à savoir l'interaction entre un fan et un vortex de sol, est différent. Ainsi, les résultats des simulations RANS avec différents paramètres numériques seront étudiés et comparés à ceux du cas de référence, à savoir la solution moyennée de la ZDES. Les simulations RANS ont été effectuées sur 76 processeurs pendant 50 passages d'aubes sur le vortex.

1.1.4 Topologie de l'écoulement

La Figure V.5 illustre le champ de vorticité instantan e provenant d'un calcul RANS utilisant le modèle de Spalart-Allmaras avec un $(\tilde{\nu}/\nu)_{\infty}$ injecté egal à 0.01 et avec le schéma AUSM+(P). Ce champ est comparé avec celui du calcul ZDES. Ce champ de vorticité est extrait dans les plans A, B et C ainsi que des plans intermédiaires à x constants illustrés sur la figure IV.19 pour un instant donné. Les champs de vorticité des plans d'injection et des plans en $\frac{x}{c_x} = 2.13$ et 2.56 montrent une similitude entre les calculs RANS et ZDES, en raison de l'absence de turbulence dans le vortex injecté. Par conséquent, le champ instantané du calcul ZDES au niveau du plan d'injection est semblable au champ moyen obtenu via la modélisation RANS. La vorticité présente au sein des couches limites attachées des aubes visible sur les plans $x/c_x = 2.13$ et 2.56 montre des couches limites semblables entre les deux résolutions. En effet, le mode 2 de la ZDES permet une modélisation RANS des couches limites attachées au même titre que la modélisation RANS complète. De plus, la portion P2 est toujours cohérente lors du passage de l'aube. Il n'y a pas encore de structures turbulentes d velopp es au sein du champ instantané de la ZDES. Le plan A de la modélisation RANS diffère de celui de la ZDES, en particulier au niveau des sillages où des structures turbulentes se développent au sein du calcul haute-fidélité. La forme globale du vortex des modélisations RANS paraît similaire à celle issue de la ZDES, avec une zone de concentration  lev e de vorticité au niveau de la région d'interaction entre le sillage et le tourbillon. Des différences dans le champ de vorticité apparaissent au sein du cœur de la portion P3 entre les champs RANS et ZDES au niveau du plan en $x/c_x = 3.31$. Des structures turbulentes se développent au sein du tourbillon transformé du calcul ZDES, mais sont absentes du RANS car intégralement mod lis es. Au niveau des plans B et C, la vorticité du cœur du tourbillon transformé diminue au sein de la modélisation RANS, et plusieurs structures tourbillonnaires cohérentes sont présentes. Des structures turbulentes sont nettement visibles au sein du tourbillon transformé de la résolution ZDES. En revanche, quel que soit le plan, la déviation globale des sillages est similaire entre les champs RANS et ZDES. Le parcours du tourbillon à travers la grille d'aubes du calcul RANS est globalement semblable à la résolution ZDES. Les principales différences résident dans la résolution des structures turbulentes dans le calcul haute-fidélité, au niveau des sillages et du tourbillon transformé, à partir du plan A. La forme du tourbillon transformé et la déviation des sillages voisins entre ces deux types de résolutions sont néanmoins similaires.

1.2 Comparaison des différentes modélisations basse-fidélité avec le cas de référence

1.2.1 Définition des critères de comparaison

Des critères de comparaison sont introduits afin de confronter les différentes modélisations basse-fidélité de l'interaction fan/vortex entre elles, en les comparant avec l'écoulement moyen issu du calcul de référence présenté dans le chapitre IV. Ce dernier est composé d'une grille d'aubes de fan en translation sous ingestion d'un tourbillon axial représentatif d'un vortex de sol. La méthode de résolution utilis e pour le calcul de référence est la ZDES, permettant de résoudre les structures turbulentes au sein des sillages et du vortex transformé par la grille d'aubes. Une moyenne de phase est appliqu e à la solution afin d'être compar e aux calculs RANS.

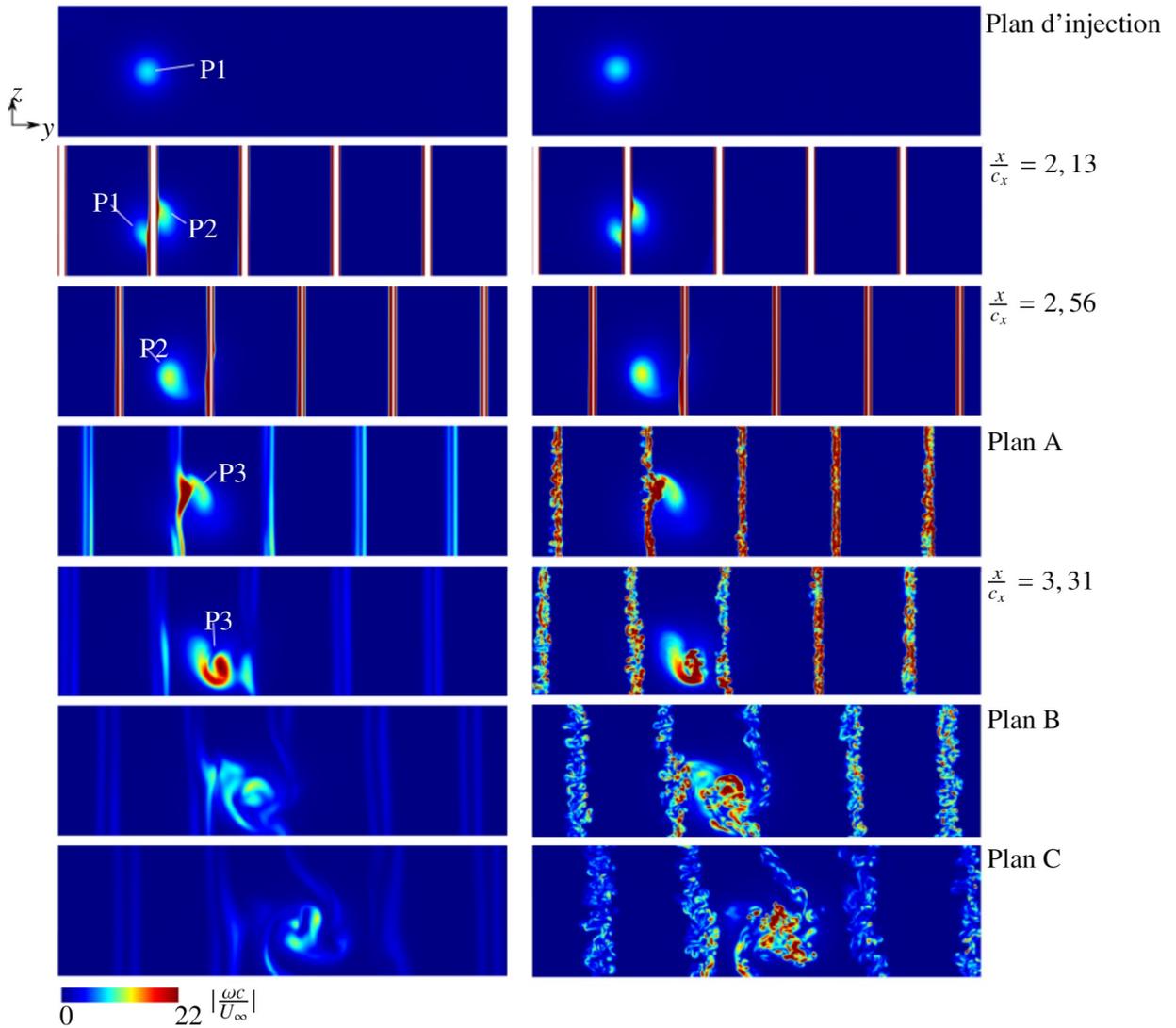


FIGURE V.5 – Champs de vorticité des plans à $x = \text{cst}$ (RANS-SA (à gauche) et ZDES (à droite))

Comparaison temporelle locale Certaines grandeurs aérodynamiques obtenues à partir de capteurs fixes dans \mathcal{R}_0 et positionnés aux mêmes coordonnées que ceux issus du calcul de référence sont moyennées (via la moyenne de phase décrite dans la section 2.4 du chapitre IV), puis comparées avec les mêmes capteurs provenant des calculs RANS. Cette approche permet d'analyser localement l'évolution des grandeurs aérodynamiques en fonction du temps sur une période donnée. Les grandeurs considérées sont la pression p , le module de vitesse V et l'angle Θ , qui est défini comme l'angle entre l'axe x et le vecteur (v_x, v_y) , tel qu'illustré sur la figure V.7. Près du bord d'attaque des OGV, et donc au niveau du plan C, la variation de Θ entraîne une modification des efforts exercés sur l'OGV. Une prévision précise de cette grandeur est cruciale pour le calcul du chargement instationnaire sur les OGV, et donc pour la prévision de leur réponse forcée. Ce critère offre une comparaison quantitative et très localisée du champ aérodynamique entre les différentes modélisations en certains points du domaine.

Comparaison temporelle globale Afin de quantifier le contenu tourbillonnaire au sein du vortex transformé, la circulation Γ et l'ensrophie Z de ce dernier sont calculées grâce aux expressions suivantes :

$$\Gamma = \iint_S \omega_x ds \quad (\text{V.1})$$

$$Z = \iint_S |\omega|^2 ds \quad (\text{V.2})$$

avec ω_x la composante axiale du vecteur de vorticité, $|\omega|$ le module de ce dernier et S la surface d'intégration illustrée sur la figure V.6 englobant le cœur du tourbillon transformé. Ces grandeurs sont calculées au plan C des simulations RANS et ZDES moyennée. Le calcul de Γ permet de quantifier la circulation axiale totale du tourbillon intersectant la surface S . Le calcul de Z peut être interprété comme une mesure des contributions tourbillonnaires de l'écoulement, en mettant en évidence les petites structures tourbillonnaires avec un niveau élevé de vorticité concentré sur une petite surface, contrairement à Γ correspondant à une moyenne sans les termes mis au carré. Ainsi, pour une circulation donnée, plus la vorticité est concentrée en certains endroits de S , plus Z sera grande. La surface d'intégration S utilisée pour le calcul de ces deux grandeurs est un disque de rayon $2.68r_c$ avec pour centre $z = \frac{L_c}{2}$, et la coordonnée y identique à celle du capteur (C) situé dans le plan C. Ces grandeurs permettent de caractériser le contenu tourbillonnaire du vortex avec 2 scalaires, à savoir Γ et Z .

Comparaison spatiale La moyenne de phase est appliquée au plan C du calcul de référence, ce qui permet la comparaison du champ aérodynamique à une phase donnée, notamment le champ de vorticité, avec celui issu des différentes modélisations RANS. Une analyse de la distribution de la vorticité au sein du cœur du tourbillon transformé, provenant des différents calculs RANS, permet d'étudier l'impact des paramètres numériques sur la topologie de l'écoulement au plan C à différents instants de la période correspondant au passage du tourbillon le long d'une section interaube. Une comparaison avec le champ de vorticité du calcul de référence (ZDES moyennée) permet de compléter la discrimination des différents paramètres numériques RANS.

Comparaison spectrale La densité spectrale de puissance est calculée pour la quantité de mouvement axiale au niveau du capteur (C) du plan C, en suivant la méthode décrite dans la section 3.2 du chapitre IV. Bien que cette analyse demeure spatialement locale, le contenu fréquentiel des grandeurs aérodynamiques au sein de l'écoulement a un effet sur les fluctuations des efforts sur l'OGV et, par conséquent, sur sa réponse forcée.

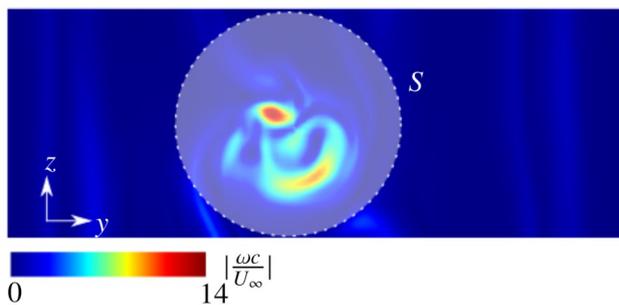


FIGURE V.6 – Champ de vorticité du plan C avec la surface d'intégration S

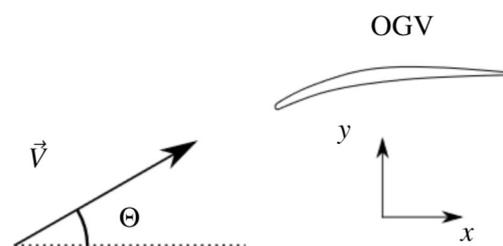


FIGURE V.7 – Représentation de l'angle Θ

1.2.2 Matrice de calculs

Les simulations RANS comportent de nombreux paramètres numériques, tels que les paramètres de modélisation de la turbulence et de discrétisation spatiale. Comparer indépendamment tous ces paramètres serait impossible, car cela nécessiterait un nombre de calculs dépassant largement les ressources disponibles dans le cadre de cette thèse. Nous avons donc choisi de nous concentrer sur les paramètres dont la

modification pourrait a priori influencer significativement le champ aérodynamique du vortex transformé par le fan, c'est-à-dire un champ présentant des structures tourbillonnaires avec des taux de vorticité  lev es et des gradients de vitesse importants, comme observ es dans la section 3.1. Les paramètres de modélisation  tudi es incluent le type de modèle de turbulence, le rapport de viscosité turbulente inject e au sein du domaine, la méthode de calcul du terme de production de viscosité turbulente et le schéma de discrétisation spatiale utilis e. Les modèles de turbulence examin es sont le modèle de Spalart-Allmaras, le modèle $k - l$ de Smith, le modèle $k - \varepsilon$ de Launder et Sharma et le modèle $k - \omega$ Menter SST. Deux valeurs de $(\nu_t/\nu)_\infty$ ($(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$ pour le modèle de Spalart-Allmaras) sont injectées dans le calcul, à savoir 0.01 et 100, et sont comparées afin d'évaluer leur influence sur la solution. Ces valeurs sont volontairement très distinctes pour mettre en évidence leur impact sur la solution. Dans les modèles de turbulence à deux équations utilisant l'énergie cinétique turbulente k , le terme de production associ e à cette grandeur dans son équation de transport peut être d etermin e de plusieurs façons, en particulier :

$$P_k = \begin{cases} \tau_{ij}^r \frac{\partial u_i}{\partial x_j} & (S) \\ \mu_t \|\underline{\underline{\Omega}}\|^2 & (\Omega) \end{cases} \quad (V.3)$$

avec τ_{ij}^r le tenseur de Reynolds décrit dans la section 1.2 du chapitre III, $\|\underline{\underline{\Omega}}\| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ et $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$. Lorsque P_k est calcul e en utilisant l'expression (S), la production d'énergie cinétique turbulente croit avec le module du tenseur taux de déformation. En revanche, lorsque le terme (Ω) est employ e, la production d'énergie cinétique turbulente augmente avec le module du tenseur taux de rotation. En raison de la forte présence de vorticité au sein du vortex inject e, les champs aérodynamiques résultant de l'interaction entre le fan et le vortex sont susceptibles de donner des résultats différents en fonction de la méthode de calcul de P_k utilisée dans les simulations RANS. Un limiteur de production de k peut être employ e afin d'éviter les surproductions dans le cas où le tenseur taux de déformation atteint des valeurs élevées sans qu'une forte production soit physiquement attendue, comme au point d'arrêt au niveau du bord d'attaque des aubes. Le modèle de Spalart-Allmaras, quant à lui, emploie le module du tenseur de rotation pour le calcul de la production de viscosité turbulente. Ceci peut induire une production erronée de viscosité turbulente en présence de vorticité dominant le taux de déformation par exemple dans les structures tourbillonnaires. Pour remédier à cela, Dacles-Mariani et al. [18] utilisent une version modifiée du terme source $c_{b1}\tilde{\Omega}\tilde{\nu}$ en comparant le module du tenseur taux de rotation et celui du tenseur taux de déformation. Cette correction réduit la viscosité turbulente dans les régions où le taux de vorticité est supérieure au taux de déformation, comme dans les régions du coeur du vortex. En théorie, il ne devrait pas y avoir de production de turbulence dans ces zones. L'impact de la correction de rotation du modèle de Spalart-Allmaras (SA-R) sur le tourbillon transform e est analys e dans la suite de cette thèse. En ce qui concerne les schémas de discrétisation spatiale, le schéma de Roe, largement employ e dans l'industrie et r ep ut e pour sa robustesse, ainsi que le schéma AUSM+(P) sont s electionn es.

 tant donn e le nombre de paramètres de modélisation à comparer, 38 combinaisons différentes de jeux de paramètres sont possibles. Bien que le coût de calcul pour toutes ces simulations soit supportable, le nombre de comparaisons et de post-traitements à réaliser est trop  lev e. Par conséquent, nous avons d ecid e de minimiser le nombre de calculs tout en comparant chaque paramètre de modélisation au moins une fois, en maintenant les autres facteurs constants. La matrice de calcul est représentée dans le tableau V.1.

12 calculs RANS sont pr esent es, et ont été r ealis es dans les mêmes conditions. Tous les post-traitements sont identiques et ont été effectu es aux mêmes pas de temps. Les différences entre ces simulations résident uniquement dans les paramètres du tableau V.1.

Modèle de turbulence	Schéma spatial	$(\nu_t/\nu)_\infty$	P_k
Spalart-Allmaras	Roe	100	-
	Roe	100	SA-R
	Roe	0.01	-
	AUSM+(P)	0.01	-
	AUSM+(P)	0.01	SA-R
$k-l$ Smith	Roe	100	Ω
	Roe	100	S
	Roe	0.01	S
$k-\varepsilon$ LS	Roe	100	S + limiteur P_k
	Roe	0.01	S + limiteur P_k
$k-\omega$ Menter SST	Roe	100	S + limiteur P_k
	Roe	0.01	S + limiteur P_k

TABLE V.1 – Matrice de calcul

1.2.3 Influence de la discrétisation spatiale

Les schémas de discrétisation spatiale examinés dans cette section incluent le schéma de Roe (utilisant la correction de Harten décrite dans la section 3.2.1 du chapitre III avec comme paramètre 10^{-3}) et le schéma AUSM+(P), décrits en détail dans la section 3.2.1. Cette comparaison est réalisée en utilisant le modèle de Spalart-Allmaras et un rapport de pseudo-viscosité turbulente fixé à 0.01 au niveau de l'injection du domaine, dans le but de minimiser la diffusion causée par la turbulence modélisée et de mettre en évidence la dissipation numérique générée par ces schémas de discrétisation.

Comparaison temporelle globale

La figure V.8 montre la circulation du tourbillon transformé sur une période T pour le calcul de référence ainsi que pour les modélisations RANS avec les schémas de Roe et AUSM+(P) et le calcul ZDES moyenné. Les circulations totales des trois calculs sont similaires, bien qu'une légère sur-estimation de la norme de la circulation du tourbillon obtenu avec le schéma de Roe soit observée par rapport à celui obtenu avec le schéma AUSM+(P) entre $t/T = 0.1$ et $t/T = 0.9$. La figure V.9 représente l'ensrophie du tourbillon transformé sur la même période T pour ces trois calculs. Un niveau d'ensrophie plus élevé est constaté pour la modélisation RANS obtenue avec le schéma AUSM+(P). L'excès d'ensrophie présent dans les calculs RANS par rapport au calcul ZDES est également plus prononcé entre $t/T = 0.2$ et $t/T = 0.55$ avec le schéma AUSM+(P) par rapport à celui obtenu avec le schéma de Roe. Ainsi, le schéma AUSM+(P) semble être légèrement moins dissipatif que le schéma de Roe, avec une ensrophie globalement plus élevée. L'augmentation de l'ensrophie induite par le changement de schéma spatial est cependant moins significative qu'avec la diminution de la (pseudo-)viscosité turbulente comme décrit dans le paragraphe 1.2.4 de ce chapitre.

La figure V.10 illustre le champ de vorticité du plan C   différents instants pour les calculs ZDES moyenn e et RANS avec les schémas de discrétisation Roe et AUSM+(P). La répartition des zones de concentration de vorticité au sein du tourbillon transform e pour les deux jeux de paramètres est similaire, avec néanmoins des intensités plus élevées dans les plans illustr es sur la figure V.10 de la modélisation RANS utilisant le schéma AUSM+(P). On observe en particulier une meilleure représentation de la zone de concentration de vorticité au niveau de l'interaction entre le sillage et le vortex transform e à l'instant $t = 0$ avec ce même schéma de discrétisation.   l'instant $t = \frac{1}{3}T$, la zone de concentration en vorticité au c oeur du tourbillon transform e, responsable de l'excès d'ensrophie des calculs RANS avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$

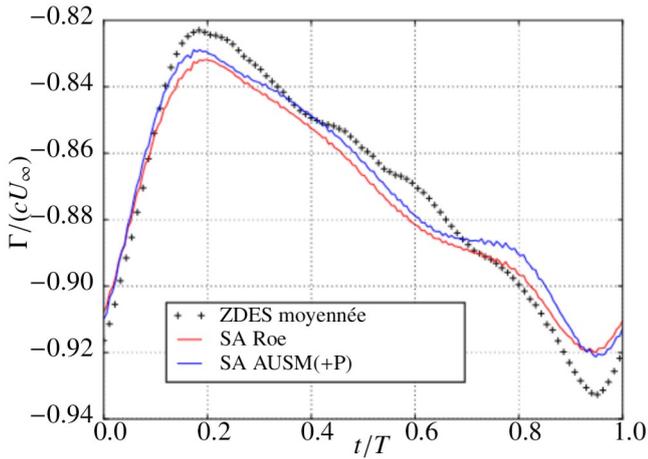


FIGURE V.8 – Circulation du vortex transformé sur une période T

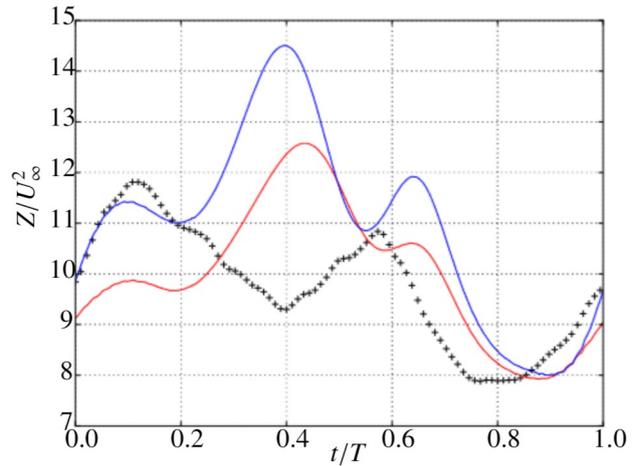


FIGURE V.9 – Enstrophie du vortex transformé sur une période T

par rapport au cas de référence, est plus grande et plus intense pour le calcul RANS avec le schéma AUSM+(P) qu'avec le schéma de Roe. De plus, la vorticité au sein des sillages courbés par la présence du tourbillon est plus élevée avec le schéma AUSM+(P) qu'avec le schéma de Roe, se rapprochant de la valeur obtenue dans le calcul de référence. La répartition de vorticité des deux modélisations RANS à l'instant $t = \frac{2}{3}T$ est similaire à celle de la ZDES moyennée, bien qu'une concentration en vorticité plus élevée soit observée dans le calcul RANS avec le schéma AUSM+(P). En somme, le schéma numérique a peu d'influence sur la topologie du tourbillon transformé au niveau du plan C. En revanche, la principale différence entre les méthodes de discrétisation réside dans l'intensité de la vorticité au sein du cœur du tourbillon transformé, qui est plus élevée avec le schéma AUSM+(P). Cette observation est cohérente avec les valeurs d'enstrophie plus élevées observées au sein du même calcul par rapport à celui utilisant le schéma de Roe.

Comparaison du vortex incident

La figure V.11 illustre l'évolution de la vorticité maximale du tourbillon en amont de l'interaction avec les aubes du fan prévue par les modélisations RANS utilisant le schéma de Roe et AUSM+(P) avec le modèle de Spalart-Allmaras.

La baisse de vorticité du centre du vortex observée dans les simulations utilisant le schéma de Roe avec deux valeurs différentes de $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$ injecté est du même ordre de grandeur. La distinction majeure réside cependant dans le choix du schéma de discrétisation. Dans le cas de la simulation avec le schéma de Roe avec un rapport de viscosité turbulente injecté égal à $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$, la vorticité du centre du vortex décroît fortement de $x/c_x = 0$ à 0.07, puis diminue progressivement en oscillant jusqu'à une valeur de 0.931 à $x/c_x = 1.41$. Cela correspond à une diminution de 6.9 % de la vorticité axiale au centre du tourbillon. La diminution de vorticité axiale est également observable pour le calcul RANS avec le schéma AUSM+(P), bien que cette baisse soit moins importante que celle obtenue avec le schéma de Roe entre $x/c_x = 0$ et 0.07. À $x/c_x = 1.41$, la vorticité axiale au centre du vortex atteint 0.972, représentant une diminution globale de 2.8 %, beaucoup plus faible que dans le cas du schéma de Roe. Cependant, les variations du rayon du cœur du tourbillon (inférieure à la taille d'une cellule) et de la vitesse tangentielle maximale dans la direction axiale ($< 1\%$) restent négligeables, et par conséquent sa circulation totale également. En effet, l'évolution axiale de la vorticité au centre du tourbillon, illustrée sur la figure V.11, est extrêmement localisée. Sa contribution sur la circulation totale du tourbillon est alors faible. Cela peut expliquer les variations négligeables de la vitesse tangentielle maximale et de rayon du cœur du vortex en amont de la

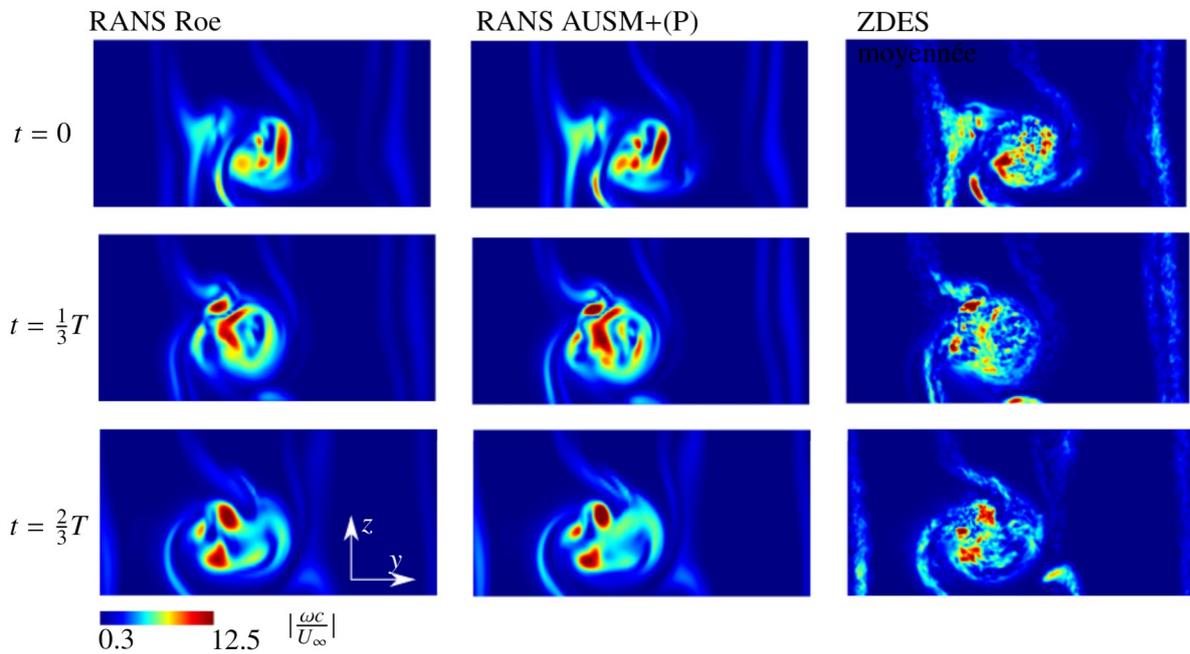


FIGURE V.10 – Champs de vorticité du plan C

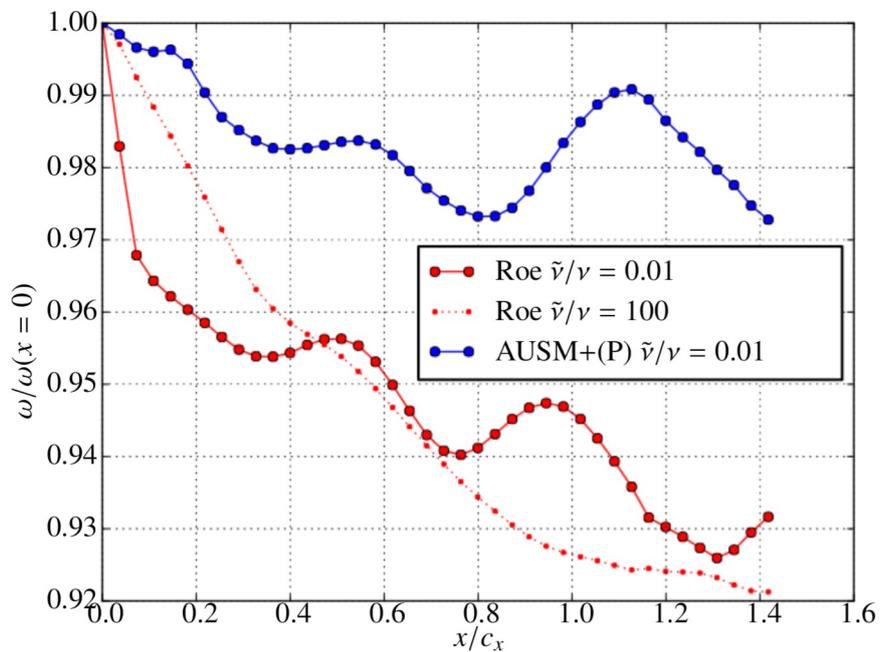


FIGURE V.11 – Evolution de la vorticité axiale maximale du vortex en fonction de la distance axiale

grille d'aubes malgré la décroissance de cette vorticité maximale au centre du tourbillon.

1.2.4 Influence du modèle de turbulence et du taux de viscosité turbulente injecté en entrée du domaine de calcul

Dans le cas des modèles RANS à deux équations de transport, la condition d'injection des simulations RANS nécessite la prescription des deux grandeurs turbulentes transportées. Pour les modèles à une équation de transport, une seule est imposée. Ces grandeurs turbulentes, dont la combinaison forme la viscosité turbulente, sont convectées depuis la condition aux limites d'entrée jusqu'à la grille d'aube, suivant une évolution définie par les équations de transport propres à chaque modèle. De plus, le comportement de ces équations sur les grandeurs turbulentes dépend localement de l'état de ces mêmes grandeurs turbulentes, et par conséquent, de la viscosité turbulente locale présente dans le calcul. Cela a pour effet de modifier le champ moyen issu de la résolution RANS. Ainsi, le rapport de viscosité turbulente $(\nu_t/\nu)_\infty$ imposé en entrée de domaine des simulations RANS peut avoir une influence sur le champ aérodynamique moyen généré par l'interaction entre le fan et le vortex, et donc sur la source d'excitation aérodynamique des OGV. Un champ uniforme de rapport de viscosité turbulente $(\nu_t/\nu)_\infty$ est initialisé au sein du calcul. De plus, le cas académique présente des conditions périodiques et de symétrie comme illustré sur la figure IV.8. Le champ turbulent est initialisé avec la valeur de $(\nu_t/\nu)_\infty$ imposée en entrée de calcul. Parmi les calculs réalisés dans le cadre de cette thèse, le champ solution du modèle de $k-\varepsilon$ LS dépend de la valeur de $(\nu_t/\nu)_\infty$ initiale. En effet, un rapport de viscosité turbulente trop faible (i.e. $(\nu_t/\nu)_\infty=0.01$) à l'initialisation du champ 3D conduit à un champ convergé présentant une couche limite complètement laminaire. Il est alors nécessaire d'initialiser le calcul avec une valeur de $(\nu_t/\nu)_\infty$ élevée (i.e. $(\nu_t/\nu)_\infty > 50$) quelle que soit la valeur imposée dans les conditions d'injection. Afin d'étudier la tendance globale de l'effet de $(\nu_t/\nu)_\infty$ ($(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$ pour le modèle de Spalart-Allmaras, décrit dans le paragraphe 1.3.1 du chapitre III) imposé en entrée du domaine (à savoir dans la condition aux limites d'injection) sur le vortex transformé par le fan, des simulations RANS avec des valeurs égales à 100 et 0.01 sont réalisées en utilisant quatre modèles de turbulence différents : Spalart-Allmaras, $k-l$ de Smith, $k-\varepsilon$ LS et $k-\omega$ Menter SST. Toutes les simulations décrites dans cette section sont réalisées à l'aide du schéma de Roe.

Comparaison temporelle globale

La figure V.12 illustre la circulation du vortex transformé pour ces huit simulations RANS au cours d'une période, ainsi que celle issue du champ moyen de la ZDES. Les courbes en trait plein et en pointillé représentent respectivement les calculs réalisés avec un rapport de viscosité turbulente fixé à 0.01 et 100. La pseudo-viscosité turbulente $\tilde{\nu}/\nu$ est imposée dans le cas du modèle de Spalart-Allmaras. La circulation du vortex transformé calculée au travers la section S n'est pas constante car une source de vorticité externe instationnaire contribue au calcul de cette circulation. En effet, au voisinage du vortex transformé, la vorticité moyenne selon x au sein du sillage traversant S est en moyenne positive dans le plan C, tandis que la vorticité selon x au sein du tourbillon transformé est en moyenne négative comme le montre le champ de vorticité axiale de la figure V.14. La vorticité au sein du sillage est li  e au gradient de la vitesse dans la direction normale à la paroi de l'aube de la vitesse selon l'envergure induite par la présence du tourbillon. Comme le montre la figure V.15, cela génère une vorticité axiale positive (en rouge) au sein des couches limites des surfaces des aubes dont le vecteur normal est orienté vers le tourbillon injecté, et négative (en bleu) au voisinage des surfaces oppos  es. La norme de cette vorticité négative est moins   lev  e que celle positive car la vitesse induite par le tourbillon décroît avec la distance avec son centre. Ainsi, la valeur moyenne globale de la vorticité axiale contenue dans les sillages des aubes du fan est positive.

La décroissance de la norme de la circulation totale entre $t/T = 0$ et $t/T = 0.2$ correspond à l'entrée du sillage provenant de la gauche du tourbillon transformé visible sur la figure V.15 et en translation vers des valeurs croissantes de y dans la section S . La vorticité présente dans le sillage est majoritairement positive, ce qui diminue la norme de la circulation totale mesur  e dans S (voir Eq.V.1), dont la majorité de la vorticité est négative et provient du tourbillon transformé.    l'instant $t/T = 0.2$, la contribution de

la norme de la vorticité provenant du sillage est maximale. Au fur et à mesure de la traversée du sillage dans la direction y , la norme de la vorticité augmente progressivement avec la traversée des sillages dans la section S . De plus, l'inclinaison de l'axe de rotation du tourbillon décrit dans la section 3.1 du chapitre IV induit une augmentation de la composante axiale de la vorticité du tourbillon transformé. Cela entraîne une augmentation de la norme de Γ jusqu'à $t/T = 0.95$. En résumé, la variation de la norme de la circulation totale (axiale) au travers la section S est induite deux phénomènes : la traversée des sillages au travers S , dont la vorticité globalement positive, varie, ainsi qu'une modification de la circulation axiale (négative) du vortex transformé induite par une modification de son axe de rotation.

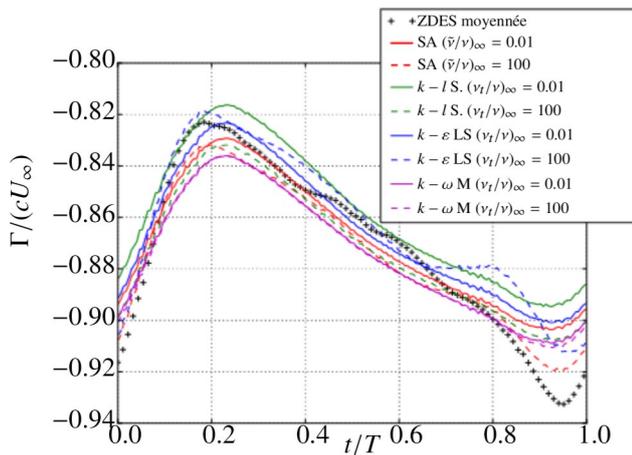


FIGURE V.12 – Circulation du vortex transformé sur une période T

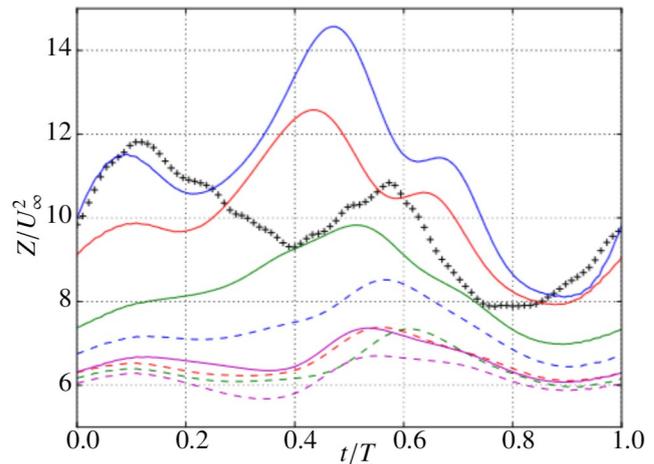


FIGURE V.13 – Enstrophie du vortex transformé sur une période T

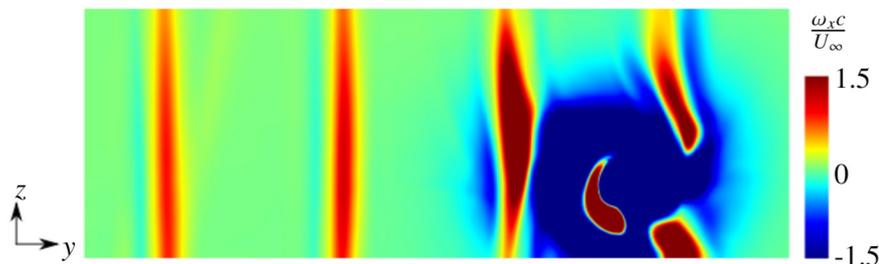


FIGURE V.14 – Champ de vorticité axiale en RANS

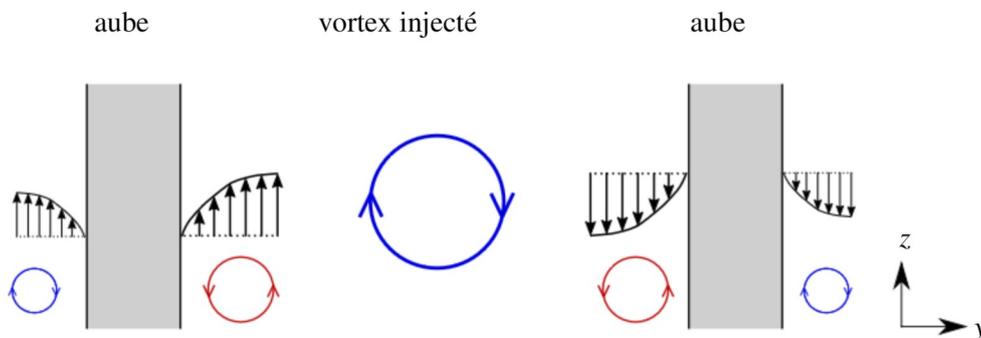


FIGURE V.15 – Représentation de la vorticité axiale ($\omega_x < 0$ en bleu, $\omega_x > 0$ en rouge) dans le sillage des aubes du fan

On constate que, pour les intervalles de temps $t/T = 0$ à 0.08 et $t/T = 0.74$ à 1.0 , tous les calculs RANS

sous-estiment la norme de circulation totale du vortex transformé. Pour les modèles de Spalart-Allmaras et $k-l$ de Smith, une diminution respective de $(\tilde{v}_t/\nu)_\infty$ et $(\nu_t/\nu)_\infty$ induit une diminution de la norme de la circulation totale du vortex transformé. Cela est probablement causé par une augmentation de la vorticité au sein des sillages. Concernant le modèle $k-\varepsilon$ LS, l'impact majeur de la diminution de $(\nu_t/\nu)_\infty$ concerne une diminution de la norme de circulation du tourbillon entre $t/T = 0.65$ et 0.78 alors que les normes de la circulation totale des autres modèles et du cas de référence sont strictement croissantes durant cet intervalle de temps. Quant au modèle $k-\omega$ Menter SST, la diminution du rapport de viscosité turbulente injecté dans le calcul a peu d'influence sur la circulation totale du tourbillon transformé.

La figure V.13 illustre la variation d'ensrophie (voir Eq. V.2) au cours du temps des quatre modèles de turbulence pour $(\nu_t/\nu)_\infty = 0.01$ et 100 ainsi que celle du cas de référence. Pour $(\nu_t/\nu)_\infty = 100$, le niveau global d'ensrophie est sous-estimé par rapport au calcul ZDES moyenné quel que soit le modèle de turbulence. On remarque une évolution similaire d'ensrophie des modèles de Spalart-Allmaras et $k-\varepsilon$ LS avec $(\nu_t/\nu)_\infty = 100$ au cours du temps, tandis que le niveau global d'ensrophie du modèle $k-\varepsilon$ LS est légèrement plus élevé que les deux autres modèles RANS. En diminuant $(\nu_t/\nu)_\infty$ à une valeur égale à 0.01 , l'ensrophie des quatre modèles augmente malgré des niveaux différents selon le modèle. L'ensrophie du modèle $k-\varepsilon$ LS atteint des niveaux proches de ceux du calcul de référence. En revanche, un excès important d'ensrophie est prévu entre les instants $t/T = 0.26$ et $t/T = 0.60$, également présent avec le modèle de Spalart-Allmaras, à un moindre niveau. Cette surestimation de l'ensrophie est caus  e par des valeurs de vorticité   lev  es selon y et z présent dans les calculs RANS dont la surévaluation est amplifi  e par la mise au carré du module de vorticité (voir Eq. V.2). Cette anomalie n'est pas présente sur le tracé de la circulation car cette dernière est calcul  e uniquement à partir de la vorticité axiale comme décrit dans l'équation V.1. Malgré la faible valeur de viscosité turbulente inject  e en entrée du domaine, le niveau d'ensrophie du modèle $k-l$ Smith est sous-estimé par rapport au calcul de référence. La diminution du $(\nu_t/\nu)_\infty$ injecté pour le modèle $k-\omega$ Menter SST induit une légère augmentation de l'ensrophie mais cette dernière reste au même niveau que celui observé pour les autres modèles de turbulence avec un $(\nu_t/\nu)_\infty$ ou $(\tilde{v}_t/\nu)_\infty$ pour le modèle de Spalart-Allmaras) injecté égal à 100 .

En somme, pour tous les modèles de turbulence testés, une diminution de $(\nu_t/\nu)_\infty$ impos  e au niveau de la condition d'injection au sein du calcul induit une augmentation globale de l'ensrophie du tourbillon transformé se rapprochant, selon le modèle, des valeurs du calcul de référence (au sens de la moyenne de phase). La diminution de viscosité turbulente permet aux structures tourbillonnaires cohérentes de se développer en limitant leur diffusion.

Comparaison temporelle locale

La figure V.16 compare tout d'abord au calcul ZDES, les variations de pression du capteur (O) situé à l'intérieur du tourbillon transformé pour les modèles de turbulence de Spalart-Allmaras, $k-\varepsilon$ LS, $k-l$ de Smith et $k-\omega$ Menter SST, pour des valeurs de $(\nu_t/\nu)_\infty$ égales à 100 et 0.01 ainsi que la valeur moyenne du calcul de référence.

Il est observé que, indépendamment des valeurs de $(\nu_t/\nu)_\infty$, la pression obtenue par les calculs RANS est surestim  e par rapport au calcul de référence moyenné. La principale différence entre les calculs RANS avec un rapport de viscosité turbulente élevé et le calcul de référence réside dans la croissance de la pression statique des modèles RANS ($(\nu_t/\nu)_\infty = 100$) entre $t/T = 0.83$ et $t/T = 1$. La réduction de $(\tilde{v}_t/\nu)_\infty$ pour les modèles de Spalart-Allmaras et de ν_t/ν pour le modèle de $k-\varepsilon$ LS entraîne une baisse de la pression statique à proximité de $t/T = 0.80$ et $t/T = 0.89$ également présente dans le calcul de référence. La simulation ZDES moyenn  e présente une amplitude maximale de fluctuation de pression d'environ 1% . De plus, la diminution de $(\nu_t/\nu)_\infty$ entraîne une augmentation de l'amplitude de fluctuation de pression au cours de la période pour les modèles de Spalart-Allmaras et $k-\varepsilon$. En revanche, cette amplitude reste inchang  e pour les modèles $k-l$ de Smith et $k-\omega$ Menter SST.

La figure V.17 montre la variation du module du vecteur vitesse du capteur (O) au sein du tourbillon

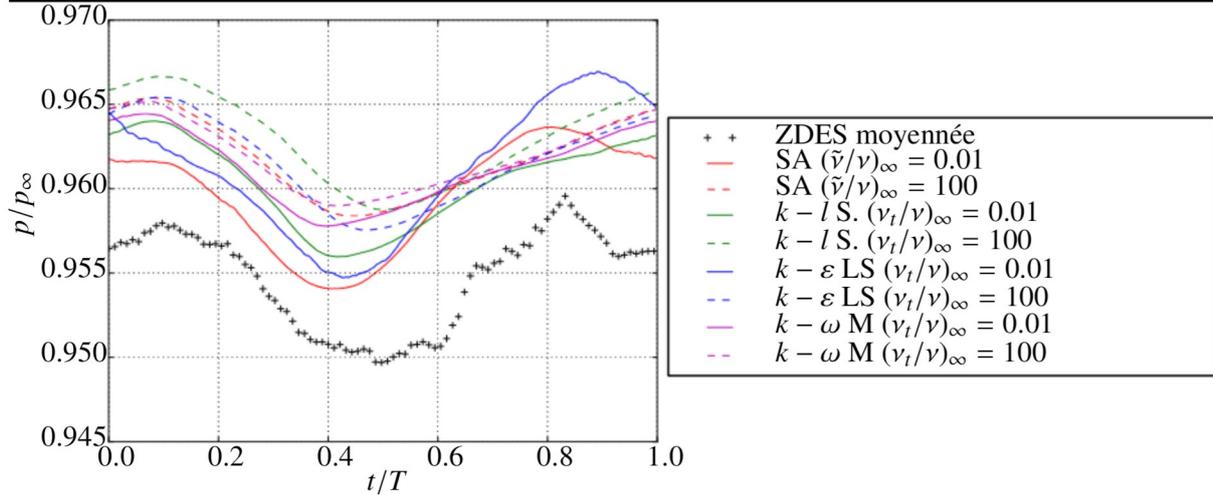


FIGURE V.16 – Évolution de la pression statique du capteur (O) sur une période

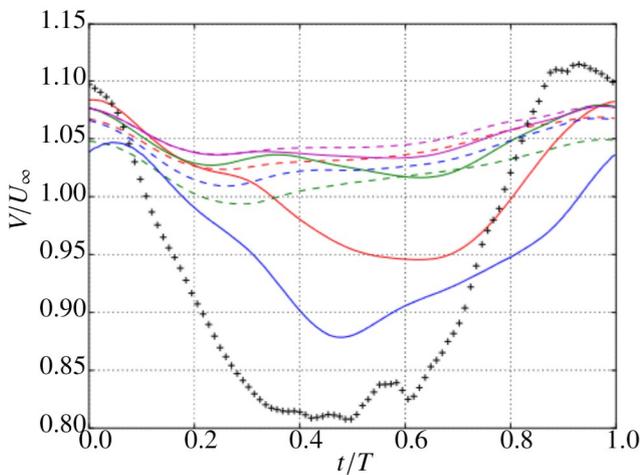


FIGURE V.17 – Évolution du module du vecteur vitesse du capteur (O) sur une période (légende sur la figure V.16)

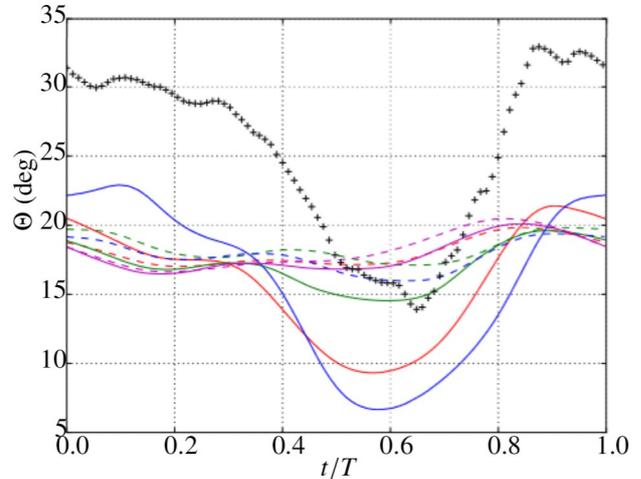


FIGURE V.18 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse du capteur (O) sur une période (légende sur la figure V.16)

transformé pour les quatre modèles de turbulence testés, avec des valeurs de $(\nu_t/\nu)_\infty$ (ou $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$ pour le modèle de Spalart-Allmaras) égales à 100 et 0.01. À $t/T = 0.5$, le signal obtenu à partir de la ZDES moyennée révèle un déficit de vitesse significatif, entraînant un écart d'environ 30 % par rapport à la valeur en $t/T = 0$. Cependant, ce déficit de vitesse est absent pour tous les modèles de turbulence avec un rapport de viscosité turbulente fixé à 100. Pour les modèles SA et $k - \varepsilon$ LS, la réduction de la viscosité turbulente injectée fait apparaître un déficit de vitesse, avec des amplitudes respectives de 13 % et 17 %. En revanche, la diminution de la viscosité turbulente injectée n'a pratiquement pas d'incidence sur le déficit de vitesse mesuré par ce capteur pour les modèles $k - l$ de Smith et $k - \omega$ Menter SST.

La figure V.18 illustre la variation de l'angle du vecteur vitesse par rapport à l'axe x , noté Θ , du capteur (O) pour les différents modèles de turbulence testés, en utilisant différentes valeurs de $(\nu_t/\nu)_\infty$. On constate une diminution de Θ atteignant une valeur minimale en $t/T = 0.65$ avec une amplitude d'environ 16° pour le signal issu de la ZDES moyennée. En revanche, l'angle du vecteur vitesse pour les résolutions RANS avec un rapport de viscosité turbulente $(\nu_t/\nu)_\infty$ égal à 100 varie peu, avec des valeurs comprises entre 20° à 16° tout le long de la période. La réduction de $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$ pour le modèle Spalart-Allmaras et celle de $(\nu_t/\nu)_\infty$ pour les modèles $k - \varepsilon$ LS et $k - l$ Smith permettent de capturer la variation Θ présente dans le calcul de

référence, avec une amplitude de 12° pour le modèle de Spalart-Allmaras et de 16° pour le modèle $k - \varepsilon$. Cependant, l'impact de la diminution de $(\nu_t/\nu)_\infty$ injecté pour le modèle $k - l$ de Smith sur la modification de Θ est faible (variation du déficit maximal de Θ d'environ 5°) et presque négligeable pour le modèle $k - \omega$ Menter SST. Il existe néanmoins un écart entre l'angle capté par la ZDES moyennées et les modèles RANS. Il est peu probable que cela soit causé par une mauvaise estimation de la déviation de l'écoulement moyen par les modèles RANS. Le capteur est probablement situé dans une zone où la topologie entre le vortex transformé issu des modèles RANS est différent de celui issu de la ZDES moyennée.

En somme, une diminution la viscosité turbulente imposée à la condition d'injection du domaine permet de mieux capter les fluctuations des différentes grandeurs aérodynamiques au niveau du capteur (O) telles que la pression statique, le module de vecteur vitesse et l'angle de l'écoulement. Cependant, les modèles de turbulence ne réagissent pas de la même façon à la diminution de $(\nu_t/\nu)_\infty$. Les signaux des modèles de turbulence étant similaires pour $(\nu_t/\nu)_\infty = 100$, la diminution de cette valeur augmente l'écart avec les quatre modèles de turbulence avec par ordre de sensibilité à ce paramètre : le modèle $k - \varepsilon$ LS, de Spalart-Allmaras, $k - l$ de Smith et $k - \omega$ Menter SST.

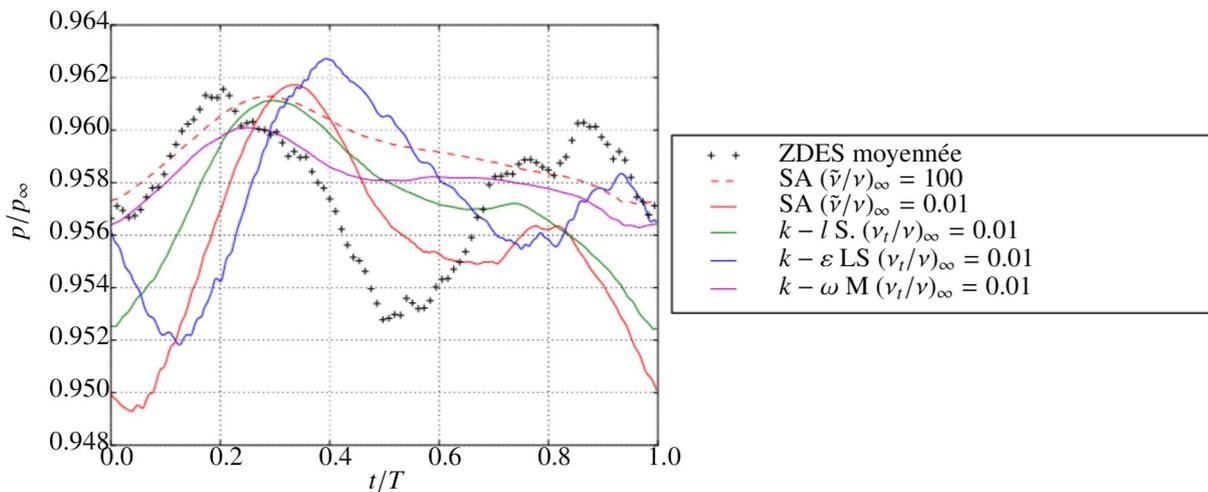


FIGURE V.19 – Évolution de la pression statique du capteur (C) sur une période

La figure V.19 montre la variation de pression statique du capteur central (C) pour les quatre modèles de turbulence, avec une valeur de $(\nu_t/\nu)_\infty$ (ou $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$ pour le modèle de Spalart-Allmaras) injectée égale à 0.01. Les tendances des signaux des modèles de turbulence avec un rapport de viscosité turbulente élevé étant similaires entre eux, seule la variation de pression du modèle de Spalart-Allmaras est représentée pour $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 100$. La variation de pression de la ZDES moyennée présente deux oscillations principales de pression au cours d'une période, dont les maxima de chaque oscillation sont atteints à $t/T = 0.21$ et $t/T = 0.86$. Bien que les signaux RANS apparaissent déphasés par rapport au signal de référence, la diminution de $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$ pour le modèle Spalart-Allmaras et de $(\nu_t/\nu)_\infty$ pour le modèle $k - \varepsilon$ LS à une valeur de 0.01 révèle deux fluctuations distinctes au sein de la période. Le maximum est atteint en $t/T = 0.8$ pour le modèle de Spalart-Allmaras et $t/T = 0.96$ pour le modèle de $k - \varepsilon$ LS. La seconde fluctuation des modèles $k - l$ Smith et $k - \omega$ Menter SST est moins marquée que pour les modèles de Spalart-Allmaras et $k - \varepsilon$ LS.

La figure V.20 illustre la variation du module du vecteur vitesse pour les résolutions RANS et la résolution ZDES moyennée au niveau du capteur (C). On observe un déficit de module de vitesse dans le calcul de référence, avec un minimum à $t/T = 0.57$ avec une amplitude relative de 17 %. Ce déficit est également présent pour le signal RANS à $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 100$, avec une amplitude similaire à celle du cas de référence, mais possédant une valeur moyenne plus faible. La réduction de la viscosité turbulente injectée entraîne une surestimation de ce déficit pour tous les modèles de turbulence, à l'exception du modèle $k - \omega$ Menter

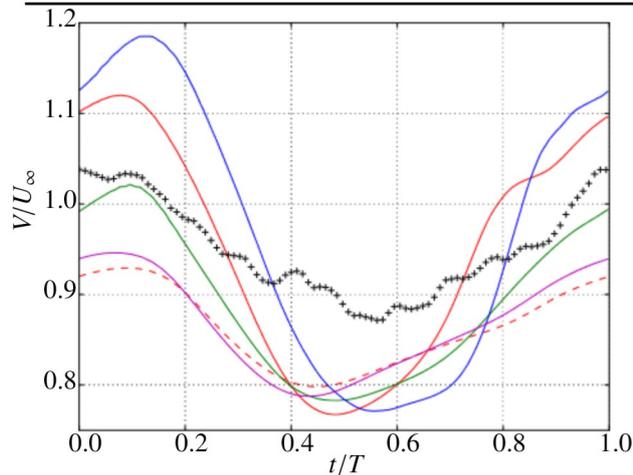


FIGURE V.20 – Évolution du module du vecteur vitesse du capteur (C) sur une période (légende sur la figure V.19)

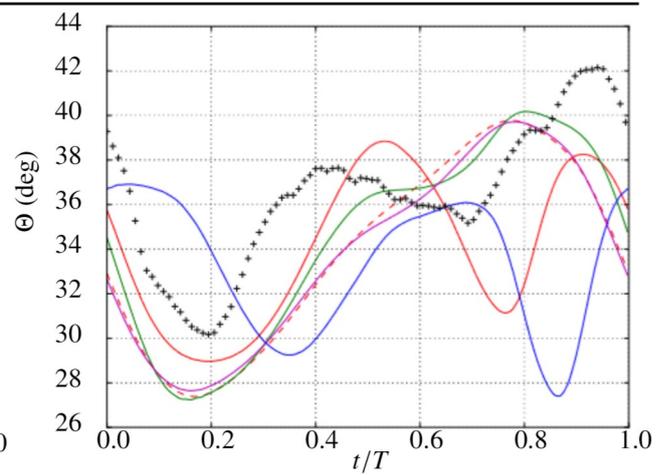


FIGURE V.21 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse du capteur (C) sur une période (légende sur la figure V.19)

SST. L'amplitude de ce déficit atteint environ 40 % pour le modèle $k - \varepsilon$, 35 % pour le modèle SA, 24 % pour le modèle $k - l$ de Smith et 16 % pour le modèle $k - \omega$ Menter SST. Dans ce cas précis, une meilleure évaluation de la diffusion turbulente est observée par le URANS avec une valeur de $(\mu_t/\mu)_\infty$ (ou $(\tilde{\mu}/\mu)_\infty$ pour le modèle de Spalart-Allmaras) élevée.

La figure V.21 illustre la variation de l'angle du vecteur vitesse par rapport à l'axe x , noté Θ , du capteur (C) pour les résolutions RANS et la résolution ZDES moyennée. Deux fluctuations sont présentes sur le signal de référence, avec des maxima locaux à $t/T = 0.41$ et $t/T = 0.93$. Le signal issu de la résolution RANS avec un $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 100$ présente un seul maximum local. Pour $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$ injecté, un nouveau maximum local apparaît pour le modèle de Spalart-Allmaras, se rapprochant de l'évolution de Θ issue du calcul ZDES moyenné, avec tout de même un déphasage important des signaux RANS. Le même comportement est observé sur le modèle $k - \varepsilon$ LS avec $(\nu_t/\nu)_\infty = 0.01$ injecté. De plus, le déphasage est maximal avec ce modèle. Les modèles $k - l$ de Smith et $k - \omega$ Menter SST sont ceux pour lesquels la diminution de la viscosité turbulente injectée dans le domaine de calcul a le moins d'impact sur la solution par rapport au modèle $k - \varepsilon$ LS. Ainsi, une diminution de $(\nu_t/\nu)_\infty$ ($(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$) pour le modèle de SA permet de mieux capturer les fluctuations de l'angle vitesse au cours de la période au niveau du capteur (C) dans le tourbillon transformé.

La figure V.22 illustre la variation de vitesse axiale du capteur H situé hors du vortex (où sa position est indiquée sur la figure IV.24 dans le chapitre IV) pour les quatre modèles de turbulence ainsi que le calcul de référence. Un déficit de vitesse est présent et correspond au passage du sillage d'une aube de fan. Le déficit de vitesse du calcul de référence est plus important que celui observé pour les modèles RANS. La diminution du rapport de viscosité turbulente au sein du modèle de Spalart-Allmaras permet d'obtenir un déficit de vitesse plus important, se rapprochant du calcul de référence. Le déficit de vitesse des modèles $k - l$ Smith et $k - \omega$ Menter SST avec un $(\nu_t/\nu)_\infty$ injecté égale à 0.01 est du même ordre que celui obtenu avec le modèle de Spalart-Allmaras à $(\nu_t/\nu)_\infty = 100$. Seuls les capteurs (C), (O) et (H) sont utilisés pour la comparaison temporelle locale de l'influence du rapport de viscosité turbulente imposé en entrée du domaine de calcul sur la solution. En effet, ces capteurs sont ceux pour lesquels l'influence de la modification de cette grandeur sur le signal temporel est le plus marqué. Il est à noter que les signaux de certains capteurs, en particulier le S-O, sont assez différents de celui issu du calcul de référence quel que soit le rapport de viscosité injecté dans le calcul. La pression statique, le module du vecteur vitesse ainsi que son angle des autres capteurs au niveau du plan C à l'exception du modèle $k - \omega$ Menter sont présentés

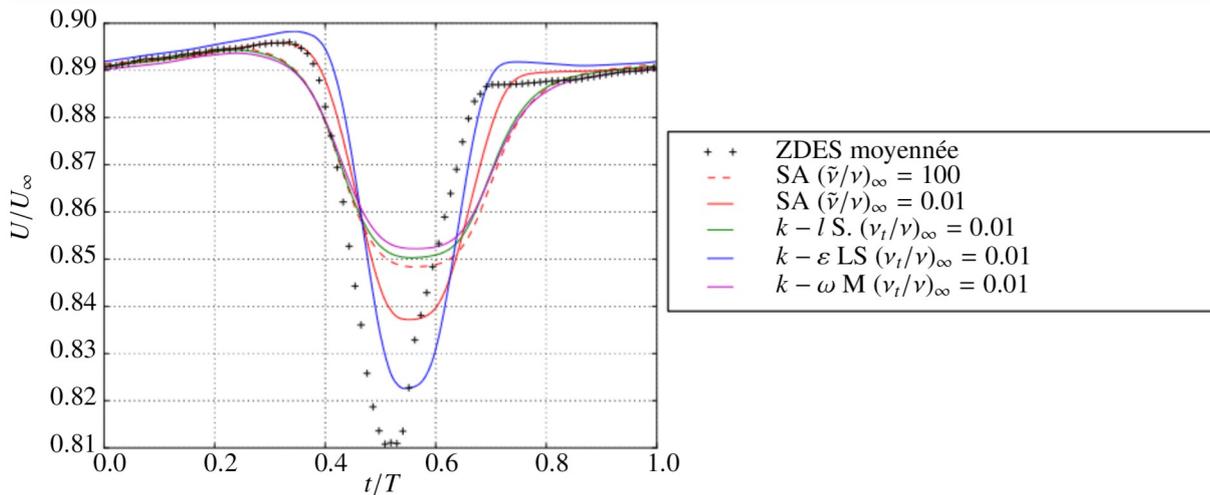


FIGURE V.22 – Evolution de la vitesse axiale du capteur (H) sur une période

dans l'annexe 2.

En somme, pour chaque modèle de turbulence évalué, la diminution du rapport de viscosité turbulente (pseudo-viscosité turbulente dans le cas du modèle de Spalart-Allmaras) permet d'obtenir, d'après les critères utilisés dans cette section, des structures tourbillonnaires moyennes plus intenses, se rapprochant du calcul de référence. D'abord d'un point de vue global, la diminution du rapport de viscosité turbulente augmente l'ensrophie du tourbillon transformé, approchant le calcul de référence. Dans le cas des modèles de Spalart-Allmaras et de $k-\epsilon$ LS, l'ensrophie est néanmoins légèrement surestimée, permettant tout de même d'être conservatif sur les fluctuations des grandeurs aérodynamiques, et par conséquent, les fluctuations obtenues sur les OGV. D'un point de vue local, la diminution du rapport de viscosité permet d'obtenir des fluctuations de pression statique, du module de vecteur vitesse et de son angle se rapprochant de celles du calcul de référence. Il est alors recommandé de diminuer $(\nu_t/\nu)_\infty$ afin d'obtenir une bonne représentation des fluctuations aérodynamiques au sein du tourbillon transformé. En revanche, la réponse des modèles de turbulence à la diminution du rapport de viscosité turbulente est différente d'un modèle à l'autre.

Comparaison spectrale

La figure V.23 montre la densité spectrale de puissance de la quantité de mouvement axiale du capteur (C) au plan C du calcul ZDES, et des calculs RANS pour les valeurs $(\mu_t/\mu)_\infty = 0.01$ (resp. 100), utilisant le modèle de Spalart-Allmaras. L'énergie des fluctuations pour les signaux URANS est principalement concentrée sur la fréquence de passage du sillage et ses harmoniques en raison de l'absence de fluctuations de vitesse à haute fréquence résolues au sein de l'écoulement. La formulation RANS capte principalement les structures fluctuantes dont les fréquences sont des multiples de $1/T$, ce qui correspond à la fréquence de passage du vortex le long d'une section interaube. Cela est dû à la diffusion importante du modèle de turbulence, induite par la viscosité turbulente, empêchant les fluctuations à haute fréquence de se développer. Dans notre cas, les formulations URANS ne capturent pas parfaitement les phénomènes aérodynamiques induits par l'interaction entre la soufflante et le tourbillon à des fréquences qui ne sont pas des multiples de la fréquence de passage du sillage des aubes du fan. La simulation ZDES permet de capturer les fluctuations aérodynamiques à large bande, en particulier les structures turbulentes provenant du sillage traité en LES et du tourbillon transformé. Dans un cas industriel, on ne peut pas affirmer si une simulation URANS est parfaitement appropriée pour calculer l'excitation aérodynamique de l'OGV dans la zone d'impact du tourbillon transformé pour des fréquences qui ne sont pas multiples de la fréquence de passage d'aube. La simulation ZDES, quant à elle, permet de capturer les fluctuations aérodynamiques

à large bande. Dans le cas des simulations RANS sur la figure V.23, une diminution de $(\tilde{\nu}/\nu)_{\infty} = 0.01$ induit une augmentation du niveau spectral par rapport à celui calculé avec $(\tilde{\nu}/\nu)_{\infty} = 100$ sur toutes les fréquences. La diminution du rapport de viscosité turbulente à l'injection de la simulation RANS permet l'augmentation de l'intensité des fluctuations de vitesse sur toutes les fréquences en diminuant la diffusion causée par le modèle de turbulence.

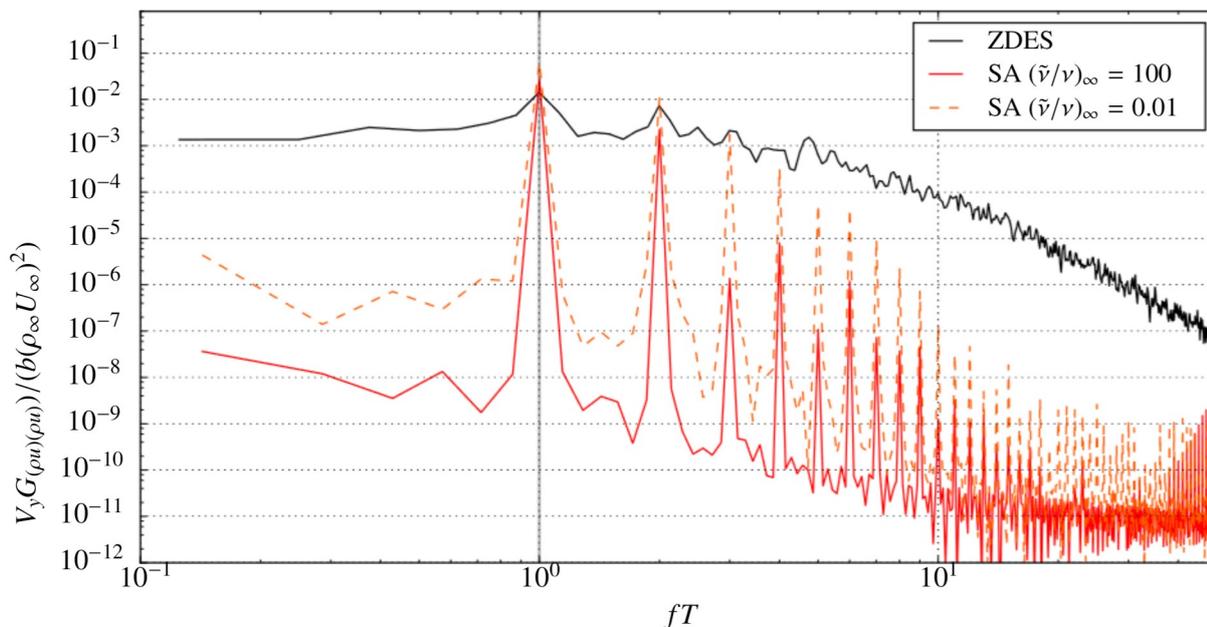


FIGURE V.23 – Densité spectrale de puissance de la quantité de mouvement axiale

Comparaison spatiale

La figure V.24 illustre le champ de vorticité du plan C à différents instants pour les résolutions ZDES moyennée et RANS issu du modèle de Spalart-Allmaras pour les deux rapports de pseudo-viscosité turbulente injecté $(\tilde{\nu}/\nu)_{\infty}$. Cette comparaison permet d'étudier la répartition spatiale de la vorticité sur le plan C , situé près du bord d'attaque des OGV fictifs. D'un point de vue global, on constate à chaque instant des niveaux de vorticité plus élevés au cœur du tourbillon pour le calcul RANS avec un rapport de viscosité turbulente égale à 0.01 par rapport à celui avec $(\tilde{\nu}/\nu)_{\infty} = 100$. De plus, la topologie de l'écoulement global, en particulier la position des sillages par rapport au cœur du vortex transformé, est similaire pour les résolutions RANS et ZDES moyennée, malgré le bruit numérique induit par la convergence imparfaite de la moyenne de phase de la vorticité. En effet, les grandeurs impliquant un gradient (ici de vitesse) convergent moins vite que les grandeurs conservatives.

Aux instants $t = 0$, $t = \frac{1}{6}T$, $t = \frac{2}{6}T$, d'importantes différences sont présentes dans le cœur du tourbillon entre les deux calculs RANS. En effet, le champ pour $(\tilde{\nu}/\nu)_{\infty} = 0.01$ possède des régions où la vorticité est beaucoup plus élevée que dans le champ à $(\tilde{\nu}/\nu)_{\infty} = 100$. L'écart de champ de vorticité la plus importante entre les deux calculs se trouve à $t = \frac{2}{6}T$, instant où l'enstrophie semble surestimée d'après la figure V.28 dans le cas avec $(\tilde{\nu}/\nu)_{\infty} = 0.01$ par rapport au cas de référence. Cela est causé par un excès de vorticité selon y et z au niveau de la zone où la norme de la vorticité est maximale.

Aux instants $t = \frac{3}{6}T$, $t = \frac{4}{6}T$, et $t = \frac{5}{6}T$, l'écart d'intensité de vorticité dans le cœur du tourbillon transformé entre les calculs RANS est moindre par rapport aux trois premiers instants. Les topologies des champs de vorticité sont également proches. Même si la convergence de la moyenne de phase de la vor-

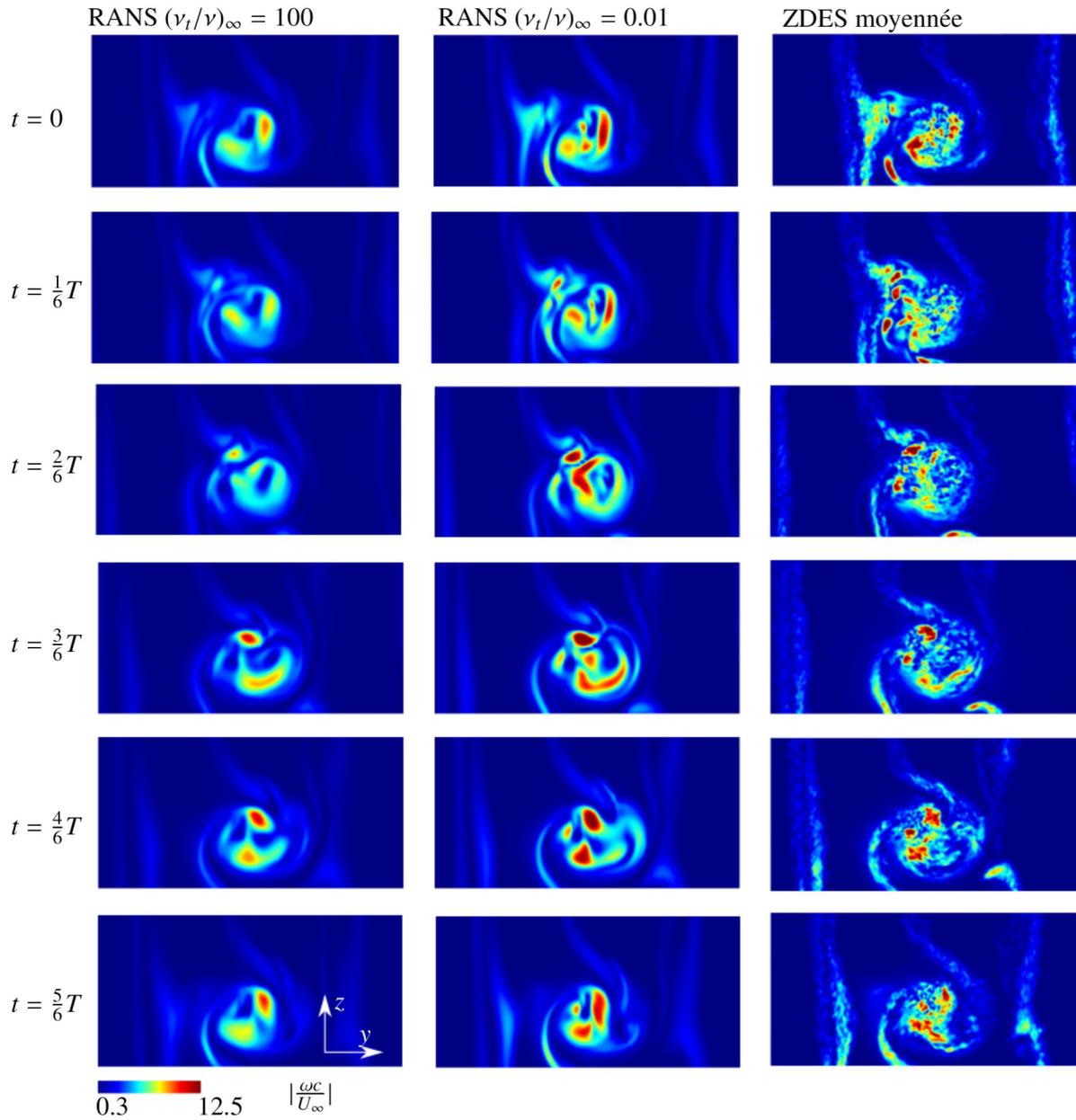


FIGURE V.24 – Champs de vorticité du plan C à différents instants

ticité n'a pas été vérifiée, des zones de fortes concentration de cette grandeur dans le cœur du tourbillon transformé coïncident avec celles du calcul de référence aux instants $t = 3/6T$, $t = 4/6T$, et $t = 5/6T$. Il est assez peu probable que ces zones présentes dans le calcul ZDES soient causées par du bruit statistique. Pour ces mêmes instants, le calcul RANS avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$ permet d'obtenir des zones de concentration de vorticité se rapprochant de celles présentes dans le champ de la ZDES moyennée en phase.

En résumé, d'après les comparaisons présentées dans la figure B.19, la diminution de la viscosité turbulente injectée dans le calcul permet d'obtenir une meilleure représentativité du tourbillon transformé entre $t = 0$ et $t = 0.2$. De plus, cela améliore la représentativité de la répartition spatiale de la vorticité au

sein du cœur du tourbillon transformé sur l'intervalle de temps $t = 0.6$ à $t = 1$. Cependant, on constate une surestimation de la vorticité située au centre du cœur du tourbillon transformé entre $t = 0.2$ et $t = 0.6$, dont l'excès d'intensité est indirectement visible par l'excès d'ensrophie sur la figure V.13.

Les figures V.25 et V.26 présentent une iso-surface de critère Q colorée par les niveaux de vorticité pour les calculs RANS utilisant le modèle de Spalart-Allmaras avec des rapports de viscosité turbulente injectés $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty$ égaux à 100 et 0.01. On observe dans les deux cas une absence de structures turbulentes résolues dans les sillages. La topologie des portions P1 et P2 paraît similaire lorsque nous comparons les modélisations RANS. Pour ces deux calculs, l'interaction entre le sillage de l'aube et le vortex séparant les portions de tourbillon P2 et P3 est visible sur le critère Q avec un taux de vorticité élevé. Une intensité de vorticité plus élevée est néanmoins observée pour le calcul avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$. La forme des portions P3 est également similaire, bien qu'une concentration en vorticité plus élevée soit observée à l'extrémité avale de cette portion pour le calcul avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$ par rapport à celui avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 100$. En aval de la portion P3, les différences entre les deux résolutions augmentent, avec des variations de la topologie des structures tourbillonnaires et des intensités de vorticité. Le contenu tourbillonnaire du calcul URANS avec un faible rapport de viscosité injecté semble, comme attendu, plus riche que celui obtenu avec une valeur de pseudo-viscosité turbulente plus élevée. Cette différence se maintient au niveau du plan C, proche du bord d'attaque des OGV fictifs. Ce constat est cohérent avec les analyses effectuées à l'aide de la figure B.19, où la diminution de la viscosité turbulente imposée dans la condition d'injection du domaine limite la diffusion, favorisant ainsi le développement des structures tourbillonnaires au cœur du tourbillon transformé.

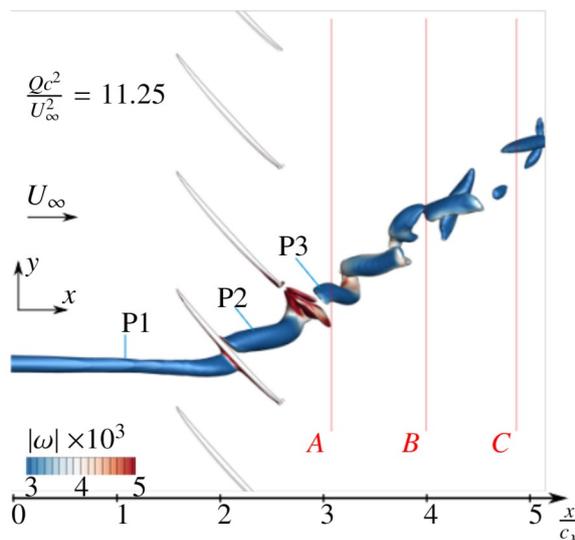


FIGURE V.25 – Iso-surface de critère Q avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 100$

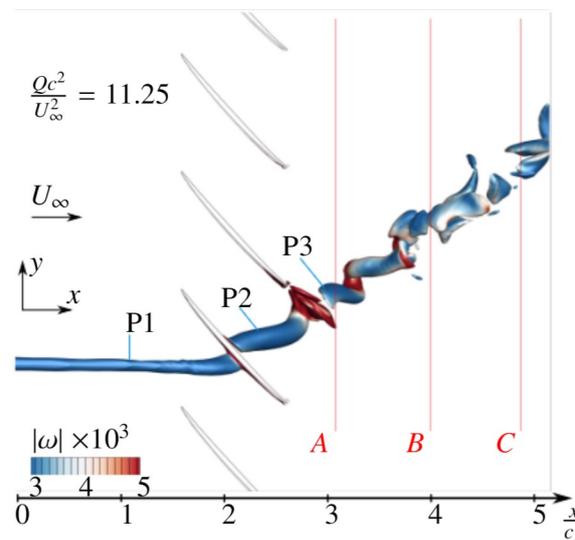


FIGURE V.26 – Iso-surface de critère Q avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$

1.2.5 Méthode de production de l'énergie cinétique turbulente

Comme évoqué dans la section 1.2.2, le terme de production de l'énergie cinétique turbulente présent dans les modèles à deux équations de transport peut s'écrire avec le tenseur taux de déformation inclus dans le tenseur de Reynolds dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq présentée dans la section 1.2 du chapitre III, ou avec le module du tenseur taux de rotation dont les expressions sont présentées dans la formule V.3 du même chapitre. Deux calculs RANS utilisant le modèle $k-l$ de Smith avec le schéma de Roe ainsi

qu'un rapport de viscosité turbulente imposé à l'injection du domaine égal à 100 sont étudiés, l'un avec un terme de production de l'énergie cinétique turbulente calculé avec le tenseur taux de déformation (noté $k - l(S)$) et l'autre avec le tenseur taux de rotation ($k - l(\Omega)$).

Comparaison temporelle globale

La figure V.27 illustre la variation de la circulation du tourbillon transformé au plan C au cours du temps pour les deux modélisations RANS introduites ci-dessus, ainsi que le calcul de référence. Les variations de circulation des calculs RANS suivent la même tendance que le calcul de référence, avec une circulation plus élevée dans le cas du calcul avec la production utilisant le tenseur taux de déformation. Cela est probablement causé par une surestimation de la vorticité selon x au sein du vortex transformé.

La figure V.28 illustre la variation de l'ensrophie du tourbillon transformé au plan C au cours du temps pour les deux résolutions RANS avec les deux méthodes de production de l'énergie cinétique turbulente, ainsi que pour le calcul de référence. On observe tout d'abors un écart en niveau d'ensrophie important par rapport à la ZDES pour les deux approches RANS. Dans une moindre mesure, on remarque des valeurs d'ensrophie plus faibles pour le calcul utilisant le terme de production d'énergie cinétique turbulente (Ω). Cette méthode de calcul de production de l'énergie cinétique turbulente semble atténuer les gradients de vitesse des structures tourbillonnaires moyennes au sein du tourbillon transformé par le biais de la diffusion li  e à la turbulence mod  lis  e, plus   lev  e dans le cas $k - l(\Omega)$.

La figure V.29 représente le champ de ν_t/ν du plan C pour les modélisations RANS utilisant le tenseur taux de rotation ($k - l(\Omega)$) et le tenseur taux de déformation (noté $k - l(S)$) pour le calcul de la production d'énergie cinétique turbulente. Le champ de ν_t/ν est principalement concentré au sein du cœur du tourbillon transformé, avec des valeurs atteignant 8500, tandis que les zones de sillage possèdent des valeurs d'environ 300. Cette zone de concentration   lev  e au cœur du tourbillon transformé est également présente dans le calcul $k - l(S)$, mais avec une intensité atteignant seulement 3000. Les valeurs atteintes dans le sillage pour ce mode de résolution atteignent 400. L'occurrence de valeurs   lev  es de ν_t/ν dans le cœur du tourbillon transformé dans le cas de $k - l(\Omega)$ provient de la forte présence de vorticité li  e à la topologie de cet écoulement moyen. La production d'énergie cinétique turbulente étant proportionnelle au module du tenseur taux de rotation, une forte production de viscosité turbulente est alors g  n  r  e. Cette importante concentration de fortes valeurs de ν_t/ν au sein du cœur du tourbillon transformé limite ainsi le développement de structures tourbillonnaires du champ moyen, ce qui est visible sur les valeurs un peu plus faibles d'ensrophie du tourbillon transformé dans le cas du calcul $k - l(\Omega)$.

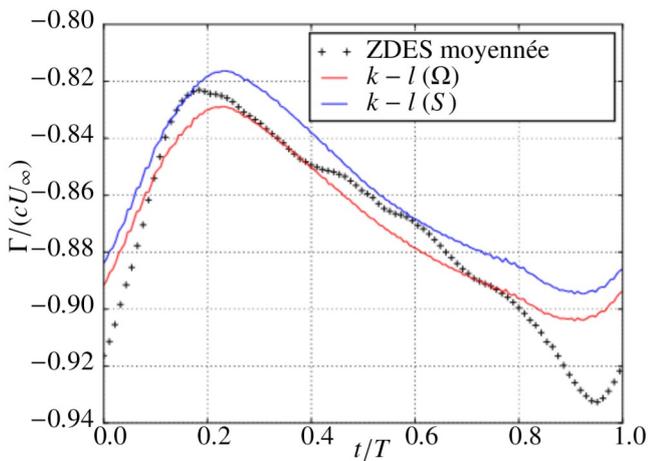


FIGURE V.27 – Circulation du vortex transformé sur une période T .

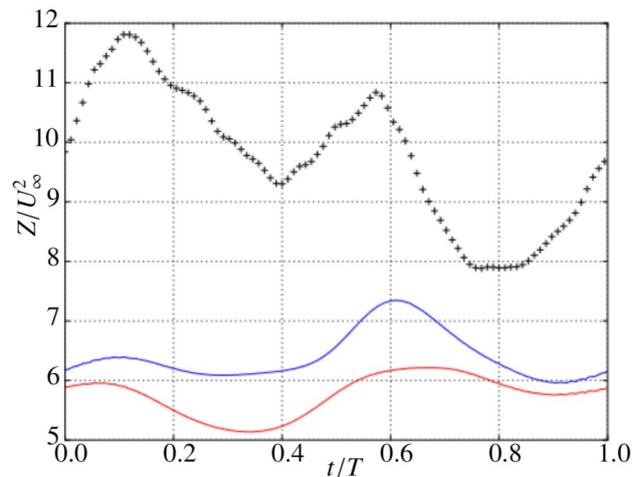


FIGURE V.28 – Enstrophie du vortex transformé sur une période T .

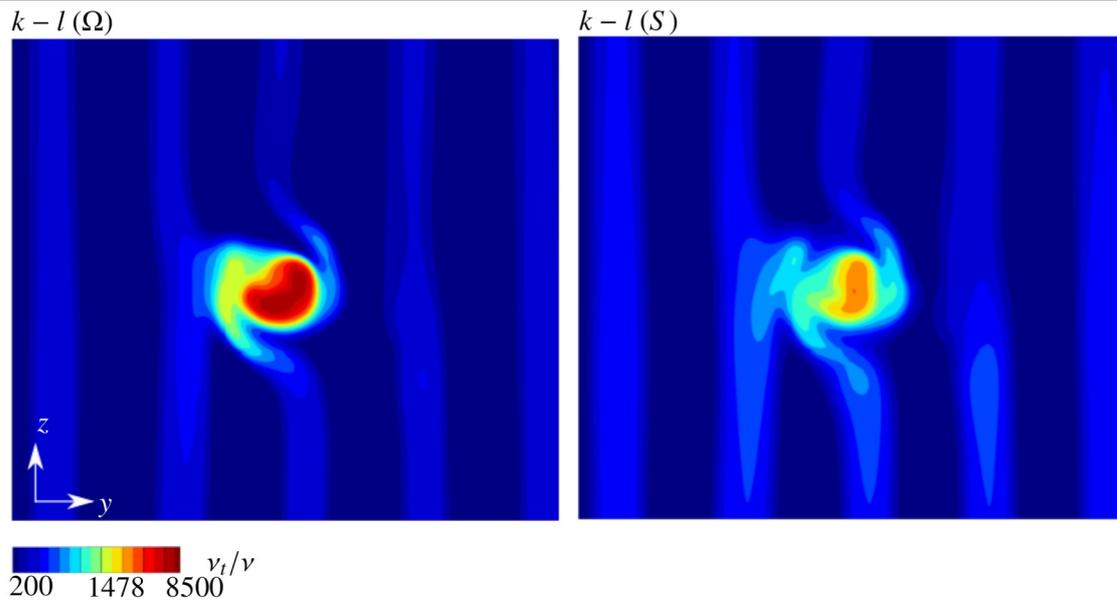


FIGURE V.29 – Champs de ν_t/ν du plan C à l'instant $t = 0$ (échelle logarithmique)

Il est important de noter que la modification de la méthode de calcul de production de l'énergie cinétique turbulente peut avoir des conséquences sur l'écoulement moyen en dehors du tourbillon transformé, en particulier sur les sillages. En effet, un fort taux de déformation des particules fluides est présent au niveau du bord d'attaque des aubes et dans les couches limites. Mécaniquement, le terme de production d'énergie cinétique turbulente basé sur le tenseur taux de déformation augmente considérablement au niveau du point d'arrêt, entraînant une surproduction non-physique de viscosité turbulente à ce niveau (appelée anomalie du point d'arrêt). Cet excès de viscosité turbulente au bord d'attaque peut être convecté jusqu'au sillage de l'aube, engendrant par la suite un excès de viscosité turbulente au sein du sillage. Ce phénomène peut être atténué grâce à différents limiteurs affectant le terme de production de l'énergie cinétique turbulente [15].

1.2.6 Influence de la correction de rotation du modèle de SA

Le cœur du tourbillon transformé est une zone de vorticité de forte intensité, comme décrit dans les sections 1.2.4 et 1.2.5. Or, la méthode de production de $\tilde{\nu}$ dans l'équation de transport du modèle de Spalart-Allmaras est basée sur le module du tenseur taux de rotation, ce qui peut entraîner une surproduction de la viscosité turbulente en présence de vorticité dominant le taux de déformation, par exemple dans les structures tourbillonnaires. La correction de rotation SA-R [18] du modèle de Spalart-Allmaras permet de limiter la production de la viscosité turbulente dans ces cas spécifiques en comparant le module du tenseur taux de rotation et celui du tenseur taux de déformation.

Circulation et enstrophie

La figure V.30 illustre l'évolution de la circulation du tourbillon transformé au cours du temps, mettant en évidence l'impact de la correction de rotation sur deux jeux de paramètres différents : le modèle Spalart-Allmaras avec le schéma AUSM+(P) et $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$, et le même modèle de turbulence avec le schéma de Roe et $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 100$. La correction de rotation n'a quasiment aucune influence sur la circulation du tourbillon transformé. En revanche, une différence d'enstrophie apparaît par l'activation de la correction de rotation pour les deux jeux de paramètres testés. Dans le cas du calcul avec un rapport de viscosité turbulente injecté égal à 100, la correction de rotation entraîne une augmentation de l'enstrophie tout en conservant les mêmes tendances d'évolution temporelle qu'en l'absence de correction de rotation. Cette

augmentation est d'environ 24 % à $t/T = 0.55$, se rapprochant de la valeur de référence issue de la ZDES moyennée. Pour le second jeu de paramètres, l'augmentation relative de l'ensrophie est du même ordre de grandeur que pour le premier, avec une augmentation relative de 22 % à $t/T = 0.39$. Cela est causé par la présence de structures tourbillonnaires d'intensité plus élevée dans le cas avec la correction de rotation, favorisées par la diminution de la diffusion causée par le modèle de turbulence.

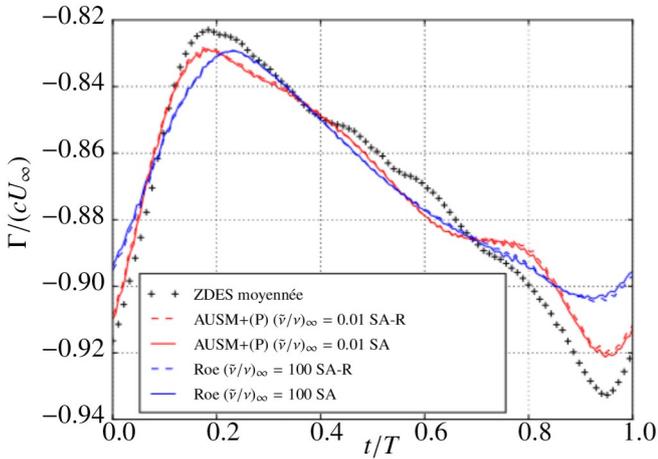


FIGURE V.30 – Circulation du vortex transformé sur une période T

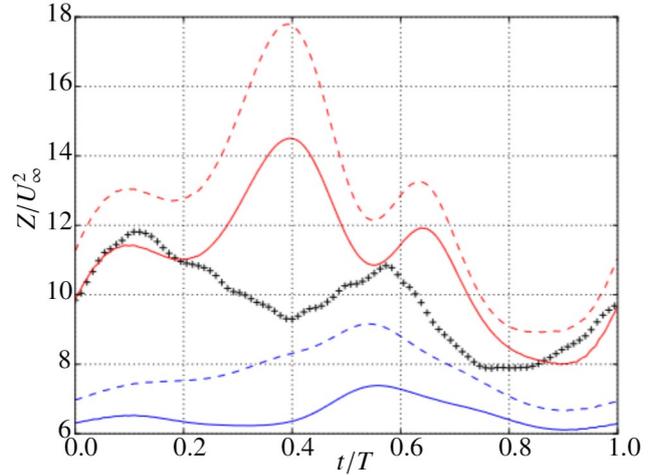


FIGURE V.31 – Enstrophie du vortex transformé sur une période T

Champs de viscosité turbulent

La figure V.32 illustre les champs de ν_t/ν au plan C des calculs utilisant le modèle de Spalart-Allmaras sans (à gauche) et avec (à droite) la correction de rotation SA-R. On constate une valeur de ν_t/ν très élevée au cœur du tourbillon transformé sans correction de rotation SA-R avec un maximum d'environ 2000, tandis que les valeurs de ν_t/ν au sein du sillage se situent entre 100 et 150. Dans le cas du tourbillon transformé avec correction de rotation, la concentration de ν_t/ν atteint une valeur maximale d'environ 500, localisée au même point que le maximum de ν_t/ν du calcul sans correction de rotation. Cette diminution de viscosité turbulente au sein du cœur du tourbillon transformé réduit la diffusion au sein de l'écoulement, favorisant le développement de structures tourbillonnaires concentrées en vorticité. Cela entraîne une augmentation de l'ensrophie contenue dans le tourbillon transformé visible sur la figure V.31.

En résumé, la correction de rotation (SA-R) permet d'obtenir des niveaux plus élevés de vorticité au sein du tourbillon transformé par l'intermédiaire d'une diminution de production de viscosité turbulente dans le cœur du vortex, où les gradients de vitesse sont importants. La diffusion du modèle de turbulence est alors diminu e à cet endroit. En revanche, l'ensrophie du tourbillon transformé pour le cas avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$ avec correction de rotation, déjà sur valu e sans correction de rotation (et $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$), est surestim e comme illustré sur la figure V.31. La correction de rotation n'est donc pas nécessaire dans le cas avec $(\tilde{\nu}/\nu)_\infty = 0.01$. En effet, la production de viscosité turbulente dans le cas où cette grandeur est initialement faible n'engendre pas de production anormalement  lev e.

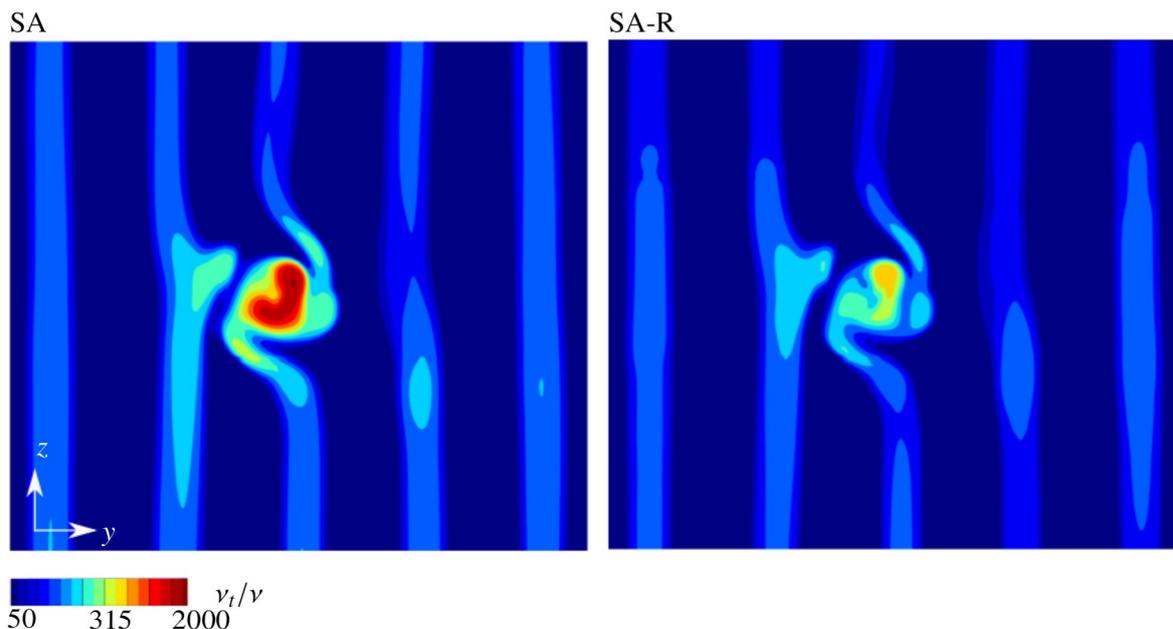


FIGURE V.32 – Effet de la correction de rotation sur les champs de v_t/v du plan C à l'instant $t = 0$

2 Recommandations pour la simulation basse-fidélité dans le cadre d'un calcul de réponse forcée

2.1 Rapport de viscosité turbulente injecté dans le domaine

Quel que soit le modèle de turbulence utilisé, les solutions RANS avec un rapport de viscosité turbulente injecté élevé (environ égal à 100) ne permettent pas de représenter convenablement les structures tourbillonnaires cohérentes au vu de la sous-estimation des valeurs d'ensrophie décrite dans la section 1.2.4 par rapport au calcul de référence. Les cartographies de vorticité montrent en particulier une sous-estimation de la vorticité au cœur du tourbillon transformé. Une diminution de $(v_t/v)_\infty$ est similaire (ou du $(\bar{v}/v)_\infty$ dans le cas du modèle de Spalart-Allmaras) à une valeur de 0.01 permet de se rapprocher du calcul de référence, bien qu'une surestimation de la vorticité soit observée sur un intervalle de temps de $t/T = 0.2$ à $t/T = 0.6$ dans le cas des modèles de Spalart-Allmaras et $k-\varepsilon$ LS. Dans le contexte d'un calcul de réponse forcée, la source d'excitation aérodynamique provient du tourbillon transformé par les aubes du fan. Il semble alors préférable de surestimer la concentration en vorticité des structures tourbillonnaires au sein du tourbillon transformé pendant un certain intervalle de temps, plutôt que de la sous-estimer pendant l'intégralité de la période. Cela permet d'être conservatif sur les efforts aérodynamiques. Ainsi, il est recommandé d'injecter dans le calcul un rapport de viscosité $(v_t/v)_\infty$ faible, de l'ordre de 0.01.

2.2 Modèle de turbulence

Dans la section 1.2.4, nous avons décrit les différentes réactions des modèles de turbulence face à la réduction du rapport de viscosité turbulente dans le calcul. Dans le cadre de cette étude, les modèles $k-\omega$ Menter SST et $k-l$ Smith se sont révélés trop dissipatifs malgré la forte diminution du rapport de viscosité turbulente. Quant au modèle $k-\varepsilon$ LS, qui présente une faible dissipation, il est difficile à initialiser avec de faibles valeurs de v_t/v . En effet, la couche limite attachée a tendance à rester laminaire. Par conséquent, il est nécessaire d'initialiser le calcul avec un champ présentant une viscosité turbulente relativement élevée au sein de la couche limite. De plus, on observe un déphasage important des signaux provenant des capteurs suivant le vortex pour ce même modèle. Dans le contexte d'un calcul RANS de réponse forcée,

la recommandation est d'utiliser le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. Ce choix se justifie par la robustesse de ce modèle et sa capacité à représenter efficacement les structures tourbillonnaires à l'intérieur du tourbillon transformé.

2.3 Schéma de discrétisation spatiale

Le choix du schéma numérique utilisé pour les calculs RANS a également une influence sur le résultat, comme décrit dans la section 1.2.3. Le schéma AUSM+(P) semble légèrement moins dissipatif que le schéma de Roe, avec une concentration des zones de vorticité plus  lev e au sein du cœur du tourbillon transformé. En revanche, une répartition spatiale de vorticité entre les deux schémas étudiés au niveau du plan C, dans le cas du modèle de Spalart-Allmaras, sont semblables. Même si le choix du schéma de discrétisation spatiale n'a que très peu d'influence sur les caractéristiques aérodynamiques du vortex en amont de la grille d'aubes, le schéma AUSM+(P) permet d'obtenir une meilleure conservation des niveaux de vorticité en $x = 0$ tout le long de son axe par rapport au schéma de Roe. Il est donc préférable d'opter pour le schéma AUSM+(P). Cependant, le schéma de Roe peut être utilisé pour augmenter la robustesse du calcul tout en gardant un vortex transformé similaire à celui obtenu avec le schéma AUSM+(P).

2.4 Méthode de production de l'énergie cinétique turbulente

Dans le cas de l'utilisation de modèles de turbulence à deux équations de transport, le calcul du terme productif de l'énergie cinétique turbulente dans l'équation de k peut être effectué à l'aide du tenseur taux de déformation ou taux de rotation. Le champ résultant de l'interaction entre le fan et le vortex présente une vorticité moyenne  lev e pouvant conduire à une viscosité turbulente importante au niveau du cœur du tourbillon transformé, comme décrit dans la section 1.2.5. L'utilisation du tenseur taux de déformation permet de réduire la viscosité turbulente dans le cœur du tourbillon transformé. Néanmoins, cette méthode peut entraîner une surproduction de viscosité turbulente localis e au point d'arrêt, au niveau du bord d'attaque des aubes du fan comme décrit dans la section 1.2.5. Il est alors préférable d'utiliser une méthode de calcul de la production de l'énergie cinétique turbulente bas e sur le tenseur taux de rotation, à condition d'avoir une viscosité turbulente inject e faible. Dans ce cas, le terme de production de l'énergie cinétique turbulente est composé du produit de la viscosité dynamique turbulente et du module du tenseur taux de rotation. Ainsi, une faible valeur de viscosité turbulente permet de compenser la forte valeur du carré du module du tenseur taux de rotation au sein de ce produit. Si l'utilisateur souhaite tout de même utiliser la méthode de production d'énergie cinétique turbulente bas e sur le tenseur taux de déformation, il est recommandé d'utiliser un limiteur de production afin d'éviter une surproduction d'énergie cinétique turbulente aux points d'arrêt.

3 Bilan

Le chapitre V a permis d'analyser l'influence de différents paramètres de modélisation de la turbulence sur l'interaction fan/vortex du cas académique en le comparant au calcul haute-fidélité moyenné en phase et présenté dans le chapitre IV. Les paramètres influant directement la topologie de l'interaction entre les aubes du fan et le vortex par ordre d'importance décroissante sont le rapport de viscosité turbulente inject e au sein du domaine, le modèle de turbulence, et la façon de calculer la production de l'énergie cinétique turbulente. Dans une moindre mesure, le schéma spatial modifie en particulier la vorticité au sein du tourbillon injecté. La topologie globale du vortex transformé ainsi que les principaux phénomènes physiques mis en jeu au sein de l'interaction fan/vortex, notamment la déviation des portions de tourbillon haché, sont relativement bien captés par les modèles RANS. Une analyse de la circulation et de l'enstrophie montre néanmoins des écarts relativement importants du champ de vorticité dans le cœur du vortex transformé. De

plus, des fluctuations de grandeurs aérodynamiques telles que la pression, la vitesse et l'angle de l'écoulement peuvent varier en fonction du rapport de viscosité turbulente injecté au sein du domaine de calcul. Aussi, une recommandation des différents paramètres numériques étudiés en vue d'une simulation RANS de l'interaction fan/vortex est présentée en prenant en compte la facilité d'utilisation et la précision du résultat en comparaison du calcul de référence moyenné. Les paramètres numériques retenus sont : le modèle de Spalart-Allmaras, un rapport de viscosité turbulente injecté au sein du domaine égale à 0.01 et le schéma spatial AUSM+(P).

Le chapitre suivant a pour objectif la réalisation d'un calcul RANS d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex afin de simuler la source d'excitation aérodynamique des OGV en prenant en compte les recommandations des paramètres de modélisation de la turbulence pour une interaction fan/vortex présentées dans ce chapitre.

Troisième partie

Prévision de la réponse forcée des OGV sous ingestion de vortex de sol

Étude de la source d'excitation aérodynamique des OGV dans un contexte industriel

Ce chapitre a pour objectif d'analyser la source d'excitation aérodynamique des OGV dans un contexte industriel, à savoir l'interaction entre le fan d'un moteur UHBR et un vortex de sol jusqu'à la grille OGV, en utilisant une approche de calcul RANS. Dans un premier temps, la mise en œuvre du calcul aérodynamique est présentée, en détaillant la topologie du domaine de calcul, le maillage et les paramètres numériques choisis en s'appuyant sur l'étude effectuée dans le chapitre V. L'injection du tourbillon est également détaillée. Ses caractéristiques aérodynamiques sont choisies afin d'être représentatives des essais effectués par l'industriel. La topologie de l'écoulement est étudiée avec une analyse des phénomènes aérodynamiques impliqués dans la fluctuation des efforts subies par les OGV pour différents sens de rotation du tourbillon. Cette étude permet de mieux comprendre les interactions entre le fan et le vortex dans le contexte industriel étudié. Enfin, le chargement aérodynamique des OGV soumis au vortex transformé est examiné grâce à une analyse spectrale. Cette approche permet d'identifier les fréquences caractéristiques et le module de la composante harmonique des fluctuations d'effort des différents OGV soumis à l'interaction avec le tourbillon transformé.

Sommaire

1	Mise en place du calcul aérodynamique	128
1.1	Contexte	128
1.2	Domaine de calcul et conditions aux limites	128
1.3	Maillage et paramètres numériques	130
1.4	Ingestion du vortex	132
1.5	Convergence	133
2	Topologie de l'écoulement	133
2.1	Interaction fan/vortex	134
2.2	Interaction vortex transformé/OGV	136
3	Étude du chargement des OGV	138
3.1	Analyse des signaux	138
4	Bilan	141

1 Mise en place du calcul aérodynamique

1.1 Contexte

Le motoriste a observé, lors des essais de vent de travers sur les démonstrateurs UHBR, une réponse forcée non-négligeable de certains OGV selon un mode particulier à un point de fonctionnement précis. Afin de simuler numériquement cette réponse forcée dans des conditions similaires, un calcul préliminaire purement aérodynamique est nécessaire pour se positionner au point de fonctionnement représentatif des essais. Ce point de fonctionnement est choisi pour que la fréquence de la source d'excitation aérodynamique, correspondant au hachage du vortex par les aubes du fan, coïncide avec la fréquence propre du mode d'OGV sollicité lors de l'essai. La fréquence de la source d'excitation aérodynamique est directement déterminée par la vitesse de rotation du fan. En utilisant la notation f_0 pour désigner la fréquence propre du mode d'intérêt, la vitesse de rotation requise pour obtenir une coïncidence fréquentielle entre la source d'excitation aérodynamique et le mode propre de la structure de l'OGV est donnée par l'équation suivante : $\Omega = \frac{2\pi f_0}{N_{\text{aubes}}}$. Ainsi, une isovitesse de ce régime sans distorsion est tracée sur la figure VI.1. La pression en sortie du domaine de calcul est choisie de manière à se situer sur la ligne de fonctionnement tracée également sur cette même figure. Comme attendu, l'ingestion du vortex sol au niveau de l'entrée du domaine numérique entraîne une diminution du débit massique ainsi que du taux de compression.

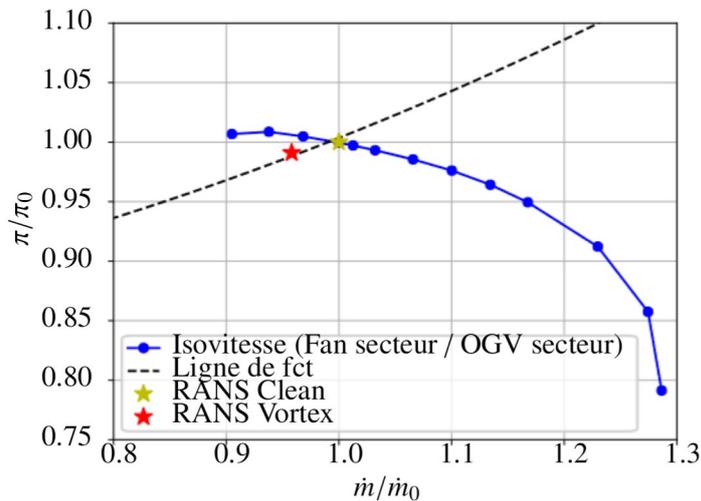


FIGURE VI.1 – Diagramme caractéristique du moteur UHBR avec l'isovitesse associée au régime $\Omega = \frac{2\pi f_0}{N_{\text{aubes}}}$
- Point de fonctionnement avec (RANS Vortex) et sans vortex (RANS Clean)

1.2 Domaine de calcul et conditions aux limites

Les principaux éléments composant le domaine de calcul de la simulation d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex sont le fan et la grille OGV. Afin de limiter les coûts de calcul, l'entrée d'air et le sol ne sont pas inclus dans la modélisation : le vortex est directement injecté au niveau du plan d'entrée du domaine de calcul dans le repère tournant. La grille OGV est quant à elle composée de différentes aubes dont la géométrie varie en fonction de leur position azimutale sur la grille. Par conséquent, il est nécessaire de modéliser l'intégralité de la grille OGV dans la simulation afin de prendre en compte toutes ces variations de géométrie. L'utilisation d'une grille OGV complète ainsi que l'injection direct du vortex analytique en entrée de domaine de calcul conduisent à une modélisation intégrale de la soufflante. Un fan complet et une grille OGV complète sont alors mis en place dans cette simulation, dont le domaine de calcul est représenté sur les figures VI.2 et VI.3.

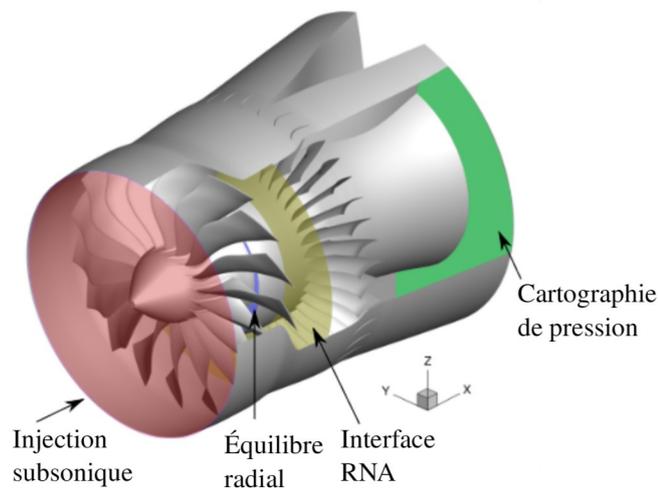


FIGURE VI.2 – Domaine de calcul fan/OGV

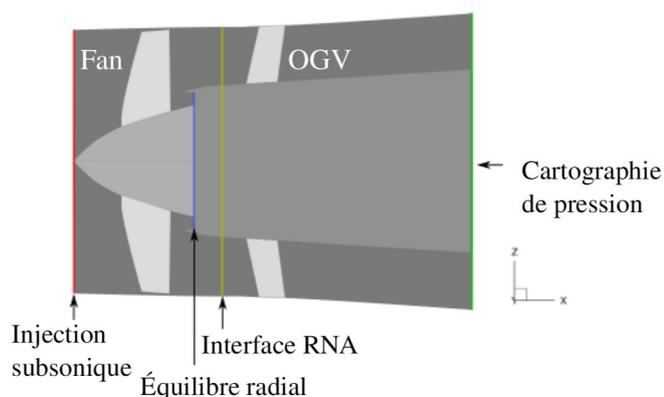


FIGURE VI.3 – Coupe du domaine de calcul fan/OGV

Les conditions aux limites du domaine illustrées sur les figures VI.2 et VI.3 sont les suivantes :

- Injection subsonique : elle permet l'injection de la distorsion en imposant un tourbillon analytique grâce à des cartographies de pression d'arrêt, d'enthalpie d'arrêt, de vecteurs vitesse unitaires et de grandeurs turbulentes. La méthode d'obtention de ces cartographies est détaillée dans la section 1.1 du chapitre IV. Le vortex injecté est représentatif d'un vortex de sol apparaissant dans des conditions similaires à celles de la simulation industrielle de cette section.
- Équilibre radial : cette condition est spécifiquement appliquée à l'entrée du flux primaire. Elle garantit que le flux sortant respecte l'équation simplifiée de l'équilibre radial. En négligeant l'écoulement radial devant l'écoulement azimutal et en se plaçant dans le repère cylindrique (r, θ, x) , cet équilibre se formule comme suit : $\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho v_\theta^2}{r}$. Pour satisfaire cette équation, une pression spécifique p_{pivot} est définie à un rayon r_{pivot} donné. Dans cette étude, une loi de vannage régule la pression p_{pivot} pour atteindre un débit de référence déterminé par l'utilisateur.
- Interface RNA (Réduction du Nombre d'Aubes) : cette interface est habituellement utilisée pour réduire le nombre d'aubes entre deux roues présentant des nombres d'aubes différents, en utilisant une hypothèse de périodicité spatiotemporelle. Cependant, dans notre situation, cette périodicité n'est pas applicable car nous traitons de roues complètes. Cette interface est alors employée entre le fan et la grille OGV, en tirant parti uniquement de l'interpolation spatiale de l'écoulement de part et d'autre de l'interface en prenant en compte la position relative des deux roues qui se déplacent l'une par rapport à l'autre. Bien que le code elsA propose d'autres conditions permettant la communication entre deux zones en mouvement relatif, la condition RNA est optimisée spécifi-

quement pour les configurations de turbomachines. Cette interface RNA est remplacée par un plan de mélange lors des calculs stationnaires effectuant une moyenne azimutale de part et d'autre de ce plan.

- Cartographie de pression : Une cartographie de pression est utilisée au niveau du plan de sortie du domaine de calcul. Une cartographie de référence est fournie par l'industriel, et une loi de vannage est imposé sur cette dernière afin de converger vers le débit massique souhaité.

1.3 Maillage et paramètres numériques

Le maillage, respectant des règles de bonnes pratiques pour ce type de configuration, a été généré avec l'outil *Autogrid*. Le maillage du fan compte 55 M de points et est réalisé avec une première maille au centre de la paroi respectant $y^+ < 1$. Une topologie en *O4H* est utilisée afin de mailler les sections d'aubes du fan. Le maillage d'une section inter-aube est illustré sur la figure VI.4.

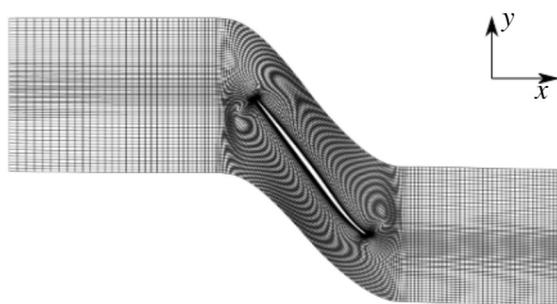


FIGURE VI.4 – Maillage d'une section inter-aube du fan

Le maillage initial de la grille OGV compte 26 M de points. Une loi de paroi est définie sur le moyeu, le carter et les aubes, permettant d'avoir recours à une taille de première maille plus grossière, réduisant ainsi le nombre total de points du maillage. Toutefois, il est essentiel que l'écoulement reste attaché afin de rester dans le domaine de validité de la loi de paroi. Les perturbations générées par le tourbillon transformé peuvent modifier localement l'angle d'incidence de l'OGV, entraînant un décollement possible à l'intrados ou à l'extrados. Afin que la physique de ces décollements soit correctement prise en compte, le maillage des OGV situés au niveau de la perturbation aérodynamique générée par l'interaction entre le fan et le vortex est raffiné dans la direction normale à la paroi de l'aube, afin de maintenir un y^+ égal à 1 et de s'affranchir de la loi de paroi et de ses hypothèses associées. Ces OGVs sont illustrés dans la figure VI.5.

La figure VI.6 illustre les maillages d'une section inter-aube d'un OGV, avec et sans l'utilisation de la loi de paroi. Suite au raffinement ciblé des OGV d'intérêt, le maillage total de la grille OGV s'élève à 28 millions de points. La suppression de la loi de paroi au niveau des OGV d'intérêts (visibles sur la figure VI.5) engendre une augmentation de 1.9 Million de points au sein du nouveau maillage par rapport au maillage initial. Si la loi de paroi avait été supprimée pour tous les OGV, cela aurait ajouté 11 millions de points au maillage initial de la grille OGV. C'est pourquoi la suppression de la loi de paroi a concerné uniquement les OGV d'intérêt. Finalement, le maillage du domaine complet s'établit à un total de 83 millions de points.

Les paramètres numériques utilisés pour ce calcul ont été déterminés à partir des analyses effectuées dans le chapitre V, qui étudie l'influence des paramètres de modélisation RANS sur l'interaction entre le fan et le vortex. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle de Spalart-Allmaras, qui offre une bonne représentation des structures moyennes du tourbillon transformé par le fan. Ce modèle présente également une facilité d'utilisation supérieure aux modèles $k - \omega$ et $k - \varepsilon$ utilisés dans le chapitre V, en particulier l'initialisation du calcul. Le rapport de pseudo-viscosité turbulente injecté dans le domaine de calcul est

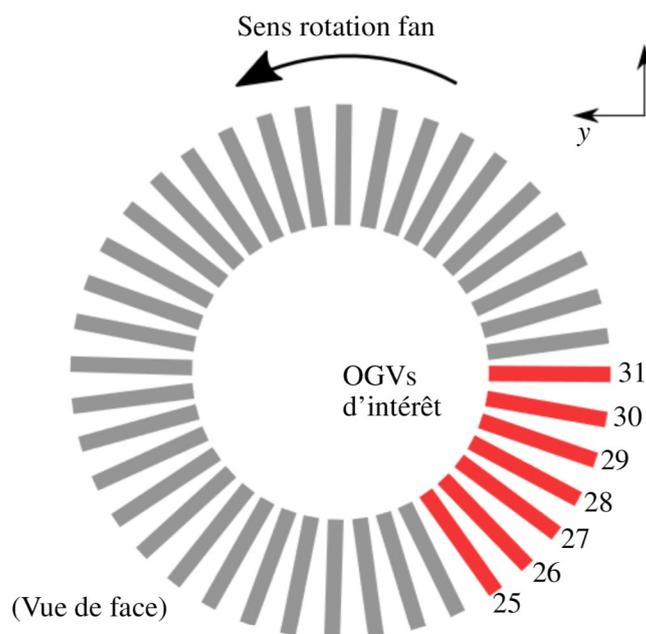


FIGURE VI.5 – Grille OGV

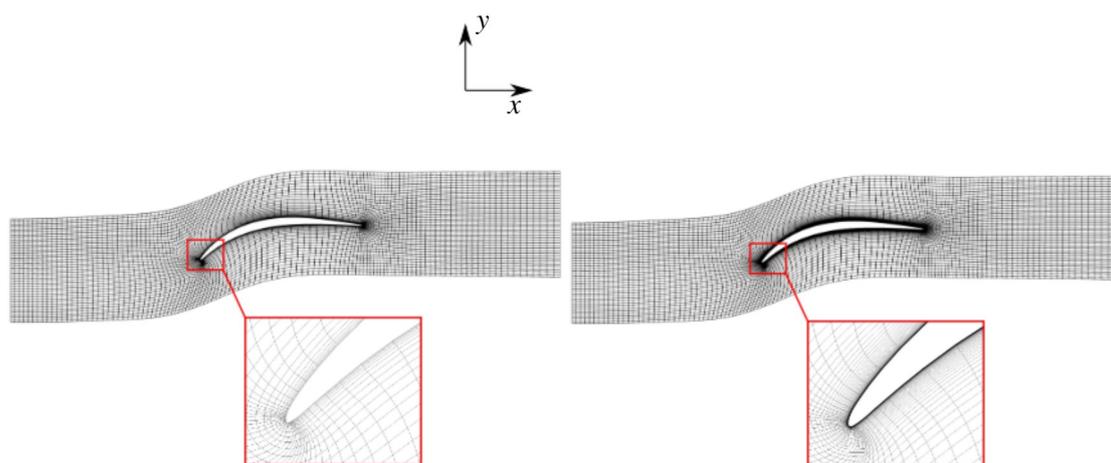


FIGURE VI.6 – Maillage d'une section inter-aube d'un OGV avec (à gauche) et sans (à droite) loi de paroi

fixé à 0.01, ce qui limite la diffusion du modèle et favorise le développement des structures tourbillonnaires au sein du vortex transformé. Le choix initial du schéma de discrétisation spatiale s'est porté sur le schéma AUSM+(P). D'après l'étude du chapitre V, l'utilisation de ce schéma a peu d'impact sur la représentativité du tourbillon transformé par rapport au schéma de Roe, mais permet principalement de conserver la vorticité le long de l'axe du vortex avant son interaction avec le fan. Cependant, des calculs préliminaires ont r ev el e des erreurs numériques en début d'itérations avec ce schéma. Pour améliorer la robustesse du calcul, nous avons donc opté pour le schéma de Roe. L'intégration temporelle est réalisée à l'aide de la méthode de Gear, décrite dans la section 3.2.2 du chapitre III. La méthode DTS a été testée mais la convergence des sous-itérations est moins rapide que la méthode Gear pour le même pas de temps. Le pas de temps adimensionn e est défini comme $dt \times \Omega = 2.50 \times 10^{-4}$, ce qui correspond à 3996 pas de temps pour effectuer un tour de roue. L'invariance du chargement aérodynamiques des OGV avec la diminution du pas de temps permet de garantir la convergence en pas de temps du calcul instationnaire. 6 sous-itérations sont effectuées entre chaque pas de temps physique afin de réduire le résidu unitaire d'au moins un ordre de grandeur. La

simulation est exécutée sur 409 processeurs du supercalculateur *SATOR* de l'ONERA, avec une durée de 3.5 à 7 tours de roue en fonction des conditions d'injection du vortex présentées dans la section 1.4 pour atteindre le régime permanent.

1.4 Ingestion du vortex

De la même façon que dans le chapitre IV, le vortex de sol est généré au niveau de la condition aux limites d'injection grâce à l'imposition de la pression d'arrêt, de l'enthalpie d'arrêt et de la direction du vecteur vitesse. La position du vortex sur le plan d'injection est déterminée à l'aide d'un suivi vidéo du centre du vortex pendant l'essai réalisé par l'industriel. La figure VI.7 représente le champ de vorticité du plan d'injection, avec le tourbillon injecté représenté par les coordonnées (r_v, θ_v) . Le tourbillon est injecté avec un angle $\theta_v = 14.4^\circ$ et une distance de l'axe moteur $r_v/r_i = 0.728$. Le vortex de sol est modélisé par un tourbillon de Scully dont le profil de vitesse est exprimé dans la section 2.2.3 du chapitre IV. Afin d'obtenir un mouvement relatif entre le vortex (fixe par rapport au sol) et les aubes du fan (en rotation par rapport au sol), la position du centre du vortex est mise à jour à chaque itération au sein du maillage du fan (qui est dans le repère tournant) via un programme externe au solveur. Ce mouvement imposé est une trajectoire circulaire dans le plan fan de vitesse opposée à la vitesse rotation de la soufflante. Le rayon du cœur du tourbillon et sa circulation totale sont déterminés sur base des mesures expérimentales de Murphy à un point de fonctionnement et des conditions de vent de travers représentatifs du cas industriel. Ces valeurs sont respectivement $\frac{\Gamma_v}{U_i D_i} = -0.25$ (sens de rotation anti-horaire) et $r_c/r_i = 0.138$. Le sens de rotation du tourbillon est déterminé par la direction du vent de travers, comme expliqué dans la section I.2.2.4. Dans le cas de l'application industrielle, le vecteur vitesse du vent de travers est dirigé selon l'axe des $+y$ comme illustré sur la figure VI.7. Par conséquent, le vortex de sol tourne dans le sens anti-horaire en vue de face ($\Gamma_v < 0$).

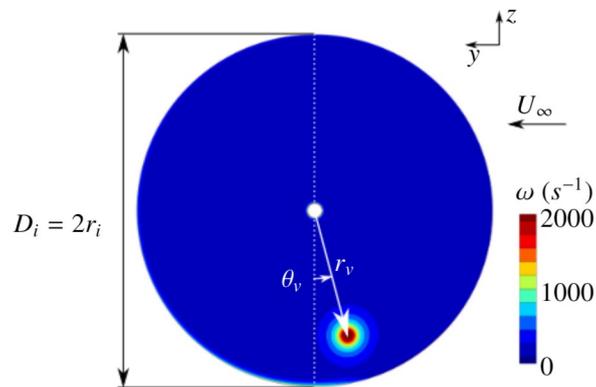


FIGURE VI.7 – Champ de vorticité du plan d'injection (vue depuis l'amont)

Une seconde simulation est réalisée dans des conditions identiques à celles représentées sur la figure VI.7, à l'exception du sens de rotation du tourbillon injecté, qui est cette fois imposé dans le sens horaire ($\Gamma_v > 0$), afin d'étudier l'impact de ce paramètre sur la réponse forcée des OGV. Il est important de souligner que dans la réalité, une telle configuration est impossible. En effet, un vortex de sol avec $\Gamma_v < 0$ signifierait une direction du vent de travers opposée à celle de la configuration industrielle. La position du tourbillon dans le plan d'injection serait alors $\theta_v = -14.4^\circ$, ce qui impacterait des OGV différents de ceux d'intérêt. Cette comparaison est purement théorique et est réalisée dans le but d'étudier l'influence du sens de rotation du tourbillon sur la réponse forcée de ces OGV sans comparaison avec les essais.

1.5 Convergence

L'analyse de la convergence des calculs instationnaires est réalisée en observant l'évolution des efforts exercés sur les OGV d'intérêt au cours des tours de roue effectués par le fan. La convergence est vérifiée pour un tourbillon injecté tournant dans le sens horaire et dans le sens anti-horaire, illustré sur la figure VI.8. Lorsqu'un vortex est injecté avec $\Gamma_v > 0$, l'exploitation de la simulation est effectuée à partir de 3 tours de roue. Dans le cas d'un vortex injecté avec $\Gamma_v < 0$, représentatif des essais réalisés, l'évolution des efforts est différente. La simulation est exploitée à partir de 5.5 tours de roue en raison de l'apparition du régime permanent plus tardif que dans le cas $\Gamma_v > 0$. Cette difficulté de convergence peut probablement être attribuée à des décollements massifs observés sur certains OGV, comme décrit dans les prochaines sections. De plus, on observe une modulation plus ou moins prononcée des signaux à une fréquence inférieure à celle du passage de sillage, décrit plus particulièrement dans la section 3.1. Cela peut indiquer la présence d'un phénomène instationnaire supplémentaire dans le calcul, pouvant également contribuer à la difficulté de convergence.

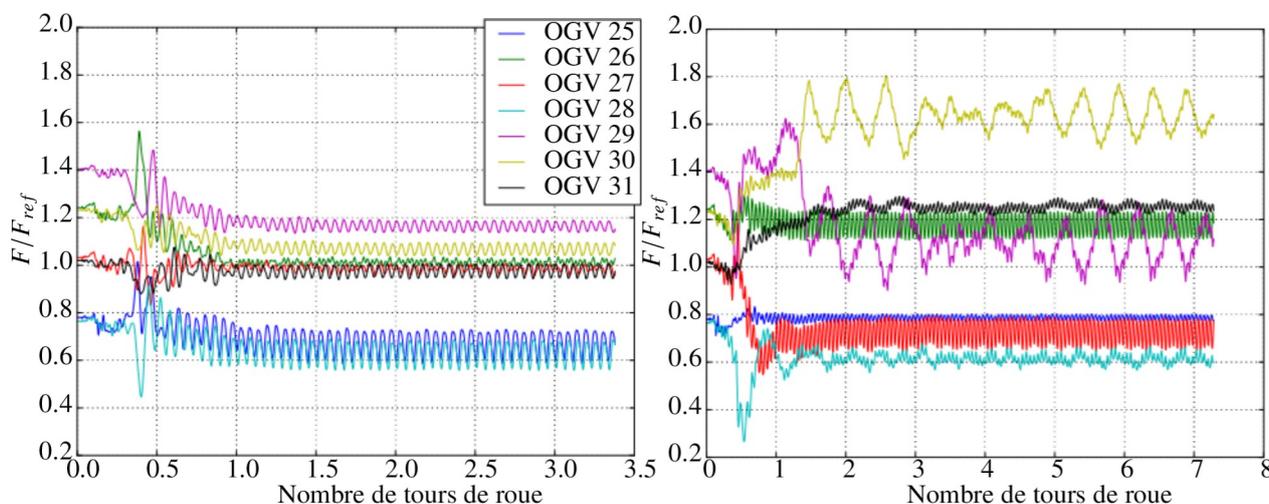


FIGURE VI.8 – Évolution des efforts des OGV pour $\Gamma_v > 0$ à gauche et $\Gamma_v < 0$ à droite

2 Topologie de l'écoulement

La figure VI.9 est composée de différentes surfaces à r/r_i constant, colorées selon le module de vorticité et mis à plat. Les simulations pour $\Gamma_v < 0$ et $\Gamma_v > 0$ sont représentées, avec l'axe x coïncidant avec l'axe du moteur et l'angle θ_r décrivant un arc de cercle couvrant le lieu d'injection du tourbillon ainsi que les OGV d'intérêt.

On observe sur le champ de vorticité de l'iso-surface $r/r_i = 0.69$ obtenue avec $\Gamma_v < 0$ la propagation du tourbillon au niveau du plan d'injection jusqu'au fan. Lorsque le tourbillon atteint l'extrados de la première aube rencontrée, le module de vorticité augmente de manière significative. Cette augmentation est causée par la déviation de l'axe de rotation du tourbillon à proximité du fan, comme observé dans la section I.3.2 et décrit dans la section 3.1, rapprochant alors la surface d'extraction du centre du tourbillon (où le module de vorticité est maximal). Pour l'iso-surface $r/r_i = 0.69$ avec $\Gamma_v < 0$, le vortex transformé au voisinage de l'extrados (intrados) subit une déviation vers $-r$ ($+r$) jusqu'aux OGV. Les OGV 27 et 28 semblent être les plus impactés par l'écoulement tourbillonnaire du vortex transformé. Au niveau de $r/r_i = 0.75$, l'écoulement au voisinage de l'intrados de l'OGV 29 commence à être directement impacté par le vortex transformé. La topologie de l'écoulement en $r/r_i = 0.81$ est similaire à celle en $r/r_i = 0.75$, mais présente une vorticité plus faible au sein du vortex injecté, car le plan d'extraction est plus éloigné de son centre de

rotation. Les forts niveaux de vorticité près de l'intrados des aubes du fan correspondent aux extrémités du segment de vortex dévié dans la direction radiale sortante par rapport à l'axe moteur. Pour l'iso-surface $r/r_i = 0.92$, la vorticité du vortex initial n'est plus visible en aval du fan, mais d'importantes perturbations subsistent en aval du fan, ainsi que des perturbations aérodynamiques sont présentes sur l'extrados des OGV 28 et 29, correspondant à des décollements massifs.

Pour $r/r_i = 0.69$ et $\Gamma_v > 0$, le vortex est dévié vers $+r$ ($-r$) au voisinage de l'extrados (intrados) des aubes du fan, puis est convecté jusqu'aux OGV. La partie du vortex incident près de l'extrados de l'aube du fan est ainsi d  vi  e dans la direction des r positifs, s'éloignant du plan d'extraction à $r/r_i = 0.69$, ce qui explique l'observation d'une faible intensité de vorticité à cet endroit. Le vortex transformé n'est pas visible car ce dernier est globalement dévié dans la direction des $-r$.    partir de $r/r_i = 0.75$, la vorticité des différentes portions de tourbillon hach  es par le fan apparait.    $r/r_i = 0.81$, la vorticité associ  e aux structures tourbillonnaires du tourbillon transformé devient clairement visible. Les OGVs 26 et 27 semblent être les plus impactés par cet écoulement instationnaire. Sur ce même plan, on observe une élévation du niveau de vorticité à l'extrémité du tourbillon injecté, près de l'extrados de la première aube fan rencontr  e, en raison de sa déviation dans la direction des $+r$.    $r/r_i = 0.92$, le vortex transformé est visible grâce aux niveaux de vorticité encore présents, et est relativement plus étalé que pour $\Gamma_v < 0$. Les OGV 24    29 semblent directement impactés par les perturbations. Les OGV 26 et 27 possèdent une zone de forte concentration de vorticité à l'intrados provenant d'un décollement massif.

La figure VI.10 présente le champ du nombre de Mach de l'isosurface à $r/r_i = 0.92$ dans trois configurations : une sans ingestion de vortex, et avec ingestion de vortex avec des sens de rotation différents. Tout d'abord, on observe un nombre de Mach plus faible au niveau de la zone hors sillage situ  e entre le fan et la grille OGV dans la configuration avec ingestion de vortex avec $\Gamma_v < 0$ par rapport à celle sans ingestion de vortex. L'écoulement au voisinage du fan est également perturbé : on constate une légère diminution du nombre de Mach à l'extrados des aubes proches du tourbillon dans le cas $\Gamma_v < 0$, tandis qu'à l'inverse, le nombre de Mach augmente à l'extrados pour les aubes du fan proches du tourbillon dans le cas de $\Gamma_v > 0$ avec un choc important au niveau du bord d'attaque. Cela est causé par une variation locale d'incidence induite par la présence du tourbillon. En effet, pour $r/r_i = 0.92$, un tourbillon avec $\Gamma_v > 0$ induit une augmentation locale d'incidence des aubes du fan, alors que dans le cas $\Gamma_v < 0$, une diminution locale d'incidence est présente. Par ailleurs, on peut clairement observer un important décollement à l'extrados des OGV 28 et 29 du cas $\Gamma_v < 0$. Ce phénomène est particulièrement détaillé dans la section 2.1.

2.1 Interaction fan/vortex

Afin d'analyser la réponse forcée des OGV soumis au vortex transformé par le fan, il est essentiel d'étudier la topologie de l'écoulement généré par l'interaction entre le fan et le vortex. La figure VI.11 illustre le champ de vorticité    différents plans à x constant au niveau du fan et en aval de celui-ci. Les positions axiales des différents plans sont indiqu  es sur la figure VI.10. Au niveau du plan (A), la structure tourbillonnaire visible correspond à la partie du tourbillon hach  e une première fois par le fan. Cette structure reste cohérente, mais sa position diffère selon le signe de Γ_v . Comme mentionné précédemment, la déviation des parties du vortex selon la corde des aubes est de sens opposé en fonction du sens de rotation du tourbillon injecté. De plus, dans le cas où $\Gamma_v < 0$, on observe une perturbation aérodynamique de la couche limite sur certaines aubes du fan, principalement sur la partie droite de la roue. Cette perturbation est probablement caus  e par les variations locales d'incidence induites par le tourbillon.

Au niveau du plan (B), le vortex est perturbé par le passage du fan. Dans les deux configurations, le tourbillon reste cohérent et se déplace vers les θ_v croissants dans le repère absolu, dans la même direction que le sens de rotation du fan. Cependant, la position du vortex dans le repère du fan est différente selon son sens de rotation. Cela est d   à aux déviations de direction oppos  es des extrémités des portions du tourbillon en fonction du signe de Γ_v . La vorticité des sillages des aubes de fan dont la couche limite est perturb  e

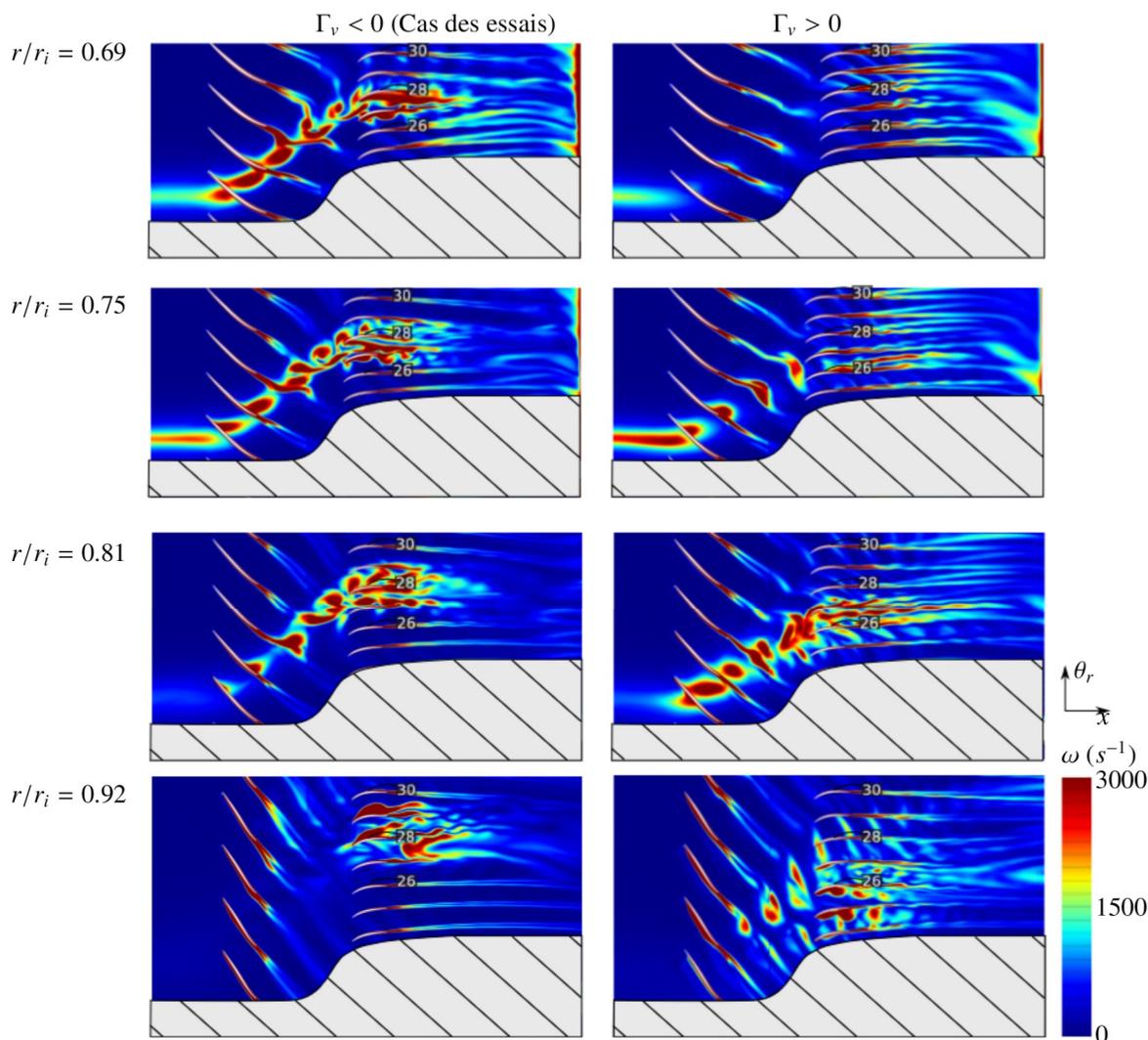


FIGURE VI.9 – Champ de vorticité de couronnes à r/r_i constants mises à plat (zone hachurée cachée pour cause de confidentialité)

présentent des oscillations selon r .

Au niveau du plan (C), la topologie du vortex transformé et sa position diffèrent en fonction des configurations. Dans les deux cas, le cœur du vortex transformé n'est pas complètement cohérent avec plusieurs zones distinctes de vorticité. Il est toutefois difficile d'identifier clairement l'origine de ces dernières car elles peuvent provenir à la fois du sillage et du tourbillon transformé. Ces phénomènes interagissent entre eux et sont convectés ensemble jusqu'à la grille OGV. Pour $\Gamma_v < 0$, le vortex transformé est relativement proche du moyeu. En revanche, le vortex transformé du calcul avec $\Gamma_v > 0$ se trouve plutôt à proximité du carter. Cela est causé par la déviation selon l'envergure des portions du vortex, dont la direction varie en fonction du signe de Γ_v . De plus, les perturbations au sein des sillages du cas $\Gamma_v < 0$ sont toujours visibles et sont convectées jusqu'à la grille OGV. On observe également un module de vorticité plus élevé au sein des sillages des aubes du fan par rapport au cas $\Gamma_v > 0$. Ce phénomène a déjà été observé par Yang et al. [107]. Les auteurs affirment que l'injection d'un vortex contrarotatif a tendance à augmenter le module de vorticité des sillages de la roue mobile, ce qui est en accord avec les observations de la figure VI.11. On observe également une perturbation de l'écoulement de jeu sur toute la grille, dont l'intensité de la perturbation augmente avec la proximité avec le vortex transformé. Cela est probablement causé par la variation locale d'incidence vue par les aubes du fan.

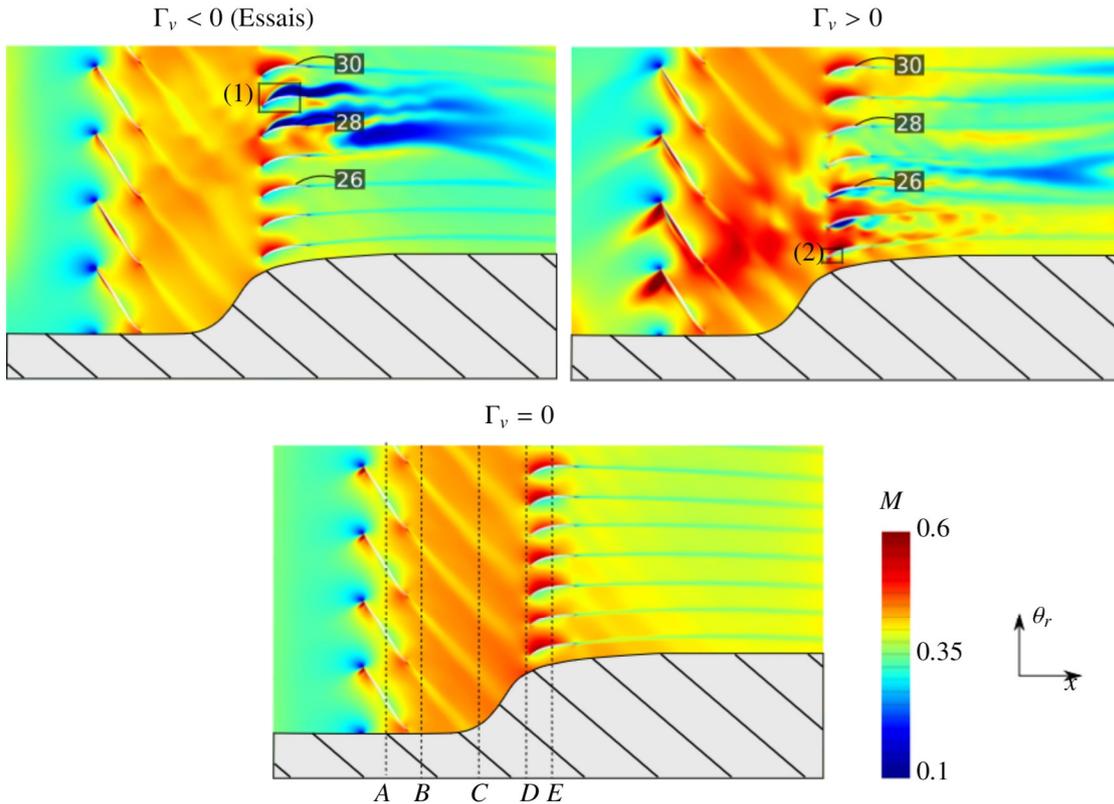


FIGURE VI.10 – Champ du nombre de Mach de couronnes à $r/r_i = 0.92$ mises à plat (zone hachurée cachée)

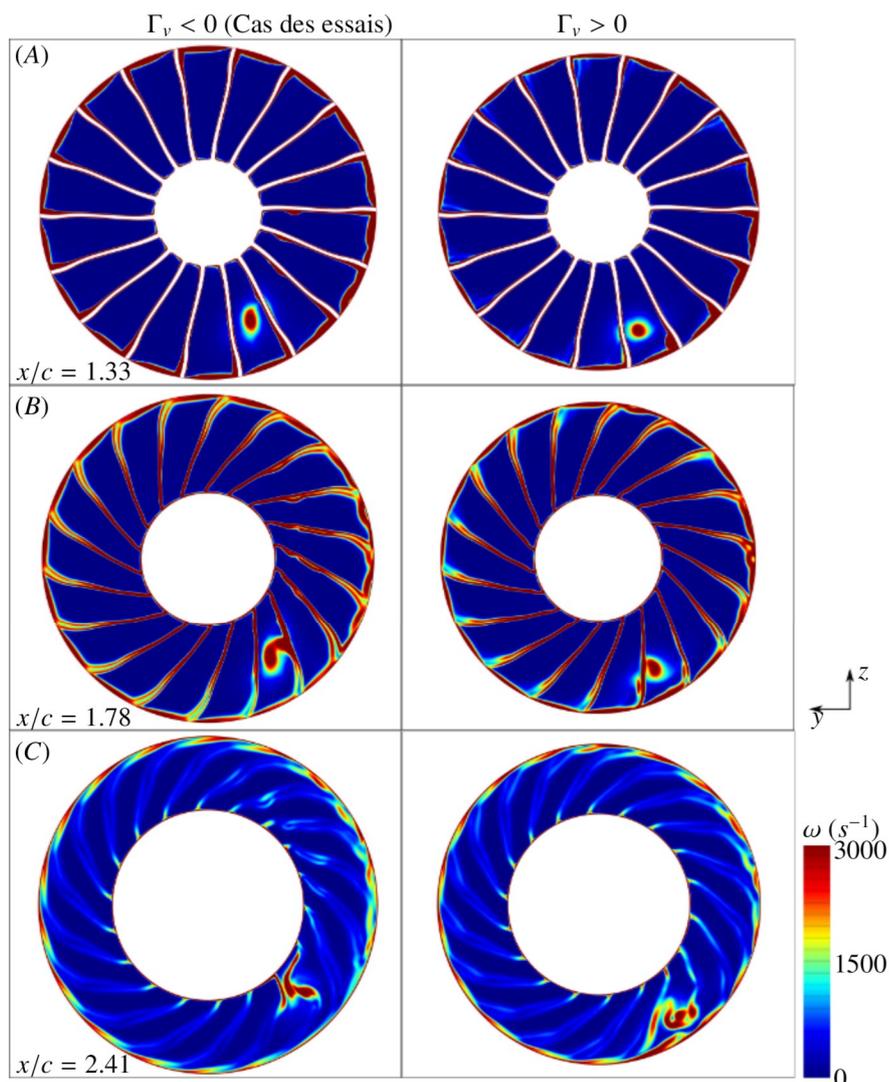
2.2 Interaction vortex transformé/OGV

Le tourbillon transformé est alors convecté jusqu'aux OGV, altérant leur bon fonctionnement. Il est alors nécessaire d'analyser la topologie de l'interaction entre le vortex transformé et les OGV afin de comprendre les phénomènes aérodynamiques mis en jeu dans la réponse forcée des OGV. La figure VI.12 représente le champ de vorticité de plans à x constant au niveau des OGVs.

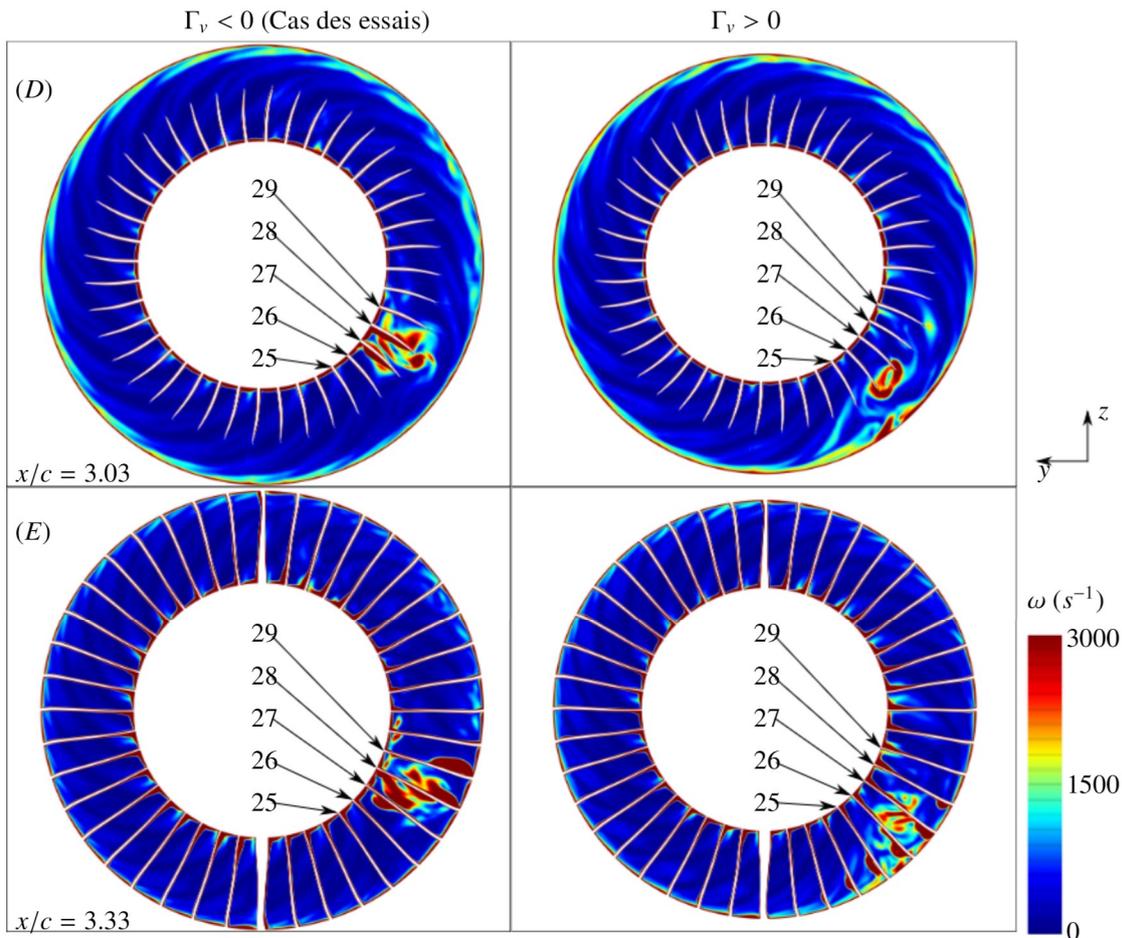
Au plan (D) pour $\Gamma_v < 0$, les OGV 26 et 27 semblent plus impactés par le tourbillon transformé que les autres OGV, et plus particulièrement proche moyen, où le vortex transformé est présent en amont de la grille OGV. Au plan (E) et pour le même sens de rotation du tourbillon, les perturbations aérodynamiques sont présentes sur les OGV 27, 28 et 29, plus ou moins réparties sur l'envergure en fonction des OGV. L'OGV 28 semble être impacté sur une grande partie de l'envergure, alors que les OGV 27 et 29 possèdent des perturbations aérodynamiques plutôt respectivement au voisinage moyen et du carter. A ce stade, il est difficile d'affirmer si ces perturbations sont celles du vortex transformé ou sont propres à l'OGV, indirectement induites par le vortex transformé.

Au plan (D) pour $\Gamma_v > 0$, les OGV 26 et 27 semblent être impactés par le vortex transformé mais la position de la perturbation aérodynamique est différente du cas $\Gamma_v < 0$. Les OGV 24 et 25 semblent être impactés par une ligne de vorticité probablement induite par un sillage, se trouvant trop loin du vortex transformé pour que ce dernier en soit l'origine. Au plan (E) du cas $\Gamma_v > 0$, les OGVs 23   28 semblent subir d'importantes perturbations aérodynamiques. Tous ces OGV ont une zone avec un taux de vorticité élevé au niveau de l'intrados proche du carter, dont l'intensité est croissante pour les OGV 23 à 26 puis décroissante pour les OGV 26   28. De plus, l'ensemble des perturbations semble globalement moins concentré et étalé sur un plus grand nombre d'OGV par rapport à la configuration $\Gamma_v < 0$.

La figure VI.13 illustre le champ du nombre de Mach sur le plan (E)   $x/c = 3.33$. Dans le cas où $\Gamma_v < 0$, on observe un léger décollement à l'intrados au niveau de la partie proche du moyen de l'OGV

FIGURE VI.11 – Champ de vorticité sur des plans à x constants (partie 1)

27, un décollement plus important à l'intrados au niveau de la partie proche du moyeu de l'OGV 28, ainsi qu'un décollement moins important à l'extrados de ce même OGV au niveau de la partie proche du carter. Un décollement est également présent à l'extrados de l'OGV 29 au voisinage du carter. Ces décollements se distinguent d'une épaisseur de couche limite par une recirculation. Leur présence peut être expliquée par la modification locale de l'incidence des OGVs générée par l'écoulement induit du tourbillon. En effet, même si le cœur du tourbillon est déstabilisé par le passage du fan, son champ de vitesse induit est toujours présent en aval du fan. Dans le cas $\Gamma_v < 0$, le sens de rotation du champ induit par le tourbillon est dans le sens anti-horaire sur les plans de la figure VI.13. En supposant que son centre de rotation se trouve au niveau de l'OGV 28, cela entraîne une diminution de l'incidence locale de l'OGV 27 proche du carter, pouvant expliquer son décollement à l'intrados. Cela entraîne également une diminution locale de l'incidence de l'OGV 28 proche du moyeu et une augmentation de l'incidence proche du carter, pouvant expliquer son décollement à la fois à l'intrados (proche moyeu) et à l'extrados (proche carter). L'OGV 29 est également soumis à une augmentation locale d'incidence au voisinage du carter, générant un décollement à l'extrados. Les lignes de courant au voisinage de ce même OGV à $r/r_i = 0.92$ sont illustrées sur la figure VI.14. Le même raisonnement peut être appliqué pour la configuration avec $\Gamma_v > 0$ pour expliquer la présence des décollements. Cette fois, le sens de rotation du champ induit par le

FIGURE VI.12 – Champ de vorticité sur des plans à x constants (partie 2)

tourbillon est dans le sens horaire. Cela entraîne une diminution de l'incidence au voisinage du carter des OGVs 25 à 28, générant un décollement à l'intrados pour tous ces OGVs au voisinage du carter. Les lignes de courant au niveau du décollement de l'OGV 25 au plan $r/r_i = 0.92$ sont illustrées sur la figure VI.14. Le champ du nombre de Mach est également globalement modifié autour des OGV loin du point d'impact du tourbillon transformé. On observe une diminution du nombre de Mach au voisinage de l'ensemble des OGV dans la configuration $\Gamma_v < 0$ par rapport à celle où $\Gamma_v = 0$. Dans le cas $\Gamma_v > 0$, le nombre de Mach est plus élevé au voisinage du carter et moins élevé au voisinage du moyeu par rapport au cas $\Gamma_v = 0$.

3 Étude du chargement des OGV

3.1 Analyse des signaux

La figure VI.15 présente le module des efforts instationnaires sur 14 passages d'aubes dans deux cas distincts : lorsque $\Gamma_v < 0$ et lorsque $\Gamma_v > 0$. Dans le cas $\Gamma_v > 0$, les efforts atteignent un régime périodique stabilisé avec une fréquence fondamentale, notée f_0 , qui correspond à la fréquence du passage d'aube ainsi qu'à la fréquence propre du mode d'intérêt, à l'exception de l'OGV 26, dont l'harmonique prépondérant correspond à une fréquence $2f_0$. L'origine de cette fréquence double n'a pas été identifiée durant ces travaux de thèse.

A première vue, dans le cas où $\Gamma_v < 0$, deux signaux se distinguent particulièrement : les efforts des OGV 29 et 30. Alors que la fréquence fondamentale des efforts pour tous les OGV est égale à f_0 , celle des

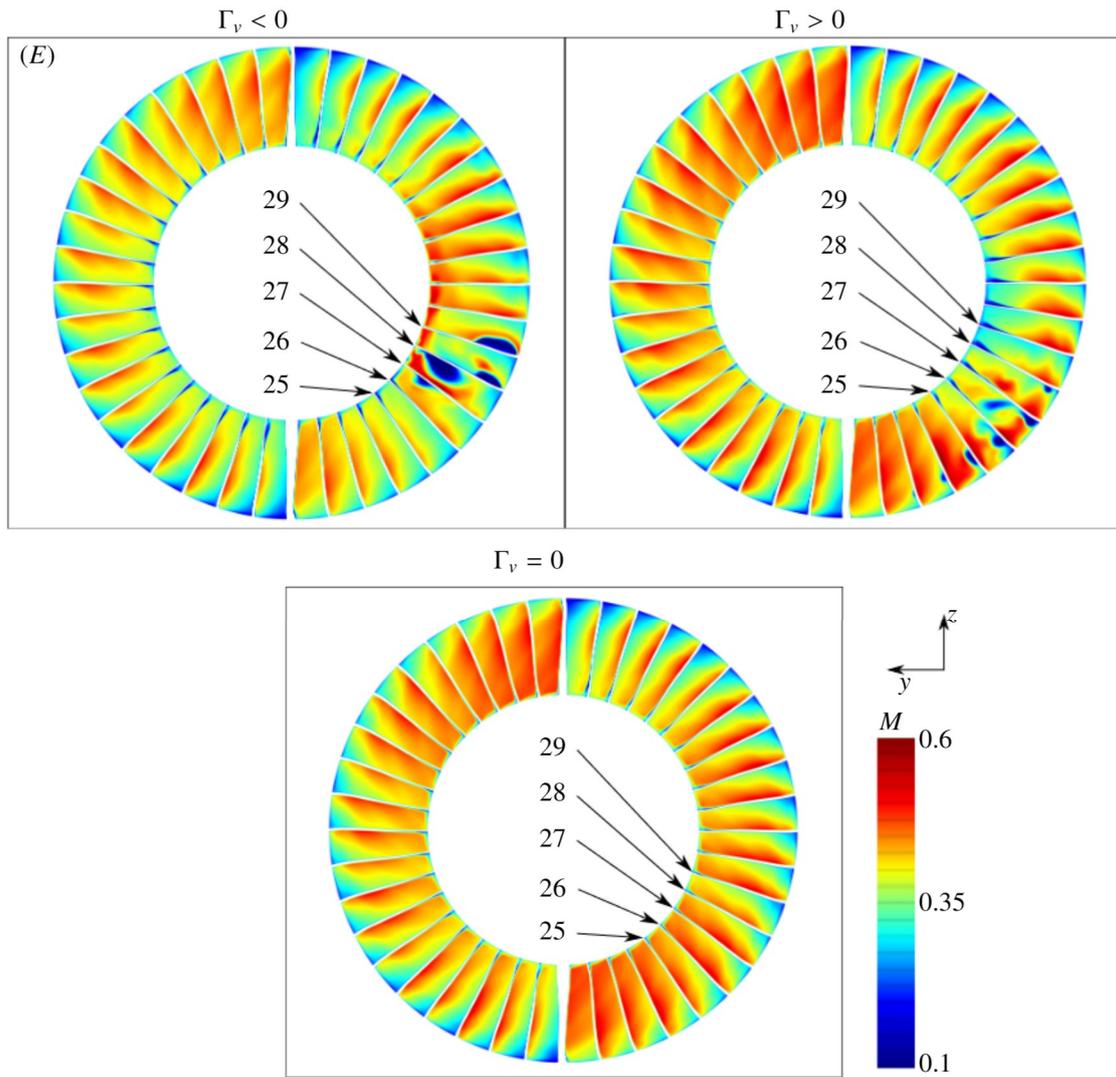


FIGURE VI.13 – Champ du nombre de Mach au plan (E) à $x/c = 3.33$

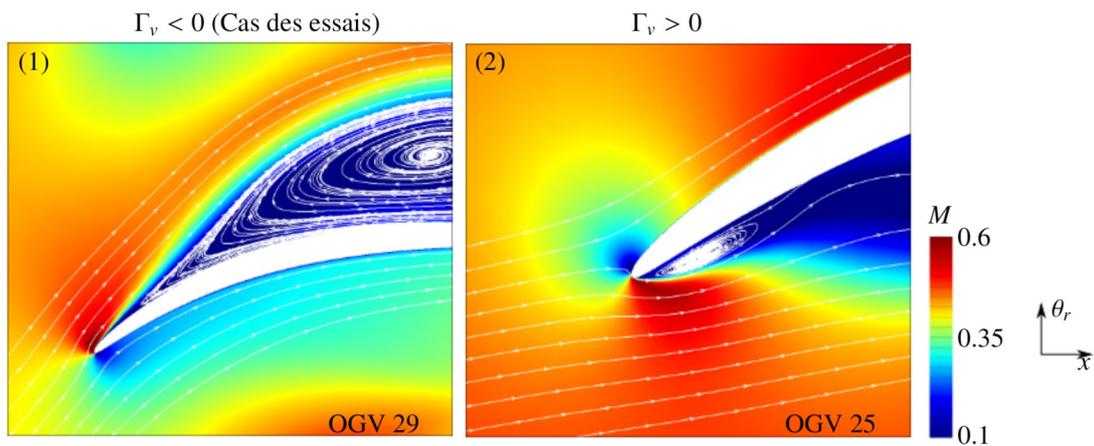


FIGURE VI.14 – Champ du nombre de Mach et lignes de courant en (1) et (2) de la figure VI.10

efforts des OGV 29 et 30 correspond à une fréquence égale à $0.11f_0$. Cette composante spectrale est tout de même présente dans le contenu spectral des autres OGV mais à une amplitude beaucoup plus faible. La part du module de cette composante par rapport au module du fondamental dans le spectre décroît avec

l'éloignement des OGV 29 et 30. Comme évoqué dans la section 2.2, l'OGV 29 subit un décollement significatif au niveau de l'extrados. En revanche, l'écoulement autour de l'OGV 30 reste attaché, comme illustré dans les figures de la section 2.2. Étant donné que la source d'excitation aérodynamique est parfaitement périodique de fréquence f_0 , la composante harmonique à $0.11f_0$ provient probablement d'une instationnarité de l'écoulement au niveau des OGV, plutôt que directement de la source d'excitation.

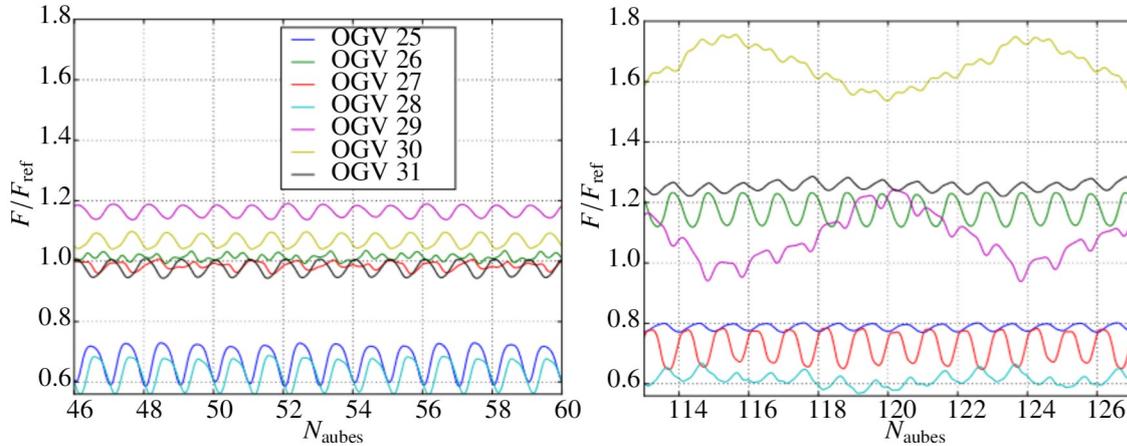


FIGURE VI.15 – Evolution des efforts des OGV pour $\Gamma_v > 0$ à gauche et $\Gamma_v < 0$ à droite

On s'intéresse en particulier à la composante harmonique correspondant à la fréquence propre du mode d'intérêt, qui est identique à celle du passage de sillage f_0 , correspondant également au passage d'aube. Pour ce faire, un post-traitement est réalisé permettant d'extraire les composantes harmoniques des efforts illustrés sur la figure VI.15. La figure VI.16 présente le module de cette composante harmonique des efforts instationnaires à la fréquence f_0 sans vortex, et la figure VI.17 dans les cas $\Gamma_v < 0$ et $\Gamma_v > 0$. Le paramètre $|\hat{F}_{mv}|$ de la figure VI.16 représente le module de cette composante harmonique associée à f_0 , normalisée par la valeur moyenne des efforts F_{moy} sur chaque OGV en l'absence de vortex. Ainsi, les fluctuations d'effort autour de leur valeur moyenne des OGV 28 et 29 à la fréquence f_0 s'élèvent à 0.6 %. Cependant, malgré la symétrie de la source aérodynamique d'excitation du cas sans vortex - à savoir les passages des sillages des aubes du fan - les composantes harmoniques associées à f_0 ne sont pas identiques sur tous les OGV. Ceci est attribuable aux différences de géométrie entre les aubes de la grille des OGV réparties en différentes familles ainsi que la présence de bras structuraux. Par ailleurs, les modules de la composante harmonique de fluctuations d'efforts générées par le passage des sillages des aubes du fan sont très faibles.

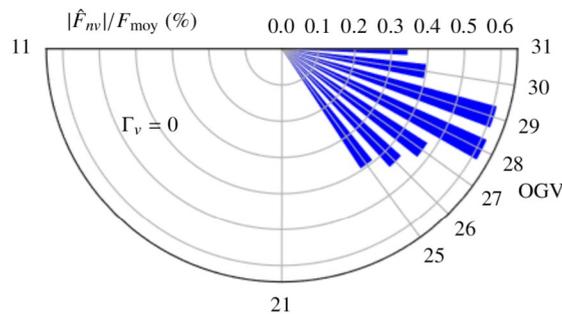


FIGURE VI.16 – Module de la composante harmonique associée à f_0 des OGV d'intérêt pour $\Gamma_v = 0$.

Les modules de la composante harmonique des efforts instationnaires pour les cas $\Gamma_v < 0$ et $\Gamma_v > 0$ sont présentés sur la figure VI.17, et sont adimensionnés par le module de la composante harmonique des efforts sans vortex de chaque OGV. Cela permet de mettre en évidence l'influence de la présence du vortex sur l'amplitude de la composante harmonique à la fréquence f_0 des efforts de chaque OGV, par rapport aux

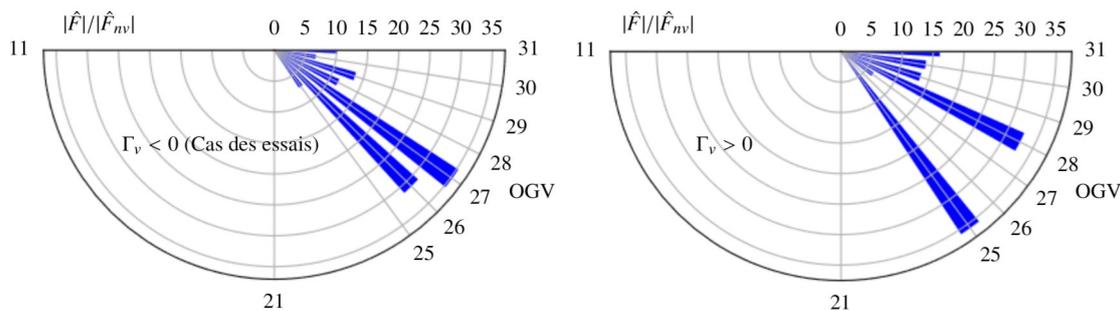


FIGURE VI.17 – Module de la composante harmonique associée à f_0 des OGV d'intérêt pour $\Gamma_v < 0$ et $\Gamma_v > 0$.

fluctuations induites par le sillage seul. Sur cette même figure, on observe par exemple que le module de la composante harmonique à la fréquence f_0 des efforts est jusqu'à 35 fois plus important lorsque le vortex est présent, par rapport au cas sans vortex, où les fluctuations sont induites uniquement par le passage des sillages.

Dans le cas où $\Gamma_v < 0$, on observe un module élevé de la composante harmonique à la fréquence f_0 pour les OGV 26 et 27. Bien que ces OGV ne soient pas soumis à des décollements massifs, ils se situent néanmoins à proximité de la source d'excitation aérodynamique induite par la présence du vortex transformé. A l'inverse, les fluctuations des efforts de l'OGV 25 à la fréquence f_0 sont extrêmement faibles, avec une amplitude relative d'environ 6 par rapport à l'amplitude d'effort sans vortex. En effet, cet OGV n'est pas soumis à des décollements, ni ses voisins, et se trouve suffisamment éloigné du vortex transformé (voir figure VI.12). L'OGV 28, situé directement au sein de la source d'excitation aérodynamique, subit des décollements massifs à la fois à l'intrados et à l'extrados avec des fluctuations d'efforts selon f_0 très faibles. On ne peut pas affirmer si la présence de deux décollements massifs à la surface de l'aube est à l'origine de ces faibles fluctuations d'efforts selon f_0 . En revanche, une composante plus importante apparaît à la fréquence $0.11 f_0$.

Dans le cas $\Gamma_v > 0$, le module de la composante harmonique à la fréquence f_0 des efforts des OGV 26 et 27 est très faible par rapport aux OGV 25 et 28. Les OGV 26 et 27 sont pourtant situés au cœur dans la perturbation aérodynamique générée par le vortex transformé (visible sur la figure VI.12) avec des amplitudes adimensionnées de l'ordre de l'unité. Ces deux aubes ont néanmoins un décollement au niveau de l'intrados proche du carter.

L'amplification du module de la composante harmonique des efforts à la fréquence f_0 pour les OGV 25 et 28, situés à proximité du cœur du tourbillon transformé (voir figure VI.12), atteint une valeur de 35, avec la présence de décollements moins importants que ceux observés sur les OGV 26 et 27 à l'intrados. En examinant la figure VI.12 à la position $x/c = 3.03$, on remarque l'existence de lignes de module de vorticités relativement élevées au niveau de sillages du fan, impactant les OGV 25 et 28, situés en dehors de la zone d'impact du vortex transformé. Bien que ces deux OGV ne soient pas situés au cœur de l'importante perturbation aérodynamique générée par le tourbillon transformé, ils semblent tout de même être affectés par les sillages modifiés par la présence du vortex. Quant aux OGV 29, 30 et 31, le module adimensionné de la composante harmonique à la fréquence f_0 de leurs efforts se situe entre 13 et 16. D'après la figure VI.12, ces OGV se trouvent suffisamment éloignés du tourbillon transformé. Cependant, ces amplitudes pourraient être causées par la présence des sillages des aubes du fan, modifiés en présence du tourbillon.

4 Bilan

Ce chapitre s'est concentré sur l'analyse de la source d'excitation aérodynamique des OGV dans un contexte industriel, en particulier l'interaction entre les aubes du fan et le vortex. Les conditions aux limites

et le domaine de calcul de la simulation RANS ont également été décrits. Pour les OGV situés en dehors de la zone du vortex transformé, une loi de paroi est utilisée afin de limiter le coût de calcul. Les paramètres numériques sont choisis suite à l'étude de l'influence de la modélisation RANS sur l'écoulement résultant de l'interaction entre les aubes du fan et le vortex du chapitre V. Ces derniers sont sélectionnés pour être peu dissipatifs tout en maintenant une robustesse suffisante pour aborder ce calcul complexe. L'ingestion du vortex est réalisée pour reproduire le point de fonctionnement des essais industriels réalisés sous ingestion de vortex de sol, tout en variant le sens de rotation du vortex. L'étude de la topologie de l'écoulement généré par l'interaction entre le fan et le vortex révèle la présence d'une déviation du vortex transformé quel que soit le sens de rotation du tourbillon incident, mais selon des directions opposées. De plus, le champ induit par le tourbillon en amont du fan modifie localement l'incidence des aubes en rotation, ce qui entraîne une modification de l'intensité du sillage, pouvant ainsi impacter les efforts instationnaires sur les OGV. Pour un sens de rotation donné, les OGV situés dans la zone du vortex transformé sont soumis à des sources d'excitation spatialement différentes, ce qui se traduit par des efforts instationnaires distincts. Ces OGV subissent également des décollements induits par la variation locale d'incidence générée par le champ induit du tourbillon. Contre toute attente, le module de la composante harmonique associée à la fréquence f_0 des efforts instationnaires est moins élevé au niveau des OGV situés en plein cœur du vortex transformé, là où la perturbation aérodynamique est maximale, par rapport à ceux situés au voisinage de cette perturbation aérodynamique. Par ailleurs, le module est faible loin du vortex transformé, ce qui est attendu.

Une fois l'étude de la source d'excitation aérodynamique des OGV effectuée, un calcul aéroélastique peut être mis en place afin de prendre en compte le mouvement de l'aube et la forme du mode propre d'intérêt grâce à une méthode de calcul découplée. La mise en place et les résultats de ce calcul aéroélastique sont détaillés dans le chapitre VII.

Prévision de la réponse forcée des OGV à la coïncidence 2FBF/18N

L'objectif de ce chapitre est de prévoir la réponse forcée des OGV soumis au vortex transformé par le passage du fan grâce à un calcul aéroélastique découplé. Dans un premier temps, la méthodologie de ce calcul est présentée, en détaillant le modèle aérodynamique et mécanique ainsi que la méthode de déformation de maillage utilisée pour modéliser le mouvement des OGV. Les efforts liés à ce mouvement sont pris en compte lors de l'estimation de la réponse forcée par le calcul de la raideur et de l'amortissement aérodynamiques. La répartition des forces d'excitation extérieures sur les OGV étudiés est également analysée en tenant compte de la topologie du mode propre de l'OGV. Enfin, la réponse forcée de ces OGV est comparée à celle mesurée lors des essais du motoriste, tout en évoquant les limites du modèle.

Sommaire

1	Présentation du calcul aéroélastique	144
1.1	Présentation de la stratégie découplée	144
1.2	Modèle aérodynamique	145
1.3	Modèle structure	145
1.4	Déformation de maillage	146
2	Estimation de la réponse forcée	147
2.1	Calcul des forces aérodynamiques généralisés d'excitation	147
2.2	Calcul de la raideur et de l'amortissement aérodynamique	153
2.3	Comparaison avec les essais	154
3	Bilan	157

1 Présentation du calcul aéroélastique

1.1 Présentation de la stratégie découplée

La méthode utilisée afin d'estimer la réponse forcée des OGV soumis au vortex transform e est la méthode découplée décrite dans la section 3.1 du chapitre II. Pour rappel, cette méthode repose sur l'hypothèse des petits déplacements et des petites vitesses. De plus, les forces aérodynamiques liées à la raideur sont supposées linéaires par rapport au déplacement et celles liées à l'amortissement linéaires par rapport à la vitesse. Ces termes linéaires représentant les forces liées au mouvement de l'aube se superposent aux forces extérieures par l'hypothèse de superposition. En projetant l'équation de la dynamique sur le mode d'intérêt ϕ avec une fréquence propre $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$, et ω_0 la pulsation associée au mode propre, nous avons :

$$\mu\ddot{q} + \beta\dot{q} + \gamma q(t) = \underbrace{A'q + B'\dot{q} + f_{ag}^{exc}}_{f_{ag} \text{ calcul e par le solveur}} \quad (\text{VII.1})$$

avec q la coordonnée généralisée du mode ϕ , μ la masse généralisée, β le terme d'amortissement méchanique g en eralis e, γ le terme de raideur méchanique généralisée, A' le terme de raideur aérodynamique généralisée, B' le terme d'amortissement aérodynamique g en eralis e et f_{ag}^{exc} les forces aérodynamiques généralisées liées aux forces extérieures. La grandeur extraite du solveur correspond aux forces aérodynamiques généralisées notées f_{ag} , à savoir le terme de droite de l'équation VII.1. L'équation VII.1 est divisée par la masse généralisée μ . En normalisant les termes linéaires en la vitesse par $2\mu\omega_0$, on fait ainsi apparaître la pulsation propre du système ω_0 , la raideur aérodynamique ω_a , l'amortissement méchanique ξ et l'amortissement aérodynamique ξ_a exprim es comme suit :

$$\omega_0^2 = \frac{\gamma}{\mu} \quad (\text{VII.2})$$

$$\omega_a^2 = -\frac{A'}{\mu} \quad (\text{VII.3})$$

$$\xi = \frac{\beta}{2\mu\omega_0} \quad (\text{VII.4})$$

$$\xi_a = -\frac{B'}{2\mu\omega_0} \quad (\text{VII.5})$$

L'équation VII.1 devient alors :

$$\ddot{q} + 2\omega_0\xi\dot{q} + \omega_0^2 q(t) = -\omega_a^2 q - 2\omega_0\xi_a\dot{q} + \frac{f_{ag}^{exc}}{\mu} \quad (\text{VII.6})$$

En recherchant une réponse harmonique d'amplitude $|\hat{q}|$ du mode ϕ à une force harmonique de pulsation Ω comme décrit dans le chapitre II, on obtient :

$$|\hat{q}|(\Omega) = \frac{|\hat{f}_{ag}^{exc}|/\mu}{\sqrt{(\omega_0^2 + \omega_a^2 - \Omega^2)^2 + (2(\xi + \xi_a)\Omega\omega_0)^2}} \quad (\text{VII.7})$$

Dans le terme de droite de l'équation VII.7, les inconnues sont A' et B' incluses dans ω_a et ξ_a , ainsi que f_{ag}^{exc} . Afin d'isoler ces inconnues au sein de la grandeur f_{ag} extraite par le solveur en sortie de calcul, il est nécessaire d'avoir recours à deux types de simulation. La première est effectuée en présence de la source d'excitation aérodynamique avec amplitude de vibration nulle ($q = 0$). Cela permet d'obtenir $f_{ag} = f_{ag}^{exc}$ et ainsi de déterminer sa composante harmonique à la fréquence f_0 notée \hat{f}_{ag}^{exc} . Dans notre cas, cette simulation correspond à un calcul avec ingestion de vortex et des OGV rigides similaire à celui effectu e dans le chapitre VI. Une autre simulation est effectuée afin de déterminer A' et B' . Cette dernière

est réalisée sans aucune source d'excitation aérodynamique ($f_{ag}^{exc} = 0$) et avec une déformation sinusoïdale des OGV selon le mode ϕ dont l'amplitude est imposée ($q \neq 0$). Les forces aérodynamiques généralisées extraites par le calcul sont donc : $f_{ag} = A'q + B'\dot{q}$. En appliquant la transformée de Fourier \mathcal{F} sur les forces aérodynamiques généralisées extraites de ce dernier calcul, on obtient :

$$\mathcal{F}(f_{ag}^{exc}) = (A' + j\omega B')\mathcal{F}(q) \quad (\text{VII.8})$$

En évaluant l'équation VII.8 en ω_0 , nous obtenons :

$$|\hat{f}_{ag}|e^{j\alpha} = (A' + j\omega_0 B')|\hat{q}| \quad (\text{VII.9})$$

avec α le déphasage des forces aérodynamiques généralisées de la composante harmonique selon la pulsation ω_0 par rapport au mouvement imposé. Ainsi, par identification des parties réelles et imaginaires de l'équation VII.9, nous obtenons :

$$A' = \frac{|\hat{f}_{ag}|}{|\hat{q}|} \cos(\alpha) \quad (\text{VII.10})$$

$$B' = \frac{|\hat{f}_{ag}|}{|\hat{q}|\omega_0} \sin(\alpha) \quad (\text{VII.11})$$

Une fois le terme de raideur aérodynamique ω_a et le terme d'amortissement aérodynamique ξ_a déterminés, l'amplitude de la coordonnée généralisée du mode ϕ en fonction de la fréquence d'excitation explicitée dans l'équation VII.7 peut être calculée.

1.2 Modèle aérodynamique

La modélisation aérodynamique est identique à celle présentée dans le chapitre VI, à savoir qu'elle repose sur le modèle de Spalart-Allmaras avec un rapport de pseudo-viscosité turbulente injectée au sein du domaine égal à 0.01. Le schéma de Roe assure la discrétisation spatiale. Le maillage est présenté dans les sections 1.3 du chapitre VI. La seule différence est la prise en compte de la déformation des OGV 26, 27 et 28 selon le mode ϕ avec pour fréquence propre f_0 . Ce mode est issu d'un calcul éléments finis dont les déplacements sont projetés sur le maillage surfacique de l'aube du domaine aérodynamique. Les forces aérodynamiques généralisées, notées f_{ag} , correspondant à l'intégrale des efforts de pression projetés sur le mode ϕ sont alors définies comme suit :

$$f_{ag} = \int_S p\phi \cdot \mathbf{n} \, ds \quad (\text{VII.12})$$

avec p la pression statique, \mathbf{n} le vecteur normale unitaire à la surface ds de l'aube.

1.3 Modèle structure

La géométrie des aubes de la grille OGV utilisée dans cette étude varie en fonction de leur position en azimut. Parmi les OGV présents dans la zone d'impact du tourbillon transformé, les OGV 26, 27 et 28 ont la même géométrie : leur comportement dynamique est alors identique. La réponse forcée de ces trois OGV est alors étudiée. Le mode d'intérêt est choisi de façon à ce que l'ordre moteur 18N coïncide avec la fréquence du mode 2FBF à un point de fonctionnement où le vortex de sol apparaît durant la manœuvre des essais. De plus, la vitesse de rotation du fan à cette coïncidence est proche de celle utilisée dans le cas académique présenté au chapitre IV, avec un écart de vitesse de rotation du fan à la position d'impact du centre du vortex d'environ 13 %. Les déplacements et la fréquence du mode 2FBF sont issus d'un calcul dynamique effectué avec l'outil *ANSYS Mechanical*. Le modèle éléments finis comprend l'intégration en

tête de pale. La structure est discrétisée en 5×10^5 éléments. Deux principales poches de déplacement sont présentes au bord de fuite de l'aube visible sur la figure VII.1. La figure VII.2 illustre la déformation du maillage aérodynamique selon le mode 2FBB. La méthode de déformation de maillage est détaillée dans la section 1.4.

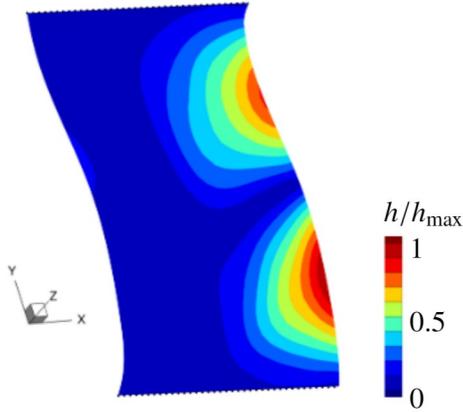


FIGURE VII.1 – Champ de déplacement lié au mode 2FBB de la structure de référence

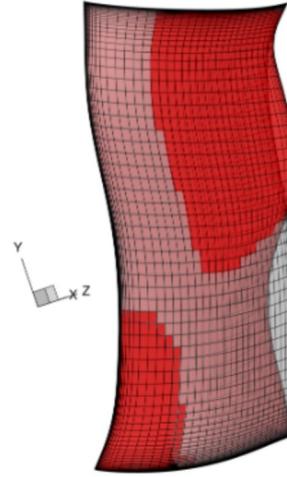


FIGURE VII.2 – Maillage de référence (gris) et maillage déformé selon le mode 2FBB (rouge)

1.4 Déformation de maillage

La méthode de déformation de maillage utilisée dans cette étude est basée sur l'analogie de mécanique continue disponible dans le logiciel de calcul [1]. Le maillage aérodynamique est discrétisé en éléments solide tétraédriques quadratiques ainsi que des éléments surfaciques triangulaires quadratiques. Chaque maille représente un élément discrétisant un matériau élastique à loi de comportement linéaire, possède un module de Young E variant en fonction du volume de l'élément. Un coefficient de Poisson ν constant est imposé. La déformation du maillage consiste à résoudre un problème statique où les déplacements sont imposés sur les frontières de blocs correspondant aux interfaces aéroélastiques. La matrice de raideur locale est approximée en utilisant la méthode de quadrature de Gauss. Le déplacement sur le volume est obtenu en résolvant le problème d'équilibre statique linéaire du système discrétisé modélisé par l'équation suivante :

$$Kx = F \quad (\text{VII.13})$$

avec K la matrice de raideur, x le déplacement du nœud et F la force extérieure. On peut séparer les nœuds du maillage en une partie où le mouvement est imposé (ou éventuellement nul sur certaines frontières), correspondant aux interfaces aéroélastiques avec l'indice Σ , et une partie où le déplacement est inconnu avec l'indice I . L'équation VII.13 se réécrit :

$$\begin{bmatrix} K_{I,I} & K_{I,\Sigma} \\ K_{\Sigma,I} & K_{\Sigma,\Sigma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_I \\ x_\Sigma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_I \\ F_\Sigma \end{bmatrix} \quad (\text{VII.14})$$

La résultante des efforts extérieurs appliqués aux nœuds intérieurs I est nulle. Il vient alors :

$$K_{I,I}x_I = -K_{I,\Sigma}x_\Sigma \quad (\text{VII.15})$$

Les déplacements inconnus x_I sont donc déterminés par la matrice de raideur et les déplacements imposés x_Σ . Dans notre cas, les déplacements sont imposés sur l'intrados et l'extrados de l'aube suivant les déplacements du mode d'intérêt obtenus par le calcul dynamique décrit dans la section 1.3.

2 Estimation de la réponse forcée

La méthode de calcul utilisée pour prévoir l'amplitude de vibration des OGV 26, 27 et 28 sous l'impact du vortex transformé est basée sur la méthode découplée décrite dans la section 1.1. Pour ce faire, deux calculs sont effectués :

- Une simulation avec ingestion de vortex correspondant à celui décrit dans le chapitre VI : un moteur UHBR sous ingestion de vortex sans déformation des OGV d'intérêt. Les données de déplacement du mode sont tout de même rentrées dans le solveur afin de déterminer les forces aérodynamiques généralisées, correspondant uniquement aux forces de pression d'excitation extérieures projetées sur le mode propre d'intérêt, à chaque itérations. Ce type de simulation est appelée "simulation avec aubes rigides"
- Une simulation sans ingestion de vortex, ayant pour objectif de déterminer la raideur et l'amortissement aérodynamique du mode étudié au même point de fonctionnement. Un mouvement d'amplitude arbitraire (dans la limite de l'hypothèse des petites déformations et en se plaçant dans la zone où la réponse du fluide peut être considérée comme linéaire en fonction de l'amplitude du mouvement) est alors imposé sans aucune excitation extérieure : une moyenne azimutale est appliquée à l'interface du fan et de la grille OGV. Les forces aérodynamiques généralisées sont extraites à chaque itération. L'amortissement et la raideur aérodynamiques sont ainsi obtenus grâce aux équations (VII.10) et (VII.11).

Une fois l'amplitude de composante harmonique des forces aérodynamiques généralisées obtenue grâce au calcul sans déformation de maillage et avec injection de vortex, ainsi que la raideur et l'amortissement aérodynamique obtenus grâce au calcul avec déformation de maillage et sans injection de vortex, l'amplitude modale est calculée via l'équation (VII.7).

2.1 Calcul des forces aérodynamiques généralisés d'excitation

Le calcul réalisé pour l'estimation des forces aérodynamiques généralisées d'excitation extérieures f_{ag}^{exc} est similaire à celui décrit au chapitre VI. Il concerne un moteur UHBR en ingestion de vortex, avec un déplacement imposé des OGV nul. À chaque itération, les forces aérodynamiques généralisées pour les OGV 26, 27 et 28 sont déterminées. La figure VII.3 présente les forces aérodynamiques généralisées de ces trois OGV en fonction du nombre de passages d'aubes du fan sur le vortex. À gauche, les forces sont illustrées dans le cas d'un tourbillon dont le sens de rotation est opposé aux essais ($\Gamma_v > 0$) et à droite dans le cas d'un sens de rotation similaire ($\Gamma_v < 0$). Les fluctuations des forces aérodynamiques généralisées pour les OGV 26 et 27 sont similaires, indépendamment du sens de rotation du tourbillon. Cependant, la forme des forces aérodynamiques généralisées de l'OGV 28 pour $\Gamma_v < 0$ se distingue de tous les autres : une fréquence double apparaît, accompagnée d'une modulation visible du signal.

La figure VII.4 représente l'amplitude de la composante harmonique des FAG (Forces Aérodynamiques Généralisées) associée à f_0 des OGV 26, 27 et 28 adimensionnées par les FAG moyennes de chaque OGV. L'amplitude de la composante harmonique de l'OGV 28 sous sillage seul est légèrement plus faible que celle des OGV 26 et 27, qui ont des valeurs similaires entre eux. La figure VII.5 correspond aux calculs avec ingestion de vortex ($\Gamma_v < 0$ à gauche et $\Gamma_v > 0$ à droite). Pour le calcul représentatif des essais ($\Gamma_v < 0$), les amplitudes de la composante harmonique associée à f_0 des FAG des OGV 26 et 27 sont semblables. On remarque néanmoins une amplitude extrêmement faible concernant l'OGV 28. Cela est cohérent avec la forme des FAG de l'OGV 28 pour $\Gamma_v < 0$ illustrée sur la figure VII.3 avec un signal dont la fréquence de la composante harmonique prépondérante correspond à $2 \times f_0$. D'après la figure VII.5, le niveau d'amplitude de la composante harmonique des FAG de l'OGV 28 est environ 30 fois inférieur à celui des OGV 26 et 27. En supposant une raideur et un amortissement aérodynamiques identiques pour les OGV d'intérêt, on s'attend alors à une amplitude de réponse forcée de l'OGV 28 également 30 fois

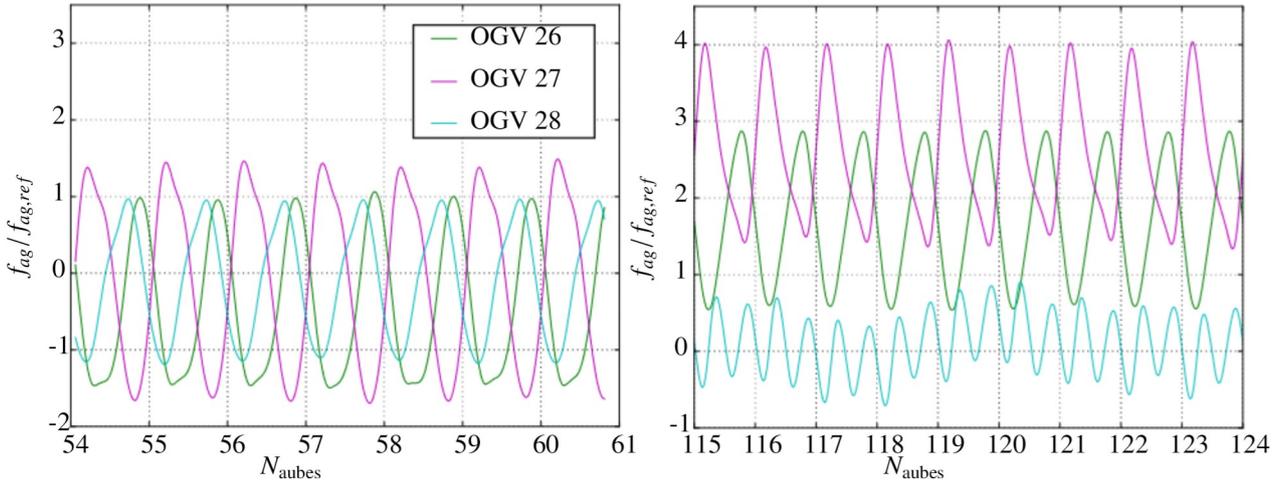


FIGURE VII.3 – Évolution des forces aérodynamiques généralisées des OGV pour $\Gamma_v > 0$ à gauche et $\Gamma_v < 0$ à droite

inférieure à celui des OGV 26 et 27. Cette tendance est également observée au sein du chapitre VI au niveau de la composante harmonique des efforts instationnaires associée à f_0 , avec néanmoins un rapport de 2.5 entre celle de l'OGV 28 et celle des OGV 26 et 27. Cet écart, lié à la projection des efforts sur le mode, est évoqué plus loin dans ce chapitre.

Dans le cas $\Gamma_v > 0$, l'amplitude harmonique des FAG de l'OGV 28 est comparable à celle des OGV 26 et 27. Cette observation contraste avec les observations du chapitre VI, où la figure VI.17 montre que la composante harmonique des efforts des OGV 26 et 27 est nettement inférieure à celle de l'OGV 28. Cela peut s'expliquer par la projection des efforts aérodynamiques sur le mode d'intérêt lors du calcul des FAG, agissant comme un filtre spatial sur les efforts. En effet, les fluctuations de pression à la surface des aubes localisées au niveau des zones de déplacement nul ne contribuent pas aux FAG. En revanche, lorsque ces fluctuations de pression sont présentes là où le déplacement modal est maximal, leur impact sur les FAG est également maximal. De plus, la source d'excitation aérodynamique se répartit de façon inégale sur les OGV 26, 27 et 28 comme évoqué dans le chapitre VI. Les zones d'excitation sur les aubes ne sont donc pas localisées au même endroit, et donc la projection des forces aérodynamiques sur le mode propre donne des forces aérodynamiques généralisées différentes. On remarque également qu'en absolu, les amplitudes de la composante harmonique associée à f_0 sont plus élevées dans le cas $\Gamma_v > 0$ que dans le cas $\Gamma_v < 0$ représentatif des essais.

On remarque généralement un rapport d'amplitude harmonique des FAG extrêmement élevé (de l'ordre de 50) entre les cas avec sillage seul et sous ingestion de vortex, et donc un rapport d'amplitude vibratoire tout aussi grand (sauf pour l'OGV 28 dans le cas $\Gamma_v < 0$). Dans les essais, le rapport maximal entre la réponse forcée avec et sans vortex est environ de 4, ce qui est bien inférieur à ce qui est calculé numériquement. Cela est probablement causé par une sous-estimation de $\hat{f}_{ag,nv}$ dans la configuration avec sillage seul. En effet, les modèles RANS ont tendance à sous-estimer le déficit de vitesse au sein du sillage comme évoqué dans la section 1.2.4 du chapitre V. Au vue de l'étude de la source d'excitation aérodynamique décrits dans la section 2 du chapitre VI ainsi que dans le chapitre IV, les décollements associées à la présence du tourbillon transformé ainsi que les fluctuations de l'angle du vecteur vitesse liées au hachage du vortex sont les phénomènes prédominant sur le chargement instationnaire des OGV. Une comparaison avec les essais est proposée dans la section 2.3.

Les figures VII.6 et VII.7 représentent le contenu harmonique des forces aérodynamiques généralisées des OGV 26, 27 et 28 dans les cas $\Gamma_v < 0$ et $\Gamma_v > 0$. Dans la configuration $\Gamma_v > 0$ illustrée sur la fi-

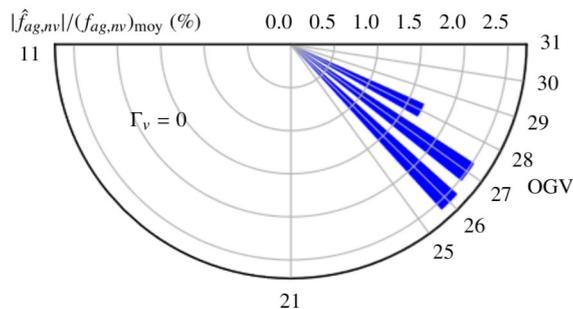


FIGURE VII.4 – Amplitude de la composante harmonique associée à f_0 des FAG des OGV d’intérêt en l’absence de vortex.

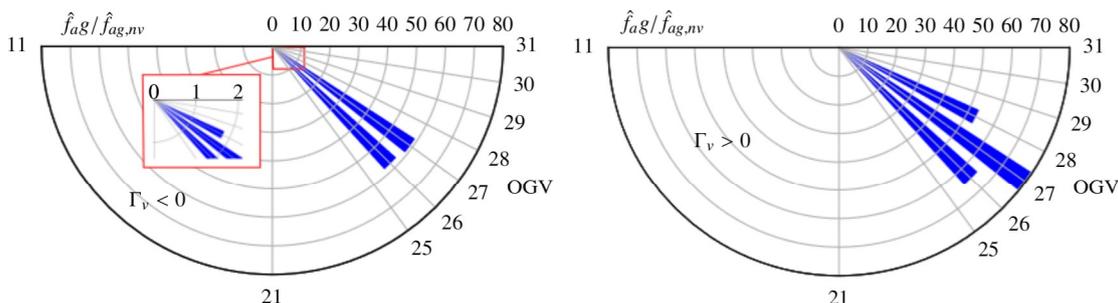


FIGURE VII.5 – Amplitude de la composante harmonique associée à f_0 des FAG des OGV d’intérêt en présence de vortex.

gure VII.7, la fréquence dominante des FAG des trois OGV est f_0 avec une décroissance des amplitudes pour le second et le troisième harmonique. En revanche, dans le cas $\Gamma_v < 0$ illustré sur la figure VII.6, l’amplitude de la composante harmonique associée à $2 \times f_0$ est plus élevée que celle associée à f_0 pour l’OGV 28, contrairement aux composantes des OGV 26 et 27. La fréquence d’excitation prépondérante de l’OGV 28 est alors $2 \times f_0$. On observe une importante différence de contenu fréquentiel des forces aérodynamiques généralisées des OGV 27 et 28 malgré leur proximité spatiale, à savoir un décalage de quelques degrés dans la direction azimutale. On note également une modulation des FAG de l’OGV 28 à une fréquence égale à $0.24f_0$, visible sur la figure VII.3. Nous n’avons pas d’explication sur ce phénomène.

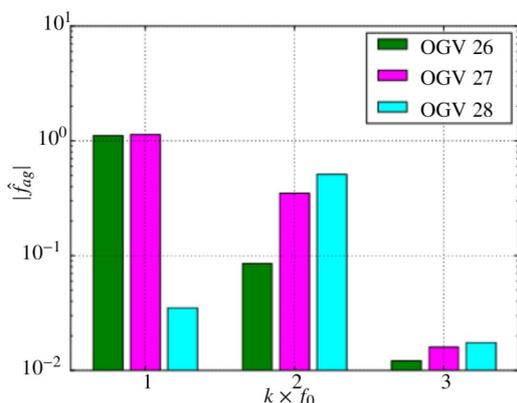


FIGURE VII.6 – Contenu harmonique des FAG des OGV 26, 27 et 28 dans le cas $\Gamma_v < 0$

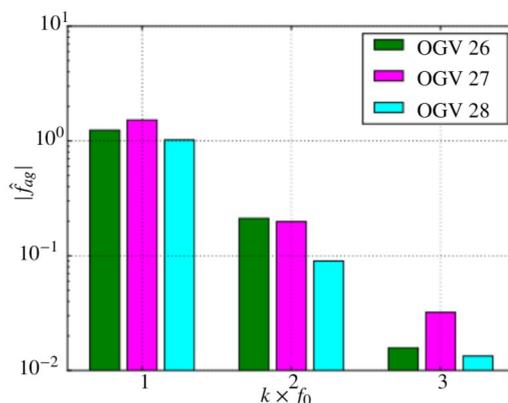


FIGURE VII.7 – Contenu harmonique des FAG des OGV 26, 27 et 28 dans le cas $\Gamma_v > 0$

La figure VII.8 illustre l’amplitude de pression sur l’intrados et l’extrados des OGV 26, 27 et 28 dans

les configurations $\Gamma_v = 0$ (sans vortex, donc avec sillage seul), $\Gamma_v < 0$, et $\Gamma_v > 0$ associée à la fréquence f_0 . Les amplitudes de pression étant similaires pour les 3 OGV dans le cas sans vortex ($\Gamma_v = 0$), seule l'amplitude de pression de l'OGV 28 est représentée. A première vue, le niveau des amplitudes de pression est beaucoup plus élevé sur tous les OGV d'intérêt dans la configuration avec ingestion de vortex ($\Gamma_v < 0$ et $\Gamma_v > 0$) que dans le cas $\Gamma_v = 0$.

Dans le cas $\Gamma_v < 0$, l'OGV 26 possède des amplitudes de pression relativement faibles par rapport aux autres OGV soumis au même vortex transformé. Cela n'est pas surprenant car dans la configuration $\Gamma_v < 0$, l'OGV 26 est l'aube la plus éloignée, parmi les OGV évoqués, des perturbations générées par le vortex transformé visibles sur la figure VI.12. Une zone d'amplitude de pression relativement élevée est tout de même présente au centre de l'extrados de cet OGV. Cette perturbation est probablement causée en partie par le décollement à l'intrados de l'OGV 27 visible sur la figure VI.13, générant des fluctuations de pression jusqu'au niveau de l'extrados de l'OGV 26. L'intrados de ce même OGV n'est soumis qu'à de très faibles fluctuations de pression associées à la fréquence f_0 , étant relativement éloigné du vortex transformé et des OGV avec des décollements massifs.

Au voisinage du moyeu, l'OGV 27 possède une amplitude de pression maximale proche du bord d'attaque de l'intrados. Cela semble correspondre à la localisation du décollement généré par la variation locale d'incidence, visible sur la figure VI.13. Afin de confirmer cela, deux couronnes à $r/r_i = \text{cst}$ illustrées sur la figure VII.9 sont extraites, intersectant l'intrados de l'OGV 27 en C_1 et C_2 marqués sur la figure VII.8. En C_1 , on observe un décollement au bord d'attaque de l'intrados de l'OGV 27 induit par la variation locale d'incidence, dont la perturbation est propagée sur l'ensemble de son intrados. A l'inverse, au niveau de C_2 où le niveau des amplitudes de pression est relativement faible d'après la figure VII.8, l'écoulement autour de l'OGV 27 reste attaché. Les forts niveaux du module de la composante harmonique de pression associée à f_0 au niveau de l'intrados de l'OGV 27 sont probablement générés par la fluctuation du décollement massif présent à cet endroit à une fréquence f_0 . En effet, le vortex est haché en portions régulières à chaque passage d'aube du fan. Les zones de sous-vitesses correspondant aux portions de tourbillon haché sont visibles sur la couronne C_1 de la figure VII.9 par des poches de nombre de Mach de faible intensité en aval du fan. Cette variation du nombre de Mach est accompagnée par une variation de la direction du vecteur vitesse de l'écoulement. Il en résulte une probable variation de l'incidence locale vue par l'OGV à chaque passage de portion de vortex à une fréquence f_0 . Il est alors possible que les décollements induits par le champ généré par le tourbillon transformé soient instationnaires avec des fluctuations périodiques coïncidant avec la fréquence de hachage du vortex, à savoir f_0 . L'extrados de ce même OGV est également soumis à des amplitudes spectrales de pression importantes mais avec des intensités plus faibles qu'à l'intrados. De façon analogue avec l'OGV 26, ces amplitudes de fluctuation de pression à l'extrados peuvent en partie être générées par la perturbation induite par le décollement de l'intrados de l'OGV 28, en plus de fluctuations générées par le vortex transformé et du décollement à l'intrados de l'OGV 27.

Concernant l'OGV 28, l'amplitude de fluctuation de pression maximale associée à la fréquence f_0 est concentrée au niveau du bord d'attaque de l'intrados sur la moitié proche du moyeu. Cela correspond à la localisation du décollement à l'intrados visible sur la figure VI.13. L'extrados présente une amplitude spectrale de pression élevée au niveau du bord d'attaque, notamment sur la moitié proche du carter. Cela correspond à la localisation du décollement à l'extrados de l'OGV 28 visible sur la figure VI.13.

Dans le cas $\Gamma_v > 0$, l'OGV 26 possède des amplitudes de pression associées à la fréquence f_0 concentrées sur le bord d'attaque à mi-envergure. De plus, des valeurs élevées sont observées près du carter sur l'intrados. Cette zone coïncide avec le décollement à l'intrados proche carter de l'OGV 26 visible sur la figure VI.13. On remarque également une zone de forte amplitude proche du moyeu sur l'extrados et l'intrados de l'OGV 26.

La topologie de fluctuation de pression de l'OGV 27 associée à la fréquence f_0 ressemble à celle de l'OGV 26, avec en revanche des amplitudes moins élevées au voisinage du carter au niveau de l'intrados.

L’OGV 28 semble posséder globalement des amplitudes plus faibles que celles des OGV 26 et 27. Cela n’est pas surprenant car, d’après la figure VI.12, l’OGV 28 est relativement éloigné des perturbations aérodynamiques du vortex transformé par rapport aux OGV 26 et 27. L’amplitude des fluctuations de pression à l’extrados de l’OGV 28 est faible par rapport aux OGV 26 et 27. Au niveau de l’intrados de l’OGV 28, le niveau d’amplitude est plus élevé qu’à l’extrados. En effet, l’intrados est exposé aux perturbations aérodynamiques générées par le vortex transformé.

En somme, les fluctuations de pression associées à la fréquence f_0 sont majoritairement localisées au niveau du bord d’attaque des OGV soumis au vortex transformé, et plus particulièrement au niveau des décollements identifiés dans la section 2.2 du chapitre VI quel que soit le sens de rotation du vortex. Ces décollements sont probablement instationnaires et périodiques avec des fluctuations dont la fréquence coïncide avec la fréquence de hachage du vortex, c’est-à-dire f_0 . Ils sont induits par une modification locale d’incidence au bord d’attaque de l’OGV par rapport à l’angle d’incidence de fonctionnement. Comme mentionné dans le chapitre IV, nous avons constaté que cette variation d’angle d’incidence par rapport à l’angle nominal fluctue temporellement à une fréquence correspondant au passage des aubes de fan, soit f_0 dans notre contexte. Ces décollements génèrent des fluctuations d’efforts aérodynamiques non seulement sur les OGV concernés, mais aussi sur les OGV adjacents proches du point de décollement, comme l’OGV 26 pour $\Gamma_v < 0$. Il est donc fortement probable que l’importante variation du vecteur vitesse, provoquée par la fragmentation du vortex à une fréquence f_0 , soit responsable des amplitudes de pression. En revanche, la présence d’importantes amplitudes de pression de fréquence f_0 ne signifie pas automatiquement une amplitude importante d’effort aérodynamique à cette même fréquence. En effet, l’amplitude harmonique des efforts correspond à l’intégrale sur la surface de l’aube des amplitudes de pression locales. Même si d’importantes concentrations d’amplitudes de pression sont présentes à l’intrados et à l’extrados, ces dernières peuvent se compenser. Il est alors difficile de conclure sur l’amplitude harmonique des efforts intégrés avec uniquement la cartographie locale. Bien que les amplitudes de pression les plus élevées se trouvent aux endroits avec des déplacements minimes du mode 2FBF, la projection des efforts de pression légèrement en retrait du bord d’attaque sur les zones de déplacements significatifs du mode propre engendre des FAG importantes, comme le démontre la figure VII.5.

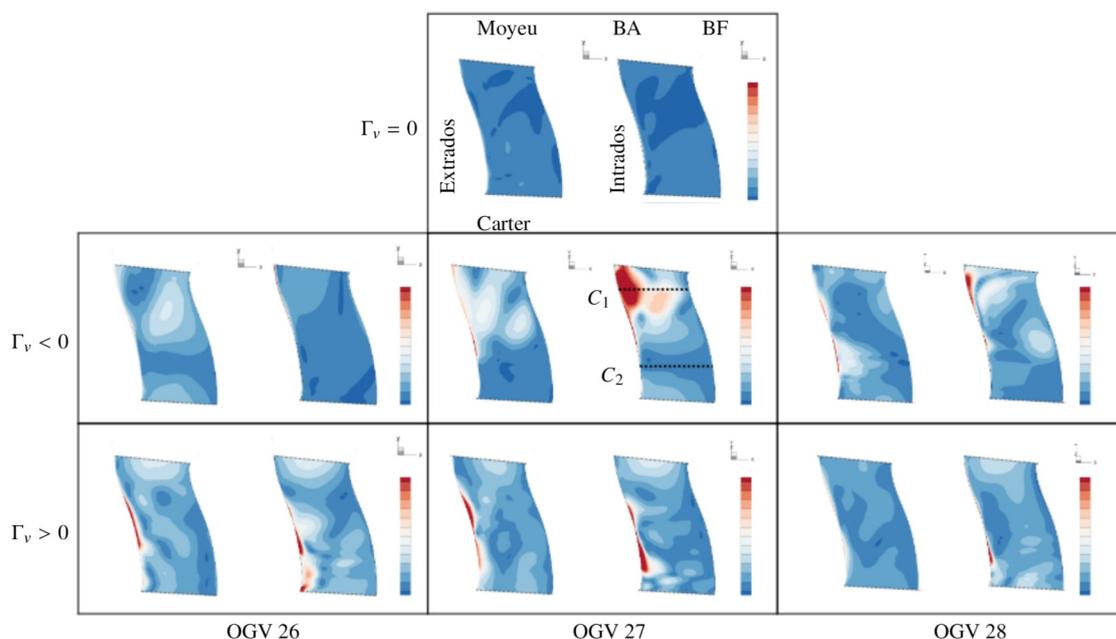


FIGURE VII.8 – Amplitude des pressions sur l’intrados et l’extrados associée à la fréquence f_0 .

La figure VII.10 représente l’amplitude des FAG sur l’intrados et l’extrados des OGV 26, 27 et 28 asso-

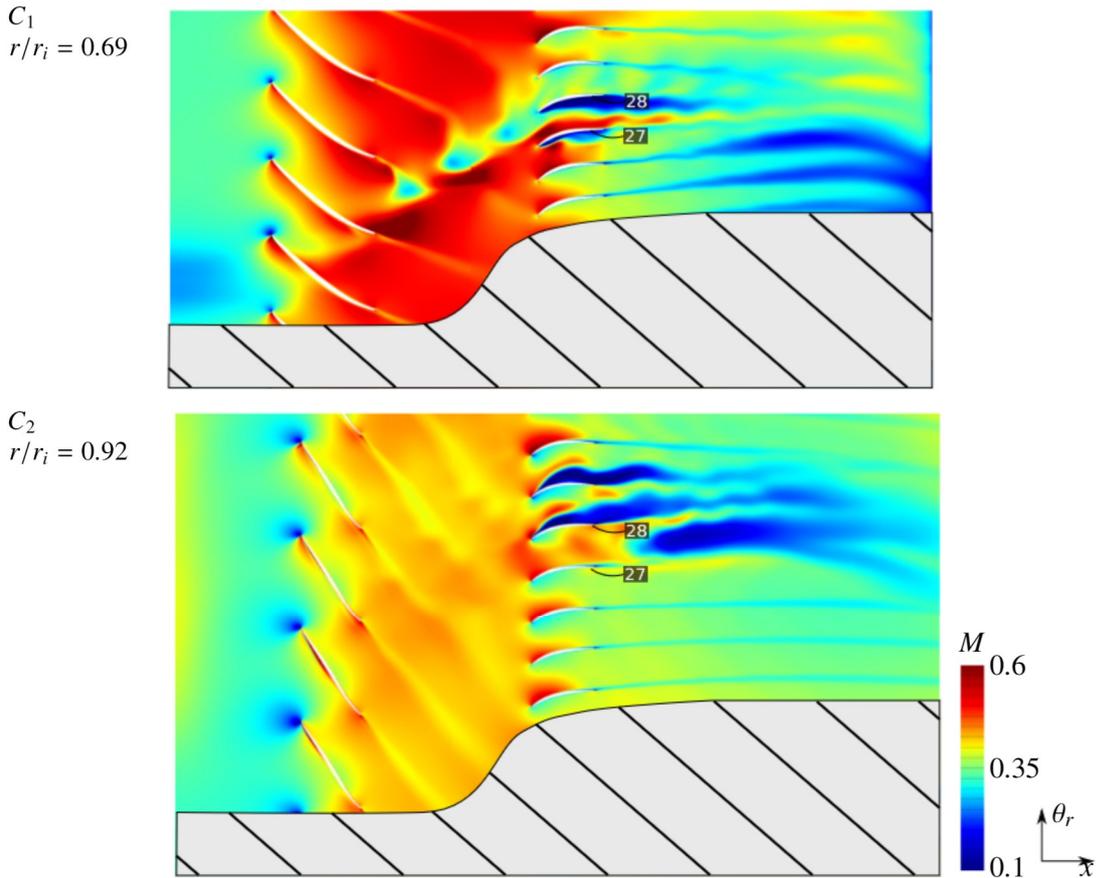


FIGURE VII.9 – Champ du nombre de Mach des couronnes C_1 et C_2 (zone hachurée cachée)

ciée à la fréquence f_0 . Le mode 2FBB possédant des déplacements très faibles au niveau du bord d'attaque et maximaux au niveau du bord de fuite (comme le montre la figure VII.1), la prédiction de la répartition des amplitudes des FAG sur l'intrados et l'extrados à partir des amplitudes des fluctuations de pression associées à la fréquence f_0 n'est pas évidente.

Dans le cas $\Gamma_v < 0$, on remarque que l'amplitude des FAG associée à la fréquence f_0 des trois OGV est principalement localisée au niveau de la poche de flexion du bord de fuite proche moyeu, là où les déplacements du mode sont maximaux. Par exemple, au niveau de l'OGV 27, les fluctuations de pression à la fréquence f_0 au niveau de l'intrados, provenant probablement du décollement instationnaire, sont localisées en partie au niveau de la poche de flexion proche moyeu du mode 2FBB. C'est pourquoi des niveaux importants de FAG associées à la fréquence f_0 sont visibles sur la figure VII.10. De plus, la contribution des fluctuations de pression au niveau du bord d'attaque sur les FAG est très faible car les déplacements du mode y sont quasiment nuls. La seconde poche de flexion (proche carter) est moins sollicitée que celle proche du moyeu.

Dans le cas $\Gamma_v > 0$, les amplitudes des FAG sont réparties de façon plus homogène sur la surface des aubes par rapport au cas $\Gamma_v < 0$. Cela est causé par la répartition homogène des fluctuations de pression sur la surface de l'aube, malgré une concentration très élevée au niveau du bord d'attaque. Bien que l'amplitude des fluctuations de pression associée à f_0 soit très élevée au niveau du bord d'attaque, comme le montre la figure VII.8, le module des amplitudes est également réparti sur la quasi-totalité de l'intrados et de l'extrados. Sur la figure VII.10, on observe une amplitude de FAG élevée au niveau du bord d'attaque à mi-envergure de l'extrados des OGV 26 et 27. Un léger déplacement est présent à ce niveau sur le mode

2FBF illustré sur la figure VII.1. En raison de l'amplitude de pression extrêmement élevée à cet endroit à l'extrados des OGV 26 et 27, il en résulte une amplitude de FAG non négligeable. Ce phénomène est absent au niveau de l'OGV 28, réduisant ainsi le total des forces aérodynamiques généralisées de l'OGV. Sur la figure VII.10, les niveaux locaux des FAG associées à la fréquence f_0 sont relativement faibles sur l'extrados de l'OGV 28, notamment par rapport à l'extrados des autres OGV, comme le montre la figure VII.5. Une faible amplitude est également observée au niveau des deux poches de flexion du bord de fuite, visible sur la figure VII.10. Sur l'intrados, la topologie des FAG est similaire à celle de l'extrados, mais avec des amplitudes légèrement plus élevées.

En somme, la cartographie de FAG est différente selon le sens de rotation du tourbillon incident et les OGV. En revanche, on observe des similitudes au sein de la répartition des FAG, comme la localisation des valeurs maximales sur les OGV pour un sens de rotation de vortex donné.

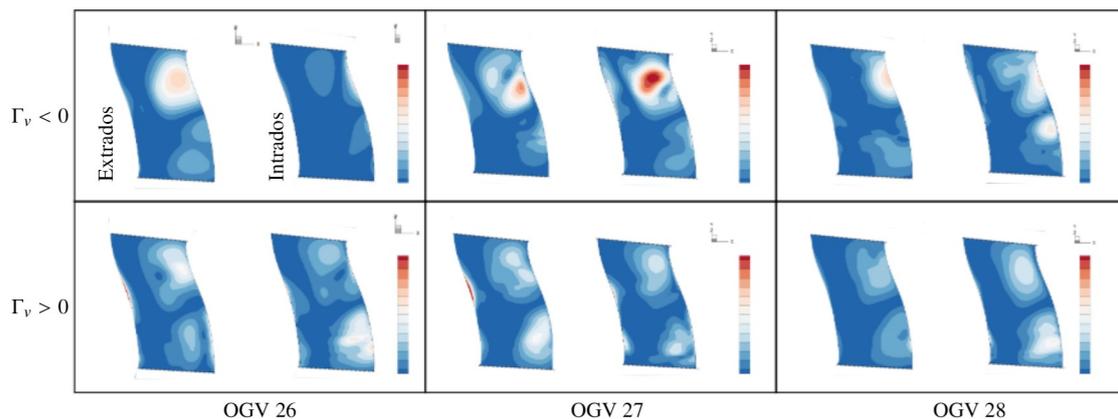


FIGURE VII.10 – Amplitude des FAG sur l'intrados et l'extrados associée à la fréquence f_0 .

2.2 Calcul de la raideur et de l'amortissement aérodynamique

Le calcul permettant de déterminer la raideur et l'amortissement aérodynamique est mis en données de manière à ce que les OGV ne subissent aucune excitation extérieure. La simulation est effectuée sans ingestion de vortex. De plus, un plan de mélange est appliqué à l'interface rotor/stator dans le but de moyenniser spatialement les sillages des aubes du fan en amont de la grille OGV. L'écoulement au travers de cette interface est alors stationnaire. Le maillage de l'OGV 28 est déformé selon le déplacement du mode 2FBF par l'intermédiaire de la méthode décrite dans la section 1.4. Une loi de paroi est utilisée sur toutes les aubes de la grille OGV et les paramètres numériques utilisés sont ceux décrits dans le chapitre VI. En effet, l'absence de décollement pendant cette déformation permet de rester dans le domaine de validité de la loi de paroi, pouvant alors être utilisée. La figure VII.11 illustre l'évolution des coordonnées généralisées pour deux amplitudes imposées différentes, à savoir $|\hat{q}| = 1 \times 10^{-3}$ et 3×10^{-3} . Le graphe de droite montre les variations des forces aérodynamiques généralisées générées par le mouvement de l'OGV 28. Comme les OGV 26 et 27 sont identiques à l'OGV 28, on peut supposer que les efforts liés au mouvement de l'aube sont relativement proches pour ces trois OGV. Cela s'applique donc également à leur raideur et leur amortissement aérodynamique. D'après la figure VII.11, le rapport des amplitudes des forces aérodynamiques généralisées entre les deux calculs est de 3, identique au rapport d'amplitude du mouvement imposé. Cette observation confirme l'hypothèse de linéarité des forces aérodynamiques généralisées par rapport à l'amplitude du mouvement de l'aube.

La raideur aérodynamique est définie à l'aide des équations VII.3 et VII.10, tandis que l'amortissement aérodynamique est déterminé par les équations VII.5 et VII.11. Ces paramètres sont calculés pour des amplitudes modales de 1×10^{-3} et 3×10^{-3} , comme indiqué dans le tableau VII.1. Si l'hypothèse de

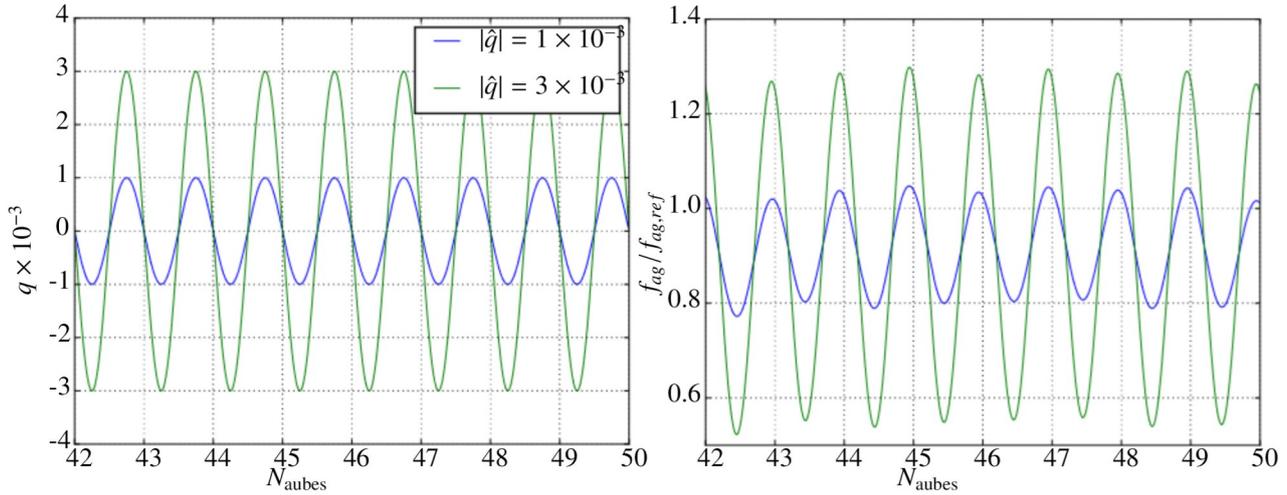


FIGURE VII.11 – Évolution des coordonnées généralisées de l'OGV 28 à gauche et des forces aérodynamiques généralisées à droite

$ \hat{q} $	1×10^{-3}	3×10^{-3}
$(\omega_a)^2$	$-1.51 \times 10^{-3} (\omega_i)^2$	$-1.60 \times 10^{-3} (\omega_i)^2$
ξ_a	$0.713 \xi_i^*$	$0.717 \xi_i^*$

TABLE VII.1 – Raideur et amortissement aérodynamiques des calculs avec différentes amplitudes de vibration (avec ξ_i^* l'amortissement mécanique mesurée par le motoriste)

linéarité de l'amortissement et de la raideur en fonction de l'amplitude du mouvement est correcte, ces valeurs devraient alors être identiques. Cependant, selon le tableau VII.1, nous constatons un écart relatif de 5.63 % pour le carré de la raideur aérodynamique et un écart de 0.56 % pour l'amortissement aérodynamique. Ces écarts sont considérés comme acceptables dans notre contexte. L'observation $\omega_a^2 < 0$ indique que les forces aérodynamiques tendent à réduire la raideur totale du système et donc les fréquences des modes du système. En revanche, la raideur mécanique est prépondérante devant la raideur aérodynamique : la raideur aérodynamique contribue seulement à 3.8 % de la raideur totale (somme de la raideur mécanique et aérodynamique). L'amortissement aérodynamique, déterminé pour des amplitudes de mouvement imposées, est positif. Cela indique que les efforts aérodynamiques liés au mouvement de la structure tendent à l'atténuer. Un amortissement mécanique, noté ξ_i , s'ajoute également à l'amortissement aérodynamique ξ_a . L'amortissement mécanique étant du même ordre de grandeur que l'amortissement aérodynamique, ce dernier n'est donc pas négligeable.

2.3 Comparaison avec les essais

Les calculs aéroélastiques présentés dans ce chapitre ainsi que dans le chapitre VI sont comparés dans ce paragraphe à des essais effectués par le motoriste à échelle 1. Les caractéristiques géométriques et aérodynamiques de la simulation ont été choisies afin de se rapprocher au mieux des conditions de ces essais. Le banc d'essai a été conçu pour reproduire des conditions de vent de travers en conditions réelles. Plusieurs manœuvres ont été réalisées à différentes vitesses de vent latéral. Lorsqu'on regarde de face le moteur, le vent latéral provient de la droite et va vers la gauche. Par conséquent, le vortex de sol possède un sens de rotation associé à une circulation négative ($\Gamma_v < 0$). Pour cette comparaison, seuls les résultats du calcul $\Gamma_v < 0$ sont considérés. Une manœuvre consiste à réaliser une accélération du régime moteur, passant de façon relativement lente du régime ralenti au régime maximum de la machine, suivie d'une décélération sur une durée similaire. Ces manœuvres sont réalisées de manière suffisamment graduelle

pour être considérées comme un passage successif de plusieurs points de fonctionnement, où l'écoulement dans le moteur est quasi établi.

Pendant ces essais, l'OGV 28 est équipé de jauges de contraintes sensibles à certains modes de vibration, notamment le mode 2FBF. Pour isoler la composante de la contrainte associée au mode 2FBF, un spectrogramme est réalisé sur les données de chaque jauge. Cela permet d'obtenir, à chaque instant, le contenu fréquentiel du signal de contrainte enregistré, facilitant ainsi l'identification et la mesure de l'amplitude de contrainte des modes auxquels la jauge réagit pendant la manœuvre. Durant l'accélération du régime moteur, il existe un point de fonctionnement où la fréquence de passage des sillages du fan (égale à la fréquence de hachage du vortex) coïncide avec la fréquence de vibration de l'OGV 28 selon le mode 2FBF. De plus, pour le point d'essai étudié, le vortex de sol est présent sur ce point de fonctionnement. La source d'excitation aérodynamique est alors une combinaison du vortex transformé par les aubes du fan et leur sillage. Les calculs aéroélastiques présentés dans les chapitres VI et VII sont réalisés sur ce point de fonctionnement. La contrainte σ_J mesurée sur la jauge sensible au mode 2FBF peut être convertie en coordonnée généralisée q_{essai} en adimensionnant par la contrainte observée pour un déplacement modal unitaire σ_J^n :

$$q_{\text{essai}} = \frac{\sigma_J}{\sigma_J^n} \quad (\text{VII.16})$$

Le mode choisi pour la normalisation provient du calcul dynamique décrit dans la section 1.3. Pour déterminer la valeur du déplacement maximal de l'OGV, que ce soit à partir des essais ou de la simulation numérique, la coordonnée modale est multipliée par le déplacement maximal du mode. Cela permet de comparer la réponse forcée obtenue lors des essais avec celle déduite du calcul aéroélastique selon la méthode découplée. L'amortissement mécanique ξ_i nécessaire pour estimer la réponse forcée de l'OGV en utilisant le calcul aéroélastique et l'équation VII.7 est estimé par l'industriel, et est noté ξ_i^* . Cette valeur a été obtenue via des essais partiels sur une seule aube. L'intégration de la pièce dans le module et son potentiel apport en amortissement structural n'est pas pris en compte. Enfin, la courbe de réponse de l'OGV issue des essais est extraite de la phase de décélération de la manœuvre, car l'amplitude de vibration y est plus importante que pendant la phase d'accélération.

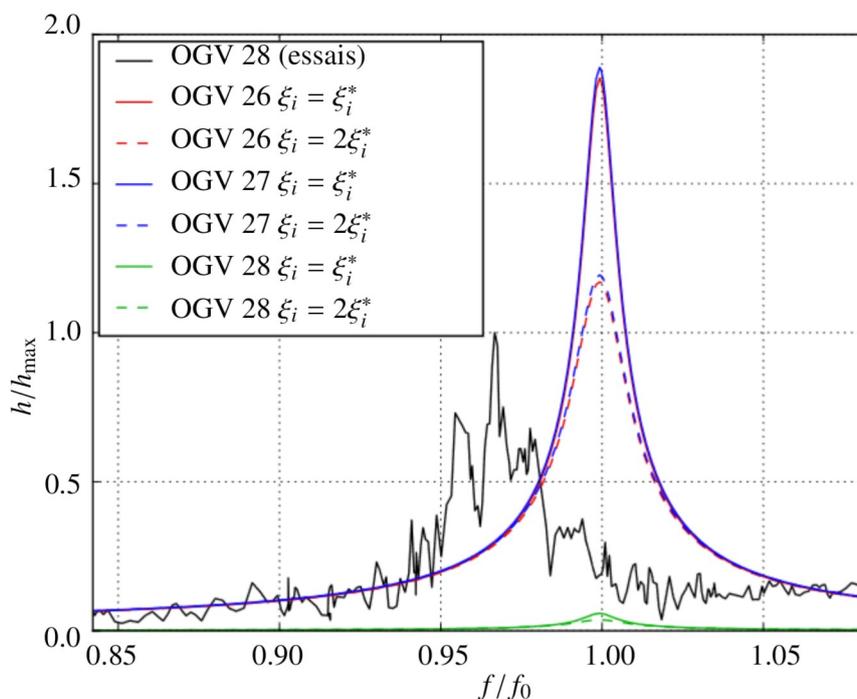


FIGURE VII.12 – Réponse forcée à la coïncidence 2FBF/18N : calcul découplé et essais

La figure VII.12 représente la courbe de réponse forcée du mode 2FBF estimée en essais et grâce au calcul aéroélastique via la méthode découplée présentée dans ce chapitre. La déformation locale maximale de l'OGV est représentée. Deux valeurs d'amortissement mécanique sont exposées : ξ_i^{**} , qui est la valeur estimée par le motoriste, et $2\xi_i^{**}$, afin d'étudier son impact sur la réponse forcée calculée avec la méthode découplée. Pour un amortissement mécanique donné, la réponse de l'OGV 28 de la méthode découplée est environ 30 fois inférieure à celle des OGV 26 et 27. Le rapport entre ces réponses est comparable à celui observé pour les forces aérodynamiques généralisées illustrées sur la figure VII.5. L'amplitude maximale de l'OGV 28 calculée par la méthode découplée est beaucoup plus faible que celle issue des essais. En revanche, l'amplitude de déplacement maximale des OGV 26 et 27 se rapproche de celle estimée en essai, même si l'écart reste important. La réponse est tout de même surestimée d'environ 89% pour un amortissement mécanique de ξ_i^{**} . En augmentant l'amortissement mécanique à une valeur de $2\xi_i^{**}$, la surestimation de la réponse forcée du calcul aéroélastique par rapport à celle évaluée à partir des essais se réduit à 18%. L'estimation de l'amortissement mécanique est alors primordiale afin d'évaluer numériquement la réponse forcée via le calcul aéroélastique avec une confiance suffisante. De plus, l'intégration de la pièce dans le module et son impact potentiel sur l'amortissement structural ne sont pas pris en compte. Une incertitude est donc présente sur le calcul d'amortissement mécanique introduit dans l'équation VII.7.

On remarque un décalage en fréquence assez important de la réponse maximale entre la courbe expérimentale et celle obtenue grâce au calcul aéroélastique découplé. En effet, la réponse maximale mesurée en essai est atteinte à une fréquence $0.966f_0$ alors que celle du calcul est atteinte à une fréquence égale à $0.999f_0$. Le décalage en fréquence de la réponse maximale du calcul vient de la raideur totale modélisée de l'OGV (mécanique et aérodynamique). L'écart fréquentiel entre les réponses maximales du calcul et des essais peut provenir de l'incertitude sur la raideur mécanique (raideur du modèle éléments finis) ou de la mauvaise prédiction de la raideur aérodynamique par l'approche numérique utilisée.

La raideur mécanique provient du modèle structure de l'OGV 28 présenté dans la section 1.3. La mauvaise représentativité des conditions aux limites de la simulation mécanique mène probablement à une sous-estimation de la raideur totale au sein du calcul par rapport à celle en essais, et par conséquent une sous-estimation du décalage fréquentiel de la réponse maximale. De plus, le calcul est effectué à un régime correspondant à un passage d'aube à une fréquence f_0 . Or, la réponse maximale mesurée en essais est atteinte à un régime correspondant à un passage d'aube à une fréquence $0.966f_0$: cette différence de régime peut induire une légère modification de l'écoulement (car se trouvant sur un point de fonctionnement différent), en particulier la déviation du tourbillon.

La raideur aérodynamique au sein du calcul aéroélastique est déterminée via une méthode découplée décrite dans la section 2.2. Cette méthode ne prend pas en compte l'interaction des phénomènes aérodynamiques liés à la présence du vortex transformé (comme les décollements massifs) avec ceux liés au mouvement de l'aube. De plus, le calcul de l'amortissement aérodynamique est effectué sans vortex avec la présence d'un plan de mélange moyennant spatialement les grandeurs aérodynamiques dans la direction azimutale. Le point de fonctionnement du moteur pour le calcul de l'amortissement est donc différent de celui en présence du vortex de sol comme le montre la figure VI.1. Afin d'obtenir une meilleure précision de la raideur aérodynamique et donc du décalage fréquentiel de la réponse maximale, un calcul TWIN peut être effectué, consistant à réaliser le calcul de mouvement forcé de l'aube en présence de l'excitation aérodynamique, à savoir le vortex transformé par le passage du fan. Cela a été effectué dans les travaux de Berthelon [8]. Un calcul de couplage fort permettrait également de prendre en compte directement la modification de la fréquence de vibration du mode induite par la présence du fluide et de l'excitation aérodynamique.

Les réponses varient considérablement en fonction de la position des OGV, en particulier entre l'OGV 27 et 28. Bien qu'ils soient voisins et décalés de seulement quelques degrés, la réponse de ces OGV varie d'un facteur 30. La question de l'incertitude sur la position d'injection du tourbillon au niveau de l'entrée

d'air est alors capitale. En effet, en notant α l'angle séparant deux OGV, l'OGV 28 est soumis au même vortex transformé que l'OGV 27, mais avec un décalage angulaire du centre du tourbillon incident égale à α dans le plan d'injection. Un déplacement du tourbillon de seulement quelques degrés peut engendrer une modification significative de la réponse forcée d'un OGV dans la zone du vortex transformé estimée par le calcul aéroélastique découplé. Bien que la position du vortex soit extraite expérimentalement par tracking vidéo, il subsiste une incertitude sur ce paramètre. De plus, le vortex injecté au sein du calcul est supposé stationnaire, alors qu'en réalité, la position du vortex au point d'entrée est instationnaire, ce qui accroît l'incertitude concernant la position du tourbillon au sein du modèle.

La meilleure combinaison RANS possible a été recherchée et est satisfaisante sur le cas académique (sauf large bande). Seul l'écoulement moyen est résolu tandis que la turbulence est entièrement modélisée. De plus, la réponse déterminée grâce à la méthode découplée n'est pas valide pour des fréquences d'excitation éloignées de celle utilisée pour le calcul. En effet, la localisation de la source d'excitation, directement associée à la position du vortex à l'entrée d'air, dépend du régime de fonctionnement, et donc de la fréquence d'excitation. Par exemple, pour une fréquence f bien supérieure à f_0 , le débit ingéré par le moteur ne correspond plus à celui associé à une fréquence de passage d'aubes de f_0 . Cela modifie le rapport $\frac{U_i}{U_\infty}$, dont l'expression est décrite dans la section 2.1 du chapitre I. La position du vortex de sol au niveau l'entrée d'air est alors modifiée, déplaçant la source d'excitation et modifie la réponse de l'OGV concerné.

3 Bilan

Ce chapitre a permis d'estimer la réponse forcée des OGV soumis au vortex de sol transformé par le passage du fan. Une méthode découplée est utilisée afin de séparer la contribution des efforts liés au déplacement et à la vitesse de l'aube, ainsi que ceux induits par l'excitation extérieure. La présence du vortex transformé induit une augmentation significative des forces aérodynamiques généralisées de la plupart des OGV soumis au vortex transformé, à l'exception de l'OGV 28 dans le cas $\Gamma_v < 0$. Il en résulte des réponses forcées très différentes entre deux OGV voisins, en particulier les OGV 28 et 27, générées par des sources d'excitation aérodynamiques différentes et localisées. L'amplitude de vibration des OGV est alors entièrement conditionnée par la position d'injection du vortex au sein du calcul.

Le niveau de réponse obtenu pour l'OGV 28 est sous-estimé par rapport aux résultats des essais, tandis que les niveaux des OGV 26 et 27 sont surestimés par rapport à ces mêmes essais, mettant en évidence la sensibilité de la localisation de la source d'excitation aérodynamique sur le niveau de réponse des OGV. De plus, il est crucial de prendre en considération l'incertitude associée à l'amortissement aérodynamique. Dans le cas de forces aérodynamiques importantes, telles que celles observées pour les OGV 26 et 27, les écarts de réponse peuvent être significatifs. Il est donc essentiel de garder à l'esprit cette incertitude, de même que celle liée à la raideur aérodynamique, qui contribue au décalage fréquentiel de la réponse maximale.

La méthode de calcul de réponse forcée, basée sur une formulation découplée, présente des limites. En effet, cette modélisation ne prend pas en compte l'influence du mouvement de l'aube sur le chargement aérodynamique lié au vortex, en particulier les décollements présents sur certains OGV dans la zone d'impact du vortex transformé lors du calcul de l'amortissement aérodynamique. De plus, la modélisation complète de la turbulence ne permet pas d'étudier la réponse forcée asynchrone, c'est-à-dire avec une fréquence d'excitation dé-corrélée du régime de rotation. La modélisation du vortex de sol est également extrêmement simplifiée au sein du calcul aéroélastique par rapport à la complexité d'un vortex de sol en conditions réelles.

Une première approche d'amélioration de la prévision de la réponse forcée des OGV est la prise en compte de l'influence du mouvement de l'aube sur le chargement aérodynamique lié au vortex grâce à un

calcul aéroélastique découplé appelé TWIN : les forces aérodynamiques généralisées des OGV soumis au vortex transformé sont calculées avec et sans mouvement des aubes. Cela permet l'identification des termes liés à la raideur et l'amortissement aérodynamiques en présence du vortex transformé. Cette méthode a été envisagée dans ces travaux de thèse mais les calculs divergeaient lors de la mise en mouvement des aubes soumises au vortex transformé.

Conclusion et perspectives

Conclusion

Ces travaux de thèse ont eu pour objectif d'étudier la problématique de réponse forcée des OGV d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol.

Dans un premier temps, la source d'excitation aérodynamique générée par l'interaction entre le fan et le vortex de sol est étudiée grâce à l'élaboration d'un cas académique représentatif de ce phénomène avec la méthode multirésolution ZDES développée par l'ONERA. Les couches limites attachées sont modélisées en RANS et la turbulence est résolue dans les zones décollées. Cela permet la résolution d'une partie du spectre turbulent au sein du vortex transformé par le hachage du fan, ainsi que dans les sillages voisins formant la source d'excitation aérodynamique des OGV. Les résultats numériques montrent le hachage du vortex en portions cohérentes avec un axe de rotation s'inclinant au fur et à mesure de la convection en direction des OGV. A partir d'une certaine distance de convection, le cœur des portions de vortex est suffisamment déstabilisé pour donner naissance à des structures turbulentes. Le champ induit par le tourbillon déforme les sillages voisins au cours du temps, alimentant la source d'excitation en instationnarités. Cette simulation haute-fidélité a permis de mieux comprendre les phénomènes aérodynamiques mis en jeu dans l'interaction entre les aubes du fan et un vortex incident, à savoir le hachage du vortex, son interaction avec les sillages des aubes voisines du fan et le développement de structures turbulentes en son cœur.

Ensuite, différents paramètres de modélisation s'appuyant sur les équations URANS sont évalués sur la source d'excitation aérodynamique dans le but d'obtenir un champ moyen proche de celui issu du calcul haute-fidélité. Les résultats de cette étude ont montré la nécessité de diminuer la diffusion liée au modèle de turbulence au sein des modélisations RANS afin de mieux représenter les structures tourbillonnaires moyennes présentes en aval de l'interaction entre le vortex et les aubes du fan. Il est alors recommandé de diminuer le rapport de viscosité turbulente injecté dans le domaine de calcul, quel que soit le modèle de turbulence utilisé. Plus particulièrement, le modèle de Spalart-Allmaras se distingue avec sa facilité d'utilisation et sa réactivité à la diminution de la diffusion turbulente. L'intensité des structures tourbillonnaires est alors comparable avec le calcul de référence, même si une légère surestimation d'enstrophie peut être présente pendant un cinquième de la période d'un passage d'aube. Cette surestimation n'est cependant pas un problème dans la mesure où le calcul des efforts instationnaires générés par ces structures tourbillonnaires est alors conservatif. Ainsi, ces comparaisons ont permis de déterminer un jeu de paramètres de modélisation préconisé pour la simulation de l'interaction entre des aubes de fan et un vortex incident, en particulier dans un cadre industriel. Ces paramètres sont utilisés pour la modélisation de l'écoulement lors du calcul aéroélastique afin d'obtenir une bonne représentation de la source d'excitation aérodynamique moyennée.

Cette source d'excitation aérodynamique a ensuite été étudiée dans un contexte industriel avec la simulation d'un turboréacteur UHBR comprenant un fan et une grille OGV sous ingestion de vortex de sol, tout en faisant varier le sens de rotation du tourbillon. L'écoulement aérodynamique est modélisé avec les équations RANS utilisant des paramètres de modélisation identifiés lors de l'étude du cas académique. Le calcul de l'écoulement du turboréacteur UHBR sous ingestion de vortex de sol a permis de mettre en évidence les phénomènes aérodynamiques déjà rencontrés dans le calcul haute-fidélité du cas académique, comme la déviation de l'axe de rotation des portions de tourbillon haché ainsi que l'altération des sillages voisins des aubes de fan. De plus, il s'est avéré que la direction de déviation des portions de tourbillon et des sillages variait en fonction du sens de rotation du tourbillon, modifiant la source d'excitation aérodynamique des OGV. L'interaction du vortex transformé avec les aubes du stator varie également, en particulier le nombre d'OGV impactés par le vortex transformé, ainsi que la présence, l'intensité et la position des décollements au niveau des aubes du stator. Ces décollements sont probablement causés par la modification d'angle d'incidence locale au bord d'attaque des OGV générée par le champ induit du tourbillon transformé par le fan. La complexité de l'interaction de la source d'excitation aérodynamique avec les OGV induit d'importantes variations d'efforts aérodynamiques entre les aubes voisines. La composante harmonique des forces aérodynamiques des OGV diffère considérablement en fonction du sens de rotation du tourbillon, même si l'ordre de grandeur des valeurs extrémales est le même.

Enfin, la réponse vibratoire des OGV soumis à cette excitation est déterminée grâce à un calcul aéroélastique découplé. Pour cela, une réponse aérodynamique linéaire de la structure à de petites amplitudes est adoptée. Un calcul avec déformation de maillage est effectué afin de déterminer les termes aérodynamiques liés au mouvement de la structure. Un autre calcul prend en compte uniquement la source d'excitation aérodynamique sur le mode propre des OGV. Les résultats ont montré que tous ces OGV ont une amplitude de vibration importante, à l'exception d'un OGV dans le cas d'une rotation de tourbillon incident représentative des essais. L'étude harmonique de la répartition spatiale des efforts sur les aubes a permis de localiser les zones contribuant aux efforts instationnaires, coïncidant avec les zones de décollement massif. De plus, la projection de la composante harmonique des efforts sur le mode propre est étudiée, permettant de mieux comprendre les variations d'amplitude de vibration entre certains OGV pourtant voisins. Les amplitudes de vibration déterminées grâce à la méthode découplée sont confrontées aux essais expérimentaux. Des écarts sont présents sur la valeur absolue des niveaux de vibration ainsi que la fréquence de résonance, probablement induits par une modélisation mécanique trop simplifiée.

Discussion et perspectives

Les travaux de thèse ont finalement permis la mise en place de stratégies numériques afin de prévoir la réponse forcée des OGV d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol. Ces outils permettent de représenter la source d'excitation aérodynamique des OGV, à savoir l'interaction entre le fan en rotation et le vortex de sol, jusqu'à la prévision de l'amplitude de vibration des OGV soumis à cette source d'excitation aérodynamique. La réponse forcée des OGV calculée dans ces travaux de thèses est déterminée pour une coïncidence précise. Or, le motoriste a observé durant les essais industriels des réponses vibratoires importantes sur différentes coïncidences, donc différents régimes ainsi que sur différents modes. Il est tout à fait possible de reproduire ce type de calcul à une coïncidence d'un autre mode avec un autre ordre moteur, modifiant alors le point de fonctionnement, les caractéristiques aérodynamiques du vortex de sol ainsi que la forme du nouveau mode propre impliqué dans la coïncidence. La modification de tous ces paramètres est possible au sein des outils développés dans ces travaux. La modélisation établie dans le chapitre V est certainement valide sur des points de fonctionnement relativement proches de celui utilisé dans le cadre de

ces travaux de thèse. En effet, les phénomènes aérodynamiques mis en jeu dans l'interaction entre le vortex et le fan sont semblables pour des points de fonctionnement classiques, permettant de capter correctement les phénomènes physiques mis en jeu au sein de la source d'excitation aérodynamique. En revanche, il est probable que d'autres phénomènes interviennent au sein de la source d'excitation aérodynamique des OGV dans la zone de blocage supersonique en débit et de proche pompage, questionnant ainsi la validité de la modélisation RANS établie durant ces travaux pour ces points de fonctionnement différents des points nominaux.

Une étude plus approfondie des paramètres de modélisation RANS sur la source d'excitation peut être réalisée afin d'augmenter encore la précision de la modélisation RANS sur la représentation du vortex transformé. Dans ces travaux, les paramètres sont étudiés indépendamment les uns des autres. Or, le comportement de chaque paramètre de modélisation n'est pas le même en fonction du jeu de paramètre utilisé. Dit autrement, l'influence d'un paramètre de modélisation sur le résultat dépend de l'état des autres paramètres de modélisation. Afin d'obtenir un jeu de paramètres de modélisation de la turbulence encore plus adapté à l'interaction avec un vortex et un fan, une étude approfondie sur les paramètres de modélisation peut être envisageable, en prenant en compte leurs interactions ainsi que des paramètres supplémentaires, comme le type de limiteur de pente utilisé au sein des schémas de discrétisation spatiale.

Le niveau de convergence sur le champ moyen du cas de référence, à savoir le calcul ZDES de l'interaction du vortex incident avec les aubes de fan, peut être amélioré en augmentant le nombre d'échantillon utilisé dans le calcul de la moyenne de phase. Cela peut permettre de réduire le bruit statistique au sein des grandeurs extraites du calcul de référence moyenné utilisées pour la comparaison des différentes modélisations RANS. Il est recommandé d'atteindre au moins 80 périodes afin d'obtenir à minima la convergence des tensions de Reynolds. La méthode de résolution de la turbulence peut également être améliorée en utilisant le mode 3 de la ZDES afin de résoudre une partie des structures turbulentes présentes dans la couche limite. Ces méthodes WMLES (à l'instar du mode 3 de la ZDES) restent aujourd'hui des méthodes incontournables si l'on souhaite simuler la dynamique de la zone externe de la couche limite turbulente à grand nombre de Reynolds pour des applications industrielles. En effet et à titre d'exemple, une simulation WRLES permettant de résoudre la totalité des structures turbulentes de la couche limite nécessiterait un maillage de près de 800×10^9 points pour le calcul effectué dans le chapitre VI et VII. Ceci montre que la modélisation de la turbulence reste un enjeu scientifique majeur aussi bien d'un point de vue académique que d'un point de vue applicatif.

Durant les essais industriels, une réponse asynchrone des OGV a été observée : la fréquence d'excitation des aubes est dé-corrélée du régime de rotation. L'excitation des OGV est alors générée par des fluctuations aérodynamiques liées aux structures turbulentes les plus énergétiques. Or, les modélisations RANS présentées dans le chapitre IV permettent de capter principalement les fluctuations aérodynamiques avec une fréquence corrélée avec le régime de rotation. Il devient alors nécessaire de résoudre une partie des structures turbulentes au sein du vortex transformé du cas industriel via une résolution LES ou ZDES, afin d'obtenir une meilleure richesse spectrale de la source d'excitation aérodynamique, laissant apparaître la réponse asynchrone des OGV.

Afin d'améliorer la compréhension de la source d'excitation aérodynamique dans le contexte industriel, il peut être judicieux d'effectuer une étude harmonique des efforts aérodynamiques des OGV sur des fréquences multiples de la fréquence d'excitation. Cette étude peut permettre de mieux comprendre les phénomènes physiques de la source d'excitation aérodynamique avec une fréquence double identifiée dans le chapitre VII. Cette étude permettrait d'améliorer la compréhension du mécanisme d'excitation de cet OGV à cette fréquence, et identifier l'origine de cette excitation.

La simulation industrielle permettant de prévoir la réponse forcée des OGV est un calcul relativement coûteux dans le cadre de bureaux d'études. En effet, la simulation aéroélastique est nécessairement composée d'un fan 360° afin de modéliser intégralement la source d'excitation aérodynamique, ainsi que de la totalité de la grille OGV. Cela est d'autant plus vrai lors d'études de paramètres géométriques sur la réponse forcée : un calcul par modification de paramètres géométriques doit être réalisé. Dans le cas d'une modification de géométrie sur les OGV pour une même source d'excitation aérodynamique (même point de fonctionnement et même vortex de sol), il peut être judicieux d'extraire la cartographie instationnaire de la source d'excitation aérodynamique en aval du fan et de l'imposer en entrée d'un calcul ne comprenant que la grille OGV, pour ainsi diminuer le nombre de points de la simulation aéroélastique. Il est également possible de restreindre la grille OGV aux secteurs impactés par la source d'excitation aérodynamique. Le temps de calcul serait également diminué car il n'est plus nécessaire d'attendre la convection du vortex de l'entrée d'air jusqu'aux OGV.

De façon générale, l'adoption des méthodes de résolution de la turbulence à l'instar de la ZDES dans les calculs aéroélastiques peut accroître la précision des prévisions des sources d'excitation aérodynamique et, par conséquent, améliorer la précision de la réponse forcée. De plus, cela peut enrichir le spectre de la source d'excitation aérodynamique tout en offrant une meilleure représentation de l'écoulement moyen comparativement aux simulations RANS. Cependant, le coût de calcul pour une telle simulation est actuellement trop élevé pour être employé dans un contexte industriel. Néanmoins, avec l'évolution des capacités de calcul et de stockage, l'usage de ces simulations pourrait devenir envisageable dans un avenir proche.

Table des figures

1	Schéma d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol	2
I.1	Schéma d'une turbomachine UHBR	10
I.2	Diagramme caractéristique d'une soufflante adapté de [78]	10
I.3	Diagramme de Campbell	11
I.4	Visualisation de l'entropie d'un étage rotor-stator du compresseur Create [40]	12
I.5	Tourbillon de jeu [52]	13
I.6	Distorsion en pression totale induite par le décollement de manche [14]	14
I.7	Différents cas de figure du décollement de manche en fonction du débit ingéré (schéma adapté de Colin [14])	14
I.8	Définition des paramètres géométriques et cinématiques au niveau de l'entrée d'air	15
I.9	Zones d'absence et de présence d'un vortex de sol en fonction des paramètres de similitude [72]	16
I.10	Lignes de vorticité lors de la formation de vortex de sol sous vent de face [72]	16
I.11	Représentation de l'apparition d'un vortex de sol en fonction de U^* sous vent de travers, adapté de Siervi et al. [89]	17
I.12	Simulation numérique RANS représentant le vortex de sol et le vortex de contournement (en bleu la partie ingérée) adapté de Trapp et al. [94]	18
I.13	Représentation de la superposition de deux entrées d'air expérimentée par Siervi et al. [89]	19
I.14	iso-surfaces de vorticité représentant les zones de concentration de vorticité [94]	20
I.15	Circulation Γ constante au niveau de différents plans avec pour coordonnées curvilignes $x = 0$ et x d'un vortex	21
I.16	Circulation adimensionnée Γ^* (eq. I.6) en fonction du rapport de vitesse U^* (eq. I.2) [89]	22
I.17	Schéma d'un vortex analytique	22
I.18	Rayon du cœur du vortex mesuré par Murphy et MacMannus [72], Wang et Gursul [100] et Brix et al. [11] (voir fig. I.8 pour la définition de r_i , h et D_i)	24
I.19	Comparaison des profils de vitesse pour les paramètres $n = 1$ et $n = 2$	24
I.20	Sens de rotation du vortex de sol en fonction de la direction du vent de travers (vue de face)	25
I.21	Variation de la circulation Γ^* (a) et de r_c/r_i (b) en fonction des mesures prises au cours du temps [73]	27
I.22	Ligne de courant d'un écoulement distordu en amont et en aval du fan [35]	28
I.23	Iso-surface de vorticité d'un calcul RANS représentant la découpe d'un vortex incident par une hélice de turbopropulseur [106]	28
I.24	Explication du déplacement radial de VS1 et VS2 causé par l'image du vortex adapté de Yang et al. [106]	29
I.25	Position du centre du vortex incident en amont (bleu) et en aval (rouge) de la soufflante [107]	29

I.26	Déviations du vortex pour une incidence négative (au dessus) et une incidence positive (en dessous) avec (ZY) le plan de rotation de la pale et un sens de rotation vers les y décroissants [75].	30
I.27	Comparaison numérique et expérimentale du champ de vorticité en aval de l'hélice à l'instant d'impact du vortex [107]	31
I.28	Champ de vorticité en aval de l'hélice [107]	31
I.29	Différentes configurations d'interaction [75]	32
I.30	Paramètres BVI (Blade Vortex Interaction)	33
I.31	Influence du paramètre axial [75]	34
I.32	Paramètre d'impact faible et paramètre d'épaisseur élevé [75]	34
I.33	Niveaux de réponse vibratoire mesurés par jauge OGV lors d'une montée/descente en régime avec apparition/disparition de vortex sol	37
II.1	Illustration de l'influence de l'amortissement pour une réponse forcée [8]	42
III.1	Spectre d'énergie de la turbulence	53
III.2	Spectre d'énergie de la turbulence en RANS	54
III.3	Spectre d'énergie de la turbulence en LES	54
III.4	Spectre d'énergie de la turbulence en DNS	54
III.5	Différentes positions de la zone grise du modèle DES97 en fonction de la discrétisation du maillage : (a) extérieure à la couche limite (b) intérieure à la couche limite tiré de Leonard [56] adapté de Spalart et al. [93].	56
III.6	Classification des types d'écoulements [21]	57
III.7	Champ de vorticité d'une résolution ZDES mode 2 de François et al. [34]	60
IV.1	Pression d'arrêt décrite en (IV.13) en fonction du rayon pour $\Gamma = 55 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $r_c = 0.07$ m (cas d'étude)	71
IV.2	Pression statique décrite en (IV.7) en fonction du rayon pour $\Gamma = 55 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $r_c = 0.07$ m (cas d'étude)	71
IV.3	(gauche) Schéma du calcul RANS avec vortex seul – (droite) Champ de vorticité en $x = 0$ et isosurface de vorticité ($ \omega /\omega_{\max} = 0.5$)	72
IV.4	Vitesse tangentielle du tourbillon dans le plan d'injection pour $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.46$ et $\frac{r_c}{c} = 0.29$ (Cas d'étude : $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.34$ et $\frac{r_c}{c} = 0.20$)	73
IV.5	Déficit de pression statique du tourbillon dans le plan d'injection pour $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.46$ et $\frac{r_c}{c} = 0.29$ (Cas d'étude : $\frac{\Gamma_v}{cU_\infty} = -1.34$ et $\frac{r_c}{c} = 0.20$)	73
IV.6	Schéma du domaine de calcul	74
IV.7	Schéma d'une section inter-aube	74
IV.8	Schéma des conditions aux limites du domaine de calcul	75
IV.9	Isovitesses du cas académique	75
IV.10	Maillage d'une section inter-aube	77
IV.11	Maillage du plan d'injection	77
IV.12	Champs de vorticité du plan $x = 0$ avec le profil de vitesse du tourbillon en $z = z_c$	78
IV.13	Schéma du réseau de tourbillons injecté au niveau de la condition aux limites d'entrée	79
IV.14	Lignes de courant du vortex analytique seul (� gauche) et avec la prise en compte des vortex induits (� droite)	80
IV.15	Champs de vorticité du plan $x = 0$ avec le profil de vitesse du tourbillon en $z = z_c$ avec le réseau de vortex	80
IV.16	Profil de vitesse du tourbillon analytique avec et sans réseau de vortex	80

IV.17	Plans de post-traitement	81
IV.18	Illustration de la position des différents capteurs	81
IV.19	Isosurface de critère- Q colorée par la norme de la vorticité	83
IV.20	Isosurface de critère- Q color�e par la vorticité (2)	84
IV.21	Isosurface de critère- Q color�e par la vorticité (3)	85
IV.22	Champ de vorticité au niveau de différents plans à $x = cst$ à un instant donné	87
IV.23	Champ de vorticité au niveau du plan C � différents instants	88
IV.24	Position des capteurs mobiles au niveau du plan C	89
IV.25	Densité spectrale de puissance de la quantité de mouvement axiale	89
IV.26	Niveau des pics spectraux de DSP de ρu au voisinage des fréquences $fT = 1$ et $fT = 2$ des capteurs au plan C présentés sur la figure IV.24	90
IV.27	Convergence de la moyenne de phase de la vitesse axiale en fonction du nombre de passages d'aubes	92
IV.28	énergie cinétique turbulente résolue au plan C	93
IV.29	Tensions de Reynolds du plan C � l'instant $t = 2/3T$	94
V.1	Maillage d'une section interaube pour la modélisation RANS	100
V.2	Maillage du plan d'injection pour la modélisation RANS	100
V.3	Convergence en maillage du débit massique	100
V.4	Convergence en maillage des efforts axiaux	100
V.5	Champs de vorticité des plans à $x = cst$ (RANS-SA (� gauche) et ZDES (� droite))	102
V.6	Champ de vorticité du plan C avec la surface d'intégration S	103
V.7	Représentation de l'angle Θ	103
V.8	Circulation du vortex transformé sur une période T	106
V.9	Enstrophie du vortex transformé sur une période T	106
V.10	Champs de vorticité du plan C	107
V.11	Evolution de la vorticité axiale maximale du vortex en fonction de la distance axiale	107
V.12	Circulation du vortex transformé sur une période T	109
V.13	Enstrophie du vortex transformé sur une période T	109
V.14	Champ de vorticité axiale en RANS	109
V.15	Représentation de la vorticité axiale ($\omega_x < 0$ en bleu, $\omega_x > 0$ en rouge) dans le sillage des aubes du fan	109
V.16	évolution de la pression statique du capteur (O) sur une période	111
V.17	évolution du module du vecteur vitesse du capteur (O) sur une période (légende sur la figure V.16)	111
V.18	évolution de l'angle du vecteur vitesse du capteur (O) sur une période (légende sur la figure V.16)	111
V.19	évolution de la pression statique du capteur (C) sur une période	112
V.20	évolution du module du vecteur vitesse du capteur (C) sur une période (légende sur la figure V.19)	113
V.21	évolution de l'angle du vecteur vitesse du capteur (C) sur une période (légende sur la figure V.19)	113
V.22	Evolution de la vitesse axiale du capteur (H) sur une période	114
V.23	Densité spectrale de puissance de la quantité de mouvement axiale	115
V.24	Champs de vorticité du plan C � différents instants	116
V.25	Iso-surface de critère Q avec $(\tilde{v}/\nu)_\infty = 100$	117
V.26	Iso-surface de critère Q avec $(\tilde{v}/\nu)_\infty = 0.01$	117
V.27	Circulation du vortex transformé sur une période T	118

V.28	Enstrophie du vortex transformé sur une période T	118
V.29	Champs de v_t/ν du plan C à l'instant $t = 0$ (échelle logarithmique)	119
V.30	Circulation du vortex transformé sur une période T	120
V.31	Enstrophie du vortex transformé sur une période T	120
V.32	Effet de la correction de rotation sur les champs de v_t/ν du plan C à l'instant $t = 0$	121
VI.1	Diagramme caractéristique du moteur UHBR avec l'isovitesse associée au régime $\Omega = \frac{2\pi f_0}{N_{aubes}}$ - Point de fonctionnement avec (RANS Vortex) et sans vortex (RANS Clean)	128
VI.2	Domaine de calcul fan/OGV	129
VI.3	Coupe du domaine de calcul fan/OGV	129
VI.4	Maillage d'une section inter-aube du fan	130
VI.5	Grille OGV	131
VI.6	Maillage d'une section inter-aube d'un OGV avec (à gauche) et sans (à droite) loi de paroi	131
VI.7	Champ de vorticité du plan d'injection (vue depuis l'amont)	132
VI.8	évolution des efforts des OGV pour $\Gamma_v > 0$ à gauche et $\Gamma_v < 0$ à droite	133
VI.9	Champ de vorticité de couronnes à r/r_i constants mises à plat (zone hachur�e cach�e pour cause de confidentialité)	135
VI.10	Champ du nombre de Mach de couronnes à $r/r_i = 0.92$ mises à plat (zone hachur�e cach�e)	136
VI.11	Champ de vorticité sur des plans à x constants (partie 1)	137
VI.12	Champ de vorticité sur des plans à x constants (partie 2)	138
VI.13	Champ du nombre de Mach au plan (E) � $x/c = 3.33$	139
VI.14	Champ du nombre de Mach et lignes de courant en (1) et (2) de la figure VI.10	139
VI.15	Evolution des efforts des OGV pour $\Gamma_v > 0$ à gauche et $\Gamma_v < 0$ à droite	140
VI.16	Module de la composante harmonique associ�e à f_0 des OGV d'intérêt pour $\Gamma_v = 0$	140
VI.17	Module de la composante harmonique associ�e à f_0 des OGV d'intérêt pour $\Gamma_v < 0$ et $\Gamma_v > 0$	141
VII.1	Champ de déplacement lié au mode 2FBF de la structure de référence	146
VII.2	Maillage de référence (gris) et maillage déformé selon le mode 2FBF (rouge)	146
VII.3	évolution des forces aérodynamiques généralisées des OGV pour $\Gamma_v > 0$ à gauche et $\Gamma_v < 0$ à droite	148
VII.4	Amplitude de la composante harmonique associ�e à f_0 des FAG des OGV d'intérêt en l'absence de vortex.	149
VII.5	Amplitude de la composante harmonique associ�e à f_0 des FAG des OGV d'intérêt en présence de vortex.	149
VII.6	Contenu harmonique des FAG des OGV 26, 27 et 28 dans le cas $\Gamma_v < 0$	149
VII.7	Contenu harmonique des FAG des OGV 26, 27 et 28 dans le cas $\Gamma_v > 0$	149
VII.8	Amplitude des pressions sur l'intrados et l'extrados associ�e à la fréquence f_0	151
VII.9	Champ du nombre de Mach des couronnes C_1 et C_2 (zone hachur�e cach�e)	152
VII.10	Amplitude des FAG sur l'intrados et l'extrados associ�e à la fréquence f_0	153
VII.11	évolution des coordonnées généralisées de l'OGV 28 à gauche et des forces aérodynamiques généralisées à droite	154
VII.12	Réponse forcée à la co�cidence 2FBF/18N : calcul découplé et essais	155
A.1	Vitesse axiale en fonction du nombre de passage d'aubes	170
B.1	évolution de la pression statique sur une période	171
B.2	évolution du module du vecteur vitesse sur une période	172
B.3	évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période	172

B.4	Évolution de la pression statique sur une période	172
B.5	Évolution du module du vecteur vitesse sur une période	173
B.6	Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période	173
B.7	Évolution de la pression statique sur une période	173
B.8	Évolution du module du vecteur vitesse sur une période	174
B.9	Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période	174
B.10	Évolution de la pression statique sur une période	174
B.11	Évolution du module du vecteur vitesse sur une période	175
B.12	Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période	175
B.13	Évolution de la pression statique sur une période	175
B.14	Évolution du module du vecteur vitesse sur une période	176
B.15	Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période	176
B.16	Évolution de la pression statique sur une période	176
B.17	Évolution du module du vecteur vitesse sur une période	177
B.18	Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période	177
B.19	Évolution de la pression statique sur une période	177
B.20	Évolution du module du vecteur vitesse sur une période	178
B.21	Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période	178

Liste des tableaux

I.1	Présence du vortex de sol des calculs de Trapp et al. [94] selon le type de condition à la paroi (● : adhérence; ○ : glissement)	19
I.2	Différences de conditions expérimentales entre les études de Murphy [72] et Wang et Gursul [100]	23
I.3	Paramètres BVI de différentes études numériques	35
I.4	Paramètres BVI de différentes études expérimentales	36
IV.1	Caractéristiques de la grille d'aubes	74
V.1	Matrice de calcul	105
VII.1	Raideur et amortissement aérodynamiques des calculs avec différentes amplitudes de vibration (avec ξ_i^* l'amortissement mécanique mesurée par le motoriste)	154

Annexe **A**

Évolution de la vitesse axiale dans le tourbillon transformé

Cette annexe représente la vitesse axiale des capteurs (C) (dont la position est illustrée sur la figure IV.24) dans les plans A, B et C (dont les positions sont illustrées sur la figure IV.19). Cette annexe est citée dans le paragraphe 3.2 du chapitre IV.

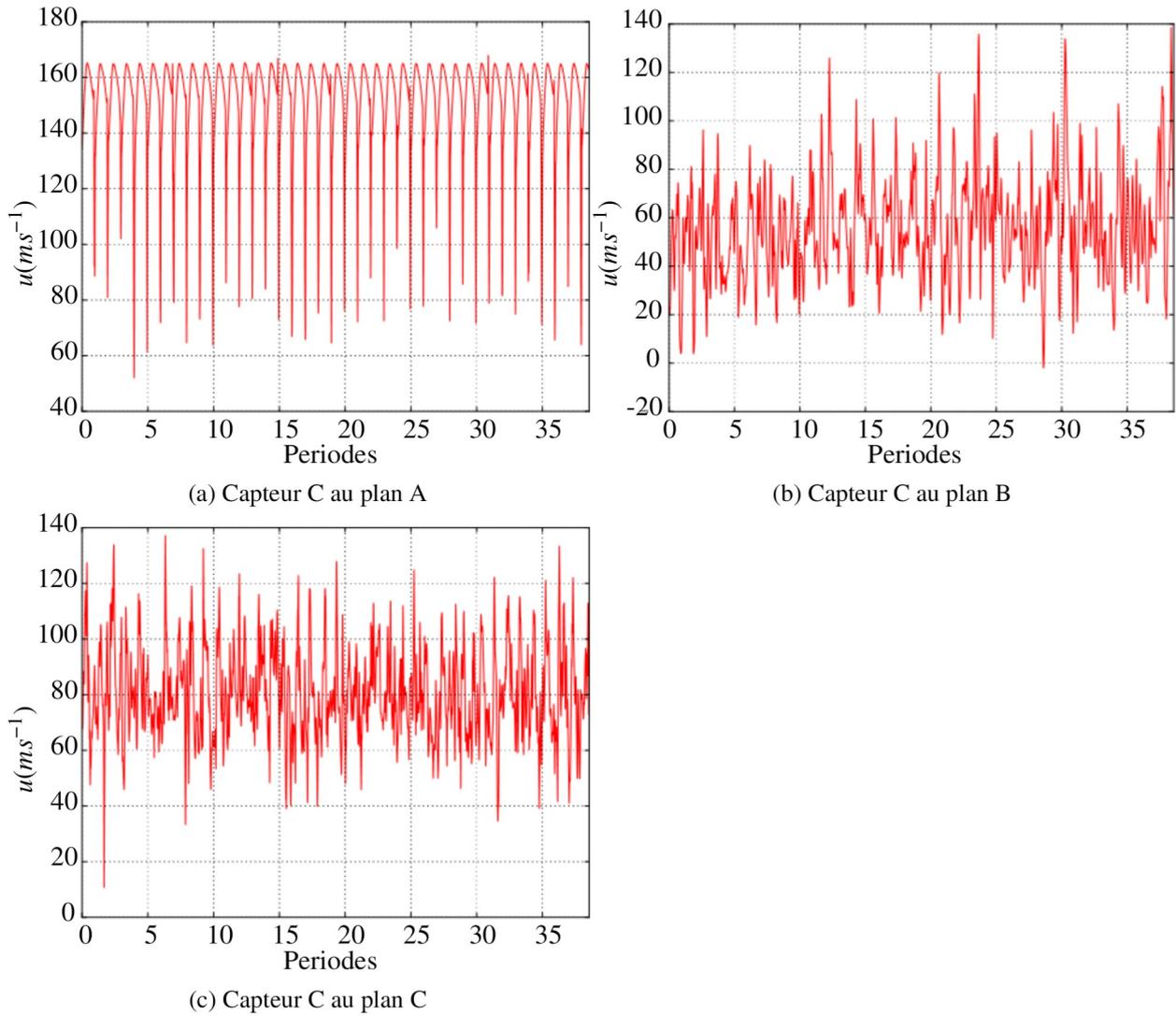


FIGURE A.1 – Vitesse axiale en fonction du nombre de passage d'aubes

Évolution des grandeurs locales dans le tourbillon transformé

Cette annexe représente l'évolution de la pression statique, du module du vecteur vitesse et de son angle sur une période au niveau de différents capteurs (dont les positions sont représentées dans le plan C (dont la position est illustrée sur la figure IV.19) sur la figure IV.24). Plusieurs modèles de turbulence sont étudiés, avec différents taux de (pseudo-)viscosité turbulente injectée dans le calcul. Cette annexe est citée dans le paragraphe 1 du chapitre V.

Capteur N-O

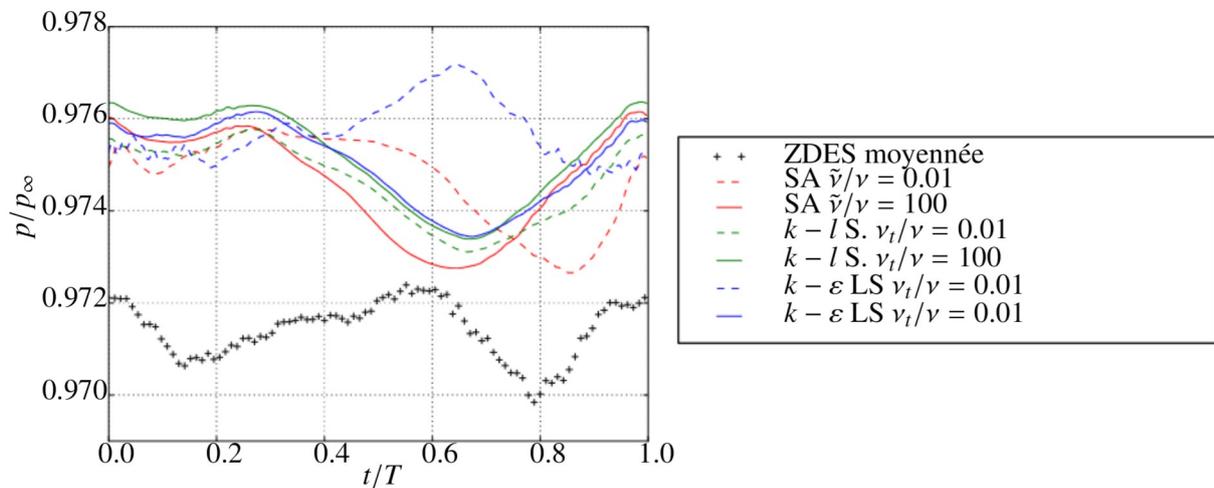


FIGURE B.1 – Évolution de la pression statique sur une période

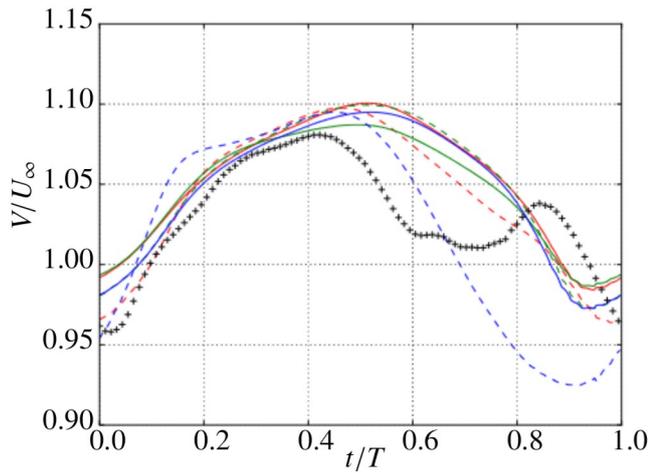


FIGURE B.2 – Évolution du module du vecteur vitesse sur une période

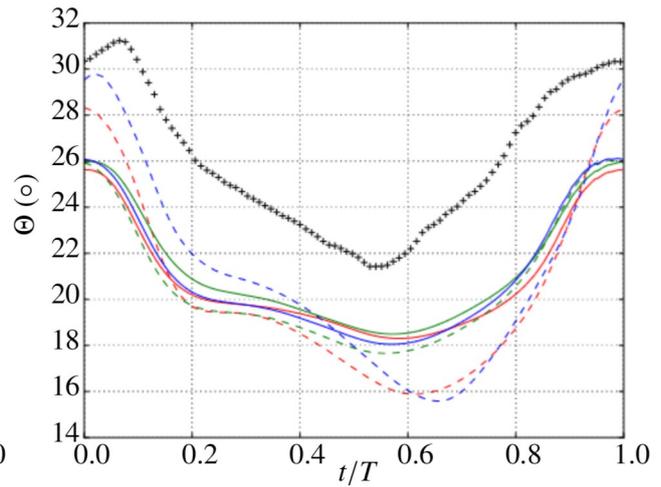


FIGURE B.3 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période

Capteur N

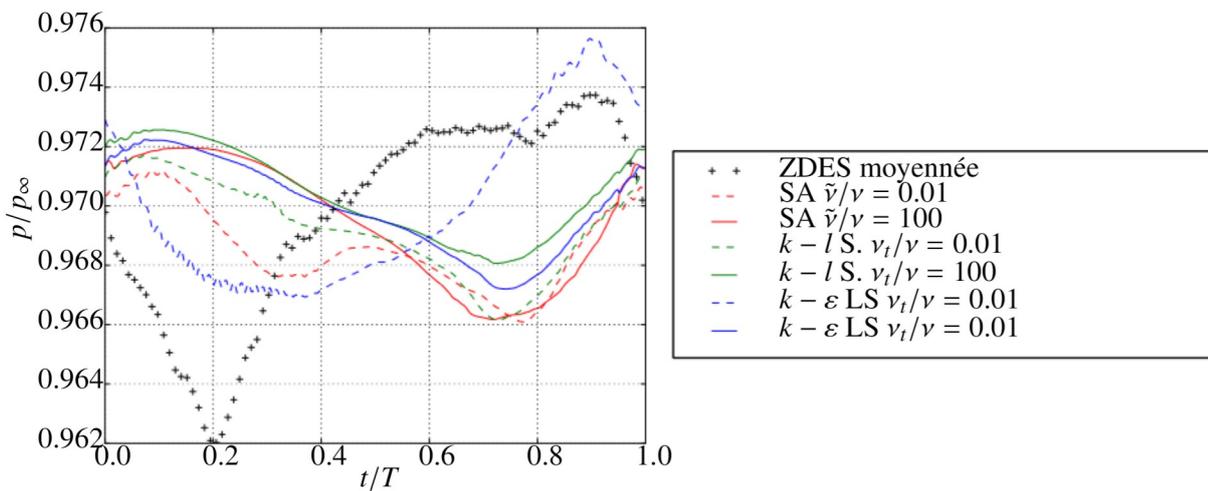


FIGURE B.4 – Évolution de la pression statique sur une période

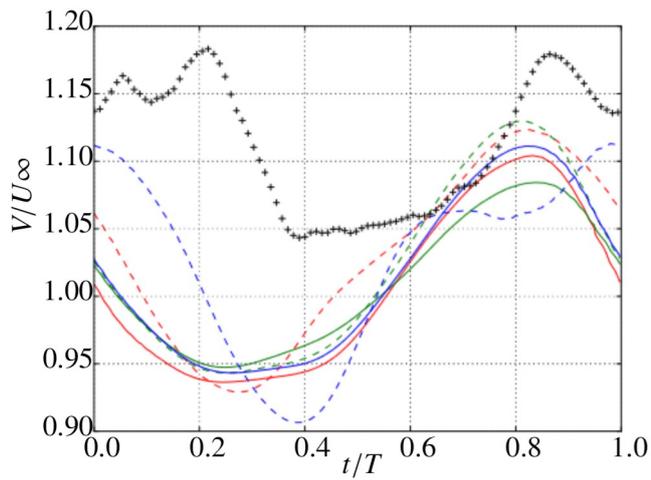


FIGURE B.5 – Évolution du module du vecteur vitesse sur une période

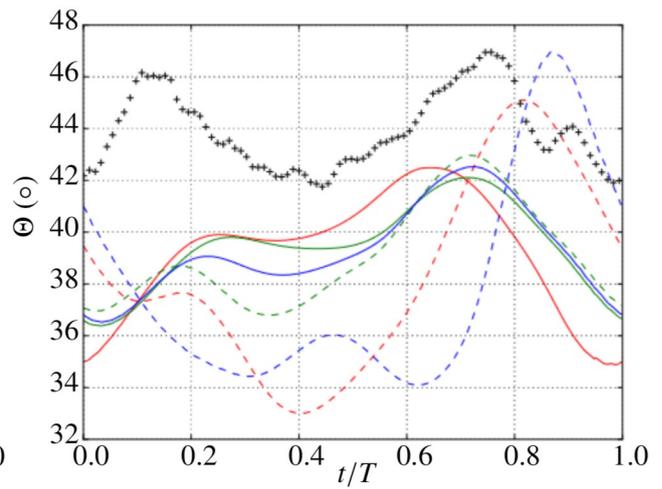


FIGURE B.6 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période

Capteur N-E

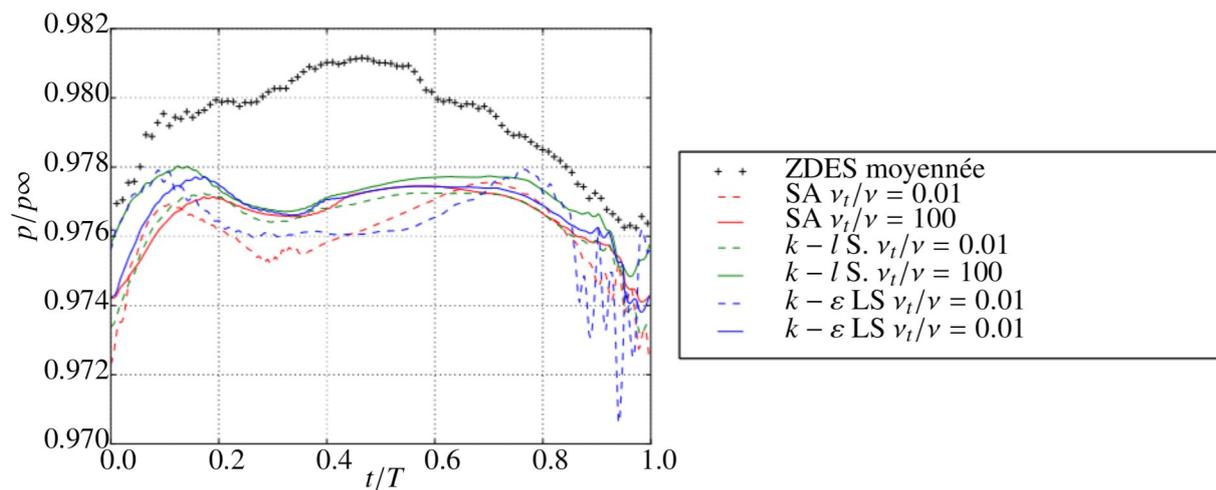


FIGURE B.7 – Évolution de la pression statique sur une période

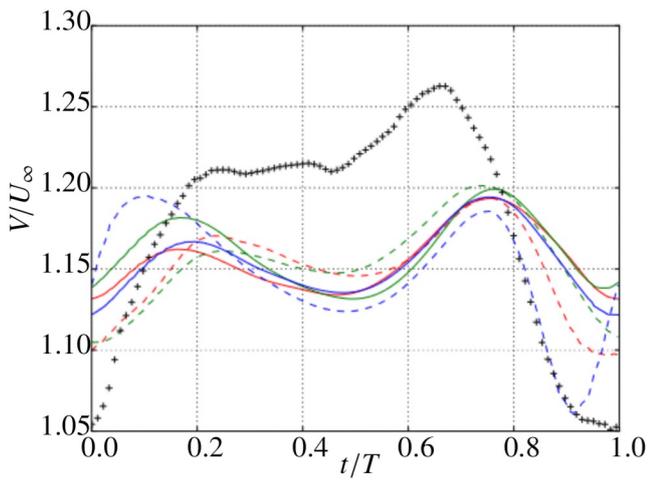


FIGURE B.8 – Évolution du module du vecteur vitesse sur une période

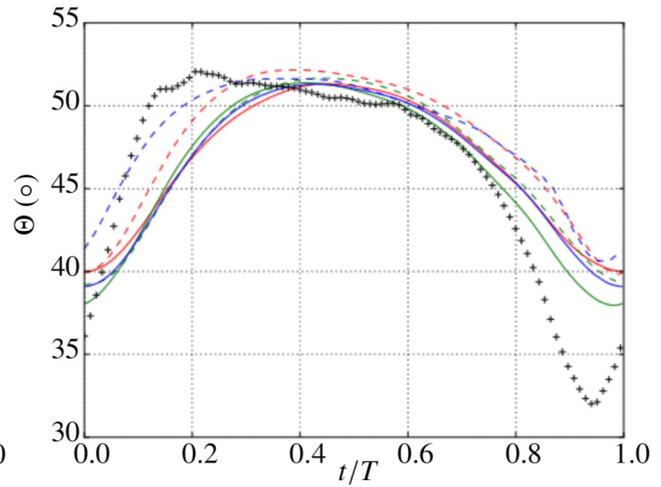


FIGURE B.9 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période

Capteur E

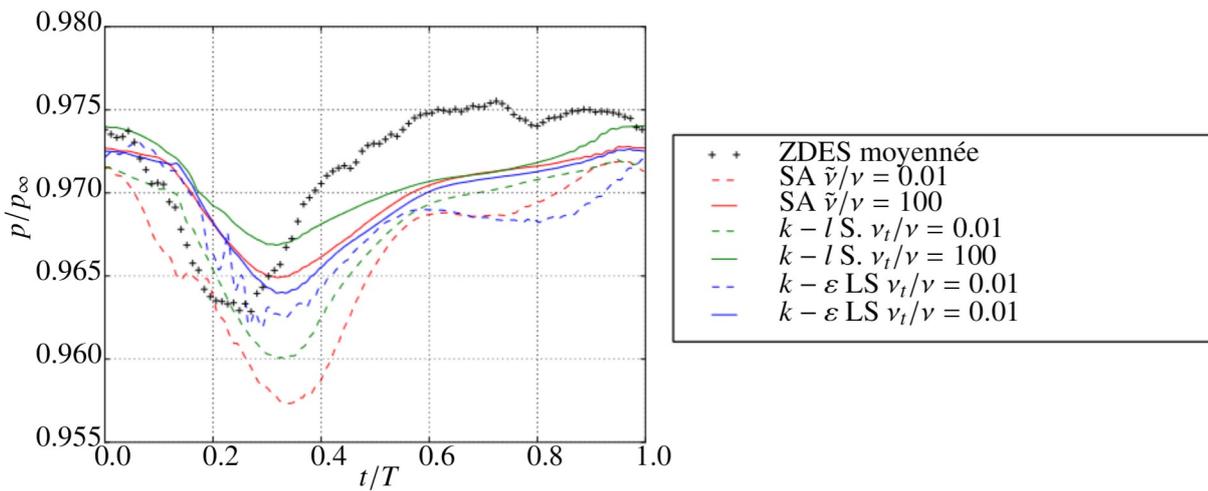


FIGURE B.10 – Évolution de la pression statique sur une période

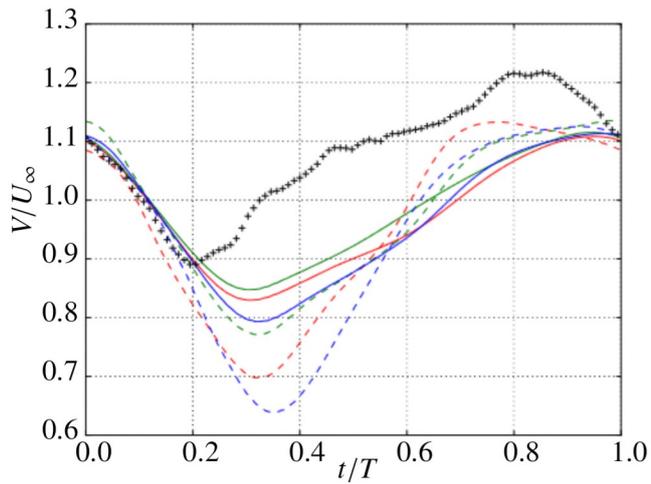


FIGURE B.11 – Évolution du module du vecteur vitesse sur une période

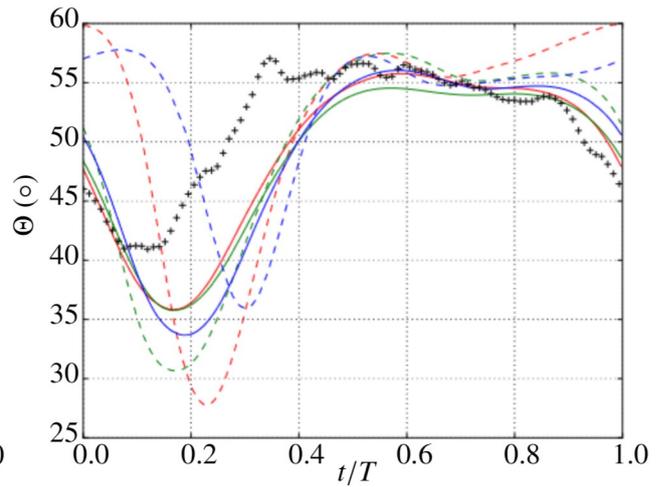


FIGURE B.12 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période

Capteur S-O

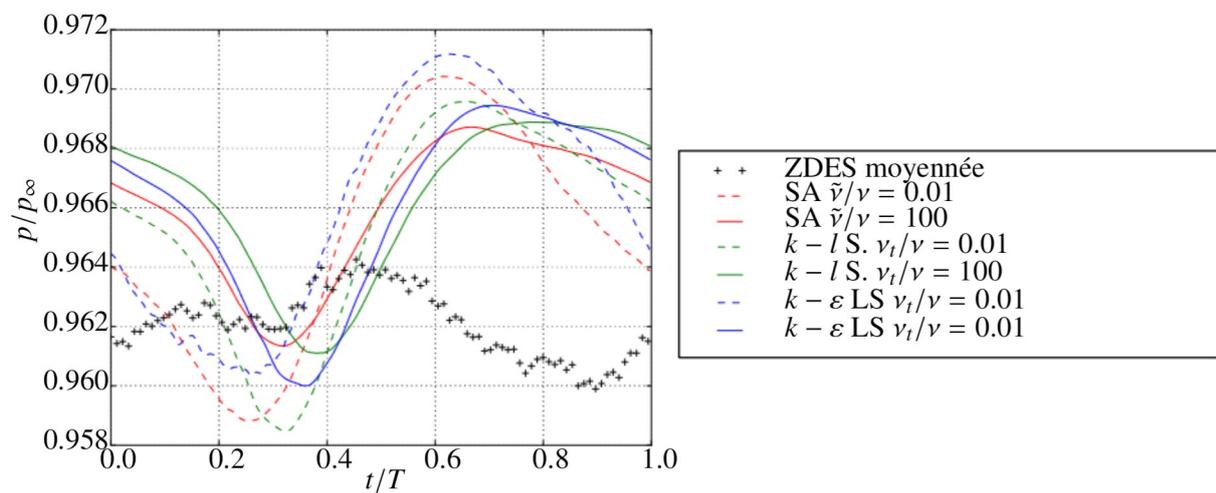


FIGURE B.13 – Évolution de la pression statique sur une période

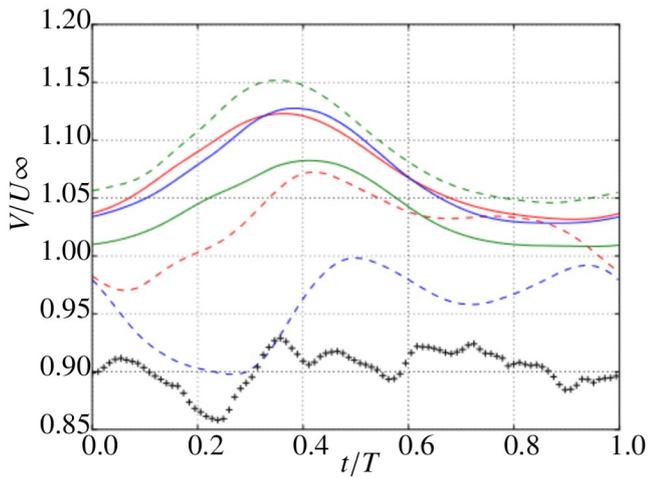


FIGURE B.14 – Évolution du module du vecteur vitesse sur une période

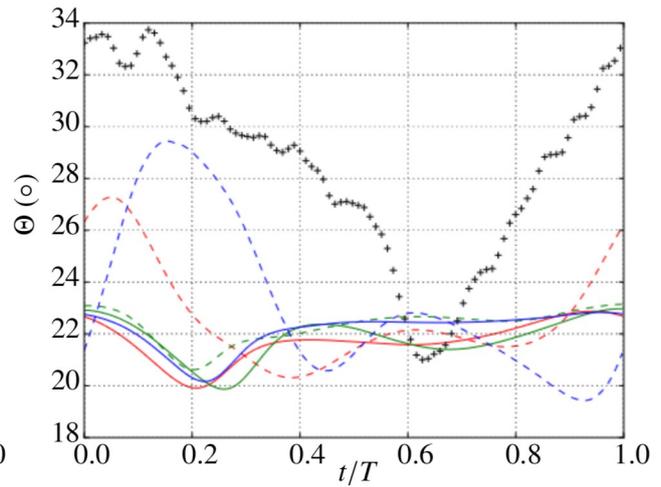


FIGURE B.15 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période

Capteur S

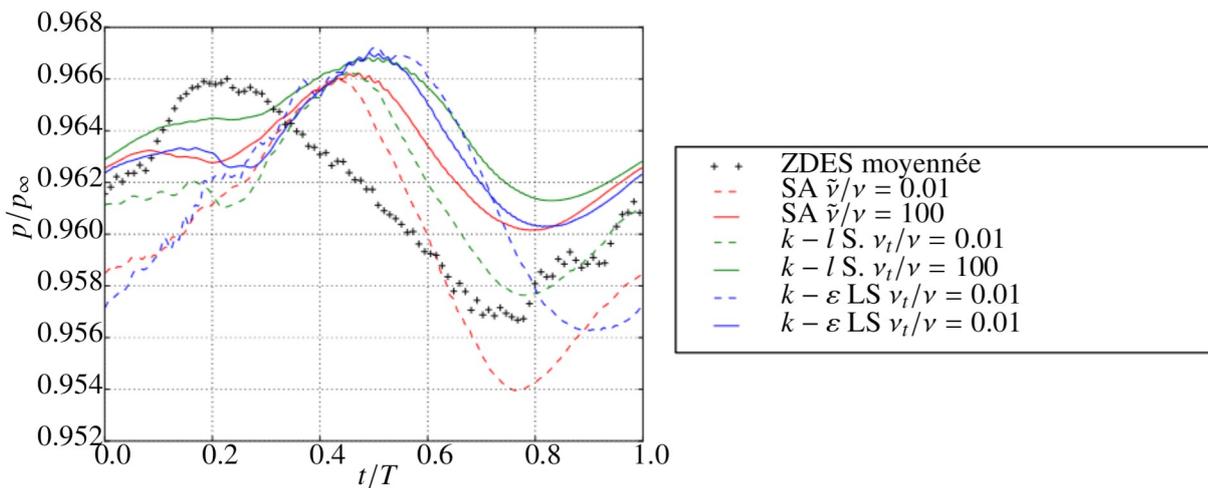


FIGURE B.16 – Évolution de la pression statique sur une période

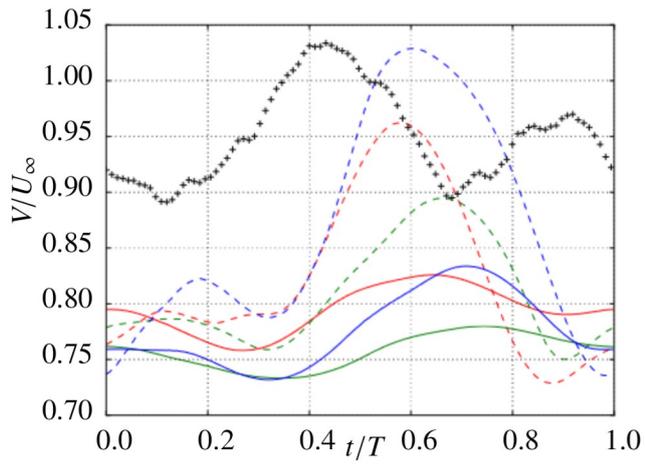


FIGURE B.17 – Évolution du module du vecteur vitesse sur une période

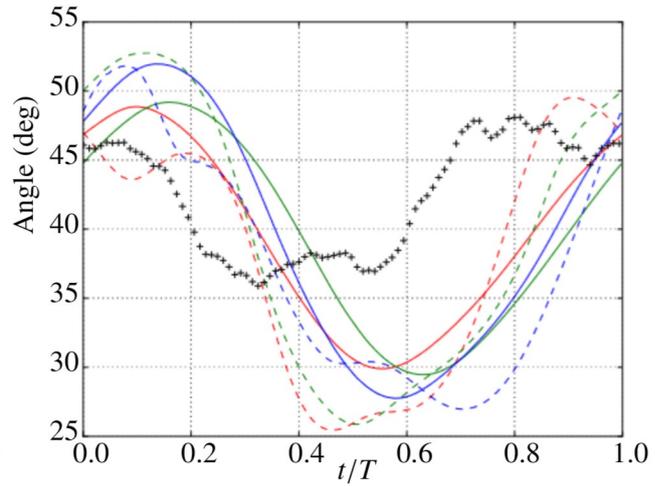


FIGURE B.18 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période

Capteur S-E

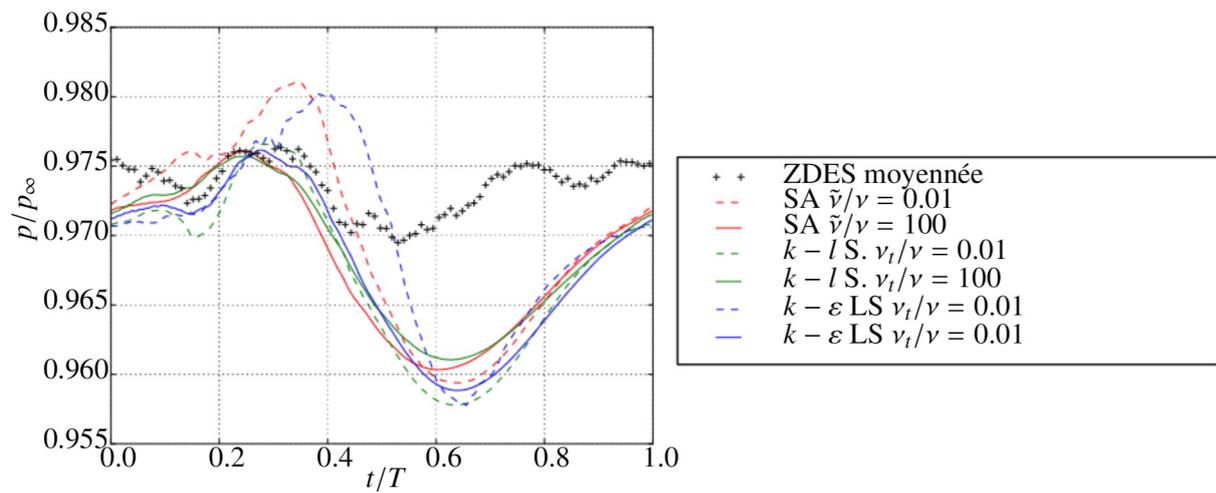


FIGURE B.19 – Évolution de la pression statique sur une période

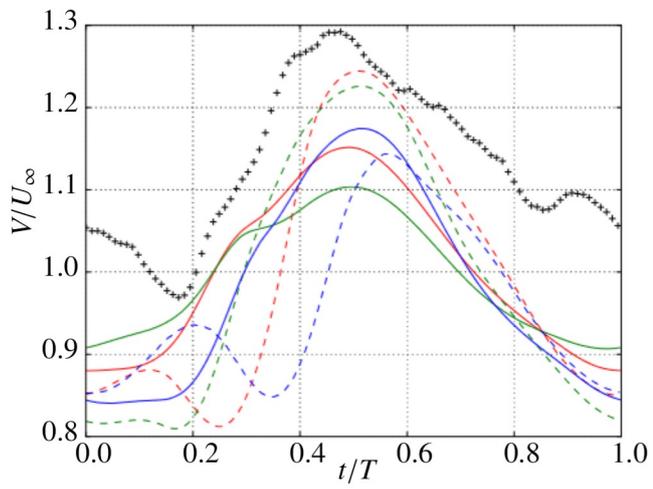


FIGURE B.20 – Évolution du module du vecteur vitesse sur une période

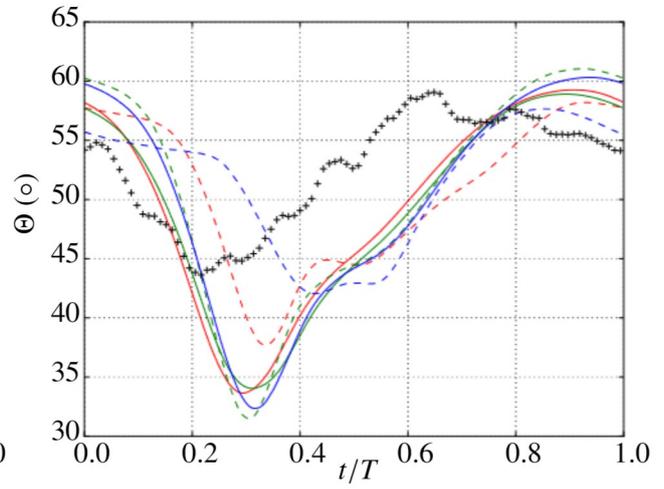


FIGURE B.21 – Évolution de l'angle du vecteur vitesse sur une période

Bibliographie

- [1] A. P. A. Dugeai, Y. Mauffrey and S. Verley. Overview of the aeroelastic capabilities of the elsolver within the context of aeronautical engines. *Aeros. J.*, 14, 2018. (Cité en page 146.)
- [2] A. R. Ahmadi. An Experimental Investigation of Blade-Vortex Interaction at Normal Incidence. *J. AIRCRAFT*, page 9, 1986. (Cité en page 36.)
- [3] J. Alonso and A. Jameson. Fully-implicit time-marching aeroelastic solutions. In *32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 1994. (Cité en page 44.)
- [4] C. J. Barnes, M. R. Visbal, and R. E. Gordnier. Investigation of aeroelastic effects in streamwise-oriented vortex/wing interactions. In *52nd Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2014. (Cité en pages 32 et 35.)
- [5] C. J. Barnes, M. R. Visbal, and R. E. Gordnier. Analysis of streamwise-oriented vortex interactions for two wings in close proximity. *Physics of Fluids*, 27(1) :015103, Jan. 2015. (Cité en page 32.)
- [6] C. J. Barnes, M. R. Visbal, and P. G. Huang. On the effects of vertical offset and core structure in streamwise-oriented vortex–wing interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 799 :128–158, June 2016. (Cité en page 32.)
- [7] G. Benefice. Développement d’une méthode de couplage partitionné fort en vue d’une application aux turbomachines. *Centrale Lyon*, 2015. PhD thesis. (Cité en page 43.)
- [8] T. Berthelon. Réponse forcée du fan sous ingestion de vortex. *Centrale Lyon*, 2020. PhD thesis. (Cité en pages 1, 14, 15, 21, 27, 42, 69, 156 et 164.)
- [9] V. Bonneau. Prédiction du bruit d’interaction tonal et à large bande d’une soufflante de nouvelle génération en régime subsonique. *Université de Poitiers*, 2015. PhD thesis. (Cité en page 59.)
- [10] D. Borello, G. Delibra, K. Hanjalić, and F. Rispoli. Large-eddy simulations of tip leakage and secondary flows in an axial compressor cascade using a near-wall turbulence model. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 223(6) :645–655, July 2009. (Cité en page 59.)
- [11] S. Brix, G. Neuwerth, and D. Jacob. The inlet-vortex system of jet engines operating near the ground. In *18th Applied Aerodynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Aug. 2000. (Cité en pages 21, 23, 24, 25 et 163.)
- [12] Bréard, Vahdati, Sayma, and Imregun. An Integrated Time-Domain Aeroelasticity Model for the Prediction of Fan Forced Response due to Inlet Distortion. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, page 13. (Cité en page 13.)
- [13] S. Callot. Analyse des mécanismes macroscopiques produits par les interactions rotor/stator dans les turbomachines. *Centrale Lyon*, 2002. PhD thesis. (Cité en page 13.)

- [14] Y. Colin. Simulation numérique de la distorsion générée par une entrée d'air de moteur civil par vent de travers. *Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace*, 2007. PhD thesis. (Cité en pages 14 et 163.)
- [15] A. Colombié. Amélioration de la prévision du refroidissement par impact à l'aide d'un modèle de turbulence au second ordre. *Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace*, 2022. PhD thesis. (Cité en page 119.)
- [16] F. Crevel. Simulation numérique de l'écoulement en régime de pompage dans un compresseur axial multi-étage. *Centrale Lyon*, 2020. PhD thesis. (Cité en page 12.)
- [17] D. Nichols, B. Vukasinovic, A. Glezer, and B. Rafferty. Formation of a nacelle inlet ground vortex in crosswind. In *AIAA SCITECH 2022 Forum*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2022. (Cité en page 23.)
- [18] J. Dacles-Mariani, G. G. Zilliac, J. S. Chow, and P. Bradshaw. Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field. *AIAA Journal*, 33(9) :1561–1568, Sept. 1995. (Cité en pages 104 et 119.)
- [19] L. Deck. Numerical investigation of the flow dynamics past a three-element aerofoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 732 :401 – 444, 2013. (Cité en page 58.)
- [20] S. Deck. Zonal-detached-eddy simulation of the flow around a high-lift configuration. *AIAA Journal*, 43(11) :2372–2384, Nov. 2005. (Cité en pages 54 et 56.)
- [21] S. Deck. Recent improvements in the zonal detached eddy simulation (ZDES) formulation. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 26(6) :523–550, 2012. (Cité en pages 54, 56, 57, 58 et 164.)
- [22] S. Deck and N. Renard. Towards an enhanced protection of attached boundary layers in hybrid RANS/LES methods. *Journal of Computational Physics*, 400 :108970, Jan. 2020. (Cité en pages 58 et 59.)
- [23] S. Deck, N. Renard, R. Laraufige, and P. Sagaut. Zonal detached eddy simulation (zdes) of a spatially developing flat plate turbulent boundary layer over the reynolds number range 3150 re 14000. *Physics of Fluids*, 26(2), Feb. 2014. (Cité en page 58.)
- [24] S. Deck, P.-E. Weiss, and N. Renard. A rapid and low noise switch from rans to wmls on curvilinear grids with compressible flow solvers. *Journal of Computational Physics*, 363 :231–255, June 2018. (Cité en page 58.)
- [25] J. Delbove. Contribution aux outils de simulation aéroélastique des avions : prédiction du flottement et déformation statique des voilures. *ENSAE*, 2005. PhD thesis. (Cité en page 44.)
- [26] L. di Mare, G. Simpson, and A. I. Sayma. Fan forced response due to ground vortex ingestion. In *Volume 5 : Marine Microturbines and Small Turbomachinery Oil and Gas Applications Structures and Dynamics, Parts A and B*. ASMEDC, Jan. 2006. (Cité en page 15.)
- [27] Doolan, F. Coton, and R. Galbraith. Three-dimensional vortex interactions with a stationary blade. *The Aeronautical Journal*, pages 580 – 587, 1999. (Cité en page 36.)
- [28] C. J. Doolan, F. N. Coton, and R. A. M. Galbraith. The Effect of a Preceding Blade on the Orthogonal Vortex Interaction. *Journal of the American Helicopter Society*, 46(3) :221, 2001. (Cité en page 36.)
- [29] C. J. Doolan and D. Leclercq. An Anechoic Wind Tunnel for the Investigation of the Main-Rotor/Tail- Rotor Blade Vortex Interaction. page 10. (Cité en page 36.)
- [30] S. A. ENGINES. Fascicule de brevet européen, 2019. (Cité en page 10.)
- [31] F. Falissard. Review of vortex models for the compressible euler equations. *Technical Report*, May 2014. (Cité en page 70.)

- [32] A. Filippone and I. Afgan. Orthogonal Blade-Vortex Interaction on a Helicopter Tail Rotor. page 14. (Cité en page 35.)
- [33] S. Fleeter, R. L. Jay, and W. A. Bennett. Rotor wake generated unsteady aerodynamic response of a compressor stator. *Journal of Engineering for Power*, 100(4) :664–675, Oct. 1978. (Cité en page 37.)
- [34] B. François, C. Polacsek, and R. Barrier. Zonal detached eddy simulation of the fan-outlet guide vanes stage of a turbofan engine : Part i—methodology, numerical setup, and aerodynamic analysis. *Journal of Turbomachinery*, 144(11), July 2022. (Cité en pages 59, 60 et 164.)
- [35] D. J. Frohnäpfel, K. T. Lowe, and W. F. O’Brien. Experimental quantification of fan rotor effects on inlet swirl using swirl distortion descriptors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 140(8), May 2018. (Cité en pages 27, 28 et 163.)
- [36] D. J. Garmann and M. R. Visbal. Transient encounters of a NACA0012 wing with a streamwise-oriented vortex. In *45th AIAA Fluid Dynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, June 2015. (Cité en page 32.)
- [37] J. S. Green. Forced response of a large civil fan assembly. In *Volume 5 : Structures and Dynamics, Parts A and B*. ASME DC, Jan. 2008. (Cité en pages 15 et 26.)
- [38] R. B. Green, F. N. Coton, and J. M. Early. On the three-dimensional nature of the orthogonal blade–vortex interaction. *Experiments in Fluids*, 41(5) :749–761, Oct. 2006. (Cité en page 36.)
- [39] R. B. Green, C. J. Doolan, and R. M. Cannon. Measurements of the orthogonal blade-vortex interaction using a particle image velocimetry technique. *Experiments in Fluids*, 29(4) :369–379, Oct. 2000. (Cité en page 36.)
- [40] T. Guedeney. Modélisation des interactions rotor-stator par une méthode d’équilibrage harmonique. *Centrale Lyon*, 2014. PhD thesis. (Cité en pages 12, 13 et 163.)
- [41] J. Harris, B. Lad, and S. Stapelfeldt. Two-dimensional investigation of the fundamentals of OGV buffeting. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, 7(2) :13, Apr. 2022. (Cité en page 37.)
- [42] A. Harten and J. M. Hyman. Self adjusting grid methods for one-dimensional hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, 50(2) :235–269, May 1983. (Cité en page 62.)
- [43] Hodder. An investigation of engine influence on inlet performance. *NASA Research Center*, 1981. (Cité en page 13.)
- [44] H. P. Hodson, J. S. Addison, and C. A. Shepherson. Models for unsteady wake-induced transition in axial turbomachines. *Journal de Physique III*, 2(4) :545–574, Apr. 1992. (Cité en page 12.)
- [45] J.-F. Imbert. Analyse des structures par éléments finis. 3, 1995. (Cité en page 40.)
- [46] M. Jermy and W. H. Ho. Location of the vortex formation threshold at suction inlets near ground planes by computational fluid dynamics simulation. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G : Journal of Aerospace Engineering*, 222(3) :393–402, Mar. 2008. (Cité en page 26.)
- [47] K. H. Kim and C. Kim. Accurate, efficient and monotonic numerical methods for multi-dimensional compressible flows. *Journal of Computational Physics*, 208(2) :570–615, Sept. 2005. (Cité en page 76.)
- [48] Krishnamoorthy and J. S. Marshall. An experimental investigation of "vortex shocks". 6(11), 1994. (Cité en page 36.)
- [49] S. Krishnamoorthy, A. A. Gossler, and J. S. Marshall. Normal Vortex Interaction with a Circular Cylinder. page 8. (Cité en page 36.)

- [50] S. Krishnamoorthy and J. S. Marshall. Three-dimensional blade–vortex interaction in the strong vortex regime. *Physics of Fluids*, 10(11) :2828–2845, Nov. 1998. (Cité en pages 32, 33 et 36.)
- [51] L. Cambier, S. Heib, and S. Plot. The onera elsa CFD software : Input from research and feedback from industry. *Mechanics & Industry*, 14(3) :159–174, 2013. (Cité en page 76.)
- [52] Lakshminarayana. *Fluid Dynamics and Heat Transfer in Turbomachinery*. 1996. (Cité en pages 13 et 163.)
- [53] B. Launder and B. Sharma. Application of the energy–dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2) :131–137, Nov. 1974. (Cité en page 52.)
- [54] D. Laxalde. Étude d’amortisseurs non-linéaires appliqués aux roues aubagées et aux systèmes multi-étages. *Centrale Lyon*, 2007. PhD thesis. (Cité en page 41.)
- [55] D. Lee, D. Fahey, A. Skowron, M. Allen, U. Burkhardt, Q. Chen, S. Doherty, S. Freeman, P. Forster, J. Fuglestedt, A. Gettelman, R. D. León, L. Lim, M. Lund, R. Millar, B. Owen, J. Penner, G. Pitari, M. Prather, R. Sausen, and L. Wilcox. The contribution of global aviation to anthropogenic climate forcing for 2000 to 2018. *Atmospheric Environment*, 244 :117834, Jan. 2021. (Cité en page 1.)
- [56] T. Leonard. Étude des approches de modélisation de la turbulence pour la simulation numérique d’un compresseur centrifuge à fort taux de pression. *PhD, Université de Toulouse*, 2014. (Cité en pages 56 et 164.)
- [57] M.-S. Liou. A sequel to AUSM : AUSM+. *Journal of Computational Physics*, 129(2) :364–382, Dec. 1996. (Cité en page 62.)
- [58] M.-S. Liou and J. Edwards. AUSM schemes and extensions for low Mach and multiphase flows. *Lecture series-van Karemman Institute for fluid dynamics*, 3 :A1–A101, 1999. (Cité en pages 61 et 63.)
- [59] M.-S. Liou and C. J. Steffen. A new flux splitting scheme. *Journal of Computational Physics*, 107(1) :23–39, July 1993. (Cité en page 62.)
- [60] X. Liu and J. S. Marshall. Blade penetration into a vortex core with and without axial core flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 519 :81–103, Nov. 2004. (Cité en page 35.)
- [61] R. Manceau. Codes de calculs industriels pour la simulation des écoulements turbulents, Cours ISAE-ENSMA. 2022. (Cité en page 53.)
- [62] J. Marshall and M. Imregun. A Review Of Aeroelasticity Methods With Emphasis On Turbomachinery Applications. *Journal of Fluids and Structures*, 10(3) :237–267, Apr. 1996. (Cité en pages 11 et 42.)
- [63] J. S. Marshall. Vortex cutting by a blade. i - general theory and a simple solution. *AIAA Journal*, 32(6) :1145–1150, June 1994. (Cité en pages 32 et 33.)
- [64] J. S. Marshall. The fluid mechanics of vortex cutting by a blade. U.S Army Research Office, 1995. (Cité en pages 35 et 36.)
- [65] J. S. Marshall and S. Krishnamoorthy. On the instantaneous cutting of a columnar vortex with non-zero axial flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 351 :41–74, Nov. 1997. (Cité en pages 32, 33, 34 et 36.)
- [66] J. S. Marshall and R. Yalamanchili. Vortex cutting by a blade. II - computations of vortex response. *AIAA Journal*, 32(7) :1428–1436, July 1994. (Cité en page 33.)
- [67] J. Marty, N. Lantos, B. Michel, and V. Bonneau. LES and hybrid RANS/LES simulations of turbomachinery flows using high order methods. In *Volume 2C : Turbomachinery*. American Society of Mechanical Engineers, June 2015. (Cité en page 59.)

- [68] I. Mary and P. Sagaut. Large eddy simulation of flow around an airfoil near stall. *AIAA Journal*, 40(6) :1139–1145, June 2002. (Cité en pages 63 et 76.)
- [69] G. McLelland, D. di Cugno, D. G. MacManus, and V. Pachidis. Boundary conditions for vortex CFD simulations. In *Volume 8 : Turbomachinery, Parts A, B, and C*. American Society of Mechanical Engineers, June 2012. (Cité en page 24.)
- [70] F. Menter, M. Kuntz, and R. Bender. A scale-adaptive simulation model for turbulent flow predictions. In *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2003. (Cité en page 55.)
- [71] S. Moffatt and L. He. On decoupled and fully-coupled methods for blade forced response prediction. *Journal of Fluids and Structures*, 20(2) :217–234, Feb. 2005. (Cité en page 44.)
- [72] J. Murphy. Intake Ground Vortex Aerodynamics. *Cranfield University*, 2008. PhD thesis. (Cité en pages 1, 16, 19, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 69, 73, 77, 163 et 168.)
- [73] J. P. Murphy and D. G. MacManus. Ground vortex aerodynamics under crosswind conditions. *Experiments in Fluids*, 50(1) :109–124, June 2010. (Cité en pages 21, 22, 23, 26, 27 et 163.)
- [74] L. Oliveira. Analyse numérique de l’effet du défilement des sillages liés aux interactions rotor-stator en turbomachines. *Centrale Lyon*, 1999. PhD thesis. (Cité en page 12.)
- [75] P. Zehner. Aeroacoustic Study of the Interaction of a Rotating Blade with a Batchelor Vortex. *École Nationale Supérieure d’Arts et Métiers*. PhD thesis. (Cité en pages 29, 30, 32, 34, 35, 72, 99 et 164.)
- [76] F. Payer. Prédiction et analyse du phénomène de réponse forcée : application à un cas de compresseur haute pression. *Centrale Lyon*, 2013. PhD thesis. (Cité en pages 12, 42, 43 et 44.)
- [77] S. Piperno. Simulation numérique de phénomènes d’interaction fluide-structure. *Ecole Nationale des Ponts et Chaussées*, 1995. PhD thesis. (Cité en page 43.)
- [78] Q. Rendu. Modélisation des écoulements transsoniques décollés pour l’étude des interactions fluide-structure. *Université Claude Bernard Lyon 1*, 2016. PhD thesis. (Cité en pages 10 et 163.)
- [79] J. Riou. Tip-leakage-flow study using hybrid RANS/LES methods. *46th Symposium for Applied Aerodynamics*, pages 1–10, 2011. (Cité en page 59.)
- [80] W. Riéra, J. Marty, L. Castillon, and S. Deck. Zonal detached-eddy simulation applied to the tip-clearance flow in an axial compressor. *AIAA Journal*, 54(8) :2377–2391, Aug. 2016. (Cité en page 59.)
- [81] L. A. Rodert and F. B. Garrett. National Advisory Committee For Aeronautics Technical Note 3330. (Cité en page 15.)
- [82] P. Roe. Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. *Journal of Computational Physics*, 43(2) :357–372, Oct. 1981. (Cité en page 61.)
- [83] D. C. Saunders and J. S. Marshall. Vorticity reconnection during vortex cutting by a blade. *Journal of Fluid Mechanics*, 782 :37–62, Nov. 2015. (Cité en page 35.)
- [84] D. C. Saunders and J. S. Marshall. Transient lift force on a blade during cutting of a vortex with non-zero axial flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 819 :258–284, May 2017. (Cité en page 35.)
- [85] R. Schlinker and R. Amiet. Rotor-vortex interaction noise. In *8th Aeroacoustics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Apr. 1983. (Cité en pages 32 et 36.)
- [86] M. Scully. Computation of helicopter rotor wake geometry and its influence on rotor harmonic airloads. *Massachusetts Institute of Technology*, 1975. , PhD thesis. (Cité en page 69.)
- [87] A. Secareanu, D. Moroianu, A. Karlsson, and L. Fuchs. Experimental and numerical study of ground vortex interaction in an air-intake. In *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2005. (Cité en page 26.)

- [88] Shin and Cheryl. Quantitative investigation of inlet vortex flow field. *Gas turbine & Plasma Dynamics Laboratory*, (179), 1984. (Cité en page 26.)
- [89] F. D. Siervi, H. C. Viguier, E. M. Greitzer, and C. S. Tan. Mechanisms of inlet-vortex formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 124(-1) :173, Nov. 1982. (Cité en pages 15, 16, 17, 18, 19, 22, 25 et 163.)
- [90] B. Smith. A near wall model for the $k - \epsilon$ two equation turbulence model. In *Fluid Dynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, June 1994. (Cité en page 52.)
- [91] P. Spalart and S. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *No.1*, pages 5–21. Recherche Aérospatiale, Jan. 1994. (Cité en pages 51 et 55.)
- [92] P. R. Spalart, S. Deck, M. L. Shur, K. D. Squires, M. K. Strelets, and A. Travin. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 20(3) :181–195, May 2006. (Cité en pages 54, 55 et 56.)
- [93] P. R. Spalart, W.-H. Jou, M. K. Strelets, and S. Allmaras. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. *Conference : Advances in DNS/LES*, 1997. (Cité en pages 54, 55, 56 et 164.)
- [94] L. G. Trapp and R. Girardi. Evaluation of engine inlet vortices using CFD. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2012. (Cité en pages 18, 19, 20, 21, 69, 163 et 168.)
- [95] P. Tucker, S. Eastwood, C. Klostermeier, H. Xia, P. Ray, J. Tyacke, and W. Dawes. Hybrid LES approach for practical turbomachinery flows—part II : Further applications. *Journal of Turbomachinery*, 134(2), July 2011. (Cité en page 59.)
- [96] B. G. van der Wall and H. Richard. Analysis methodology for 3c-PIV data of rotary wing vortices. *Experiments in Fluids*, 40(5) :798–812, Mar. 2006. (Cité en page 23.)
- [97] J. Vaquero, N. Renard, and S. Deck. Outer layer turbulence dynamics in a high-reynolds-number boundary layer up to recovering from mild separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 942, May 2022. (Cité en page 58.)
- [98] G. H. Vatistas, V. Kozel, and W. C. Mih. A simpler model for concentrated vortices. *Experiments in Fluids*, 11(1) :73–76, Apr. 1991. (Cité en page 24.)
- [99] T. Wang, C. J. Doolan, F. N. Coton, and R. A. M. Galbraith. Experimental Study of the Three Dimensionality of Orthogonal Blade-Vortex Interaction. page 10. (Cité en page 36.)
- [100] Z. Wang and I. Gursul. Unsteady characteristics of inlet vortices. *Experiments in Fluids*, 53(4) :1015–1032, July 2012. (Cité en pages 21, 23, 24, 25, 26, 84, 163 et 168.)
- [101] P. Welch. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions On Audio And Electroacoustics*, AU-15 :70–73, 1967. (Cité en page 89.)
- [102] D. C. Wilcox. Formulation of the $k - \omega$ turbulence model revisited. *AIAA Journal*, 46(11) :2823–2838, Nov. 2008. (Cité en page 52.)
- [103] K. S. Wittmer and W. J. Devenport. Effects of Perpendicular Blade-Vortex Interaction, Part 1 : Turbulence Structure and Development. page 8. (Cité en page 36.)
- [104] K. S. Wittmer and W. J. Devenport. Effects of Perpendicular Blade-Vortex Interaction, Part 2 : Parameter Study. page 5. (Cité en page 36.)
- [105] K. S. Wittmer and W. J. Devenport. Effects of perpendicular blade-vortex interaction, part 1 : Turbulence structure and development. *AIAA Journal*, 37(7) :805–812, July 1999. (Cité en page 31.)

-
- [106] Y. Yang, L. Veldhuis, and G. Eitelberg. Aerodynamic impact of a streamwise vortex on a propeller. *Aerospace Science and Technology*, 70 :108–120, Nov. 2017. (Cité en pages 27, 28, 29, 30, 32, 85, 100 et 163.)
- [107] Y. Yang, T. Zhou, A. Sciacchitano, L. Veldhuis, and G. Eitelberg. Propeller and inflow vortex interaction : vortex response and impact on the propeller performance. *CEAS Aeronautical Journal*, 7(3) :419–428, June 2016. (Cité en pages 28, 29, 30, 31, 32, 49, 135, 163 et 164.)
- [108] Y. Yang, T. Zhou, A. Sciacchitano, L. Veldhuis, and G. Eitelberg. Experimental investigation of the impact of a propeller on a streamwise impinging vortex. *Aerospace Science and Technology*, 69 :582–594, Oct. 2017. (Cité en pages 30 et 32.)
- [109] S. Zantopp, D. MacManus, and J. Murphy. Computational and experimental study of intake ground vortices. *The Aeronautical Journal*, 114(1162) :769–784, Dec. 2010. (Cité en pages 23 et 69.)

Titre : Étude de la réponse forcée des OGV d'un moteur UHBR sous ingestion de vortex de sol

Mots clés : Aéroélasticité ; Vortex ; Réponse forcée ; ZDES ; Turbomachine

Résumé : Lors de la phase de décollage d'un aéronef par vent de travers, l'écoulement ingéré par le moteur peut interagir avec le sol et la nacelle, entraînant la formation d'un vortex de sol devant l'entrée d'air. Ce phénomène est particulièrement rencontré par les nouvelles architectures de turbomachines à haut taux de dilution et entrée courte. Le vortex de sol est ingéré par le moteur et interagit avec le fan en rotation, entraînant le hachage du tourbillon. Cet écoulement extrêmement complexe et instationnaire est convecté jusqu'à la roue redresseuse de sortie du flux secondaire (OGV) et est vu comme une source d'excitation aérodynamique par les aubages. Cela conduit dans certaines conditions observées en essai à de forts niveaux de réponse forcée affectant la structure de l'OGV. Ces vibrations peuvent entraîner des phénomènes de fatigue ou la rupture de l'aube. L'objectif de la thèse est de caractériser la source

d'excitation aérodynamique des OGV générée par l'interaction entre le fan et le vortex de sol à l'aide de modèles numériques de turbulence de différents niveaux de fidélité (URANS, ZDES), dans une approche progressive incluant la mise en œuvre d'un cas-test académique représentatif. Le calcul haute-fidélité ZDES permet l'établissement d'une base de données de référence de l'interaction entre des aubes fan et un vortex incident.

Dans un second temps, par exploitation des acquis de la première phase, une stratégie numérique est développée afin de prévoir l'amplitude de vibration des OGV soumis au vortex transformé dans le cas d'une configuration industrielle par un calcul aéroélastique découplé, tout en analysant la source d'excitation aérodynamique et les phénomènes aéroélastiques mis en jeu.

Title : Study of the forced response of the OGV of a UHBR engine under ground vortex ingestion

Keywords : Aeroelasticity ; Vortex ; Forced response ; ZDES ; Turbomachinery

Abstract : During the take-off phase of an aircraft in crosswind conditions, the flow ingested by the engine can interact with the ground and the inlet, resulting in the formation of a ground vortex in front of the engine. This phenomenon is particularly common in new turbomachinery designs with high bypass ratios and short intake. The ground vortex is ingested by the engine and interacts with the rotating fan, causing the vortex to chop. This complex, unsteady flow is convected to the Outlet Guide Vane (OGV) and is seen as a source of aerodynamic excitation by the blades. Under certain test conditions, this leads to high levels of forced response affecting the structure of the OGV. These vibrations can lead to blade fatigue or failure. The aim of this thesis is to characterize the source

of aerodynamic excitation of OGVs generated by the interaction between the fan and the ground vortex, using numerical turbulence models of different fidelity levels (URANS, ZDES), in a progressive approach including the implementation of a representative academic test case. The high-fidelity ZDES calculation is used to set a reference database of the interaction between fan blades and an incident vortex.

Secondly, using the results of the first phase, a numerical strategy is developed to predict the amplitude of vibration of the OGVs subjected to the transformed vortex in the case of an industrial configuration by a decoupled aeroelastic simulation, while analyzing the source of aerodynamic excitation and the aeroelastic phenomena involved.