

Simulation et modélisation de l'écoulement de jeu dans un compresseur axial

par

Ahmadou Bamba DRAME

THÈSE PRÉSENTÉE À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION
DU DOCTORAT EN GÉNIE
Ph.D.

MONTRÉAL, LE 18 NOVEMBRE 2024

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Ahmadou Bamba DRAME, 2024



Cette licence Creative Commons signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette oeuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'oeuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CETTE THÈSE A ÉTÉ ÉVALUÉE

PAR UN JURY COMPOSÉ DE:

Mme. Marlène Sanjosé, directrice de thèse
Département de génie aérospatial à l'École de technologie supérieure

M. Damien Pham Van Bang, président du jury
Département de génie de la construction à l'École de technologie supérieure

M. François Morency, membre du jury
Département de génie aérospatial à l'École de technologie supérieure

M. Marius Paraschivoiu, examinateur externe indépendant
Département de génie mécanique et industriel à l'université de Concordia

ELLE A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 25 OCTOBRE 2024

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

La rédaction de cette thèse de doctorat n'aurait jamais été possible sans le soutien et l'accompagnement de plusieurs personnes auxquelles je souhaite exprimer ma profonde gratitude. À travers ces petits mots, je souhaiterais leur dire que je me sens heureux et chanceux de les avoir eues à mes côtés pendant cette importante étape de ma vie. Ainsi, j'adresse des remerciements particuliers :

Au Professeure Marlène Sanjosé, ma directrice de thèse, pour avoir accepté de superviser cette thèse. Je voudrais également vous remercier, car si j'ai décidé de poursuivre mes études après le master, c'est en grande partie grâce à vous. Grâce à vos enseignements et à votre professionnalisme, j'ai développé une passion plus grande pour cette discipline qu'est la CFD. Elle a toujours été disponible pour répondre à mes questions et m'accompagner dans mes analyses. Merci, Professeure !

À l'équipe GRENTE, Jorge Santamaria, Natacha Galland, Arnaud Le Floc'h et les stagiaires pour m'avoir donné des conseils et parfois des coups de mains durant les périodes les plus difficiles de cette thèse. Je n'oublierai jamais les bons moments de réunion GRENTE, de football et de randonnées passés avec vous au sein de ce groupe.

À mes parents, Marième et Ibrahima, pour l'éducation reçue depuis le bas âge et pour avoir cru en moi depuis le début. Je vous remercie d'avoir mis à ma disposition tous les moyens qu'il fallait pour la réussite de mes recherches. Vous avez été une source de motivation et d'encouragement lorsque j'étais face aux difficultés et grâce à vous j'y suis arrivé. Votre encadrement est l'une des plus belles choses qui me soit arrivé.

À mes frères et sœurs, qui ont été une source d'inspiration pour moi, une véritable muse. Les échanges que nous avons eus m'ont ouvert l'esprit et m'ont aidé à pousser ma réflexion un peu plus loin.

À mes amis, qui ont toujours été là pour moi. Je vous ai parfois gavé à cause du stress, mais vous avez su me soutenir. Merci pour votre compréhension ! Vous êtes de véritables références sur le plan de l'amitié. Ma joie, je la partage avec vous.

Simulation et modélisation de l'écoulement de jeu dans un compresseur axial

Ahmadou Bamba DRAME

RÉSUMÉ

Les ventilateurs sont utilisés dans plusieurs domaines. Leur nombre augmente, ce qui accroît la consommation globale d'énergie liée à leur emploi. Pour satisfaire cette demande, il devient nécessaire d'améliorer l'efficacité des ventilateurs, en utilisant des ventilateurs versatile et stable qui consomment moins d'énergie. Pour répondre à cette problématique, il est important de concevoir des machines qui fonctionnent hors point optimum. Il faut aussi améliorer la stabilité des ventilateurs, qui est liée à l'écoulement de jeu.

On s'intéresse ici à l'écoulement de jeu dans un ventilateur axial. Le jeu est l'espace entre les pièces mobiles et les pièces fixes. L'écoulement au travers de cet espace a des effets inévitables et significatifs. La diminution du débit entrant fait apparaître des phénomènes instationnaires complexes dans le jeu, provoquant le décrochage de la machine. Il est nécessaire d'analyser et de comprendre les mécanismes qui dégradent ces performances. Les objectifs généraux de cette thèse sont le développement d'une modélisation fiable des sources de pertes en dehors du point de conception et l'amélioration de la connaissance des instationnarités en écoulement de jeu.

À cet effet, les méthodes numériques en mécanique des fluides (ou Computational Fluid Dynamics CFD) s'appuyant sur une approche moyenne (RANS) et Hybride résolvant dans le temps et dans l'espace les échelles de la turbulence sont utilisées pour mieux prédire l'écoulement de jeu. La méthode RANS, moins coûteuse en termes de temps de calcul, permet d'accéder plus facilement aux champs stationnaires et estimer les pertes, mais limite l'analyse des structures tourbillonnaires présentes dans le jeu. La simulation aux grandes échelles (SGE) est alors un complément de la simulation RANS, car elle aide à détecter et à comprendre le système des tourbillons, leurs dynamiques et leurs interactions avec les pièces fixes ou mobiles, mais elle reste très coûteuse en termes de temps de calcul, donc l'approche Hybride reste une alternative sophistiquée pour étudier les instationnarités dans cette thèse. Les approches de simulation CFD Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) et Shear Blended Eddy simulation (SBES) sont utilisées dans le cadre de ces travaux pour réaliser les calculs sur la grille et sur le ventilateur.

Dans cette thèse, le modèle de Deveaux (2020) a été évalué et étendu aux points hors optimum sur la configuration VT, puis vérifié sur la configuration USI7, afin de répondre partiellement à la conception hors optimum. La DMD permet d'identifier des modes globaux en 2 fréquences 90 Hz et 180 Hz au point proche du décrochage. Ces fréquences sont associées aux instationnarités qui provoquent l'instabilité des machines.

Mots-clés: turbomachine, turbulence, écoulement de jeu, tourbillon de jeu, performance aérodynamique, instationnarités CFD, Reynolds Average Navier-Stokes, Shear Blended Eddy Simulation, Décomposition Modale Dynamique (DMD)

Simulation and modeling of the tip leakage vortex of an axial compressor

Ahmadou Bamba DRAME

ABSTRACT

Fans are applications that are increasingly used in many areas. This increase in use leads to a growing demand. To meet this demand, it becomes necessary to improve fan efficiency, using versatile and stable fans that consume less energy. To meet this challenge, it is important to design machines that operate outside the optimum point. We also need to improve fan stability that is linked to leakage flow.

In this work, we are interested in the flow of backlash in an axial fan. The clearance is the space between the moving parts (the rotating blades) and the fixed parts (the duct or machine casing). Flow through this gap has unavoidable and significant effects. Reduced inflow leads to complex unsteady phenomena in the gap, causing the machine to stall. It therefore seems necessary to investigate and understand the mechanisms behind performance degradations in these fans. The general objectives of this thesis are, to improve our knowledge of the instationnarities that are very frequent in gap flow to develop reliable modeling of loss sources outside the design point.

Therefore, RANS and Hybrid methods are widely used to better predict the physical phenomena that generate the gap flow. The RANS method is less expensive in terms of computation time and allows to access more easily to the stationary fields. But it seems limited, because it does not allow access to the unsteady characters of the vortices (TLV, TCRV, TSV). The SGE simulation is then a complement to the RANS simulation, because it helps to detect and understand the vortex system, their dynamics and their interaction with the stationary or moving surfaces, but it remains very costly in terms of computation time, so the Hybrid approach remains a sophisticated alternative to study instationnarities in this thesis. The CFD simulation approaches Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) and Shear Blended Eddy simulation (SBES) are used in this work to carry out calculations on the cascade configuration and on the fan.

In this thesis, Deveaux's (2020) model was evaluated and extended to non-optimal operating points on the VT configuration, then verified on the USI7 configuration, in order to partially address the non-optimal design point. Application of the DMD identifies global modes at 2 frequencies, 90 Hz and 180 Hz, at the operating point close to stall. These frequencies are associated with the unsteadiness that cause machines instability.

Keywords: turbomachinery, turbulence, tip leakage flow, tip leakage vortex, aerodynamic performance, unsteadiness CFD, Reynolds Average Navier-Stokes (RANS), Shear Blended Eddy Simulation (SBES), Dynamic Mode Decomposition (DMD)

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE CRITIQUE DE LA LITTÉRATURE	9
1.1 Paramètres élémentaires pour le fonctionnement des ventilateurs axiaux	9
1.2 Écoulement de jeu : paramètres et caractéristiques	11
1.2.1 Les coefficients de contraction et de décharge	13
1.2.2 Écoulement de jeu et formation du tourbillon de jeu	14
1.2.3 Effets de la taille du jeu	18
1.3 Pertes et modèles de tourbillon	21
1.3.1 Identification et classification des pertes	21
1.3.2 Modèles de pertes en lien avec le tourbillon de jeu	24
1.4 Effets instationnaires de l'écoulement de jeu	32
1.4.1 Aspect instationnaire du TJ et sa rupture	32
1.4.2 Interface et écoulement retour au bord de fuite	35
1.4.3 Instabilités tournantes et zones de basse pression	36
1.5 Évaluation critique de la littérature	38
CHAPITRE 2 MÉTHODOLOGIE NUMÉRIQUE	43
2.1 Approche méthodologique	43
2.2 Simulations numériques des écoulements turbulents	45
2.2.1 Approche RANS	49
2.2.2 Approche hybride SBES-SST	52
2.3 Description et choix du modèle paramétrique de Deveaux	53
2.3.1 Modèle de Rankine	53
2.3.2 Variation de pression totale dans un tourbillon de Rankine	54
2.3.3 Modélisation de l'écoulement de jeu	56
2.3.4 Modèle de pertes	58
2.4 Présentation de la configuration de Virginia Tech	58
2.4.1 Configuration expérimentale	58
2.4.2 Configuration numérique	61
2.4.3 Plans de coupe de la grille VT	68
2.5 Présentation de la configuration USI7	69
2.5.1 Configuration expérimentale du ventilateur axial USI7	69
2.5.2 Configuration numérique USI7	70
2.5.3 Plans de coupe de la configuration USI7	73
2.6 Post-traitement	74
2.6.1 Pertes	74
2.6.1.1 Le flux de pression totale P_0 « $P_0 \text{ flux}$ »	74
2.6.1.2 Taux volumique de production d'entropie « $\dot{s} \text{ volume}$ »	76
2.6.2 Les performances	76

2.6.3	Grandeurs statistiques	77
2.6.4	Identification du tourbillon de jeu par le critère Q et l'hélicité.	80
2.6.5	Analyse spectrale	81
2.6.6	Fonction de corrélation	82
2.6.7	Analyse modale de l'écoulement de jeu	83
2.6.7.1	La décomposition orthogonale aux valeurs propres ou (POD) .	83
2.6.7.2	La décomposition modale dynamique (DMD)	85
CHAPITRE 3 INFLUENCE DU POINT DE FONCTIONNEMENT SUR		
	L'ÉCOULEMENT DE JEU	87
3.1	Validation de la configuration numérique au point de rendement optimal	87
3.1.1	Écoulement à mi-envergure	87
3.1.2	Écoulement de jeu	94
3.1.3	Coût de calcul et conclusions	103
3.2	Influence du débit sur les performances de la grille	105
3.2.1	Performances globales de la grille	105
3.2.2	Évolutions temporelles des efforts	106
3.3	Influence du débit sur l'écoulement dans la grille d'aubes	108
3.3.1	Écoulement tri-dimensionnel instantané	108
3.3.2	Influence du débit sur la structure de l'écoulement moyen	118
3.4	Conclusion partielle	125
CHAPITRE 4 ANALYSE ET MODÉLISATION DES PERTES DE L'ÉCOULEMENT		
	MOYEN	127
4.1	Configuration de Grille VT	127
4.1.1	Quantification et classification des pertes	127
4.1.2	Modélisation du tourbillon de jeu	131
4.2	Configuration USI7	137
4.2.1	Performances	137
4.2.2	Analyse de l'écoulement et évaluation du chargement	139
4.2.3	Analyse des pertes	142
4.2.4	Le tourbillon de jeu	145
4.2.5	Écoulement dans le jeu	147
4.2.6	Vérification du modèle de Deveaux	153
4.2.7	Conclusion partielle	153
CHAPITRE 5 ANALYSE INSTATIONNAIRE DE L'ÉCOULEMENT DANS LA		
	GRILLE VT	155
5.1	Influence du débit sur l'instationnarité de l'écoulement de jeu	155
5.2	Analyse modale dynamique des structures dominantes de l'écoulement de jeu	161
5.2.1	Accumulation des données et paramètres de la DMD	161
5.2.2	Résultats de la DMD et sélection des fréquences d'analyse	162
5.3	Reconstruction temporelle des modes dominants	165
5.3.1	Analyse des structures modales au point de rendement optimal (PRO) ...	165

5.3.2	Analyse des structures modales au point proche décrochage (PPD)	169
5.4	Conclusion partielle	173
CHAPITRE 6 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES		175
BIBLIOGRAPHIE		179

LISTE DES FIGURES

	Page
Figure 0.1	Courbe de fonctionnement d'un ventilateur 4
Figure 0.2	Structure de l'écoulement de jeu en 3 points de fonctionnement différents adaptés de Saathoff (2001) et de Deveaux (2020) 5
Figure 1.1	Vue du jeu en 3D 12
Figure 1.2	Visualisation de la Vena-contracta dans le jeu 13
Figure 1.3	Schématisation des structures tourbillonnaires 16
Figure 1.4	Visualisation des tourbillons engendrés par le jeu extrait de You, Wang, Moin & Mittal (2007b) 18
Figure 1.5	Plans d'analyse des pertes 22
Figure 1.6	Écoulement bidimensionnel idéalisé proposé par Rains (1954) 25
Figure 1.9	Évolutions de circulation et de pertes tirées de Deveaux, Fournis, Brion, Marty & Dazin (2020) 31
Figure 1.10	Variation des fluctuations de pression (haut) et structures tourbillonnaires (bas) proches du carter pour 2 temps différents extrait de Yamada, Funazaki & Sasaki (2009) 34
Figure 1.11	Représentation de l'interface adaptée de Schrapp, Stark & Saathoff (2009) 36
Figure 1.12	Pression statique proche intrados 38
Figure 2.1	Schématisation du spectre d'énergie de la turbulence adaptée de Pope (2000) 46
Figure 2.2	Classification des principales méthodes de simulation de turbulence en termes de physique et de coût 47
Figure 2.3	Distribution de la vitesse et de la pression dans un tourbillon de Rankine 53
Figure 2.4	Paire d'aubes symétriques par rapport à la paroi du carter, considérée pour modéliser l'écoulement de jeu comme un jet dans un écoulement transverse qui s'enroule en une paire de tourbillons contra-rotatifs 56

Figure 2.5	Vue du dessus de la configuration expérimentale de la grille Virginia Tech traduit de Muthanna & Devenport (2004)	60
Figure 2.6	Coupe transversale de la grille Virginia Tech le long de l'écoulement extrait de Intaratep <i>et al.</i> (2006)	61
Figure 2.7	Configuration numérique 3D de la grille Virginia Tech	62
Figure 2.8	Maillage RANS de la configuration numérique 3D de la grille Virginia Tech	63
Figure 2.9	Maillage SBES de la configuration numérique 3D de la grille Virginia Tech	64
Figure 2.10	Maillage SBES de la configuration numérique 3D de la grille Virginia Tech	65
Figure 2.11	Les position de coupe aube à aube pour le post-traitement de la configuration de grille VT	68
Figure 2.12	Les position des coupes transverses pour le post-traitement de la configuration de grille VT	68
Figure 2.13	Les position d'extraction du coefficient de pression sur la pale de la configuration de grille VT	69
Figure 2.14	Ventilateur axial USI7 et paramètres de conceptions	71
Figure 2.15	Domaine de calcul de la configuration numérique USI7	71
Figure 2.16	Maillage du domaine de calcul de la configuration numérique USI7	72
Figure 2.17	Les position d'extraction et de visualisation des variables pour la configuration USI7 : Positions d'extraction (gauche); Plan rotationnel (droite)	74
Figure 3.1	Comparaison du module de la vitesse moyenne (\overline{U}) prise à 50%H proche du jeu - (a) : RANS ; (b) : SBES ; (c) : SGE tirée de Koch (2021)	88
Figure 3.2	Comparaison de l'énergie cinétique turbulente totale (k) 50%H proche du jeu - (a) : RANS ; (b) : SBES ; (c) : SGE tirée de Koch (2021)	89
Figure 3.3	Comparaison des coefficients de pression moyen ($\overline{C_p}$) sur la pale à 50%H proche du jeu	90

Figure 3.4	Comparaison des coefficients de friction moyen ($\overline{C_f}$) sur la pale à 50%H proche du jeu - (a) : Extrados; (b) : Intrados	91
Figure 3.5	Module de la vitesse moyenne normalisée par la vitesse maximale ($\frac{\overline{U}}{U_{max}}$) - (a) : prise au plan 1; (b) : prise au plan 2	92
Figure 3.6	L'énergie cinétique turbulente totale normalisée par le carré de la vitesse amont ($\frac{k}{U_{max}^2}$) - (a) : prise au plan 1; (b) : prise au plan 2	93
Figure 3.7	Comparaison des spectres de vitesse (SBES, SGE tirée de Koch (2021), expérience extraite de Muthanna (1998))	94
Figure 3.8	Comparaison des iso-surfaces de critère Q colorés par le module de la vitesse instantanée (U) - (a) : SBES; (b) : SGE tirée de Koch (2021)	95
Figure 3.9	Comparaison des iso-surfaces de critère Q colorés par le module de la vitesse moyenne (\overline{U}) - (a) : RANS; (b) : SBES; (c) : SGE tirée de Koch (2021)	96
Figure 3.10	Comparaison du module de la vitesse moyenne (\overline{U}) 10%H proche du jeu - (a) : RANS; (b) : SBES; (c) : SGE tirée de Koch (2021)	97
Figure 3.11	Couche limite amont sur le carter selon Y - (a) : Module de la vitesse moyenne; (b) : Module de la vitesse fluctuante	98
Figure 3.12	La comparaison des coefficients de pression moyen ($\overline{C_p}$) sur la pale à 10%H proche du jeu	98
Figure 3.13	Comparaison direction du TJ (RANS, SBES, SGE tirée de Koch (2021) et expérience extraite de Muthanna (1998))	99
Figure 3.14	Comparaison du module de la vitesse moyenne ($\frac{\overline{U}}{U_0}$) dans le plan (Y, Z) en $X/ca = 1.37$ - (a) : RANS; (b) : SBES; (c) : SGE tirée de Koch (2021); (d) : Expérience extraite de Muthanna (1998)	100
Figure 3.15	Comparaison de l'énergie cinétique turbulente totale normalisée ($\frac{k}{U_0^2}$) dans le plan (Y, Z) en $X/ca = 1.37$ - (a) : RANS; (b) : SBES; (c) : SGE tirée de Koch (2021); (d) : Expérience extraite de Muthanna (1998)	101
Figure 3.16	Comparaison des fluctuations croisées normalisées par (U_0^2) dans le plan (Y, Z) en $X/ca = 1.37$ - (haut) : SBES; (bas) : Expérience tirée de Muthanna (1998)	102

Figure 3.17	Visualisation de la fonction de raccordement f_s de l'écoulement instantané dans une coupe aube-à-aube - (a) : à 50% H proche du jeu ; (b) : à 10% H proche du jeu 105
Figure 3.18	Évaluation des performances globales de la grille VT - (a) : Augmentation de la pression statique globale ; (b) : Rendement global .. 106
Figure 3.19	Historique des coefficients des forces globales de la grille VT pour les coefficients de débit - (a) : Effort axial (X) ; (b) : Effort vertical (Y) ; (c) : Effort transverse (Z) et (d) : Couple résultant autour le l'axe (Y) .. 108
Figure 3.20	DSP de l'historique des forces globales de la grille VT - (a) : DSP force axiale (X) ; (b) : DSP force transversale (Y) ; (c) : DSP force verticale (Z) et (d) : DSP Moment transversale (Y) 109
Figure 3.21	Iso-surface de critère Q colorés par la vitesse instantanée (U) de l'écoulement instantané - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 111
Figure 3.22	Lignes de frottement autour de la pale et colorée par le coefficient de pression moyen ($-\overline{C_p}$) - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 112
Figure 3.23	Visualisation de la vitesse instantanée (U) de l'écoulement instantané dans une coupe aube-à-aube à 50% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 112
Figure 3.24	DSP de la vitesse axiale dans le sillage de la pale à 50% H proche du jeu - (a) : P_{s1} ; (b) : P_{s2} 113
Figure 3.25	Visualisation de la vitesse instantanée (U) de l'écoulement instantané dans une coupe aube-à-aube à 10% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 114
Figure 3.26	Visualisation de l'énergie cinétique résolue ($k_{résolue}$) normalisée U_0^2 dans une coupe aube-à-aube à 10% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 115
Figure 3.27	Fluctuations de la vitesse axiale dans le passage de la pale à 10% H proche du jeu - (a) : P_1 ; (b) : P_2 ; (c) : P_3 ; (d) : P_4 116
Figure 3.28	Instabilité des tourbillon induits par le tourbillon de jeu 117
Figure 3.29	DSP de la vitesse axiale dans le passage de la pale à 10% H proche du jeu - (a) : P_1 ; (b) : P_2 ; (c) : P_3 ; (d) : P_4 118

Figure 3.30	Iso-surfaces de critère Q colorés par l'hélicité normalisée (H_n) de l'écoulement moyen - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 119
Figure 3.31	Contours de l'hélicité normalisée (H_n) de l'écoulement moyen - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 120
Figure 3.32	Visualisation de la vitesse moyenne (\bar{U}) de l'écoulement moyen dans une coupe aube-à-aube à 50% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 121
Figure 3.33	Visualisation de la vitesse moyenne (\bar{U}) de l'écoulement moyen dans une coupe aube-à-aube à 10% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 121
Figure 3.34	Visualisation de la vitesse axiale moyenne (\bar{u}) normalisée par la vitesse amont (U_0) dans une coupe transverse proche du bord de fuite - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 123
Figure 3.35	Blocage (S_b/S_f) en fonction du coefficient de débit 123
Figure 3.36	Le contour de coefficient de pression moyen ($-\bar{C}_p$) sur l'extrados de la pale - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP) 124
Figure 3.37	Le coefficient de pression moyen (\bar{C}_p) sur la pale - (a) : 50% H proche du jeu; (b) : 10% H proche du jeu 125
Figure 4.1	Les plans d'estimation des pertes de pression pour différents ϕ en $X/c_a = 0.1$ et $X/c_a = 0.9$ 129
Figure 4.2	Évolution des pertes de la grille en fonction du coefficient de débit 130
Figure 4.3	Visualisation du tourbillon de jeu à différents débits à l'aide l'isosurface de critère $Q = 5 \times 10^5 \text{s}^{-2}$ 131
Figure 4.4	Position du plan d'identification du centre du TJ pour différents ϕ en $X/c_a = 0.9$ 133
Figure 4.5	Identification du centre du TJ pour différents ϕ en $X/c_a = 0.9$: les contours colorés représentent la pression statique sur les surfaces d'intégration S_t et les lignes blanches représentent des iso-contours de vorticité 133

Figure 4.6	Évolution du centre du TJ ($Y_t/h, Z_t/c_a$) dans le plan $X/c_a = 0.9$ en fonction du coefficient de débit ϕ : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations et les lignes pointillées représentent les droites de tendance 134
Figure 4.7	Évolution en fonction du coefficient de débit ϕ des paramètres c_l (bleu) et $\Gamma/(cU_0)$ (rouge) : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations et les lignes pointillées représentent les courbes de tendance 135
Figure 4.8	Évolution en fonction du coefficient de débit ϕ des paramètres χ_D (bleu) et $1/A$ (rouge) : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations et les lignes pointillées représentent les courbes de tendance 136
Figure 4.9	Modélisation des pertes associées au tourbillon de jeu ζ_t : la ligne verticale pointillée identifie le point de fonctionnement optimal 137
Figure 4.10	Performances de la configuration USI7 138
Figure 4.11	Visualisation des tourbillons de jeu colorés par le module de la vitesse W_∞ à différents débits pour $Q = 1.65 \times 10^5 \text{s}^{-2}$ 139
Figure 4.12	Visualisation de la vitesse axiale l'écoulement pour différents ϕ sur un plan de coupe $Z/c = 0.5$ 140
Figure 4.13	Visualisation de la pression statique p l'écoulement pour différents ϕ sur un plan de coupe $Z/c = 0.5$ 141
Figure 4.14	Visualisation des contours de pression statique p et lignes de cisaillement pour différentes ϕ 142
Figure 4.15	Visualisation des positions de coupes sur la pale pour l'extraction du coefficient de pression pour différents ϕ 143
Figure 4.16	Analyse des pertes visqueuses de la configuration USI7 145
Figure 4.17	Identification du centre du TJ à partir de la pression statique pour 2 points d'opération dans un plan normal à la corde à 80% c 146
Figure 4.18	Comparaison de la force du tourbillon de jeu (ligne continue) et les pertes ζ_t associées (lignes discontinues) dans la configuration USI7 ... 147
Figure 4.19	Évolution de la profondeur du tourbillon de jeu Δr_t en fonction du coefficient de débit ϕ : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations, la ligne pointillée représente la courbe de tendance 148

Figure 4.20	Facteur de contraction le long de la ligne de cambrure moyenne pour 2 coefficients de débit150
Figure 4.21	Évolutions du débit de fuite mesuré et position du maximum de débit de fuite150
Figure 4.22	Évolution en fonction du coefficient de débit ϕ des paramètres χ_D (bleu) et $1/A$ (orange) : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations, les lignes pointillées représentent les courbes de tendance pour la configuration <i>USI7</i>151
Figure 4.23	Évaluation de l'équation (2.27) entre la force du tourbillon et la quantité de mouvement du jet de fuite152
Figure 5.1	Le coefficient des fluctuations de pression <i>rms</i> ($C_{p'rms}$) sur l'extrados de la pale - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)156
Figure 5.2	Le coefficient des fluctuations de pression <i>rms</i> ($C_{p'rms}$) sur l'intrados de la pale - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)156
Figure 5.3	DSP de la pression statique - (a) : P_{1e} ; (b) : P_{2e} ; (c) : P_{3e} , (d) : P_{4e} ..158
Figure 5.4	Le coefficient pression instantané (C_p) à 5% <i>H</i> proche du jeu pour différents instants - (a) : $\phi = 0,464$ (PRO); (b) : $\phi = 0,384$ (PPD); (c) : $\phi = 0,325$ (PDP)159
Figure 5.5	Le coefficient des fluctuations de pression ($C_{p'}$) à 5% <i>H</i> proche du jeu pour différents instants - (a) : $\phi = 0,464$ (PRO); (b) : $\phi = 0,384$ (PPD); (c) : $\phi = 0,325$ (PDP)160
Figure 5.6	Spectre d'amplitude des modes obtenus par DMD avec la pression statique au PRO aux différents plans163
Figure 5.7	Spectres d'amplitude des modes obtenus par DMD avec la pression statique au PPD aux différents plans164
Figure 5.8	Reconstruction temporelle au plan aube à aube 5% <i>H</i> de la pression statique au PRO166
Figure 5.9	Reconstruction temporelle au plan aube à aube 50% <i>H</i> proche du jeu de la pression statique au PRO167
Figure 5.10	Reconstruction temporelle au plan $x_c^* = 0.62$ de la pression statique au PRO168

Figure 5.11	Reconstruction temporelle au plan $x_c^* = 0.75$ de la pression statique au PRO	168
Figure 5.12	Reconstruction temporelle de la pression statique à la fréquence 90 Hz au PPD	170
Figure 5.13	Reconstruction temporelle de la pression statique à la fréquence 180 Hz au PPD	171
Figure 5.14	Reconstruction temporelle de la pression statique pour le PPD aux plans transverses $x_c^* = 0.38$	172
Figure 5.15	Reconstruction temporelle de la pression statique pour le PPD aux plans transverses $x_c^* = 0.62$	172
Figure 5.16	Reconstruction temporelle de la pression statique pour le PPD aux plans transverses $x_c^* = 0.88$	173

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

abréviations

ÉTS	École de Technologie Supérieure
CVC	Chauffage, Ventilation et Climatisation
NISCO	Northern Industrial Supply Company
CFD	Computational Fluid Dynamics
SND	Simulation Numérique Directe
LES	Large Eddy Simulation
SGE	Simulation aux Grandes Échelles
CERFACS	Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes
LBM	Lattice Boltzmann Method
SAS	Scale Adaptive Simulation
SBES	Shear Blended Eddy Simulation
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
URANS	Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
PRO	Point Rendement Optimal
PPD	Point Proche Décrochage
PD	Point Décrochage
TI	Tourbillon Induit
TJ	Tourbillon de Jeu
TS	Tourbillon de Séparation
TLV	Tip Leakage Vortex

TSV	Tip Separation Vortex
TCRV	Tip Counter-Rotating Vortex
VT	Virginia Technologie
BA	Bord d'Attaque
BF	Bord de Fuite
ER	Efficacité Réduite
TC	Temps de Calcul
NI	Nombres d'Itérations
NC	Nombre de Cellules
PIV	Particle Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
DMD	Décomposition Modale Dynamique
<i>2D</i>	Configuration 2 dimensions
<i>3D</i>	Configuration 3 dimensions

indices

ref	référence
<i>t</i>	totale
<i>s</i>	statique
<i>tt</i>	totale-à-totale
<i>th</i>	théorique
<i>ts</i>	totale-à-statique
1	en amont de pale
2	en aval de pale
<i>X</i>	position mobile
<i>e</i>	extrados

<i>i</i>	intrados
<i>j</i>	jeu
<i>rms</i>	root mean square
<i>max</i>	maximale
dyn	dynamique

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

Ma	Nombre de Mach [-]
Re	Nombre de Reynolds [-]
p	Pression statique [Pa]
p_0	Pression totale [Pa]
p_{ref}	Pression de référence en entrée du domaine [Pa]
$p_{0,1}$	Pression totale en amont [Pa]
$p_{0,2}$	Pression totale en aval [Pa]
p_1	Pression statique en amont [Pa]
$p_{0,1}$	Pression statique en aval [Pa]
$P_{0,1}$	Moyenne du flux massique de pression totale p_0 traversant une section de plan 1 [Pa]
$P_{0,1}$	Moyenne du flux massique de pression totale p_0 traversant une section de plan 2 [Pa]
P_1	Moyenne du flux massique de pression statique p traversant une section de plan 1 [Pa]
P_2	Moyenne du flux massique de pression statique p traversant une section de plan 2 [Pa]
ρ	Densité du fluide [$kg.m^{-3}$]
ψ	Coefficient de pression [-]
ϕ	Coefficient de débit [-]
λ	Coefficient de puissance [-]
η	Rendement [-]
ζ	Coefficient de perte [-]
ζ_t	Coefficient de perte du tourbillon de jeu [-]

ζ_p	Coefficient de perte de la pale [-]
R	Rayon [m]
R_m	Rayon au moyeu [m]
R_j	Rayon au jeu [m]
D	Diamètre du ventilateur [m]
S_f	Surface d'une coupe transverse de la grille [m^2]
S_b	Surface de blocage [m^2]
S_X	Surface d'une coupe transverse de la grille en position X [m^2]
S_t	Surface du tourbillon de jeu [m^2]
S_j	Section dans le jeu [m^2]
c	Corde [mm]
c_a	Corde axiale [m]
H	Envergure [m]
Y_t	Distance carter et centre du TJ dans VT [m]
Δr_t	Distance carter et centre du TJ dans USI7 [m]
$\overline{C_f}$	Coefficient de frottement [-]
C_p	Coefficient de pression instantané [-]
$\overline{C_p}$	Coefficient de pression moyen [-]
$C_{p'_{rms}}$	Coefficient de pression moyen [-]
C_X	Coefficient de l'effort axial (X) [-]
C_Y	Coefficient de l'effort vertical (Y) [-]
C_Z	Coefficient de l'effort transverse (Z) [-]
C_Q	Coefficient du moment autour de (Y) [-]
c_l	Coefficient de portance [-]
Γ	Force ou circulation du tourbillon de jeu [N]

χ_D	Coefficient de décharge [-]
σ	Coefficient de contraction de fuite [-]
Ω	Vitesse de rotation de la pale [<i>rpm</i>]
v_e	Vitesse d'entraînement de la pale [<i>m/s</i>]
h	Taille du jeu [<i>m</i>]
e	Épaisseur de la pale [<i>m</i>]
\dot{V}	Débit volumique [<i>m³/s</i>]
\dot{m}	Débit massique principal [<i>kg/s</i>]
$\dot{m}_j (\xi)$	Débit massique de fuite par unité de longueur [<i>kg/m · s</i>]
$\overline{\dot{m}_j}$	Débit massique de fuite totale [<i>kg/s</i>]
s	Entropie [<i>J/K</i>]
\dot{s}	Flux volumique d'entropie [<i>J/K</i>]
P_{rotor}	Puissance de l'arbre [<i>W</i>]
C	Couple de l'arbre [<i>N · m</i>]
$\bar{\cdot}$	Moyenne temporelle
\cdot'	Fluctuations
t	Temps [<i>s</i>]
dt	Pas de temps [<i>s</i>]
T_c	Temps de convection [<i>s</i>]
τ	Temps de propagation [<i>s</i>]
f_s	Fonction de raccordement [-]
U_0	Vitesse amont [<i>m/s</i>]
U_j	Vitesse dans le jeu [<i>m/s</i>]
U	Module vitesse instantanée [<i>m/s</i>]
\overline{U}	Module vitesse moyenne [<i>m/s</i>]

XXX

ω	Module du champ de vorticité instantanée [s^{-1}]
$\bar{\omega}$	Module du champ de vorticité moyen [s^{-1}]
H_n	H�licite� normalisée [-]
ω_X	vorticité axiale dans VT [s^{-1}]
ω_n	vorticité normale dans USI7 [s^{-1}]
β_0	Angle d'entée [-]
β_1	Angle d'entrée au bord d'attaque [-]
β_2	Angle de sortie au bord de fuite [-]
χ	Angle de calage [-]
U_i	Composantes de vitesse dans les équations de NS
\bar{U}_i	Composantes de vitesse dans les équations de NS
u'_i	Composantes de vitesse fluctuante dans les équations de NS
(X, Y, Z)	Système de coordonnée lié à la grille
(x, y, z)	Système de coordonnée lié à la pale
$(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$	Composantes de vitesse moyenne
(u', v', w')	Composantes de fluctuation de vitesse
$(u'_{rms}, v'_{rms}, w'_{rms})$	Composantes de vitesse rms

INTRODUCTION

Une turbomachine est une machine tournante qui réalise un transfert d'énergie entre son arbre propre, et un fluide en mouvement. Ce transfert peut s'effectuer dans les deux sens : une récupération de l'énergie du fluide sur l'arbre de la machine (fonction réalisée par les machines de type turbine) ; une augmentation de l'énergie du fluide pour fournir de l'énergie mécanique à l'arbre de la machine (fonction réalisée par les machines de type compresseur, ventilateur, pompe). Pour le fluide, cela entraîne des modifications de ses propriétés thermodynamiques (pression, température) et de son entropie. Les turbomachines peuvent alors être classifiées selon le fluide utilisé : on distingue les pompes, les hélices de propulsion de bateaux ou de sous-marins, dont le fluide utilisé est de l'eau, et les ventilateurs, les hélices de propulsion aéronautique, les turboréacteurs, pour lesquels le fluide utilisé est de l'air. En plus du sens de l'échange d'énergie ou du fluide utilisé, elles peuvent avoir des géométries différentes telles que : les machines axiales, les machines centrifuges et les machines mixtes. Dans ce manuscrit, on s'intéresse aux ventilateurs axiaux, compresseurs à faible taux de compression. Leur rôle est de produire une hausse de pression statique dans un système mettant en œuvre des débits modérés. Le nombre de Reynolds basé sur la corde des pales ou le diamètre du rotor est dans la gamme modérée de Reynolds entre $(5 \times 10^5 \text{ à } 2 \times 10^6)$ et le nombre de Mach est faible, rarement supérieur à 0.1. Ils sont utilisés dans une variété d'applications très courantes qui nécessitent un contrôle climatique (thermique, humidité, pollution, filtration), telles que : les centres de données, les grandes édifices, les établissements publics tels que les hôpitaux et centre de soins, les ordinateurs, les systèmes de refroidissement des moteurs de voiture, ou encore, à plus grande échelle, les usines de production électriques et les tours de refroidissement.

Ainsi, les ventilateurs sont essentiels au bon fonctionnement des processus et à la santé des personnes. Donc, l'augmentation de leurs performances et l'amélioration de leur stabilité restent toujours des enjeux majeurs pour le constructeur du ventilateur et un élément de choix pour les clients. Dans le secteur manufacturier, les ventilateurs consomment environ 78,7 milliards

de kWh d'énergie par an (Improving Fan System Performance, 2003). Cette consommation représente 15% de l'électricité consommée par les moteurs. De même, dans le secteur commercial, la puissance requise pour faire fonctionner les moteurs de ventilateur représente une grande partie des coûts énergétiques associés au refroidissement des pièces. Également, dans le domaine CVC (chauffage, ventilation et climatisation), les ventilateurs consomment environ 40% de l'électricité totale (NISCO, 2016) dans le secteur. Le problème est que, même en suivant toutes les procédures appropriées pour sélectionner les ventilateurs destinés aux systèmes CVC, le rendement total reste faible. De 2005 à 2009, l'Energy Concept en Suède a effectué des mesures de performance sur 767 ventilateurs employés en CVC. Si certains ventilateurs avaient une efficacité comprise entre 50% et 60%, la majorité d'entre eux n'atteignaient que 33% d'efficacité totale (NISCO, 2016). Dans l'automobile, l'utilisation de la climatisation augmente également la consommation de carburant avant toute autre alimentation auxiliaire. Selon le Gouvernement du Canada (2018), le système de climatisation peut augmenter la consommation de carburant de 20% en raison de la charge supplémentaire requise par le moteur. Ce qui, par conséquent fait hausser les émissions de CO_2 dans ce secteur. Dans les centres de données, les systèmes de refroidissement souvent constitués de ventilateurs constituent un des plus grands consommateurs d'énergie. Il est estimé que, les centres de données consomment plus de 76,8 TWh/an en énergie électrique, soit près de 90 milliards de kWh/an. Des chiffres énormes et qui ne cessent d'augmenter (Philippe, 2023). Cette hausse de la consommation engendre une augmentation du prix de l'électricité et met en péril leur rentabilité.

Dans l'ensemble des exemples données, il existe un énorme potentiel d'amélioration de la consommation d'énergie des systèmes de ventilation. Qu'il s'agisse de ventilateurs commerciaux, résidentiels ou industriels, il est possible d'économiser jusqu'à 50% d'électricité grâce à une conception plus efficace, une performance améliorée et à une meilleure stabilité des compresseurs à basse vitesse (Philippe, 2023). Dans cette thèse, la performance est définie comme étant la capacité d'une machine à transmettre l'énergie de manière efficace tout en réduisant au minimum

les pertes énergétiques. Cette performance est évaluée par les indicateurs essentiels tels que : le rendement et le coefficient de gain de pression. Pour une meilleure performance, le rendement et le coefficient de gain de pression devraient atteindre respectivement 75% – 85% et 0.7 – 0.8. Ces valeurs dépendent de multiples facteurs tels que, la conception du ventilateur, les matériaux, mais également le type de ventilateur utilisé.

Dans ce contexte, pour améliorer la consommation d'énergie électrique et palier à la hausse des prix, la prochaine génération de ventilateurs devra offrir opérabilité, stabilité et haut rendement. Pour cela leur conception nécessite un travail minutieux et une très grande connaissance en aérodynamique pour l'obtention des performances (rendements, efficacité et stabilité) optimales à l'utilisation. Face à ces fortes demandes d'utilisation et de consommation d'énergie de ces ventilateurs, trois problèmes essentiels peuvent être identifiés :

1. Les besoins de conception hors optimum : L'efficacité des ventilateurs à basse vitesse est généralement autour de 50% – 60%. Pour des nécessités d'économie d'énergie et une meilleure utilisation des ventilateurs, il est plus que nécessaire de chercher à élargir les plages de fonctionnement en termes de débit tout en gardant les hauts rendement et coefficient de gain de pression. Sur la Figure 0.1, on peut identifier 3 points de fonctionnement. Un point de rendement optimal pour lequel le rendement est maximal. Un point proche décrochage pour lequel, le gain de pression atteint son maximum, tandis que la courbe de rendement diminue progressivement. Et enfin, un point de décrochage partiel pour lequel le rendement et le coefficient de gain de pression décroissent totalement. La décroissance rapide de la courbe de rendement à gauche du point de rendement optimal n'aide pas à la meilleure utilisation des ventilateur, même si la courbe de gain de pression continue à croître. Ainsi, lors d'une nouvelle conception, il s'agit d'essayer d'*aplatir* la courbe de rendement autour du point de fonctionnement optimal identifié à la Figure 0.1, afin d'élargir l'intervalle de fonctionnement des machines.

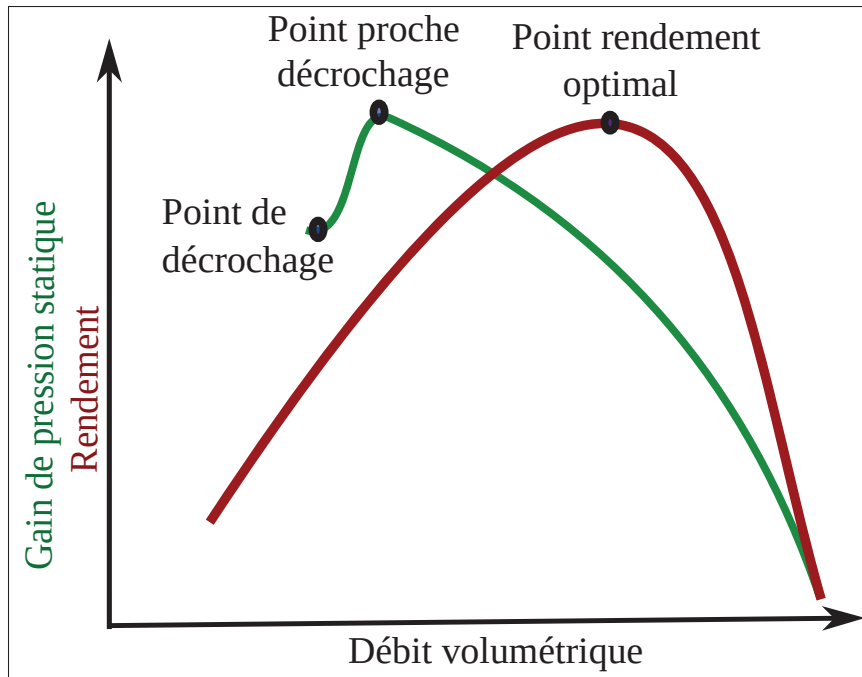


Figure 0.1 Courbe de fonctionnement d'un ventilateur

2. Le problème de stabilité : Un compresseur est constitué d'une partie tournante (rotor), monté sur un arbre et celui-ci tournant autour d'une partie fixe (carter). Entre la partie tournante et la partie fixe du compresseur, il existe un jeu nécessaire pour des contraintes mécaniques, qui résulte d'un choix de conception. L'existence de ce jeu provoque l'apparition d'un écoulement secondaire, appelé l'écoulement de fuite, favorisé par la différence de pression existante entre l'extrados et l'intrados des aubages. Cet écoulement de fuite a pour effet l'apparition d'un tourbillon appelé tourbillon de jeu (TJ). Pour les faibles débits à forte charge, le TJ devient instationnaire et interagit avec les pales adjacentes ou la paroi du carter, rendant l'écoulement de jeu complexe et instable, comme identifié à la Figure 0.2. La dynamique du tourbillon principal (TJ) est responsable de la chute des performances et de sources d'instabilités à très bas débits (Furukawa, Saiki, Yamada & Inoue, 2014; Zhu & Carolus, 2018). Il est donc nécessaire d'améliorer la stabilité dans les zones autour du point optimal afin de répondre aux besoins de conception hors optimum.

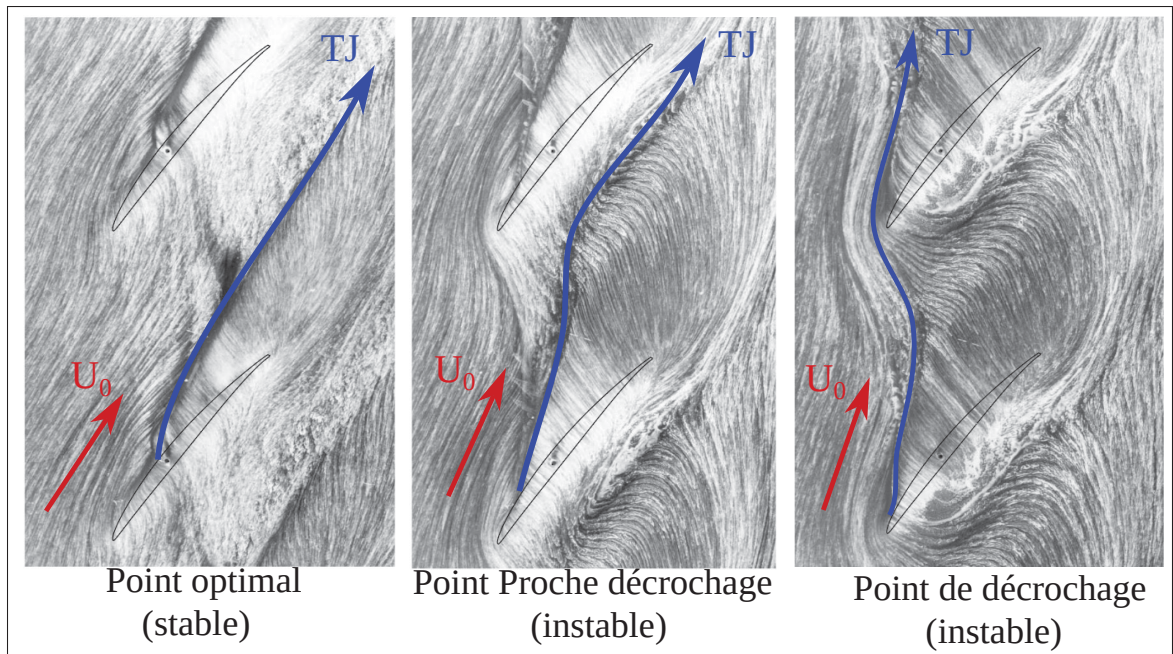


Figure 0.2 Structure de l'écoulement de jeu en 3 points de fonctionnement différents adaptés de Saathoff (2001) et de Deveaux (2020)

3. La modélisation des ventilateurs : Les manufacturiers qui doivent améliorer les machines de leurs catalogues, doivent obtenir de la recherche un certain nombre de recommandations sur les choix de conception. Afin de quantifier les améliorations en termes de rendement (et de chiffrer en termes de coûts d'investissement) il est donc important d'intégrer les informations d'estimation de performance dans les outils de préconception. Il s'agira de bâtir des bases de données permettant d'améliorer les modélisations de pertes pour les points hors-optimum.

Par conséquent, les objectifs généraux de cette thèse sont le développement d'une modélisation fiable des sources de pertes en dehors du point de conception et l'amélioration de la connaissance des instationnarités très fréquentes en écoulements turbulents afin d'obtenir des machines qui répondront aux défis énergétiques actuels. Dans le cadre de ces travaux, l'écoulement de jeu sera étudié en s'appuyant sur différents outils de simulation numérique, pour différentes

configurations et pour des nombres de Reynolds modérés de 5×10^5 à 2×10^6 et de Mach faible de l'ordre de 0.1. Il s'agira de décrire et de comprendre les mécanismes aérodynamiques responsables des pertes de jeu dans les ventilateurs.

Tout d'abord, il s'agira de cartographier et d'analyser l'apparition des mécanismes de pertes causés par l'écoulement de jeu sur une configuration de grille d'aubes avec jeu en fonction des paramètres géométrique et de fonctionnement avec la méthode de simulation numérique et d'en créer une base de données. Un premier balayage avec une approche numérique standard permettant d'obtenir rapidement les écoulements moyens au sein de la configuration sera réalisé. Il s'agira de quantifier les pertes associées à l'écoulement de jeu et de proposer des modélisations adaptées. Pour certaines configurations sélectionnées, on réalisera des simulations instationnaires, afin d'évaluer les instabilités dans l'écoulement de jeu hors optimum. Il s'agira d'analyser l'apparition des instabilités, leur amplification et leur impact sur les paramètres de performance.

On cherchera alors à comprendre les mécanismes de chute de performances, en étudiant le comportement des structures turbulentes et leurs interactions avec les surfaces et en réalisant des analyses de fluctuations de pression pariétale, d'intensité turbulente, de trajectoire de tourbillons, des statistiques et des corrélations pour caractériser l'impact des instationnarités d'origine aérodynamique. Enfin, les résultats et modélisations seront étudiés sur une configuration turbomachine, afin d'évaluer les complexités liées à la géométrie et à la variation de chargement des pales. Pour ce faire, ces travaux s'appuieront sur une configuration de ventilateur à 5 pales bien documentée dans la littérature.

Pour répondre aux besoins et objectifs de recherche exposés précédemment, il est nécessaire de connaître et comprendre les mécanismes aérodynamiques qui sont à l'origine de l'état instationnaire de l'écoulement de jeu. Il devient alors impératif de réaliser une recherche bibliographique dans le chapitre 1, afin de disposer des connaissances essentielles liées à l'écoulement de jeu en turbomachine pour définir la démarche méthodologique qui sera

présentée dans le chapitre 2. Ensuite dans le chapitre 3, il sera question de réaliser une analyse de l'écoulement de jeu sur une configuration simplifiée de turbomachine pour comprendre l'influence du point de fonctionnement sur le système de tourbillons de jeu. Le chapitre 4 se concentre sur le développement et l'analyse d'un modèle de pertes basé sur les paramètres du tourbillon de jeu à partir de simulations moyennes. Le modèle est vérifié en premier lieu sur une configuration simplifiée puis étendu sur une configuration turbomachine. Finalement, dans le chapitre 5, une analyse instationnaire de l'écoulement est évaluée sur la configuration simplifiée, pour déterminer les mécanismes fréquentiels dominant le système de tourbillon de jeu. Enfin des conclusions et perspectives seront proposées dans le chapitre 6.

CHAPITRE 1

REVUE CRITIQUE DE LA LITTÉRATURE

Dans ce chapitre, il sera question de décrire les aspects qui caractérisent l'écoulement de jeu dans les compresseurs axiaux. Tout d'abord, les différents paramètres de base pour le fonctionnement des compresseurs seront présentés. Par la suite, les études consacrées à l'écoulement de jeu permettront d'identifier les paramètres physiques de la formation du tourbillon de jeu et les effets instationnaires associés. Enfin, pour clore cette partie, une évaluation critique de la littérature permettra d'identifier les points incomplets de la littérature, afin d'affiner nos interrogations de recherche.

1.1 Paramètres élémentaires pour le fonctionnement des ventilateurs axiaux

Ces travaux de thèse s'intéressent essentiellement aux ventilateurs axiaux. Dans cette section, les éléments fondamentaux de leur fonctionnement tels que présentés dans Lakshminarayana (1996) et Dixon & Hall (2014) sont résumés. L'objectif d'un ventilateur axial est d'apporter de l'énergie ou enthalpie au fluide. En écoulement incompressible d'air, cette hausse d'enthalpie peut être directement évaluée par le gain de pression totale ou d'arrêt dans l'écoulement. Pour un ventilateur axial, la direction du flux principal est généralement parallèle à l'axe de rotation. La pression totale est définie comme la somme de la pression statique p et la pression dynamique p_{dyn} . Cette pression est associée à l'énergie cinétique dans l'écoulement de vitesse U_0 :

$$p_0 = p + p_{dyn} = p + \frac{1}{2}\rho U_0^2 \quad (1.1)$$

Le gain de pression totale-à-totale Δp_{tt} est définie comme la différence entre la pression totale en aval du ventilateur $p_{0,2}$ et la pression totale en amont du ventilateur $p_{0,1}$:

$$\Delta p_{tt} = p_{0,2} - p_{0,1} \quad (1.2)$$

Comme décrit dans Bamberger (2015), un autre paramètre important pour les ventilateurs est le gain de pression totale-à-statique Δp_{ts} , car l'énergie cinétique en aval du ventilateur n'est pas considérée comme une énergie utile dans la plupart des applications de ventilation. Ce paramètre est alors déterminé à partir de la pression totale en amont du ventilateur $p_{0,1}$ et la pression statique en aval p_2 . Sa valeur traduit mieux la performance utile du ventilateur.

$$\Delta p_{ts} = p_2 - p_{0,1} \quad (1.3)$$

Le point d'opération des turbomachines est décrit par le débit massique \dot{m} ou débit volumique \dot{V} et la différence de pression totale à statique Δp_{ts} . Il est également caractérisé par des coefficients adimensionnels en vertu du théorème de Vashi-Buckingham. En notant, le diamètre D du ventilateur, la vitesse de rotation du ventilateur Ω et la densité du fluide ρ , les coefficients de débit (ϕ), de gain de pression (ψ) et de puissance (λ) ainsi que le rendement (η) peuvent être définis comme suit (Carolus, 2022) :

- Coefficient de débit :

$$\phi = \frac{\dot{m}}{\frac{\pi^2}{4} D^3 \Omega \rho} \quad (1.4)$$

- Coefficient de gain de pression :

$$\psi = \frac{\Delta p_{ts}}{\frac{\pi^2}{2} D^2 \Omega^2 \rho} \quad (1.5)$$

- Coefficient de puissance :

$$\lambda = \frac{P_{rotor}}{\frac{\pi^2}{2} D^5 \Omega^3 \rho} \quad (1.6)$$

avec $P_{rotor} = 2\pi\Omega C$ la puissance du rotor et C le couple du rotor.

- Rendement :

$$\eta = \frac{\phi \cdot \psi}{\lambda} = \frac{\dot{m} \Delta p_{ts}}{\rho C \Omega} \quad (1.7)$$

ψ et η peuvent être calculés avec Δp_{tt} ou Δp_{ts} selon l'application visée. Ces coefficients sont considérés comme essentiels pour caractériser une machine (Dixon & Hall, 2014). Les relations (1.4) et (1.5) permettent d'une part de déterminer si deux machines sont semblables d'un point de vue de leurs performances. D'autre part, si les machines considérées sont géométriquement semblables, dans ce cas les courbes caractéristiques tracées en fonction de ces coefficients se superposent. En négligeant les effets visqueux, il sera alors possible de calculer les performances théoriques pour une autre vitesse ou un autre diamètre. Ces nombres adimensionnels seront employés pour classer les configurations étudiées dans le cadre de ces travaux.

À ces paramètres de fonctionnement s'ajoute un paramètre géométrique très important et indispensable pour le fonctionnement d'un ventilateur. Ce paramètre est appelé le *jeu* (Figure 1.1) du ventilateur, il correspond à l'espace entre le carter et le bout de la pale. Sa principale caractéristique est sa taille qui résulte principalement de contraintes de fabrication et d'installation telles que la précision des pièces selon les matériaux, les méthodes de fabrication et les coûts de fabrication, les vibrations tolérées entre les pièces fixes et mobiles. Le jeu a des conséquences importantes sur l'écoulement qui conduisent à des phénomènes instationnaires, une chute de performance, et une augmentation des vibrations du ventilateur (Lakshminarayana, 1996). Depuis les années 50, beaucoup d'études ont été consacrées à l'écoulement de jeu. Dès lors, il convient d'en présenter une revue critique dans les sections suivantes.

1.2 Écoulement de jeu : paramètres et caractéristiques

Le jeu radial, qui apparaît à la Figure 1.1, constitue une source de pertes et de perturbations relativement importantes dans les machines de type ventilateur. Ce paramètre géométrique est souvent défini en terme de pourcentage de diamètre. Néanmoins, lorsque l'information sera disponible, il sera plutôt défini en terme de pourcentage de corde en tête de pale. Ainsi les configurations dans ces travaux de ventilateur ou de grille pourront être étudiées comparativement.

Une partie des pertes du jeu est causée par le débit massique de fuite (\dot{m}_j). Cet écoulement de retour apparaît dans cette région de la pale sous l'effet de la différence de pression entre l'intrados et l'extrados. En conséquence, le débit massique compressé par le ventilateur est réduit de ce débit massique de fuite. Selon Lakshminarayana (1996), en supposant que l'écoulement de fuite incompressible est uniquement lié à la différence de pression statique, on peut estimer le débit massique par unité de longueur de corde de l'écoulement de fuite \dot{m}_j grâce à la relation de Bernoulli :

$$\dot{m}_j = h\sqrt{2\rho(p_e - p_i)} \quad (1.8)$$

où p_i et p_e désignent la pression statique en périphérie de pale à l'intrados et à l'extrados, ρ la densité du fluide et h la taille du jeu. Tout comme un tourbillon de bout d'aile d'avion, le chargement de la pale conduit ce débit de fuite à se structurer sous la forme d'un tourbillon principal (tourbillon de jeu), qui interagit avec l'écoulement principal et conduit à diminuer le rendement de la pale à son extrémité et par conséquent à diminuer les performances globales du rotor. Connaissant l'origine de l'écoulement de fuite, il devient important de présenter dans les sections suivantes, les travaux qui ont été réalisés pour comprendre et analyser les effets de ce phénomène physique sur les performances et la stabilité des turbomachines.

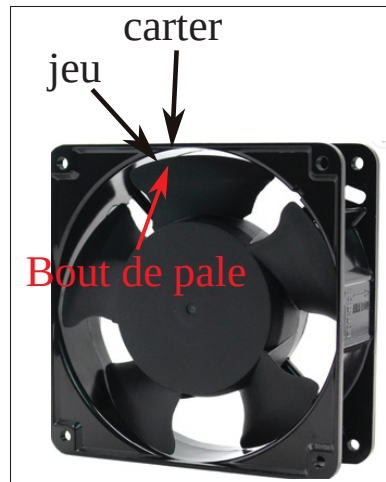


Figure 1.1 Vue du jeu en 3D

1.2.1 Les coefficients de contraction et de décharge

La structure de l'écoulement à l'intérieur du jeu est très complexe. Comme l'ont déjà décrit par Moore & Tilton (1988), Bindon (1989) ou encore Storer & Cumpsty (1991), un phénomène de décollement appelé vena-contracta est parfois identifié dans le jeu, dépendamment de la taille du jeu, de l'épaisseur de la pale, du nombre de Reynolds ou du type de machine. Pour caractériser ce phénomène de décollement dans le jeu, les coefficients de compression et de décharge (respectivement σ et χ_D) illustrés sur la Figure 1.2 sont souvent utilisés dans la littérature. Ce décollement provient de la déviation de l'écoulement au niveau du coin de l'intrados de la pale. Ces 2 coefficients définis par les équations (1.9) et (1.10) sont des paramètres obtenus à partir des études de Moore & Tilton (1988). Le coefficient de décharge χ_D permet de comparer le débit \dot{m}_j traversant le jeu entre le carter et la pale à celui de l'écoulement théorique non visqueux. Sa valeur change donc avec le débit de fuite \dot{m}_j et la taille de la bulle de décollement dans le jeu. Les deux coefficients sont introduits à partir des expressions suivantes :

$$\sigma = \frac{\bar{U}}{U_0 \sqrt{(1 - C_{p,min})}} = \frac{\bar{U}}{U_{max}} = \frac{\dot{m}_j}{\rho U_{max} h} \quad (1.9)$$

$$\chi_D = \frac{\sigma}{\sqrt{1 - 2(\sigma - \sigma^2)}} \quad (1.10)$$

Avec \bar{U} qui correspond à la moyenne de la vitesse dans le jeu, U_0 la vitesse amont de l'écoulement, $C_{p,min}$ est le minimum du coefficient de pression statique dans le jeu, U_{max} correspond au maximum de la vitesse dans le jeu, identifiée comme U_0 .

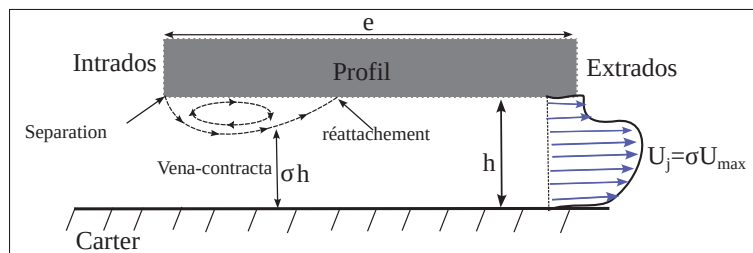


Figure 1.2 Visualisation de la Vena-contracta dans le jeu

1.2.2 Écoulement de jeu et formation du tourbillon de jeu

Pour mieux comprendre l'écoulement de jeu à l'extrémité des pales, des études détaillées du champ de l'écoulement près de la région du jeu ont été réalisées dans des installations de compresseurs axiaux. Ces études ont permis d'identifier les caractéristiques de l'écoulement de fuite en bout de pale et du tourbillon de jeu.

En premier lieu, il est possible de citer les séries d'expériences réalisées au laboratoire de l'université d'état de Pennsylvanie aux États-Unis (Lakshminarayana, 1980). Cette installation en conduit comprend un distributeur en entrée puis un étage de compresseur composé d'un rotor et d'un stator. Le distributeur d'entrée est composé de 43 aubes, le rotor a 21 pales et le stator 25 aubes. Un ventilateur d'assistance en aval permet de régler le point d'opération du montage étudié. Les pales du rotor sont de la série NACA 65. Les détails des éléments de pale pour le guidage d'entrée et le rotor sont fournis dans (Lakshminarayana, 1980). Les mesures du champ d'écoulement effectuées à $\phi = 0.56$ et $\psi = 0.486$ avec une sonde à fil chaud ont fourni des informations pertinentes sur l'évolution du champ de vitesse du tourbillon de jeu, son interaction avec l'écoulement principal et le sillage en aval des pales (Lakshminarayana & Ravindranath, 1982; Lakshminarayana, Davino & Pouagare, 1982a; Lakshminarayana, Pouagare & Davino, 1982b). La pression moyenne sur la pale a également été mesurée. Les résultats montrent une diminution de la charge de la pale à mesure que l'on se rapproche du jeu. De plus, en évaluant les contours de la composante de vitesse radiale, les auteurs parviennent à démontrer que l'écoulement de jeu débute proche du quart de corde. Avec le fil chaud, les auteurs ont pu accéder à l'évolution de l'intensité de l'énergie cinétique turbulente qui permet de localiser le tourbillon de jeu (TJ). Ils ont alors conclu que juste après la mi-corde, l'écoulement de fuite s'éloigne de l'extrados de la pale et interagit avec la pale adjacente, puis crée une zone de mélange tridimensionnelle avec un grand déficit de vitesse et une forte intensité turbulente. La rotation des pales du rotor déplace alors cette région proche de l'intrados de la pale adjacente et augmente le niveau d'intensité de la turbulence radiale. Le maximum du niveau de turbulence associé à cette zone de mélange et au TJ est atteint à la mi-corde. L'influence de l'écoulement de jeu diminue quand il se rapproche du bord de fuite puisque le tourbillon de jeu se dissipe rapidement

en aval de la pale. Des observations similaires ont été observées par Inoue & Kuroumaru (1989), à savoir une décroissance de l'intensité du TJ proche du bord de fuite.

Storer & Cumpsty (1991) ont réalisé des simulations RANS, pour analyser l'écoulement de fuite dans un compresseur axial. Les résultats ont permis de prédire de manière très satisfaisante de nombreux aspects de l'écoulement de fuite en bout de pale, notamment le champ de pression statique et l'amplitude du débit de fuite le long du profil. Comme le maillage de calcul est relativement grossier, surtout près de l'extrémité de la pale, et que la modélisation de la turbulence est peu sophistiquée, cela montre que l'écoulement de fuite à l'extrémité de la pale est contrôlé par un mécanisme principalement non visqueux.

Une autre configuration intéressante est la géométrie de grille d'aubes rectilignes. Ce type de géométrie est très utilisé en soufflerie pour accéder à des écoulements représentatifs des turbomachines, tout en facilitant l'accès aux mesures notamment optiques. Une telle configuration très documentée est celle du laboratoire Low Speed Cascade Wind Tunnel de Virginia Tech aux États-Unis du professeur Devenport (Muthanna, 1998; Intaratep *et al.*, 2006).

Muthanna (1998) a effectué les premières campagnes expérimentales. La grille rectiligne est composée d'une rangée de 8 pales avec un jeu h ajustable. Les mesures de vitesse et de turbulence de l'écoulement dans le passage de la pale centrale ont été effectuées à l'aide d'anémomètres à fil chaud à un et à quatre fils. Il a visualisé un TJ encore attaché à la pale au niveau du bord d'attaque, qui ensuite à partir de la mi-corde s'éloigne de la paroi du carter. Il a également identifié un tourbillon induit (TI) généré par la présence du tourbillon de jeu. Avec des mesures à fil chaud l'auteur montre ensuite que le TJ est le responsable principal de la production d'énergie cinétique turbulente. Un grand pourcentage de la production de cette énergie cinétique turbulente provient de la région proche de la paroi du carter, qui résulte de grands gradients de vitesse axiale. De même, dans le TJ, un grand déficit de vitesse axiale est détecté, ce qui pourrait également produire de la turbulence en raison des gradients de vitesse axiale entre les zones lentes et rapides. La compréhension de l'écoulement de cette configuration est reproduite sur la Figure 1.3.

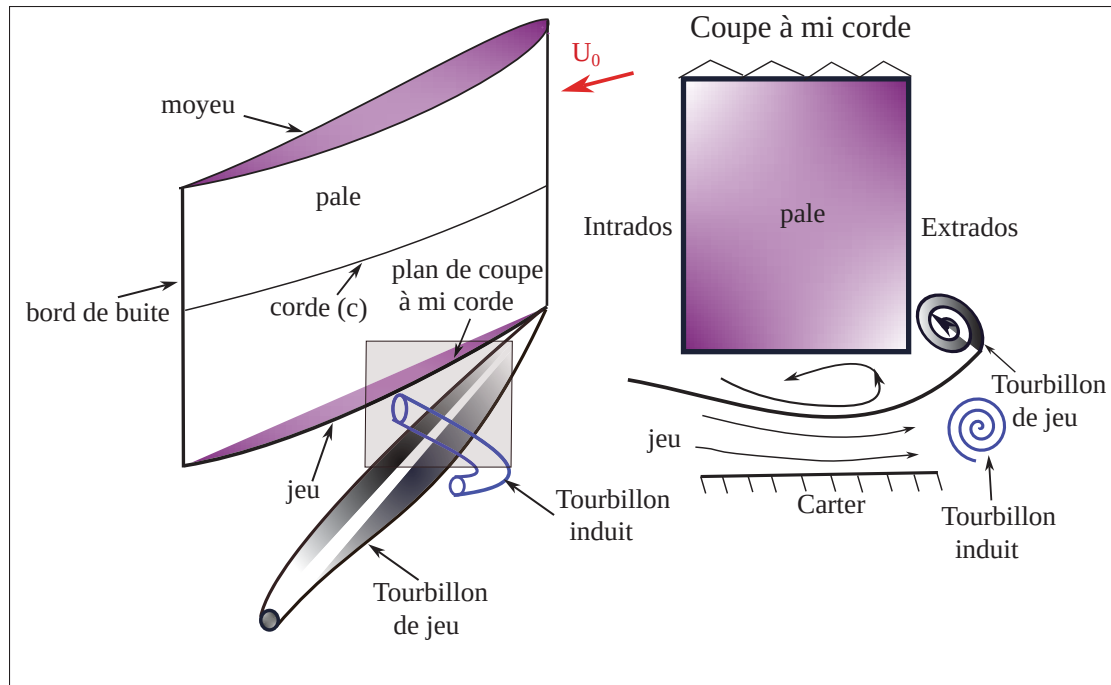


Figure 1.3 Schématisation des structures tourbillonnaires

Wang & Devenport (2004) ont poursuivi ces études expérimentales en ajoutant le défilement de la paroi par rapport à la grille d'aube fixe. Cela permet de modéliser le mouvement contrarotatif de la paroi du carter dans le repère tournant. L'effet du défilement sur la formation du TJ est analysé. Les résultats ont montré de grandes différences sur la formation et l'évolution du TJ par rapport aux expériences avec la paroi fixe. Néanmoins, le tourbillon jeu produit presque la même amplitude de déficit de vitesse axiale, et ce déficit domine toujours à la fois le champ de vitesse moyen et la production de turbulence. Ainsi, bien que le mouvement des parois déforme et déplace le tourbillon de jeu, il ne modifie pas fondamentalement les mécanismes qui régissent le développement de l'écoulement moyen et de la structure de turbulence.

Shin (2001) a appliqué la méthode RANS sur cette configuration de grille rectiligne avec jeu en bout de pale pour analyser l'effet de l'écoulement de fuite et le tourbillon de jeu sur la charge de la pale. En utilisant la méthode RANS, l'auteur est en mesure de saisir les détails du champ d'écoulement complexe dans la région du jeu. Les effets de l'écoulement de fuite en bout de pale sur la distribution de la pression sont identifiés, y compris la perte de pression du côté intrados

et la récupération de pression due au tourbillon de fuite en bout de pale du côté extradados. En étudiant les lignes de courant sur la paroi du carter et les vecteurs de vitesse de l'écoulement transversal dans un plan traversant la section de la pale, la ligne de séparation du tourbillon de jeu et la ligne de rattachement du tourbillon de passage sont identifiées. En analysant les vecteurs de vitesse de la région de tête de pale, une bulle de séparation sur l'extrémité de la pale est identifiée. Ceci est schématisé dans l'encart de droite de la figure 1.3 à l'aide des lignes de courant. L'emplacement du tourbillon de jeu, tel qu'identifié par simulations de Shin (2001) est en accord avec l'emplacement indiqué par la visualisation de dépôt d'huile sur le carter (Muthanna, 1998).

You, Wang, Moin & Mittal (2007a) ont effectué des simulations aux grandes échelles (SGE) sur cet écoulement de grille avec une paroi fixe et mobile. Ils ont analysé les mécanismes de formation du TJ en bout de pale et ont pu identifier un écoulement de jeu largement marqué par des structures tourbillonnaires cohérentes et des petites structures de la turbulence comme montré sur la Figure 1.4. Cette étude a permis d'identifier trois sortes de tourbillons : le tourbillon de jeu produit par l'écoulement de retour, les tourbillons de séparation le long de l'extrados à l'extrémité de la pale et les tourbillons induits qui sont une conséquence directe de la présence du tourbillon de jeu. Les auteurs ont aussi montré dans leurs études que le tourbillon de jeu, le jet de fuite et la couche limite de la pale sont les principales sources qui activent la production de l'énergie cinétique et sont donc responsables de pertes d'efficacité. Plus précisément, l'énergie cinétique turbulente retrouvée dans le jet de fuite et dans la couche limite de la pale était légèrement plus importante que celle du tourbillon de fuite.

Koch, Sanjosé & Moreau (2021) ont également réalisé des SGE sur cette configuration avec une méthode compressible, afin d'analyser les mécanismes responsables du bruit de jeu. En revanche, dans leur configuration la paroi du carter est fixe. Ils ont également retrouvé les observations de Muthanna & Devenport (2004). Le tourbillon de fuite croît et se déforme en raison du cisaillement sur la paroi du carter. Les niveaux de turbulence maximum sont situés le long d'une ellipse au sommet de l'écoulement de fuite et coïncident avec la région de vorticité

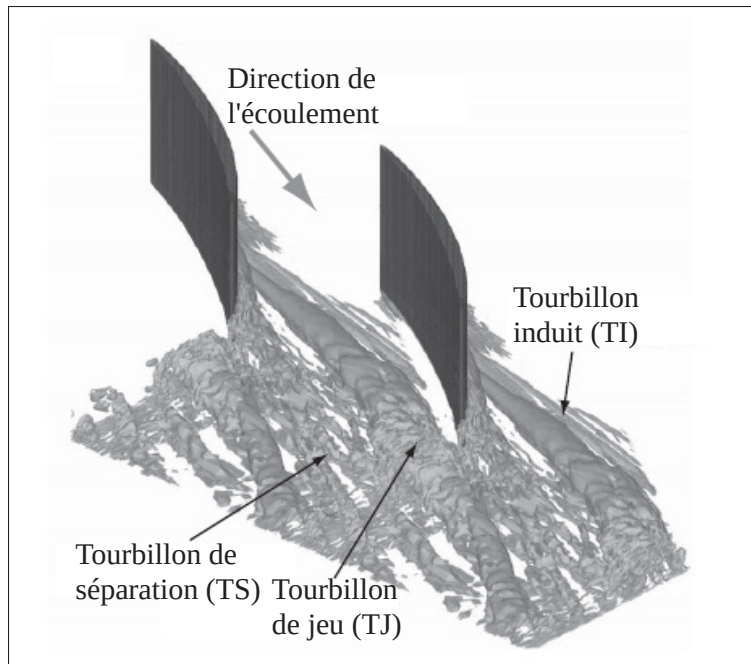


Figure 1.4 Visualisation des tourbillons engendrés par le jeu
extrait de You *et al.* (2007a)

maximale. Cette étude a également mis en évidence l'influence du développement de la couche limite du côté de l'aspiration sur le tourbillon de fuite.

Dans cette partie, il était question de résumer les travaux qui ont été effectués sur l'écoulement de jeu et la formation du TJ. Certains travaux ont été présentés et analysés. Des informations pertinentes ont été soulevées en ce qui concerne la formation du TJ, sa trajectoire et les effets qu'il peut avoir sur l'évolution du champ d'écoulement et du champ de pression. Il convient maintenant d'analyser l'effet de la taille du jeu sur la topologie du TJ et les conséquences que cela peut générer sur les machines.

1.2.3 Effets de la taille du jeu

Les effets de la taille du jeu dans une turbomachine axiale ont été largement étudiés. L'une des premières études sur le jeu radial sur un ventilateur axial d'un étage a été menée par Ruden (1944). Les résultats ont montré qu'en augmentant le jeu radial par rapport au diamètre du ventilateur de

0.2% à 1.2%, le rendement et le coefficient de gain de pression diminuent linéairement de 1% à 4%.

Inoue, Kuroumaru & Fukuhara (1986) ont effectué des expériences sur un rotor de compresseur axial de 12 pales formées à partir de profil de la série NACA 65. Ils ont montré que l'augmentation de la taille du jeu avait comme effet une augmentation de la puissance nécessaire sur l'arbre du compresseur et donc une réduction de l'efficacité. Le taux de compression diminue proportionnellement avec l'augmentation de la taille du jeu. De plus, l'angle de l'écoulement de sortie dans le repère de la pale et la perte de charge totale changent peu avec le jeu, sauf dans la couche limite de la paroi du carter. Dans cette zone, la vitesse axiale de sortie de l'écoulement libre augmente et la vitesse tangentielle de sortie diminue avec le jeu en raison du blocage causé par l'épaississement de la couche limite de la paroi du carter à travers le rotor. Enfin, les auteurs ont également montré des preuves évidentes de l'existence d'un noyau tourbillonnaire dans l'écoulement de fuite. À mesure que la taille du jeu augmente, le tourbillon de jeu s'enroule plus intensément et la position du centre d'enroulement est plus éloignée de l'extrados de la pale. Cependant, pour les grandes tailles de jeu, la position du centre d'enroulement du TJ ne varie plus. Plus tard, Inoue & Kuroumaru (1989) concluent qu'en augmentant la taille du jeu, le maximum de la différence de pression entre l'intrados et l'extrados se déplace vers le bord de fuite entraînant ainsi une augmentation de l'intensité de l'écoulement de jeu près du bord de fuite.

Les résultats de Storer & Cumpsty (1991) en RANS sur l'effet de la taille du jeu confirment que le tourbillon de fuite augmente en taille et en force à mesure que la taille du jeu augmente. En outre, les auteurs ont démontré que le tourbillon de fuite est capable de modifier considérablement le champ de pression statique près du bout de pale du côté de l'extrados, en déplaçant la pression minimale vers l'arrière le long de la corde à mesure que le jeu augmente.

Muthanna & Devenport (2004) sur la configuration de grille de Virginia Tech retrouvent ces mêmes mécanismes expérimentalement. Ils ont évalué l'influence de la taille du jeu sur le tourbillon de jeu, en caractérisant l'écoulement en aval de la pale à l'aide d'un anémomètre à fil

chaud. Ils ont comparé l'écoulement moyen et l'intensité turbulente pour 3 tailles de jeu, $3.2\%c$, $1.6\%c$, $0.8\%c$, où c est la corde des aubes. Ils ont observé que le centre du tourbillon défini par l'emplacement de la vorticité maximale dans le sens de l'écoulement était proche de la paroi du carter, et la séparation entre le tourbillon et le centre du sillage augmente à mesure que la taille du jeu augmente. La taille des régions influencées par l'écoulement de fuite, en termes de vitesse moyenne, de vorticité et d'énergie cinétique turbulente, augmente également avec l'augmentation de la taille du jeu. Cependant, le déficit de vitesse axiale et le niveau d'intensité turbulente en aval de la pale semblent être presque inchangées par la variation de la taille du jeu.

You, Wang, Moin & Mittal (2006) se sont particulièrement intéressés à l'effet de la taille du jeu sur les structures turbulentes et le champ de pression sur la configuration de grille d'aube VT. Ils ont réalisé plusieurs SGE avec les 3 tailles de jeu ($3.2\%c$, $1.6\%c$, $0.8\%c$). L'objectif était d'évaluer l'effet de la taille du jeu sur les structures turbulentes liées à l'écoulement de jeu. En analysant ces résultats, les auteurs observent que la taille des tourbillons produits par l'écoulement de jeu augmente quand la taille du jeu augmente. Et l'angle des tourbillons de jeu par rapport à la pale augmente aussi. Leurs résultats sont en accord avec les études expérimentales de Muthanna & Devenport (2004). Les auteurs constatent de plus que la plus petite taille de jeu de ($0.8\%c$) permet d'obtenir un gain de pression statique plus élevé, comparé aux autres tailles de jeu. Ils montrent aussi que l'intensité des structures tourbillonnaires augmente de manière significative en augmentant la taille du jeu radial. C'est donc pour cette raison qu'une taille de jeu plus petite est toujours préférée pour les compresseurs.

Zhu & Carolus (2014) ont cherché à caractériser les effets de la taille du jeu sur les performances aérodynamique et acoustique sur un compresseur axial à 5 pales et avec une vitesse de rotation $\Omega = 3000$ rpm. Chaque pale du ventilateur est constituée de 15 sections classiques de profil NACA à 4 chiffres dont l'épaisseur relative varie de 8% au moyeu à 7% au jeu. Les auteurs ont appliqué les méthodes *SAS* (Scale-Adaptative Simulation) et *LBM* (Lattice Boltzmann) qui sont 2 méthodes numériques qui permettent de résoudre les structures de la turbulence. Des simulations à deux tailles de jeu ont été réalisées (0.1% et 1% du diamètre), avec pour chaque taille de jeu deux coefficients de débit $\phi = 0.195$ (point de conception) et $\phi = 0.165$

(point d'efficacité maximale). Ils ont montré que la force et les trajectoires du TJ sont contrôlées par la taille du jeu. De plus, ils ont conclu que, les grandes tailles de jeu sont à l'origine d'un système tourbillonnaire complexe et instationnaire, et que cela apparaît dans les fluctuations de la pression pariétale en bout de pale et sur le carter.

Les travaux présentés dans cette section ont montré la très forte influence de la taille du jeu sur le tourbillon de jeu, l'intensité turbulente, la vitesse axiale, et les fluctuations de pression pariétale. Les résultats ont été produits, soit par des moyens expérimentaux, simulations stationnaires (RANS) ou simulations instationnaires (SGE, SAS, LBM). Tous retrouvent qu'une augmentation de la taille du jeu impacte l'écoulement principal et diminue l'efficacité de la machine. Avec des jeux plus importants, les écoulements secondaires liés aux structures tourbillonnaires décrites à la section précédente s'intensifient et interagissent plus fortement avec les surfaces. Cela se traduit également par une augmentation des émissions sonores (Zhu & Carolus, 2015, 2018). Il convient maintenant d'analyser les sources de pertes de pression totale et les modèles de pertes associées à l'écoulement de jeu.

1.3 Pertes et modèles de tourbillon

Dans cette section, les pertes associées à la variation d'entropie dans l'écoulement d'une turbomachine sont décrites et classifiées. La méthode d'estimation des pertes et les phénomènes physiques qui en sont la cause seront d'abord identifiés et définis. Ensuite quelques modèles de pertes qui permettent d'analyser et de caractériser le tourbillon de jeu seront décrits.

1.3.1 Identification et classification des pertes

En turbomachine, les mécanismes de pertes et les méthodes pour les évaluer sont couverts par beaucoup d'ouvrages de référence (Lakshminarayana, 1996; Chen, 2011; Dixon & Hall, 2014). Pour explorer les différentes sources de perte et leur contribution dans l'inefficacité générale du compresseur, Denton (1993) et Lakshminarayana (1996) utilisent le coefficient des pertes (ζ). Les pertes entropiques sont essentiellement associées à des mécanismes visqueux dans le

cas des écoulements non réactifs à faible nombre de Mach (Ma) et isotherme. Ainsi pour les écoulements d'air incompressibles, les pertes sont évaluées à l'aide de la pression totale et elles sont mesurées entre l'amont et l'aval d'une série d'aubes à travers l'expression suivante :

$$\zeta = \frac{P_{0,1} - P_{0,2}}{P_{0,1} - P_1} \quad (1.11)$$

$P_{0,1}$ et $P_{0,2}$ représentent la moyenne de la pression totale ou d'arrêt pondérée par le débit massique en position 1 et 2. P_1 et P_2 représentent la moyenne de la pression statique pondérée par le débit massique en position 1 et 2. Les positions 1 (amont) et 2 (aval) sont illustrées sur la Figure 1.5.

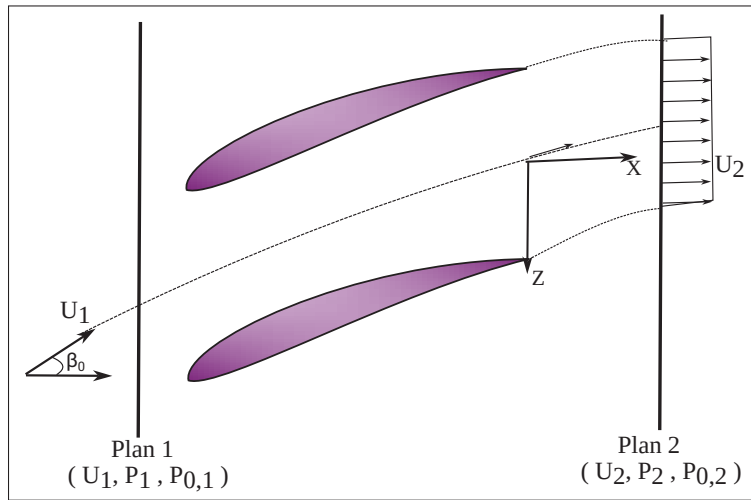


Figure 1.5 Plans d'analyse des pertes

Les variations d'entropie sont causées par le développement des couches limites et le cisaillement, dans les zones de mélanges et l'écoulement de jeu (Bindon, 1989; Denton, 1993). Comme l'explique Lakshminarayana (1996), les pertes tri-dimensionnelles en turbomachine peuvent être classifiées en plusieurs sources telles que : les pertes de profil, les pertes liées à l'écoulement de jeu et les pertes secondaires.

- **Les pertes de profil** sont essentiellement liées au développement des couches limites, incluant la séparation de l'écoulement, les pertes associées au développement du sillage, les pertes au bord de fuite et au moyeu des aubes. Elles sont estimées à travers les phénomènes

de dissipation turbulente et visqueuse. Ces dissipations visqueuses dans les couches limites accroissent l'entropie et causent la diminution de la pression d'arrêt. Selon Denton (1993) et Lakshminarayana (1996), ces pertes contribuent à près de 48% des pertes totales en turbomachine. Ces chiffres sont récemment confirmés sur la configuration NASA SDT par les études de Fiore, Daroukh & Montagnac (2021, 2022), qui estiment à 50% les pertes de profil, avec environ 15.8% des pertes provenant des interactions au niveau du moyeu et le reste du développement des couches limites et de la production d'énergie cinétique turbulente à la surface des aubes.

- **Les pertes du jeu** sont principalement liées à la formation, l'évolution et la dissipation du tourbillon de jeu (Lakshminarayana, 1996). La différence d'angle entre l'écoulement de jeu et l'écoulement principal crée une interaction, qui provoque un phénomène d'entraînement de l'écoulement principal par le tourbillon de jeu, cela accroît l'entropie dans le jeu. Les pertes dans le jeu sont ainsi proportionnelles à l'énergie cinétique dans les fluctuations de vitesse, causées par l'écoulement de jeu et le tourbillon de jeu. Selon Bindon (1989), Denton (1993) et Lakshminarayana (1996), les pertes provoquées par les perturbations provenant de l'écoulement et du tourbillon de jeu sont estimées entre 20% et 40% des pertes totales, dépendant de la machine et de son point de fonctionnement. Ces résultats sont en accord avec les récents résultats de Fiore *et al.* (2021), qui estiment ces pertes à environ 20% à 25% des pertes totales sur un rotor.
- **Les pertes secondaires** sont essentiellement similaires à celles décrites pour l'écoulement de jeu et il est difficile de les en dissocier. Ces pertes proviennent de la couche limite qui se développe au niveau de la paroi du carter et sont toujours associées aux mécanismes de mélanges visqueux et turbulent. L'interaction de l'écoulement secondaire avec le sillage, les couches limites des aubes et les parois constituent aussi des sources additionnelles. À ces sources s'ajoutent le développement, la diffusion et la dissipation de l'énergie cinétique provoqués par les tourbillons secondaires. Ces sources sont estimées à 13% des pertes totales (Bindon, 1989; Fiore *et al.*, 2021).

L'identification et la classification des pertes précédemment décrites offrent une quantification relative des pertes associées à une augmentation de l'entropie en turbomachine. En particulier le tourbillon jeu joue un rôle important sur l'inefficacité des compresseurs. Il est donc pertinent de développer des modèles qui permettent de caractériser les pertes en fonction des caractéristiques du tourbillon de jeu.

1.3.2 Modèles de pertes en lien avec le tourbillon de jeu

Quelques modèles basés sur les paramètres du tourbillon de jeu sont décrits dans cette section.

L'un des premiers modèles est celui de Rains (1954). Son modèle est basé sur la circulation du tourbillon qui définit son intensité. Dans son approche, l'écoulement dans le jeu est assimilé à un jet dans le plan perpendiculaire à la corde de la pale, qui est considéré comme un écoulement bi-dimensionnel avec 2 composantes de vitesse. Une composante (U_j) dans la direction du jet est due à l'écoulement traversant le jeu, et une seconde composante (U_p) perpendiculaire au jet, qui est lié au développement des gradients de vitesse dans la direction du jet. L'écoulement modélisé de Rains (1954) est illustrée par la Figure 1.6. Dans ce modèle, Rains suppose que le chargement de la pale est constant tout au long de la corde c . En considérant l'hypothèse d'un écoulement incompressible et non-visqueux, l'énergie perdue en lien avec l'écoulement de jeu est estimée. Ensuite, en réalisant une analyse de la structure du tourbillon de jeu, l'auteur applique Bernoulli à travers le jeu, ce qui lui permet au final d'évaluer le rayon du tourbillon décrit par la relation (1.12).

$$\frac{a}{h} = 0.14 \left(\frac{X}{h} (c_l)^{\frac{1}{2}} \right)^{0.85} \quad (1.12)$$

Pour exprimer les pertes, le tourbillon de rayon a et de circulation Γ est considéré dans un plan perpendiculaire à la pale tout au long de la corde. En quantifiant l'évolution de la pression dans le tourbillon, l'auteur estime alors le coefficient de pertes (ζ_t) par la relation (1.13) :

$$\zeta_t = \frac{\Gamma^2}{2\pi^2 a^2 U_0^2} \quad (1.13)$$

En combinant les équations (1.12) et (1.13), on peut voir que ce modèle lie les pertes du tourbillon ζ_t , au coefficient de portance c_l , à la taille du jeu h , à la position axiale du tourbillon X et à la circulation du tourbillon Γ . C'est un modèle qui permet de décrire essentiellement les pertes et l'inefficacité produites par le tourbillon de jeu dans un turbomachine.

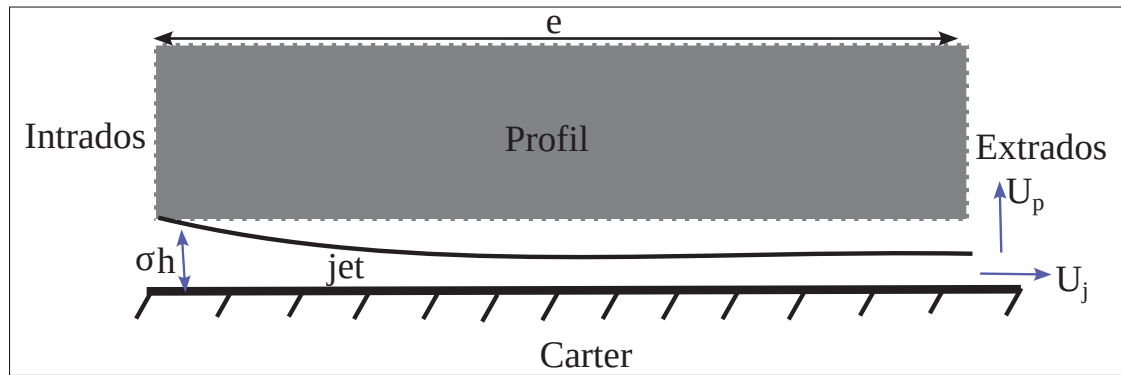


Figure 1.6 Écoulement bidimensionnel idéalisé proposé par Rains (1954)

On a également le modèle de Lakshminarayana & Horlock (1962) dans lequel, le tourbillon de jeu est assimilé à un tourbillon potentiel situé au bord de fuite de la pale incluant les tourbillons secondaires autour. Dans ce modèle, les effets du carter sont pris en compte via la technique de l'image du tourbillon (Lakshminarayana, 1996). Le tourbillon potentiel et le tourbillon image sont distants de $2h$. La théorie de la ligne de portance telle qu'elle est présentée dans ce modèle suppose que l'écoulement de jeu est perpendiculaire à la corde (c) de la pale, et néglige l'épaisseur (e) de la pale, pour l'évaluation des pertes liées à l'écoulement de jeu. Pour décrire le modèle, les auteurs se sont aussi basés sur l'approche d'estimation des pertes dues à l'écoulement de jeu de Rains (1954). En supposant ainsi que la perte totale d'énergie due à l'écoulement de jeu est égale au flux d'énergie cinétique associé à l'écoulement de jeu normal à la pale, Vavra (1960) a dérivé l'expression suivante :

$$c_{die} = 4 \frac{\sqrt{2}}{5} \sigma \chi_D^3 \Omega c_l^{\frac{3}{2}} \quad (1.14)$$

Avec c_{die} le coefficient de traînée induite de la pale, qui est obtenu pour $\sigma = 0.5$ et $\chi_D = 0.8$, c_l correspond au coefficient de portance de la pale et Ω à la vitesse de rotation. De manière théorique et expérimentale, le modèle donne des résultats acceptables pour les rapports $\frac{h}{c} > 6.24\%$, avec h la taille du jeu. Cependant, le modèle surestime la valeur de la traînée induite pour des tailles de jeu très petites. Les auteurs expliquent ainsi que cette contradiction provient de l'hypothèse de la théorie de la ligne de portance, qui n'est pas valable pour les tailles de jeu très petites.

Pour prendre en compte l'effet des petites tailles de jeu, Lakshminarayana & Horlock (1965) testent le modèle sur une configuration de grille avec jeu. Le modèle de Lakshminarayana & Horlock (1962) est complété par la "théorie de la ligne de portance modifiée", dans lequel, la circulation (Γ) est supposée uniforme le long de la pale et que le tourbillon de jeu a une intensité de $(1 - K)\Gamma$, avec K la portance prélevée. Ce coefficient dépend de la taille du jeu et représente la portion de circulation bloquée dans le jeu sans alimenter le tourbillon de jeu. L'introduction de la "théorie de la ligne de portance modifiée" permet à ce modèle de capturer les effets tels que l'efficacité et les pertes à travers l'expression :

$$c_{die} = 1.4 \frac{c_l^2 (1 - K)}{A_c} \left(\frac{h}{p_c} \right) \quad (1.15)$$

L'expression (1.15) décrit ainsi le coefficient de traînée induite empirique. Elle dépend de K , de c_l , de la taille du jeu h , de l'espacement des pales (p_c) et de $A_c = \frac{l}{c}$ qui est l'allongement de la pale, avec (l) l'envergure de la pale et (c) la corde. L'introduction de la portance prélevée ou *retained lift* a permis d'améliorer ce modèle pour les petites tailles de jeu. Pour estimer le coefficient de traînée induite, ce modèle ne tient en compte que la vitesse induite produite par le système des tourbillons. Ceci n'est pas totalement représentatif pour décrire les réels phénomènes le l'écoulement de jeu. Néanmoins, il reste très pertinent pour analyser les différents effets tels que l'efficacité et les pertes dans le jeu.

Le modèle de Chen, Greitzer, Tan & Marble (1991) est une autre approche qui analyse l'écoulement de jeu. L'idée de base est essentiellement de décomposer la vitesse de l'écoulement de jeu en une vitesse axiale et une vitesse transversale. Pour ce faire, Chen *et al.* (1991) utilise l'hypothèse d'un corps mince en aérodynamique externe. L'idée centrale est que la translation dans le sens de l'écoulement est analogue à un déplacement dans le temps, c'est-à-dire qu'un observateur se déplaçant à une vitesse moyenne dans le sens de l'écoulement est immergé dans un champ d'écoulement instationnaire. En supposant que, l'écoulement de jeu tridimensionnel et régulièrement réparti le long de la pale (voir la Figure 1.7 (a)) peut alors être considéré comme un écoulement bidimensionnel et transitoire dans un référentiel en translation à la vitesse U_2 (voir la Figure 1.7 (b)). Cela impose que la génération de l'écoulement de jeu en bout de pale et le tourbillon de jeu dans des plans successifs d'écoulement transversal (plans normaux à la cambrure de la pale) A, B, C, D peuvent être traités comme un processus instationnaire aux instants a, b, c, d .

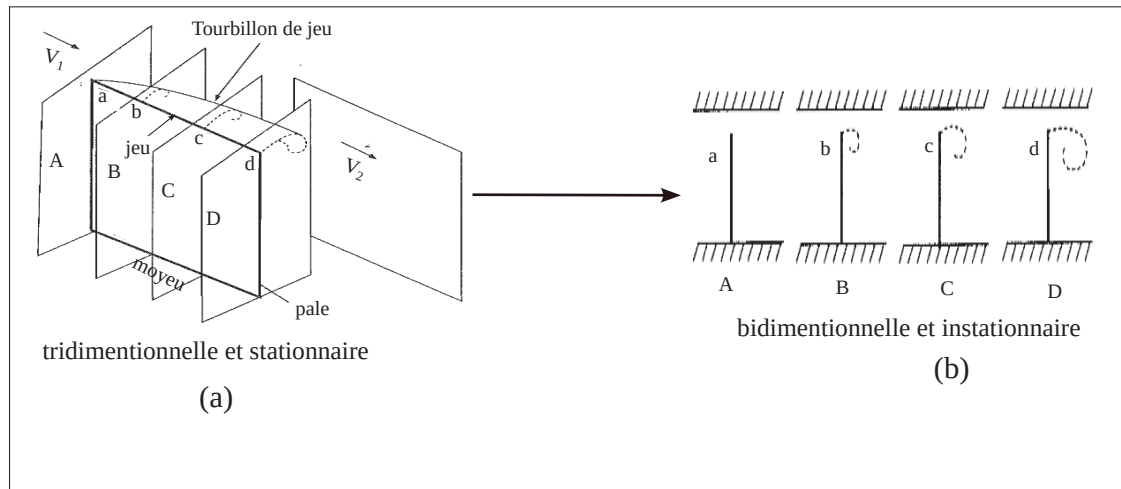


Figure 1.7 Transformation de l'écoulement du modèle proposé par Chen *et al.* (1991)

Chen *et al.* (1991) introduit la relation entre le temps t , la position parallèle à la corde s et de la vitesse moyenne parallèle à la pale \bar{u} comme :

$$dt = \frac{ds}{\bar{u}} \quad (1.16)$$

Les auteurs montrent qu'il existe alors une solution de similitude et que celle-ci implique une trajectoire tourbillonnaire généralisée indépendante de l'écoulement de jeu. La différence de pression à travers la pale varie le long de l'envergure mais l'évaluation de la charge au rayon moyen semble être adéquate pour une bonne prédiction de la trajectoire du centre du tourbillonnaire de jeu. Le temps adimensionnel t^* peut alors être estimé à partir de la différence de pression moyenne ($\overline{\Delta p}$), de la densité (ρ), de la taille du jeu (h) et du temps (t) à mi-envergure à travers l'expression (1.17). La taille du jeu h est choisie pour l'adimensionnement, car c'est un paramètre qui a une grande sensibilité aux effets locaux de l'écoulement de jeu.

$$t^* = \frac{t}{h} \sqrt{\left(\frac{\overline{\Delta p}}{\rho} \right)} \quad (1.17)$$

avec

$$t = \int_0^x \frac{ds}{\bar{u}} = \frac{x}{U_x} \quad (1.18)$$

avec U_x qui correspond à la vitesse axiale le long de la pale (voir la Figure 1.8). La combinaison des expressions (1.17) et (1.18) peut ainsi s'écrire en termes d'angles d'écoulement en entrée et en sortie à mi-envergure de la pale par :

$$t^* = \frac{x}{h} \sqrt{\frac{p_c (\tan \beta_1 - \tan \beta_2)}{c \cos \beta_m}} \quad (1.19)$$

Dans l'équation (1.19), x est la position axiale du tourbillon de jeu, p_c est l'espacement des pales, c est la corde, β_1 et β_2 sont respectivement les angles d'entrée et sortie de l'écoulement, et β_m représente la direction du vecteur de la vitesse moyenne et sont illustrés par la Figure 1.8(droite). En se basant maintenant sur la position verticale du tourbillon de jeu (voir la Figure 1.8(gauche)), Chen *et al.* (1991) compare les résultats de sa théorie avec ceux de Rains (1954), pour ainsi déduire que, la trajectoire du TJ suit éventuellement une droite, qui peut être approximé par l'équation $y_c^* = \frac{y_c}{h} = 0.46t^*$. Où y_c^* correspond à la position adimensionnée du centre du tourbillon par rapport à la surface de la pale. Supposant ainsi que la différence de pression moyenne est donnée par sa valeur à mi-envergure de la pale, Chen introduit l'équation (1.19)

dans l'expression de y_c^* pour ensuite déduire la trajectoire du tourbillon de jeu par :

$$\frac{y_c}{x} = 0.46 \left[\sqrt{\frac{p_c (\tan \beta_1 - \tan \beta_2)}{c \cos \beta_m}} \right] \quad (1.20)$$

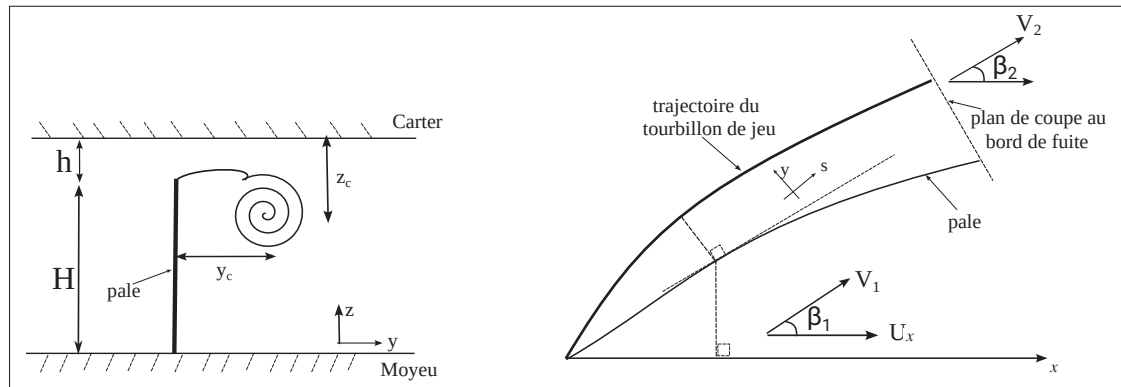


Figure 1.8 Schématisation de la projection du tourbillon de l'écoulement de jeu proposé par Chen *et al.* (1991)

Le modèle met l'accent sur la structure tourbillonnaire associée à l'écoulement de jeu, qui dépend exclusivement des conditions d'entrée β_1 et de sortie β_2 de l'écoulement, de l'espacement des pales p_c et de la corde de la pale c d'après l'équation (1.20). Cependant, ce modèle reste limité car, il ne prend pas en compte la taille du jeu h . Or, on a vu que la taille et la forme du tourbillon de jeu changent avec la taille du jeu. Cela prouve qu'il sera difficile d'estimer de manière précise les pertes liées au tourbillon de jeu avec ce modèle.

Le modèle de Deveaux *et al.* (2020) se base sur le modèle de tourbillon de Rankine, qui est une représentation mathématique, liant la vitesse azimutale, la circulation et le rayon du tourbillon. Ce modèle a été développé et validé expérimentalement, pour une première fois, sur une configuration de profil isolé avec un jeu. L'objectif était de construire un modèle pour estimer la sensibilité des pertes de pression totale à la taille du jeu h . Pour développer le modèle, la première étape consiste à construire un modèle pour l'estimation de la circulation (Γ) du tourbillon jeu, car l'essentiel des pertes dans le jeu découle de la forme du tourbillon de jeu

(Deveaux *et al.*, 2020). Pour estimer cette circulation, l'écoulement dans le jeu proche du carter a été modélisé comme un jet de deux fois la taille du jeu ($2h$) dans un écoulement transverse formant une paire de tourbillons contra-rotatifs qui représentent le tourbillon de jeu et son image. Ensuite, en faisant une analogie entre les caractéristiques du jet et la circulation provenant des paires de tourbillon du jet, l'auteur introduit la circulation Γ provenant de l'écoulement de jet dans la formule des pertes du modèle de Rankine pour estimer l'évolution des pertes de pression totale en fonction de la taille du jeu. À l'aide d'une base de données expérimentale, la circulation et les pertes de pression totale prédits par ce modèle ont été trouvés pour les tailles de jeu inférieures à 3.5% de la corde. Finalement, le modèle de Deveaux *et al.* (2020) est décrit par les équations (1.21) et (1.22) et dépend des paramètres de l'écoulement de jeu, du coefficient de portance (c_l) et de la circulation (Γ) du tourbillon de jeu.

$$\frac{\Gamma}{cU_0} = \frac{h}{Y_t} \chi_D^2 c_l \quad (1.21)$$

$$\zeta_t = A \left(\frac{\Gamma}{cU_0} \right)^2 \quad (1.22)$$

Où A coefficient lié à la surface du tourbillon, χ_D coefficient de décharge représentant les pertes dans le jeu, h la taille du jeu, Y_t la profondeur du tourbillon de jeu par rapport au carter et c_l le coefficient de portance non affecté par l'écoulement de jeu.

En évaluant les Figures 1.9a et 1.9b obtenues à partir du modèle de Deveaux *et al.* (2020), il faut noter que, pour les grandes tailles de jeu (h), les résultats expérimentaux et le modèle divergent. Ce qui constitue une limite pour le modèle. Néanmoins, les pertes et la circulation sont prédites avec précision pour les petites tailles de jeu.

Dans cette section, les différentes sources de pertes ont été identifiées. On a mis en évidence à travers les analyses de Bindon (1989), Denton (1993), Lakshminarayana (1996) et de Fiore *et al.* (2021, 2022) que l'écoulement de jeu constitue une des sources majeures de pertes en turbomachine. Ces pertes proviennent des phénomènes de dissipations visqueux et turbulents,

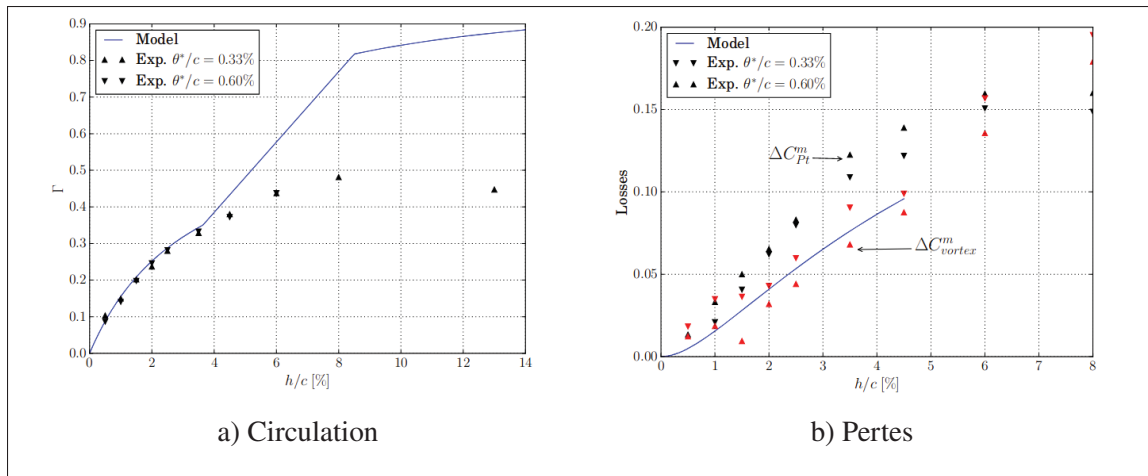


Figure 1.9 Évolutions de circulation et de pertes
tirées de Deveaux *et al.* (2020)

mais également des phénomènes d'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement de jeu. Ce qui en effet provoque environ 20% à 40% des pertes totales, dépendant de la machine. Pour mieux quantifier cela, des modèles de pertes basés sur le tourbillon de jeu ont été développés. C'est le cas du modèle de Rains (1954), Chen *et al.* (1991), Lakshminarayana & Horlock (1962, 1965) et de Deveaux *et al.* (2020). Tous les modèles décrits dans cette section permettent de mettre en avant les pertes occasionnées par l'écoulement de jeu, sauf le modèle de Chen *et al.* (1991), qui décrit tout simplement la trajectoire du tourbillon de jeu en fonction des angles d'entrée et de sortie de l'écoulement, sans apporter plus d'information sur la forme et la taille du tourbillon de jeu. Donc l'approximation de Chen peut être vue comme incomplète pour analyser les pertes de manière pertinente. Le modèle de Lakshminarayana & Horlock (1962, 1965) quant à lui est valide pour toutes tailles de jeu en turbomachine et prédit de façon pertinente les pertes liées au tourbillon de jeu. Les approximations de Rains (1954) et Deveaux (2020) découlent quant à eux des mêmes principes, qui sont celles de l'écoulement de jet et du modèle de tourbillon de Rankine. Leur différence se trouve tout simplement sur les directions privilégiées. Pour le modèle de Deveaux *et al.* (2020), la distance du tourbillon par rapport au carter est privilégiée alors que pour Rains (1954), c'est la position axiale qui est prise en compte. Les modèles prédisent bien les pertes liées à l'écoulement de jeu avec quelques différences sur les

constantes et paramètres qui définissent les modèles. Le modèle de Deveaux *et al.* (2020) a été conçu pour prédire les pertes liées à l'écoulement de jeu qui présente des effets néfastes sur le fonctionnement du compresseur. Ce modèle qui a été développé sur un écoulement en soufflerie sur un profil isolé en s'appuyant sur une banque de données PIV (Particle Image Velocimetry). Ce modèle traduit les pertes en fonction des paramètres du TJ. Il met également en évidence les effets du rapport de la taille du jeu et de la corde (h/c) sur l'évolution des pertes liées au jeu. L'effet du chargement pour une taille de jeu (h) constant n'a pas été vérifié pour ce modèle. Il conviendra d'évaluer le modèle sur une configuration de grille et à différents points de fonctionnement pour répondre aux besoins de conception de ventilateur aux points de fonctionnement hors optimum.

1.4 Effets instationnaires de l'écoulement de jeu

Les performances aérodynamiques et la stabilité d'un compresseur axial sont souvent affectées par le jeu. Différentes études ont été réalisées, soit expérimentalement ou numériquement sur des points de fonctionnement proche décrochage, pour comprendre l'aspect instationnaire du TJ, sa rupture et les instabilités tournantes qui peuvent affecter les performances aérodynamiques et la stabilité des machines. Ces phénomènes sont des critères qui permettent de définir le décrochage de la machine. Plusieurs études consacrées à ces phénomènes sont présentées dans cette partie.

1.4.1 Aspect instationnaire du TJ et sa rupture

Liu *et al.* se sont intéressés particulièrement à l'aspect instationnaire du TJ (Liu *et al.*, 2004, 2008). Leur étude expérimentale a été réalisée sur une installation de compresseur axial à faible vitesse composée d'un seul étage. La taille du jeu représentait 0.5% de la hauteur de la pale et avec une vitesse de rotation $\Omega = 1200$ rpm et un nombre de Reynolds de 7.5×10^5 . Les mesures ont été réalisées sur un point proche du décrochage de la machine étudiée, dont les valeurs de coefficients de débit et de pression au point de conception sont respectivement $\phi = 0.58$ et $\psi = 0.4$. Les campagnes présentées mettent en œuvre la PIV. Grâce à la stéréoscopie, les trois composantes de la vitesse dans le plan laser sont accessibles. Les résultats ont montré que la

vitesse longitudinale dans le TJ était considérablement plus faible que celle de l'écoulement principal. Les résultats des mesures ont clairement révélé la génération et l'évolution du TJ à l'extrémité de la pale. Contrairement à l'écoulement au point de conception, le tourbillon de fuite dans les conditions proches du décrochage se produit et se décompose dans l'espace et interagit plus vigoureusement avec l'écoulement principal, ce qui entraîne un blocage important et des pertes conséquentes.

Zhang, Deng, Chen & Huang (2005) ont étudié par des simulations URANS l'influence des effets des conditions de fonctionnement, de la taille du jeu et des fluctuations instationnaires externes sur la stabilité de l'écoulement de jeu en bout de pale d'un rotor dans un compresseur axial basse vitesse de 3 étages. Leur étude a été réalisée avec le solveur FLUENT, tridimensionnel, visqueux, précis en temps et utilisant un schéma implicite précis au second ordre pour résoudre les équations RANS. Les auteurs ont alors tiré plusieurs conclusions en ce qui concerne l'aspect instationnaire du tourbillon de jeu. En premier lieu, ils ont constaté que les instationnarités liées à l'écoulement de jeu dans la zone proche du jeu apparaissent à la position 3.4% de la corde pour des conditions de fonctionnement à forte charge. Ils ont ensuite démontré que les instabilités liées au TJ n'apparaissent que pour des conditions de fonctionnement à forte charge et pour des coefficients de débit faibles. Et enfin, ils ont mis en évidence l'effet de la taille du jeu sur la stabilité du TJ en concluant que l'augmentation de la taille du jeu augmente les instabilités du TJ pour les coefficients de débit proche du décrochage et une diminution des fluctuations de la fréquence du tourbillon de jeu.

Furukawa *et al.* (2014) se sont aussi questionnés sur l'aspect instationnaire causé par la rupture du tourbillon de jeu en condition hors conception, en l'occurrence dans les conditions proches du décrochage. Leur approche numérique consiste à réaliser des simulations URANS sur une configuration isolée avec $\phi = 0.50$ et $\psi = 0.4$. Le diamètre de la pale est de 449 mm. La pale est formée à partir de section de profil de la famille NACA 65. La taille du jeu entre le carter et le bout de la pale est d'environ 2.0 mm (1.7% de la corde). Les auteurs ont su démontrer l'existence d'une rupture en spirale du tourbillon de jeu dans le passage du rotor dans les conditions proches du décrochage. De ce fait, il interagit avec l'intrados de la pale adjacente. Cette interaction

conduit à une rupture périodique du TJ . La rupture du tourbillon est donc à l'origine d'un changement de nature du tourbillon de jeu, ce qui produit par conséquent des phénomènes complexes dans l'écoulement (blocage, épaissement de couche limite du carter).

Également, Yamada *et al.* (2009) se sont penchés sur la relation entre le comportement instationnaire du TJ et les instabilités tournantes sur un compresseur axial avec la méthode URANS en condition de décrochage. Comme Furukawa *et al.* (2014), ils constatent les mêmes effets sur la dynamique du TJ, à savoir l'existence d'une interaction entre le TJ et la pale adjacente serait à l'origine de cette instabilité. Ils constatent également que, pour des coefficients de débit proches du décrochage, l'interaction du tourbillon de jeu avec la pale adjacente amplifie les fluctuations dans l'espace inter aube. La position de la rupture du tourbillon commence à différer d'un passage à l'autre en raison d'une variation de la charge locale des pales près de l'extrémité du rotor identifié sur la Figure 1.10. Les auteurs concluent que ce serait ce déphasage angulaire entre les passages du rotor qui créerait les perturbations tournantes.

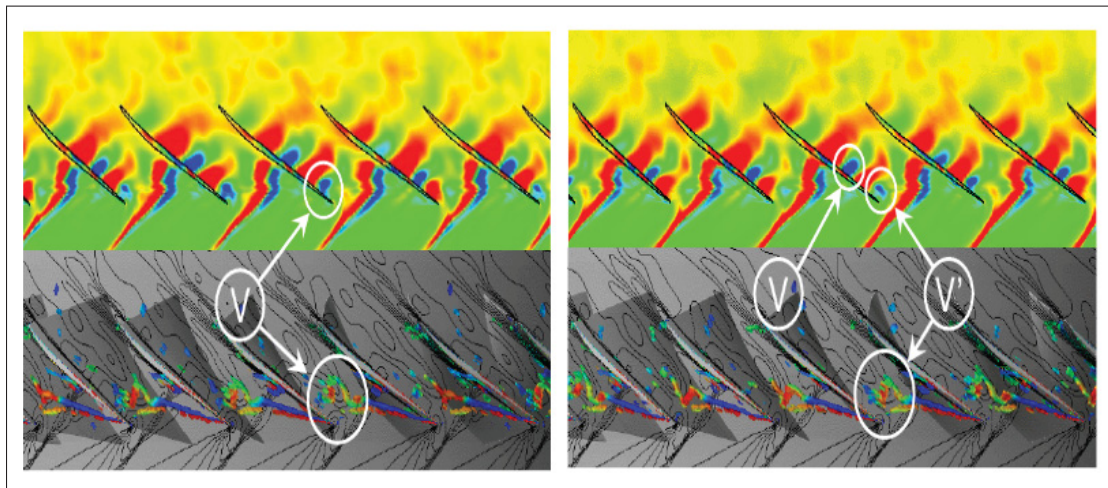


Figure 1.10 Variation des fluctuations de pression (haut) et structures tourbillonnaires (bas) proches du carter pour 2 temps différents
extrait de Yamada *et al.* (2009)

1.4.2 Interface et écoulement retour au bord de fuite

Du, Lin, Chen, Nie & Biela (2013) ont étudié les structures de l'écoulement de jeu dans un rotor axial à un point de fonctionnement proche du point de décrochage, caractérisé par une forte charge et un débit plus faible que le point de rendement optimal, avec la simulation URANS. Les résultats ont montré que, proche du point de décrochage, l'interaction de l'écoulement de jeu et de l'écoulement amont est délimitée par une interface instable identifiée sur la Figure 1.11 (a), qui s'étend entre la position de sortie du tourbillon de jeu et la pale adjacente. La position de cette interface résulte de l'équilibre entre le débit de l'écoulement en amont et le débit traversant le jeu. De même, la position de cette interface est confirmée par les études de Schrapp *et al.* (2009) sur une configuration de grille d'aube. Pour les auteurs, cette interface est localisée dans une zone de grandes fluctuations turbulentes, qui résulte d'une grande décélération au centre du tourbillon menant à l'expansion du tourbillon de jeu schématisée sur la Figure 1.11 (a).

Pour caractériser l'écoulement proche décrochage, Vo, Tan & Greitzer (2008) se sont appuyés sur des critères de détection du décrochage. Les auteurs ont réalisé des simulations instationnaires sur un rotor au complet. Le nombre de Reynolds et le nombre de Mach correspondaient respectivement à 3×10^5 et 0.5, donc l'écoulement était faiblement compressible. Leur étude a mis en évidence 2 critères de détection du décrochage : le premier correspond à l'existence d'une interface entre l'écoulement amont et l'écoulement de jeu. Et le second critère correspond à l'existence d'un écoulement de retour passant derrière le bord de fuite et provenant de la pale adjacente. La Figure 1.11 (b) permet d'illustrer l'écoulement de jeu inverse passant derrière le bord de fuite. Cet écoulement inversé provenant du bord de fuite de la pale mène à d'importantes fluctuations de pression sur l'intrados de la pale adjacente et proche du bord de fuite. Pullan, Young, Day, Greitzer & Spakovszky (2015) se sont intéressés aux origines des instationnarités conduisant au décrochage du rotor E^3 à la vitesse de rotation de 722 rpm. Comme les auteurs précédents, une ligne d'interface délimitée par l'écoulement en amont et l'écoulement de jeu est détectée.

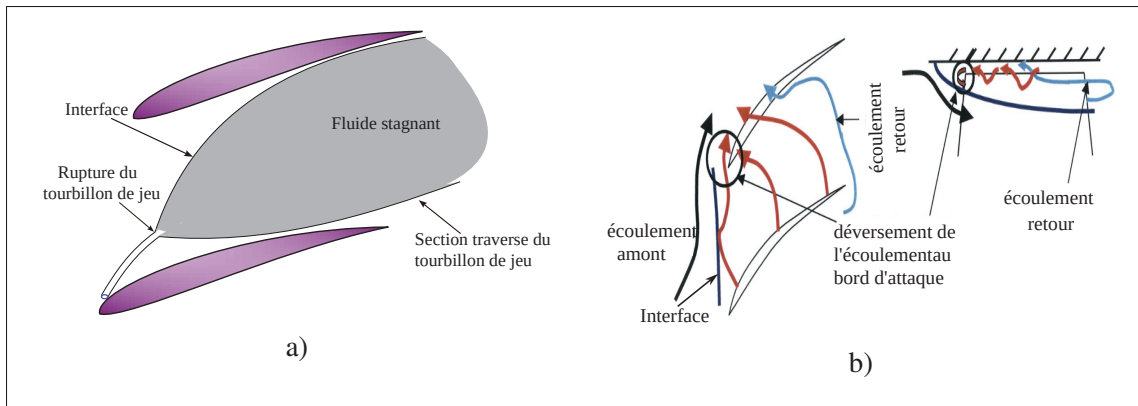


Figure 1.11 Représentation de l'interface
adaptée de Schrapp *et al.* (2009)

1.4.3 Instabilités tournantes et zones de basse pression

Kameier & Neise (1997), dans leurs travaux expérimentaux, se sont particulièrement intéressés sur les effets négatifs du jeu sur le rendement et la stabilité d'une turbomachine axiale. Les expériences ont été réalisées sur un ventilateur axial à basse vitesse avec $D = 452$ mm de diamètre de pale, 24 pales (profil NACA 65). Les mesures des fluctuations de pression à proximité de l'extrémité des pales sont associées à une instabilité tournante de l'écoulement à l'extrémité de la pale. Cette structure tournante a tendance à se déplacer dans la direction tangentielle de la pale (vers la pale adjacente). Les auteurs soulignent que ces instabilités apparaissent lorsque l'écoulement se retourne au niveau du carter. Cette recirculation conduit à une augmentation de l'épaisseur de la couche limite du carter par effet de blocage. Ce phénomène de l'écoulement tournant constaté par Kameier & Neise (1997) a également été observé dans les compresseurs axiaux à plus grande vitesse par Baumgartner, Kameier & Hourmouziadis (1995).

Mailach, Lehmann & Vogeler (2000) se sont intéressés particulièrement au phénomène de décrochage sur un compresseur axial. Ils ont réalisé des mesures de fluctuations de pression pariétale et de vitesse, par anémométrie laser à effet doppler. Ils concluent que l'intensité des fluctuations est d'autant plus importante que la différence de pression entre l'intrados et l'extrados est grande. Comme Kameier & Neise (1997), ils ont mis en évidence l'existence

d'instabilités tournantes se déplaçant dans la direction tangentielle. Pour Mailach *et al.* (2000), c'est l'interaction périodique du TJ avec la pale adjacente qui entraîne des perturbations qui se propagent dans la direction tangentielle (instabilité tournante).

De plus, Du *et al.* (2013), en réalisant des simulations URANS sur un rotor transsonique montrent ainsi que proche du point de décrochage, l'écoulement de jeu peut se diviser en 2 parties. Une partie plus proche du bord d'attaque qui est responsable de la formation du tourbillon de jeu et une deuxième partie qui traverse le jeu et tape la pale adjacente avant de continuer à s'écouler dans le jeu d'une autre pale adjacente. Les auteurs associent l'aspect instationnaire de l'écoulement de jeu à la création d'une région de basse pression statique proche de l'intrados de la pale adjacente. Cette zone de basse pression statique qui se déplace dans le temps, comme schématisé à la Figure 1.12, est donc à l'origine des instabilités tournantes. Cette interprétation a été également proposée par Hah, Hathaway & Katz (2014).

Les auteurs comme Wu, Li, Chu, Zhang & Su (2010); Zhao, Wang & Xi (2017) ont étudié le caractère instationnaire de l'écoulement de jeu et son possible lien avec le décrochage. Les études ont été réalisées sur un point proche du décrochage d'un compresseur axial avec une taille de jeu de 1% de la corde avec la méthode URANS. Les auteurs proposent que les instabilités tournantes sont liées à l'interaction entre la rupture du tourbillon de jeu, de l'écoulement de jeu provenant de la pale adjacente et l'écoulement de retour passant derrière le bord de fuite, produisant ce qu'on appelle "des tourbillons de séparation". Ces tourbillons peuvent se former à la mi-corde ou proche du bord de fuite selon la position de l'interface. Ces instabilités tournantes sont alors à l'origine d'une source de grandes amplitudes de fluctuations de pression des pales. Elles apparaissent également pour de grandes tailles de jeu radial et pour différentes vitesses de rotation. Ces structures deviennent stationnaires pour des débits élevés, c'est-à-dire pour les faibles coefficients de pression.

En résumé, l'écoulement de jeu est sujet à des instationnarités pour des coefficients de débits faibles du fait des fortes charges qui modifient la topologie de l'écoulement de jeu et la dynamique du TJ. L'apparition précise des instationnarités (instabilités tournantes, instabilités de l'interface

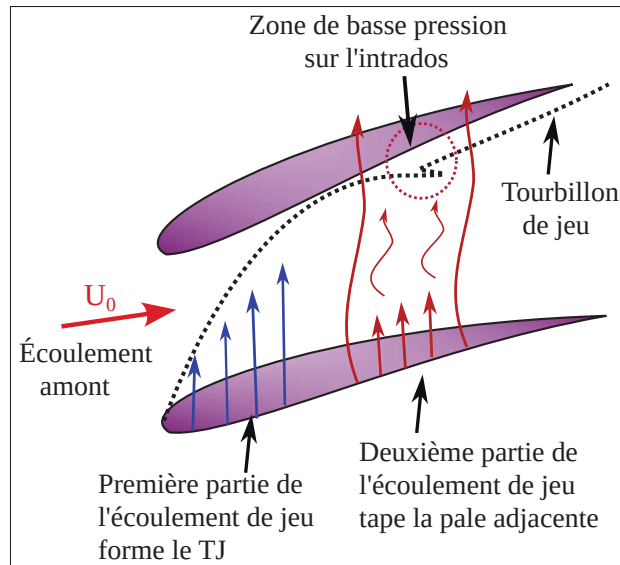


Figure 1.12 Pression statique proche intrados

entre l'écoulement de jeu et l'écoulement amont, rupture du TJ), leur dynamique et leur influence sur les performances et la stabilité des turbomachines restent des connaissances qui aideront à définir qualitativement un intervalle de fonctionnement stable sur une turbomachine.

1.5 Évaluation critique de la littérature

Les effets du jeu en bout de pale dans les turbomachines axiales documentés dans la littérature ont été discutés précédemment. La taille du jeu en bout de pale a une importance capitale sur les performances et l'efficacité de la machine. Les structures turbulentes qui prennent naissance dans le jeu, leur dynamique et leur interaction avec les pales adjacentes jouent un rôle considérable sur la stabilité du point de fonctionnement de la machine.

Plusieurs études ont permis de souligner l'impact de l'augmentation de la taille du jeu sur le comportement des tourbillons. Les conclusions suivent toutes la même tendance, à savoir l'augmentation de la taille du jeu entraîne une augmentation de l'intensité de la turbulence et des fluctuations de pression pariétale. Ce qui est une source d'augmentation des pertes de vibration et de bruits dans les machines. Les expériences sur les compresseurs axiaux ont aidé à

étudier et comprendre la formation, l'évolution et la stabilité du tourbillon TJ autour du point de rendement optimal. Néanmoins, la difficulté de mesurer en bout de pale d'un compresseur reste un frein majeur à l'avancée de nouveaux travaux, car sa position (entre rotor et carter) et sa taille (ordre du millimètre) ne permettent pas de réaliser des mesures synchronisées de l'écoulement à différentes zones d'intérêt et accéder au détail de l'écoulement. Pour résoudre ce problème d'accès, plusieurs configurations simplifiées (profil isolé, grille rectiligne etc..) ont été mises en place pour faciliter l'accès au jeu et aux données. Cependant, ces simplifications sont jugées insuffisantes, car certains phénomènes comme la rotation de la pale ou bien l'interaction entre pale ne sont pas proprement modélisées.

La simulation numérique permet de compléter les moyens expérimentaux disponibles. La simulation RANS peut être considérée comme une alternative pour contourner l'inaccessibilité des résultats. Les travaux déjà effectués dans le passé ont montré que les simulations RANS sont très pertinentes et peu coûteuses en termes de temps de calcul pour évaluer les champs stationnaires d'un écoulement de jeu. Avec ce moyen, plusieurs auteurs tels que Storer & Cumpsty (1991) et Shin (2001) avaient démontré sa pertinence de prédire les phénomènes liés à l'écoulement de jeu. Néanmoins, la qualité des résultats dépend beaucoup de la qualité du modèle de fermeture pour modéliser la turbulence, de la méthode numérique et de la grille de calcul qui ont été utilisées et cela reste aussi un problème. Certains comme Furukawa *et al.* (2014) ont aussi démontré qu'il était possible d'étudier les instationnarités qui surviennent après la rupture du TJ et les perturbations que cela génère sur l'écoulement principal en aval de la pale par la méthode de URANS sur un profil isolé pour des conditions proches du décrochage. Néanmoins, le problème avec RANS/URANS est qu'on ne peut pas résoudre les structures jusqu'à une échelle suffisamment petite caractéristique des phénomènes dans le jeu. En effet, pour les modèles RANS à 2 équations considérées dans ces travaux, la modélisation s'appuie sur l'hypothèse de Boussineq dans laquelle, le tenseur des contraintes de Reynolds est aligné au tenseur des contraintes moyennes. Ceci n'est pas toujours vérifié en écoulement tridimensionnel tel que rencontré en bout de pale. De plus, les phénomènes instationnaires et les écoulements transitionnels sur les pales pour les nombres de Reynolds modérés des applications

de ventilateurs visées peuvent limiter l'applicabilité des approches RANS/URANS où toutes les structures turbulentes sont modélisées. Ainsi les approches statistiques ne sont pas suffisantes pour avoir accès aux échelles tourbillonnaires de hautes fréquences, qui permettent d'identifier et de comprendre le système des tourbillons, leur dynamique, et leur interaction avec les surfaces mobiles qui nous intéressent particulièrement dans ces travaux. Par conséquent, il devient pertinent d'utiliser les simulations permettant de résoudre les échelles de la turbulence (comme les approches SGE, LBM ou hybride RANS-LES), qui sont de nature tridimensionnelles et instationnaires, pour accéder aux données instationnaires, telles que les champs de fluctuations de pression et de vitesse et d'en évaluer les phénomènes instationnaires engendrés par le jeu d'un compresseur. Cette méthode permet l'approfondissement de la connaissance sur les écoulements complexes qui surviennent en turbomachine, comme le démontre les travaux de Koch *et al.* (2021), You *et al.* (2007a), de Lamidel (2022), et de Zhu & Carolus (2015), qui ont su utiliser la SGE et la LBM respectivement pour reproduire l'écoulement de jeu sur une grille rectiligne, un profil isolé et sur un rotor complet.

La notion des pertes a été également abordée dans cette revue de littérature. Il a été démontré que les pertes associées à l'écoulement de jeu varient entre 15% et 35% selon la machine (Denton, 1993; Lakshminarayana, 1996; Fiore *et al.*, 2021). De plus des modèles de pertes sont proposés dans la littérature pour tenter de traduire les effets du jeu en fonction des paramètres du jeu. C'est le cas des modèles de Rains (1954) et Deveaux (2020) qui sont détaillés dans ce chapitre. Néanmoins, ces modèles ne sont pas complets, car ils ont été testés que pour le point de fonctionnement optimal sur un profil isolé.

Ce résumé permet de constater quelques points manquants dans la littérature autour de l'écoulement de jeu. C'est pour cette raison que nos questions de recherche sont formulées comme suit :

- Comment faudrait-il paramétrer l'écoulement de jeu afin de modéliser les pertes liées au tourbillon de jeu pour plusieurs points de fonctionnement ?
- En faisant varier le point de fonctionnement vers le décrochage, comment évolue et se caractérise le système de tourbillon de jeu ?

Par conséquent, notre contribution se situera sur l'application d'un modèle basé sur les paramètres du tourbillon de jeu et la caractérisation des instationnarités qui surviennent à des débits plus faibles que le point de fonctionnement optimal de la machine. L'originalité de ce travail réside dans l'application d'un modèle paramétrique et d'études instationnaires à faible débit, à la fois à la configuration de la grille VT et à la configuration d'un ventilateur à 5 pales de *USI7*, biens documentés. Ces deux configurations fournissent une base de données importante sur l'écoulement de jeu, d'un point de vue aérodynamique.

Pour la réalisation des travaux, il est important de mettre en place une méthodologie qui sera présentée au chapitre suivant.

CHAPITRE 2

MÉTHODOLOGIE NUMÉRIQUE

Dans le but de réaliser ces travaux de thèse, la mise en place d'une méthodologie est nécessaire pour atteindre les objectifs exposés. Ce chapitre vise à présenter les différentes méthodes utilisées lors de cette thèse. Dans la première section, la démarche méthodologique est discutée. Dans la deuxième partie de ce chapitre, les équations théoriques de la mécanique des fluides et la modélisation de la turbulence avec les différentes approches employées dans ces travaux sera abordée. Ensuite, le modèle de Deveau (2020) basé sur le modèle du tourbillon Rankine, qui fera l'objet d'évaluation et d'extension dans cette thèse, sera présenté dans ce chapitre. Enfin, les configurations et le post-traitement utilisés sont discutés dans la dernière partie de ce chapitre.

2.1 Approche méthodologique

Pour atteindre les objectifs généraux de cette thèse, qui sont le développement d'une modélisation fiable des sources de pertes en dehors du point de conception et l'amélioration de la connaissance des instationnarités très fréquentes en écoulements turbulents, une approche méthodologique est mise en avant. L'écoulement de jeu sera étudié en s'appuyant sur différents outils de simulation numérique, pour différentes configurations et pour des nombres de Reynolds autour de 5×10^5 et de Mach faible (environ 0.1), afin de décrire et de comprendre les mécanismes aérodynamiques responsables des pertes et des instationnarités dans les ventilateurs. Cette approche peut être décliné en plusieurs axes.

Tout d'abord, l'idée est d'identifier des configurations d'études. Pour cette étape, deux configurations sont choisies : la configuration de la grille VT et la configuration USI7. La configuration de la grille VT est une configuration simplifiée dont l'écoulement est représentatif de toutes les caractéristiques d'une configuration turbomachine. L'intérêt d'utiliser cette configuration est de commencer sur une configuration simple, qui permettra d'avoir une compréhension plus simple et détaillée de l'écoulement de jeu. Elle facilite aussi l'évaluation d'un modèle de pertes aux points de fonctionnement hors optimum, pour les compresseurs

de basses vitesses. La configuration USI7 quant à elle est choisie, parce que plusieurs études expérimentales ont été réalisées pour évaluer les performances aérodynamique et acoustique du ventilateur, garantissant ainsi l'existence d'une riche base de données consultable dans la littérature (Zhu & Carolus, 2014, 2015; Carolus, Zhu & Sturm, 2015; Zhu & Carolus, 2018). Elle permet également d'inclure les complexités liées à la géométrie comme la rotation entre composantes de la machine et à la variation du chargement de la pale pour la vérification de la modélisation des pertes.

Une comparaison de 3 approches numériques (RANS, SBES, et SGE) est réalisée avec les résultats expérimentaux de la grille VT, afin d'établir un choix d'approche numérique permettant de réaliser la modélisation des pertes et l'identification des instationnarités dans le jeu. Cette étude de validation est réalisée au point de rendement optimal, car c'est le seul point de fonctionnement dont on dispose une base de données expérimentale complète pour les deux configurations choisies. La comparaison des approches numériques est une étape primordiale, du fait qu'elle permet d'évaluer plusieurs approches, afin de réaliser le choix d'approche numérique adéquat pour la précision des résultats.

Par la suite, l'idée est de cartographier et analyser les mécanismes de pertes causés par l'écoulement de jeu sur la configuration de grille d'aubes avec jeu en fonction des paramètres géométrique et de fonctionnement avec la méthode de simulation numérique et d'en créer une base de données. Un premier balayage avec l'approche RANS permettra de quantifier les pertes associées à l'écoulement de jeu et de les modéliser en fonction des paramètres du TJ. L'approche RANS utilisée sur la configuration de la grille d'aubes sera également utilisée sur la configuration USI7 à 5 pales bien documenté, afin d'inclure les complexités pour vérifier le modèle paramétrique des pertes évalué. Pour la configuration VT, la simulation SBES est également réalisée, afin d'évaluer les instationnarités dans l'écoulement de jeu pour des coefficients de débits plus petits que celui de conception. Un intérêt particulier est porté au point optimum, un point plus bas débit stable et un point plus bas débit instable. Il s'agira d'analyser l'apparition des instationnarités et leur amplification dans le jeu avec la technique de

la décomposition modale dynamique. Les différentes techniques et approches sont détaillées dans la section suivante.

2.2 Simulations numériques des écoulements turbulents

Fondamentalement, les phénomènes physiques qui surviennent dans un écoulement de fluide Newtonien sont décrits par les équations de Navier-Stokes. Elles peuvent être vues comme des équations aux dérivées partielles non linéaires. Pour un champ d'écoulement d'un fluide incompressible (nombre de Mach faible), de vitesse $U_i(x_j, t)$, ($i = 1, 2, 3$) et de pression $p(x_j, t)$ à tout instant t et tout point x_j ($j = 1, 2, 3$), ces équations correspondent à l'équation de continuité et l'équation de conservation de la quantité de mouvement et peuvent être décrites par l'ensemble des équations suivantes (Cebeci & Cousteix, 2005) :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.2)$$

La masse volumique ρ et la viscosité dynamique μ sont supposées constantes. Les forces volumiques et les transferts thermiques sont négligés dans ces équations.

La turbulence est un phénomène complexe et chaotique qui se produit lorsque des fluides (gaz ou liquides) sont soumis à des écoulements irréguliers et turbulents. L'écoulement turbulent est caractérisé par son nombre de Reynolds noté Re .

La Figure 2.1 décrit le spectre d'énergie de la turbulence $E(\kappa)$ en fonction du nombre d'onde (κ). Le nombre d'onde κ est défini par le rapport $(2\pi/\lambda)$, avec λ la longueur d'onde. Selon Pope (2000), le spectre peut ainsi être divisé en 3 régions :

- Une région de production de turbulence dans lequel, l'énergie évolue en κ^n , avec n un entier positif. C'est une zone caractérisée par des structures de faible nombre d'onde κ .

- Une région intermédiaire dite inertielle où l'énergie des grandes structures est transférée aux petites structures sans dissipation notable. Ce transfert d'énergie est connu sous le nom de *cascade d'énergie*. L'énergie de la turbulence varie en $\kappa^{-\frac{5}{3}}$ dans cette zone inertielle.
- Et une dernière région où les petites structures turbulentes se dissipent en chaleur sous l'effet de l'agitation moléculaire. Les structures turbulentes sont de très petites longueurs d'onde.

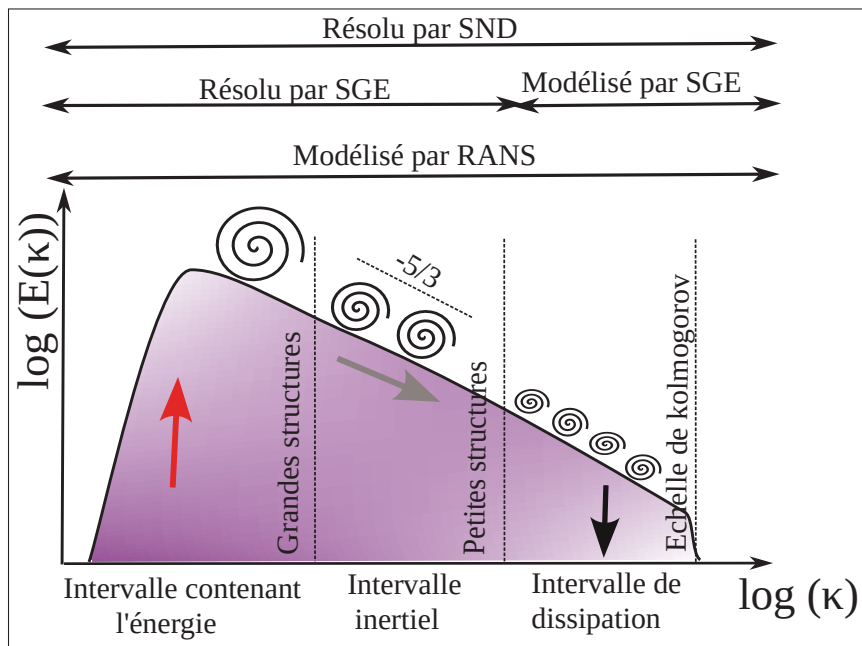


Figure 2.1 Schématisation du spectre d'énergie de la turbulence adaptée de Pope (2000)

La Figure 2.1 permet ainsi de classer et caractériser les différents modèles utilisés lors d'une étude en mécanique des fluides numérique. Trois familles de modèles existent : La Simulation Numérique Directe (SND) utilisée à bas Reynolds (environ $\times 10^4$) consiste à simuler toutes les échelles du spectre de la turbulence en résolvant numériquement les équations de Navier-Stokes. C'est une approche très précise, grâce à la résolution de la quasi-totalité des échelles de la turbulence (Arroyo Ramo & Moreau, 2023). Le coût de calcul de ce modèle évolue en Re^3 et surpasse toutes les autres approches en termes de coût et d'effort de calcul, comme le montre la Figure 2.2. La simulation aux Grandes Échelles (SGE) où les grandes structures sont résolues (80% du spectre de la turbulence) et les petites structures modélisées (soit 20% du spectre de la turbulence). La SGE a déjà été utilisée sur des applications turbomachines pour réaliser des

études aérodynamique et aéro-acoustique (You *et al.*, 2007a; Koch, 2021; Lamidel, 2022). Ce qui avait démontré des résultats avec de bonnes précisions sur les champs de vitesse et de pression instationnaires, grâce à la résolution de la turbulence. Néanmoins, les ressources nécessaires pour la réalisation des calculs SGE sont très importantes, ce qui peut être un frein pour son utilisation. La modélisation s'appuyant sur la moyenne de Reynolds des équations de Navier-Stokes (RANS) quant à elle consiste à modéliser la turbulence par une approche statistique (Cebeci & Cousteix, 2005). Les équations RANS fournissent uniquement les grandeurs moyennes et la turbulence est entièrement modélisée. La résolution de ces équations fait apparaître un terme appelé tenseur de Reynolds, ajoutant 6 inconnues au problème. Plusieurs modèles de fermeture permettent alors de modéliser ces termes, ajoutant une, deux, voire plus d'équations au problème. Différents modèles, comme le modèle à une équation de Spalart-Allmaras, les modèles à deux équations $k-\epsilon$ et $k-\omega$ (Chassaing, 2000) ou encore le $k-\omega$ SST de Menter (1994) qui évolue entre le $k-\epsilon$ et le $k-\omega$, pour s'appuyer sur les forces de ces deux modèles sont couramment utilisés pour des applications sur des turbomachines, car ils offrent un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de simulation (Koch, 2021; Sanjosé & Pépin, 2022).

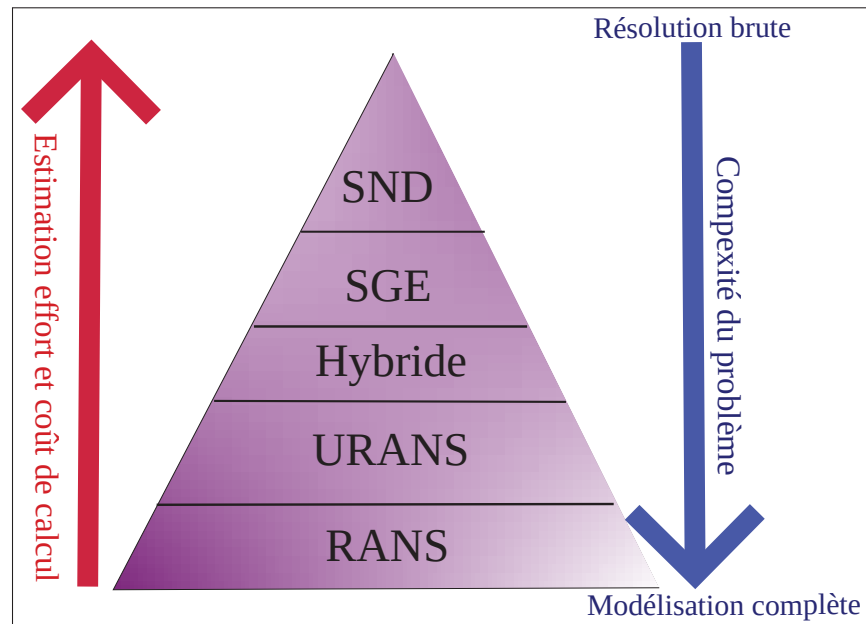


Figure 2.2 Classification des principales méthodes de simulation de turbulence en termes de physique et de coût

Les méthodes hybrides sont issues des approches RANS et tentent de proposer une alternative aux méthodes SGE (Shur, Spalart, Strelets & Travin, 2008; Menter & Egorov, 2010; Menter, 2018). Ce sont des modèles qui évoluent entre l'approche RANS et la SGE selon l'état de l'écoulement. Parmi ces modèles, on peut citer le modèle *Detached Eddy Simulation (DES)* et ses variants (*Delayed Detached Eddy Simulation (DDES)* et *Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES)*) (Shur, Spalart, Strelets & Travin, 2015). La DES et ses variantes ont été conçues à l'origine pour couvrir toutes les couches limites attachées en mode RANS et pour ne passer en mode SGE que dans les régions "détachées". Ils ont déjà montré leurs capacités dans les applications de turbomachines en différents points d'opération (Liu, Zhong & Lu, 2019). Cependant, leurs applications aux écoulements ont montré une grande sensibilité aux couches limites attachées et au raffinement du maillage. Ces sensibilités se manifestent en effet, par une séparation induite par le maillage dans les régions de transition de raffinement dans les couches limites, par une transition lente de RANS à SGE dans les couches de cisaillement, mais aussi par une démarcation entre les régions RANS et SGE qui n'est pas tout à fait claire (Shur *et al.*, 2008, 2015).

Il y a également le modèle *Scale Adaptive Simulation (SAS)* développé par Menter & Egorov (2010) qui utilise l'échelle de longueur de la turbulence (L_t) comme critère pour déclencher le changement entre les régimes RANS et SGE. Ce modèle a déjà montré ces qualités sur les applications turbomachines (Egorov, Menter, Lechner & Cokljat, 2010; Younsi, Djerrada, Belamri & Menter, 2008; Zhu & Carolus, 2014). Le passage entre ces 2 régimes est réalisé par un ajustement dynamique de l'échelle de longueur de la turbulence (L_t) sans se soucier de la résolution fine du maillage. En même temps, les couches limites attachées sont automatiquement traitées en mode RANS. Cependant, sa capacité de détecter les zones instationnaires pour résoudre la turbulence n'est pas très élevée. Néanmoins, c'est une approche qui reste une alternative aux approches hybrides comme la DES, la DDES et la IDDES.

Le plus récent est le modèle hybride *Shear Blended Eddy Simulation (SBES)* développé par Menter (2018), qui emploie une fonction de raccordement f_s comme critère pour déclencher le changement entre les régimes RANS et SGE. Le modèle SBES permet ainsi une bonne

modélisation de la couche limite avec l'approche RANS, dépendamment de la qualité du maillage. Sa sensibilité aux instationnarités est plus importante que la SAS et se compare aux approches DES et ses variantes (Shur *et al.*, 2015). Le passage de RANS à la SGE dans les zones d'écoulement instationnaires est assuré, grâce à la fonction de raccordement dont son efficacité est liée à la qualité du maillage utilisé (Menter, 2018).

Ces approches hybrides permettent de réduire considérablement l'effort et le coût de temps de calcul comparés aux simulations SND et SGE. Par exemple, le modèle SBES est 10 fois moins coûteux que la SGE en termes de temps de simulation. De plus les approches hybrides gardent la capacité de détecter les zones instationnaires des écoulements et déclencher par conséquent la résolution des structures turbulentes.

En prenant connaissance des avantages et inconvénients des approches présentées, la SBES-SST reste une approche flexible, sensible aux instationnarités et capable de produire des résultats précis avec un coût raisonnable en termes de temps de calcul. Pour ces raisons, le modèle SBES-SST est choisi pour effectuer les calculs instationnaires. Les différentes approches des modèles de turbulence RANS et Hybride SBES-SST choisies pour cette thèse seront décrites en détail dans les sections suivantes.

2.2.1 Approche RANS

Pour décrire les équations aux moyennes de Reynolds (RANS), la vitesse et la pression dans les équations (2.1) et (2.2) sont traitées comme des fonctions aléatoires dont on décompose les valeurs instantanées en moyenne et fluctuations :

$$U_i(x_j, t) = \overline{U}_i(x_j, t) + u'_i(x_j, t) \quad (2.3)$$

$$p(x_j, t) = \overline{p}(x_j, t) + p'(x_j, t) \quad (2.4)$$

Ces grandeurs moyennées et fluctuantes sont définis mathématiquement dans la section 2.6.3. Pour obtenir les équations RANS, l'opérateur de moyenne d'ensemble est appliqué aux variables des équations (2.1) et (2.2) de Navier-Stokes (Ferziger, Perić & Street, 2020). Elles s'écrivent :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.5)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\Sigma}_{ij} \right) \quad (2.6)$$

avec $\bar{\sigma}_{ij}$ tenseur des contraintes et qui s'exprime comme :

$$\bar{\Sigma}_{ij} = \bar{\sigma}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j} \quad (2.7)$$

et

$$\bar{\sigma}_{ij} = -\bar{p}\delta_{ij} + 2\mu\bar{S}_{ij} \quad \text{où} \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.8)$$

La décomposition de Reynolds fait apparaître un terme de plus dans l'équation de la quantité de mouvement. Ce terme est le produit des fluctuations de vitesse et est dénommé le tenseur des contraintes de Reynolds τ_{ij}^{RANS} :

$$\tau_{ij}^{RANS} = -\rho \overline{u'_i u'_j} \quad (2.9)$$

Des modèles de fermeture mathématique doivent être introduits pour représenter les effets du tenseur de Reynolds τ_{ij}^{RANS} sur l'écoulement moyen. Dans ces modèles de fermeture, l'ensemble des échelles de la turbulence sont modélisées.

Dans cette thèse, le modèle de turbulence $k-\omega$ Shear-Stress-Transport 2003 de Menter, Kuntz, Langtry *et al.* (2003) est utilisé. Ce modèle de fermeture prend les avantages de $k-\epsilon$ et $k-\omega$ en

sa faveur, notamment dans les couches limites et les zones d'écoulement libre (Menter, 1994; Menter *et al.*, 2003).

L'hypothèse de Boussineq permet de lier la viscosité turbulente ($\mu_t = \rho \nu_t$) au cisaillement moyen (\bar{S}_{ij}) par la relation suivante :

$$\tau_{ij}^{RANS} = \mu_t \bar{S}_{ij} = \rho \nu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.10)$$

Pour le modèle $k-\omega$ SST-2003, l'équation (2.10) peut être réécrite en introduisant les effets de production et de dissipation de l'énergie cinétique turbulente k , pour donner la formulation suivante :

$$\tau_{ij}^{RANS} = \rho \sqrt{a_1 k} \quad (2.11)$$

La viscosité turbulente ν_t est modélisée selon :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \bar{S}_{ij} F_2)} \quad (2.12)$$

Où a_1 est une constante, ω l'échelle de fréquence de la turbulence et F_2 une fonction qui vaut 1 dans les couches limites et 0 dans les écoulements libres. Ce modèle a l'avantage de considérer le transport du cisaillement turbulent (τ_{ij}^{RANS}) et donne de très bonnes prédictions de la viscosité turbulente pour les écoulements pariétaux, en particulier pour les zones de décollement et de gradient de pression adverse, par production de grandes quantités d'énergie cinétique turbulente k (Koch, 2021). Contrairement aux autres modèles de turbulence tels que $k-\epsilon$ et $k-\omega$, le modèle $k-\omega$ SST-2003 de Menter *et al.* (2003) évite la sur-estimation de la viscosité turbulente dans les couches les plus internes des couches limites en proche paroi. Ceci permet de donner une bonne prédiction des couches limites, qui sont en lien avec les pertes visqueuses en turbomachine. Pour cette raison, ce modèle est utilisé, afin de mieux caractériser les pertes en turbomachine.

2.2.2 Approche hybride SBES-SST

Le *Shear Blended Eddy Simulation (SBES)* de Menter (2018) est un simple concept où les modèles RANS et SGE sont associés à partir d'une fonction de raccordement f_s . Le modèle SBES est capable de détecter des zones séparées et instationnaires pour activer la résolution de la turbulence. Dans cette approche, le modèle est conçu à partir des contraintes :

$$\tau_{ij} = \tau_{ij}^{RANS} f_s + \tau_{ij}^{SGE} (1 - f_s) \quad (2.13)$$

$$\mu_t = \mu_t^{RANS} f_s + \mu_t^{SGE} (1 - f_s) \quad (2.14)$$

Le modèle SBES a été développé pour couvrir certaines limitations du modèle *Delayed Detached Eddy Simulation (DDES)* et du modèle *Detached Eddy Simulation (DES)* (Shur *et al.*, 2008, 2015). Comme décrit par Menter (2018), ces modèles ont déjà démontré des limites lorsqu'ils sont appliqués sur des configurations industrielles avec peu de résolution sur plusieurs aspects tels que : la séparation induite par le maillage dans les transitions de raffinement de la région de la couche limite et la transition lente de RANS à SGE dans les couches de cisaillement séparées. Le modèle SBES a donc été développé avec l'objectif d'apporter de la robustesse sur des géométries complexes et parfois mal résolues. Le modèle SBES assure également la bonne modélisation de la couche limite avec le modèle RANS. Le passage des zones de résolutions de RANS à SGE dans les zones est assuré par la fonction de raccordement. La transition rapide entre les zones RANS et SGE permise par la fonction de raccordement a déjà été testée sur des cas d'application variés tels que, sur une plaque plane (Menter, 2018), sur un diffuseur CS0 (Menter, 2018) et autour d'un obstacle (immeuble urbain) (Cotteleer, Longo, Debaste & Parente, 2024). L'approche SBES est également de plus en plus évaluée dans des contextes de turbomachine (Lu, Teng, Zhu, Qiang & Ma, 2019; Aero Engine Academy of China & Sun, 2022; Zhang, Zhu, Liu, Qiang & Teng, 2024). Dans ces travaux de thèse, cette approche sera d'abord validée sur une configuration de grille puis utilisée pour analyser les instationnarités de l'écoulement de jeu.

2.3 Description et choix du modèle paramétrique de Deveaux

Dans cette section, il est question de détailler les différentes étapes qui permettent de décrire le modèle de pertes de Deveaux, mais aussi de justifier le choix d'analyser et d'étendre le modèle.

2.3.1 Modèle de Rankine

Le tourbillon de Rankine est une représentation mathématique simplifiée d'un tourbillon dans un fluide visqueux. Ce tourbillon est modélisé sous les hypothèses des écoulements potentiels (Anderson, 2017). La Figure 2.3 permet de visualiser le tourbillon de Rankine. Dans le modèle du tourbillon de Rankine, on considère la rotation d'un corps solide à l'intérieur d'un cylindre de rayon r_0 et un écoulement irrotationnel à l'extérieur de ce cylindre. Le rayon r_0 correspond donc au rayon du noyau tourbillonnaire.

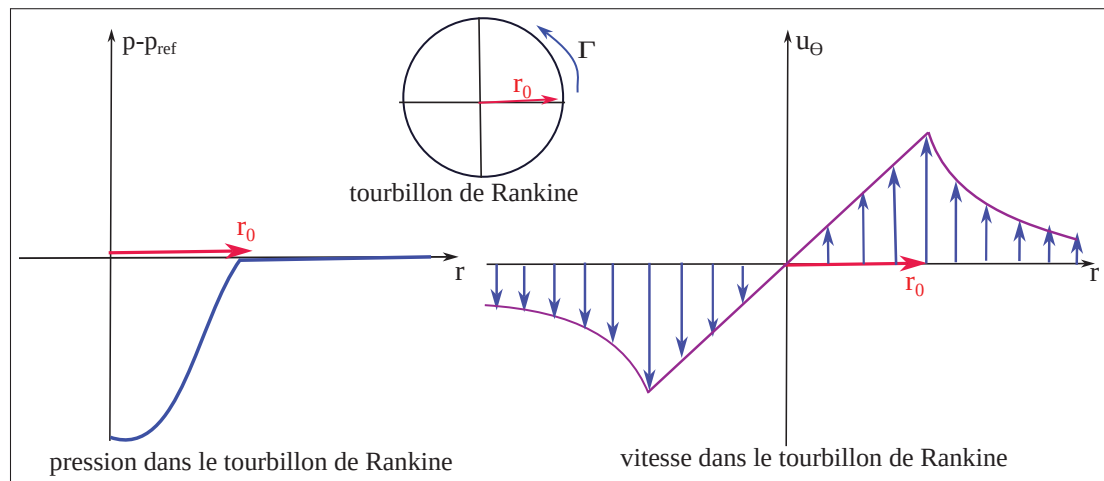


Figure 2.3 Distribution de la vitesse et de la pression dans un tourbillon de Rankine

Le champ de vitesse du tourbillon de Rankine s'exprime dans un repère cylindrique (r, θ, z) centré au cœur du tourbillon où seule la composante de vitesse tangentielle est non nulle.

$$u_{\theta}(r) = \begin{cases} \frac{\Gamma}{2\pi r_0} \left(\frac{r}{r_0}\right), & r < r_0 \\ \frac{\Gamma}{2\pi r}, & r \geq r_0 \end{cases} \quad (2.15)$$

où r_0 représente le rayon du cœur de tourbillon et Γ la circulation du tourbillon. Au centre du tourbillon de Rankine, la vorticité est constante, alors que sur les bords l'écoulement est irrotationnel. En réalité, les centres des tourbillons ne sont pas toujours exactement circulaires, de même que la vorticité n'y est pas toujours uniforme. Néanmoins, le modèle de Rankine est ainsi employé dans le modèle de Deveaux (2020). Ce modèle paramétrique est basé sur le modèle mathématique du tourbillon de Rankine et le modèle du jet traversant de Rains (1954). Dans les paragraphes suivants, les différents paramètres de ce modèle seront exposés.

2.3.2 Variation de pression totale dans un tourbillon de Rankine

La première idée de ce modèle est d'établir une relation qui lie les pertes associées au tourbillon de jeu et la circulation du tourbillon de jeu. Pour cela, en coordonnée cylindrique (r, θ, x) centrée sur le tourbillon, Deveaux (2020) définit un coefficient des pertes local (ζ_t^s) en lien avec le tourbillon de jeu par :

$$\zeta_t^s = \frac{p_{ref} - p}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} - \frac{u_{\theta}^2}{U_0^2} \quad (2.16)$$

En écoulement non visqueux et stationnaire sans vitesse radiale, la projection dans la direction radiale de l'équation de la quantité de mouvement permet d'avoir un équilibre entre la pression statique et la vitesse tangentielle à travers la relation :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{u_{\theta}^2}{r} \quad (2.17)$$

En intégrant entre r et ∞ (p_{ref} est défini à l'infini) l'équation (2.17) et en l'introduisant dans l'équation (2.16), on obtient :

$$\zeta_t^s(r) = \frac{2}{U_0^2} \int_r^\infty \frac{u_\theta^2}{\xi} d\xi - \frac{u_\theta^2}{U_0^2} \quad (2.18)$$

En remplaçant la vitesse tangentielle de l'équation (2.18) par le modèle de Rankine (2.15), on obtient l'équation du coefficient de pertes local (ζ_t^s) en fonction de la circulation (Γ) et du rayon du tourbillon de jeu (r_0), définit par :

$$\zeta_t^s(r) = \begin{cases} \frac{2}{U_0^2} \left(\frac{\Gamma}{2\pi r_0} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], & r < r_0 \\ 0, & r \geq r_0 \end{cases} \quad (2.19)$$

Cette équation (2.19) traduit le fait que le coefficient de pertes du tourbillon de jeu trouve son maximum au centre du tourbillon et reste nul sur les bords du tourbillon. Pour estimer le coefficient de pertes total du tourbillon (ζ_t), il suffit alors de réaliser la moyenne surfacique du coefficient des pertes sur un disque de rayon R .

$$\zeta_t = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \zeta_t^s(r) 2\pi r dr \quad (2.20)$$

En choisissant un disque de rayon $R > r_0$, le coefficient de pertes totales devient :

$$\zeta_t = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{\Gamma^2}{U_0^2} \quad (2.21)$$

L'équation (2.21) montre ainsi que la surface moyenne du coefficient de pertes (ζ_t) est proportionnelle au ratio du carré de la circulation du tourbillon et la surface d'intégration. Cette relation ne dépend pas du rayon (r_0) du tourbillon de jeu. L'objectif de la deuxième étape du modèle de Deveaux est de trouver une façon de déterminer la circulation dans l'expression (2.21) en fonction des paramètres du jeu.

2.3.3 Modélisation de l'écoulement de jeu

Deveaux (2020), dans son approche, s'intéresse à un écoulement de jet 2D dans une section perpendiculaire à l'écoulement principal autour d'un profil isolé avec un jeu. Le tourbillon de jeu supposé orthogonal dans ce plan est décalé de la paroi d'une certaine distance Y_t . En utilisant le principe de superposition, valide sous les hypothèses d'écoulement potentiel, la paroi du carter est prise en compte par la méthode des images, ce qui est schématisé sur la Figure 2.4.

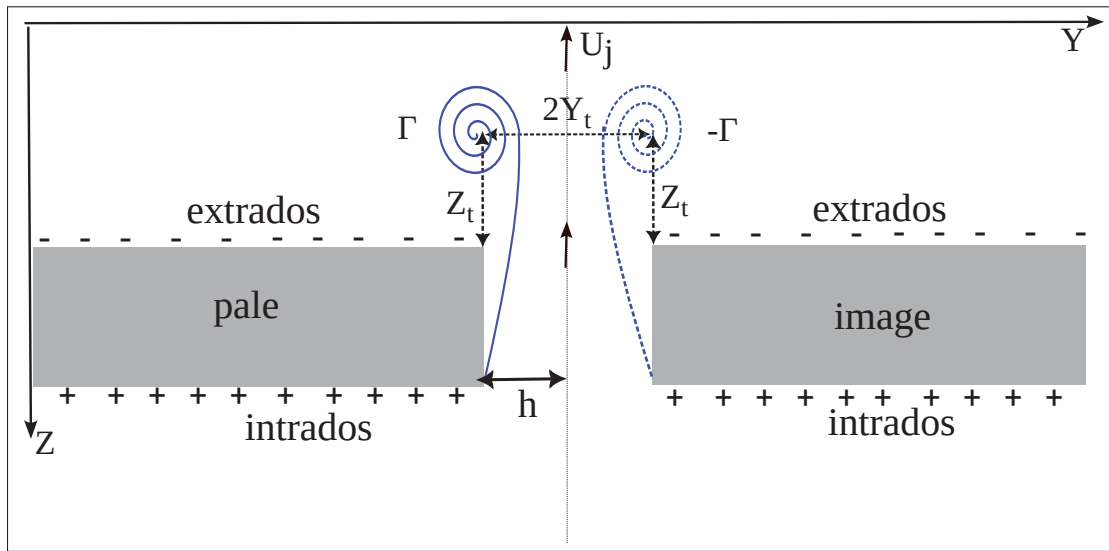


Figure 2.4 Paire d'aubes symétriques par rapport à la paroi du carter, considéré pour modéliser l'écoulement de jeu comme un jet dans un écoulement transverse qui s'enroule en une paire de tourbillons contra-rotatifs

À partir des paires de tourbillon générés par l'écoulement de jet 2D, la circulation peut être liée aux caractéristiques du jet. Pour cela, Deveaux considère que ces tourbillons contra-rotatifs ont été créés par une aile fictive dont l'envergure est égale à la distance entre les 2 centres des 2 tourbillons générés par l'enroulement du jet.

Le théorème de Kutta-Joukovsky permet de déterminer la force de portance (l) en fonction de la circulation par la relation :

$$l = 2\rho U_0 \Gamma Y_t \quad (2.22)$$

La force F du jet modélisé de vitesse U_j dans la section S_j du jeu est déterminée par la relation :

$$F = \rho S_j U_j^2 = 2\rho h c U_j^2 \quad (2.23)$$

En utilisant le principe d'action-réaction entre la portance de l'aile fictive (2.22) et la force du jet sortant du jeu (2.23), on peut exprimer la circulation Γ en fonction de la taille du jeu h , de la distance Y_t entre le centre du tourbillon et le carter et la vitesse de sortie du jeu U_j par :

$$\frac{\Gamma}{c U_0} = \frac{h}{Y_t} \frac{U_j^2}{U_0^2} \quad (2.24)$$

La vitesse sortant du jeu U_j peut être reliée à la portance du profil en utilisant l'approche de Rains (1954) déjà définie par l'équation (1.8). Cette approche stipule que l'écoulement de fuite depend uniquement de la différence de pression entre l'intrados et l'extrados de la pale. Ce qui permet alors de trouver la relation (2.25), qui lie le coefficient de décharge χ_D aux pressions statiques intrados et extrados de la pale :

$$\frac{U_j}{U_0} = \chi_D \sqrt{\frac{p_e - p_i}{0.5 \rho U_0^2}} \quad (2.25)$$

Deveaux (2020) utilise ensuite la relation (2.25) et applique l'hypothèse d'un profil mince et exprime la différence de pression entre l'intrados et l'extrados par la portance l du profil d'aile. Ce qui fait que la relation (2.25) devient :

$$\frac{U_j^2}{U_0^2} = \chi_D^2 c_l \quad (2.26)$$

Finalement, en remplaçant le rapport de la vitesse $\frac{U_j^2}{U_0^2}$ dans l'équation (2.24) par l'expression (2.26) et en normalisant la circulation par la corde et la vitesse U_0 , l'auteur obtient une définition de la circulation Γ en fonction des paramètres du jeu, donnée par l'expression (2.27) :

$$\frac{\Gamma}{cU_0} = \frac{h}{Y_t} \chi_D^2 c_l \quad (2.27)$$

2.3.4 Modèle de pertes

En injectant l'équation (2.27) dans l'équation (2.21), qui permet de remplacer la circulation Γ provenant de l'hypothèse de Rankine par celle du jet transverse, Deveaux (2020) arrive à réécrire son propre modèle des pertes en fonction des paramètres de l'écoulement de jeu. Ce qui est donné par :

$$\zeta_t = \frac{1}{4\pi R^2} \left(\frac{h}{Y_t} \right)^2 \chi_D^4 c_l^2 \quad (2.28)$$

Où χ_D coefficient de décharge représentant les pertes dans le jeu, h la taille du jeu, Y_t la profondeur du tourbillon de jeu et c_l le coefficient de portance non affecté par l'écoulement de jeu. Ce modèle sera utilisé à l'aide des bases de données RANS provenant des configurations VT et USI7. L'intérêt d'utiliser ce modèle est qu'il permet de décrire de façon explicite les pertes liées au tourbillon de jeu en fonction de quatre paramètres : h la taille du jeu, Y_t la profondeur du tourbillon, χ_D le coefficient de décharge dans le jeu et c_l le chargement de la pale.

2.4 Présentation de la configuration de Virginia Tech

Dans cette section les configurations expérimentale et numérique de la configuration de Virginia Tech (VT) sont décrites. En premier lieu, les différents paramètres utilisés pour la réalisation du montage expérimental sont décrits. Ensuite, le domaine numérique, le maillage et les méthodes numériques utilisés permettront de définir la configuration numérique retenue pour cette thèse.

2.4.1 Configuration expérimentale

La configuration principale de ces études reproduit la configuration expérimentale de grille rectiligne de compresseurs du laboratoire de Virginia Tech présentée à la Figure 2.5 (Muthanna, 1998; Muthanna & Devenport, 2004; Wang & Devenport, 2004; Intaratep *et al.*, 2006). Cette

configuration a été choisie, car elle reproduit un écoulement de jeu, tel que celui rencontré dans un compresseur de turboréacteur. Les Figures 2.5 et 2.6 présentent respectivement une vue de dessus de la section d'essai de la soufflerie et une vue de côté de la grille d'aubes. La section d'essai est constituée de deux conduits rectangulaires pour suivre la déviation de la grille. À la section d'entrée en pointillés noirs, l'air s'écoule avec une vitesse nominale de 24.5 m/s et un taux de turbulence de 0.12%. Sur la Figure 2.6, des pièges de couche limite sur les parois supérieure et inférieure sont installés avant la section d'essai en aval. La couche limite est uniforme dans la direction transversale à l'entrée de la rangée d'aubes. La section d'essai en aval se compose d'une rangée de pales suivie d'un ensemble de parois latérales qui peuvent être réglées pour guider l'écoulement selon l'angle de déviation de la grille qui est de 11.8° . Cette section se termine par des écrans qui permettent de contrôler la contre-pression selon la vitesse nominale. La température de l'écoulement de la soufflerie dans le laboratoire est contrôlée.

La grille rectiligne est composée de 8 pales d'envergure L avec un jeu h ajustable. Le repère (O , X , Y , Z) est lié à la grille rectiligne. Z est aligné avec les bords d'attaques, Y est vertical et X correspond à l'axe machine. Plusieurs configurations de jeu ont été testées. Celle qui bénéficie de la base de données la plus complète correspond à la taille de jeu de 4 mm et équivaut à 1.6% de la corde ($c = 254$ mm). Les deux plaques qui encadrent les pales sont distantes de $L + h = 254$ mm. Les angles d'inclinaison des pales et d'écoulement mesurent respectivement 56.9° et 65.1° , ce qui permet d'obtenir un angle d'attaque de 8.2° . La corde axiale ca est définie par $c \times \cos 56.9^\circ$ ($ca = 139$ mm). La distance entre deux pales est $p_c = 235$ mm et donc la grille a un facteur de solidité $p_c/c = 1.08$. Le nombre de Reynolds basé sur la corde c est de 4×10^5 et le nombre de mach $Ma = 0.07$, donc l'écoulement dans le domaine est supposé incompressible. Sur les surfaces intrados et extrados des pales, sur la Figure 2.6, une bande rugueuse de 6 mm est placée entre les parois supérieure et inférieure, se positionnant sur une distance de 25.4 mm du bord d'attaque. Cette bande a pour rôle de déclencher la transition de la couche limite vers la turbulence.

Les mesures de vitesse et de turbulence de l'écoulement ont été effectuées à l'aide d'anémomètres à fil chaud simple et double. Les détails de procédures de mesure et calibration sont décrites par

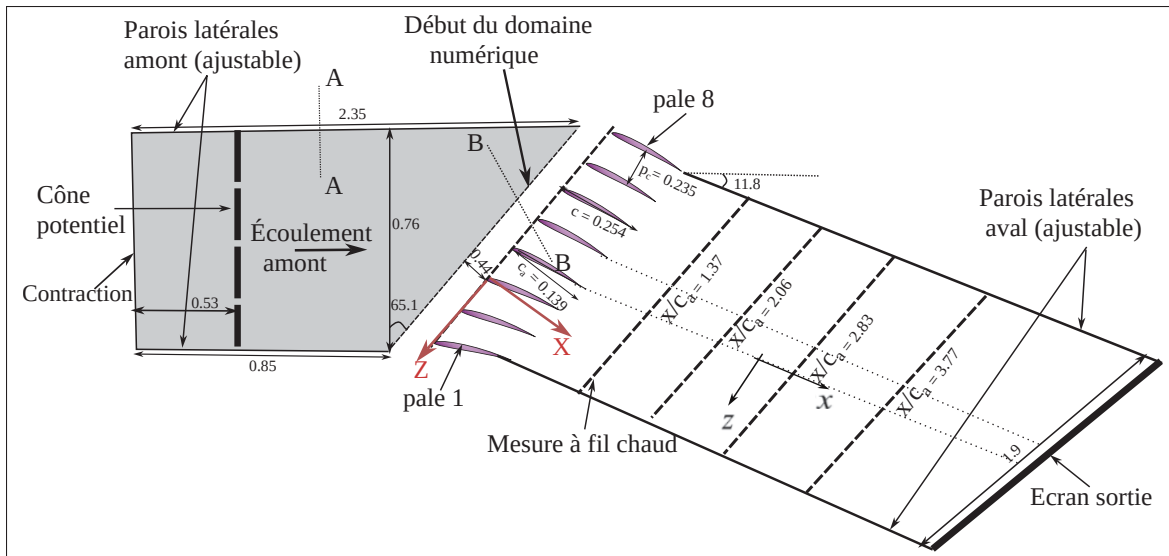


Figure 2.5 Vue du dessus de la configuration expérimentale de la grille Virginia Tech traduit de Muthanna & Devenport (2004)

Intaratep *et al.* (2006). Les mesures sur les sections amont et aval ont été réalisées par des sondes du type Dwyer instruments. En aval de la grille, les mesures ont été faites sur quatre plans (Y , Z), pour des positions en X normalisées par la corde axiale de $X/ca = 1.37$, $X/ca = 2.06$, $X/ca = 2.83$ et $X/ca = 3.77$. Pour les couches limites sur le carter, les sondes à fil chaud de la couche limite standard simple modèle 1218 de TSI ont été utilisées (Muthanna, 1998; Muthanna & Devenport, 2004; Wang & Devenport, 2004; Intaratep *et al.*, 2006). Les mesures de la pression moyenne ont été obtenues par des prises de pression sur les surfaces de l'extrados et de l'intrados en plusieurs positions de la pale, à mi-envergure et proche du jeu (Intaratep *et al.*, 2006).

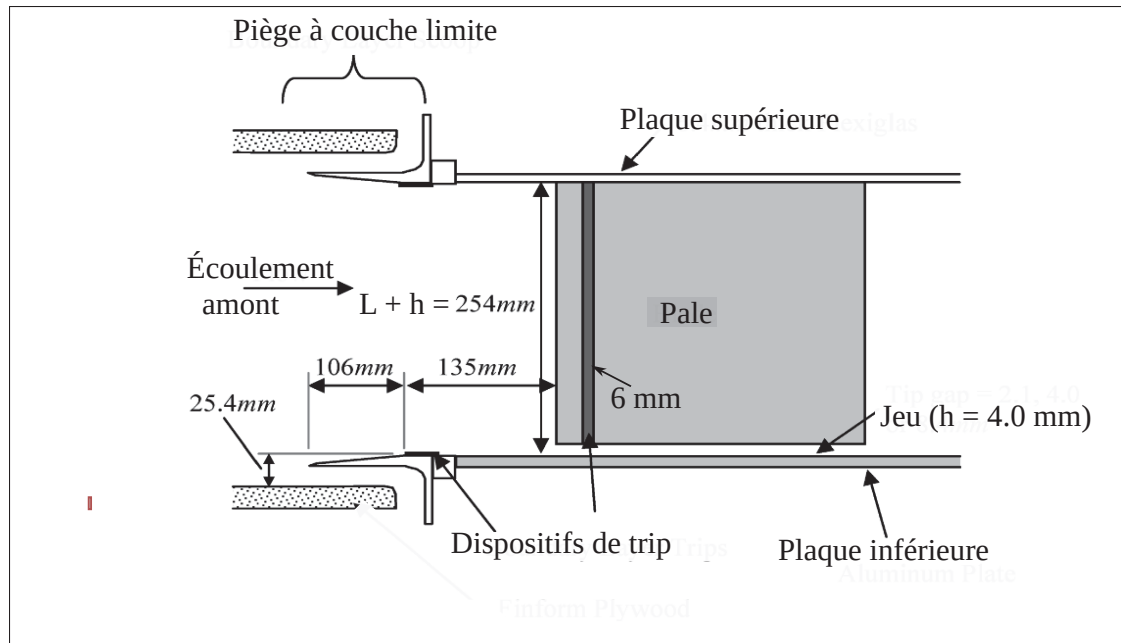


Figure 2.6 Coupe transversale de la grille Virginia Tech le long de l'écoulement
extrait de Intarapet *et al.* (2006)

2.4.2 Configuration numérique

La configuration numérique créée permet de reproduire la configuration expérimentale décrite. La configuration 3D numérique du domaine de calcul est montrée par la Figure 2.7. Le domaine débute à la position du piège à couche limite de l'installation expérimentale (Muthanna, 1998; Intarapet *et al.*, 2006). Le domaine de calcul mesure $404 \times 254 \times 236$ en mm dans les directions X , Y et Z respectivement. Sur la surface d'entrée, la vitesse d'entrée U_0 (vitesse incidente) du fluide faisant un angle β_0 avec l'axe X est appliquée. Sur la surface de sortie, la pression statique p_0 est définie. Des conditions de périodicité sont appliquées dans la direction Z pour imposer l'effet de grille. Une condition de paroi non glissante est imposée sur la surface de l'aube. La paroi en $Y = 0$ correspond au carter proche du jeu sur lequel est imposé une condition de paroi non glissante, tandis qu'une condition de paroi glissante est imposée sur la paroi opposée en $Y = H$ pour s'affranchir des effets de la résolution de la couche limite dans la configuration numérique.

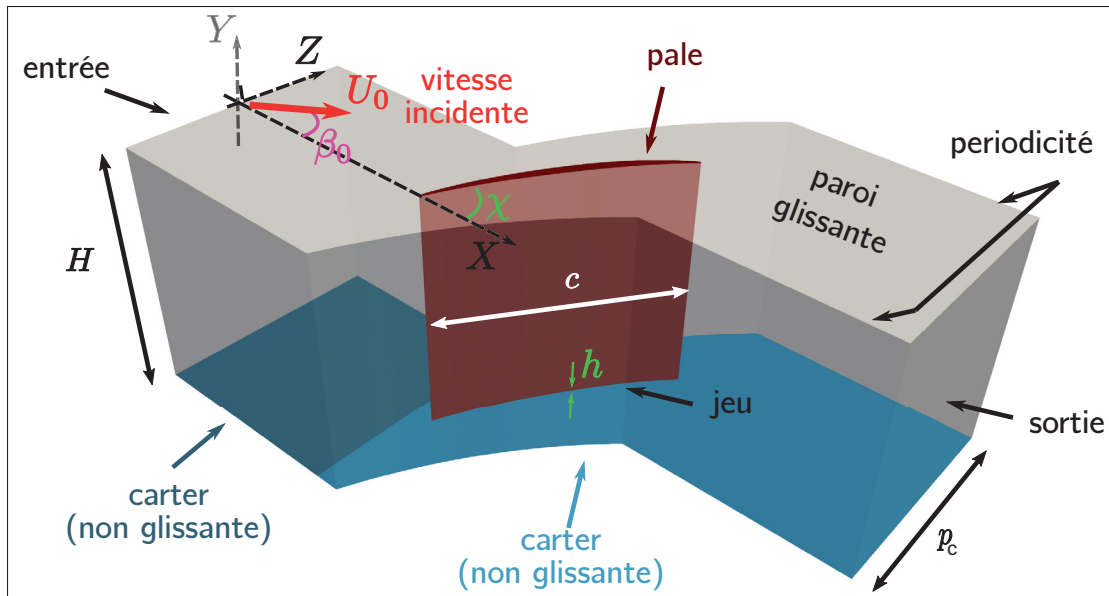


Figure 2.7 Configuration numérique 3D de la grille Virginia Tech

Dans ces travaux de thèse, les maillages utilisés sont issus des travaux de (Koch, 2021). Aucune convergence en maillage ou étude fine de la résolution n'est présentée et le lecteur est invité à se référer au manuscrit de (Koch, 2021). Les maillages ont été modifiés de manière mineure pour des besoins spécifiques du projet centré sur l'écoulement de jeu et les variations de points de fonctionnement.

Le maillage *M-RANS* correspond à un maillage non-structuré réalisé avec le générateur de maillage du logiciel Centaur. Ce maillage a été initialement conçu par Koch (2021) et ensuite amélioré par Drame & Sanjose (2023). L'avantage d'utiliser un maillage non-structuré est qu'il est flexible, car les nœuds de maillage peuvent être ajustés localement pour s'adapter à la forme de la géométrie (Blazek, 2015). Du fait aussi de son adaptabilité, les raffinements dans les zones d'intérêts comme le jeu, le sillage et les couches limites sont accessibles, ce qui justifie l'amélioration de la précision dans ces zones d'intérêt. Ce maillage est en effet constitué d'environ 38×10^6 de cellules avec des tétraèdres dans le volume, ceci est visible sur la Figure 2.8(a). Il est possible de décompter 15 prismes sur la surface du profil et la plaque inférieure (carter). Dans les zones proches du jeu, sillage et couche limite, il est possible de

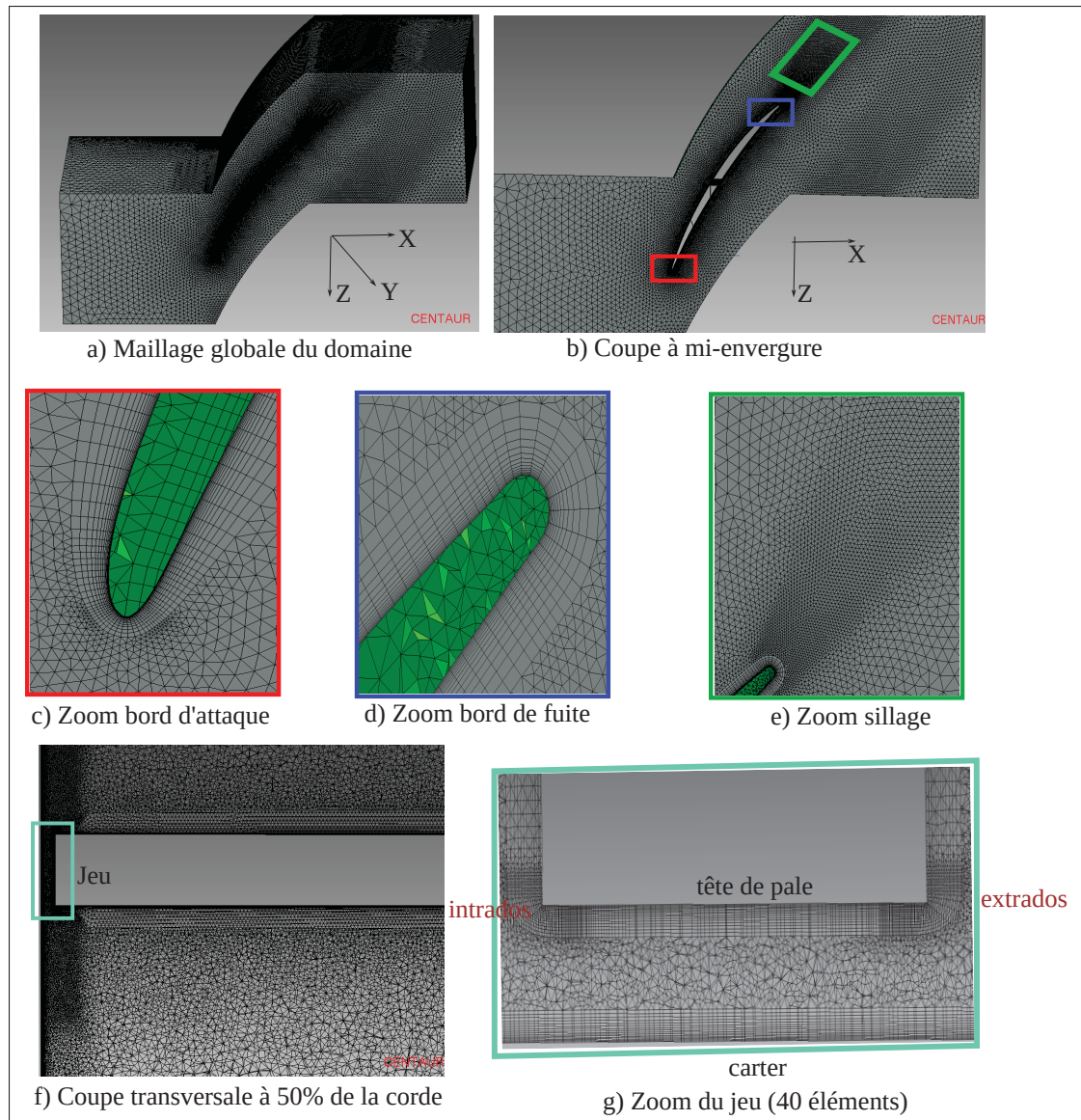


Figure 2.8 Maillage RANS (*M-RANS*) de la configuration numérique 3D de la grille Virginia Tech

voir que le maillage est raffiné, comme le montre les Figures 2.8 (c, d, e, g). La taille de maille proche de la paroi est ainsi choisie de sorte que $x^+ < 40$, $1 < y^+ < 3$, $z^+ < 40$ soit respecté sur la pale et sur le carter proche du jeu. Le nombre d'éléments dans l'épaisseur h du jeu est de près de 40, comme on peut le voir sur la Figure 2.8(g). Une attention particulière est portée proche du jeu, pour assurer une bonne résolution des structures tourbillonnaires de l'écoulement de jeu grâce à un raffinement qui permet de capter les forts cisaillements.

Le maillage initial *M-SBES 1* présenté à la Figure 2.9 a été conçu par Koch (2021), pour réaliser des simulations aux grandes échelles sur la configuration de grille rectiligne. Il compte un total de 135×10^6 éléments. Ce maillage est raffiné au niveau des zones proches du jeu pour assurer l'activation du modèle SGE existant dans le modèle hybride SBES, afin de résoudre la turbulence dans l'écoulement de jeu. Sur la Figure 2.9 b, on peut voir que le maillage est raffiné jusqu'à environ $10\%H$ proche du jeu et on décompte également 50 éléments dans le jeu. Dans cette thèse le maillage de référence de la SGE de Koch (2021) ou *M-SBES 1* est utilisé pour simuler le point de fonctionnement optimum $\phi = 0.464$ (PRO).

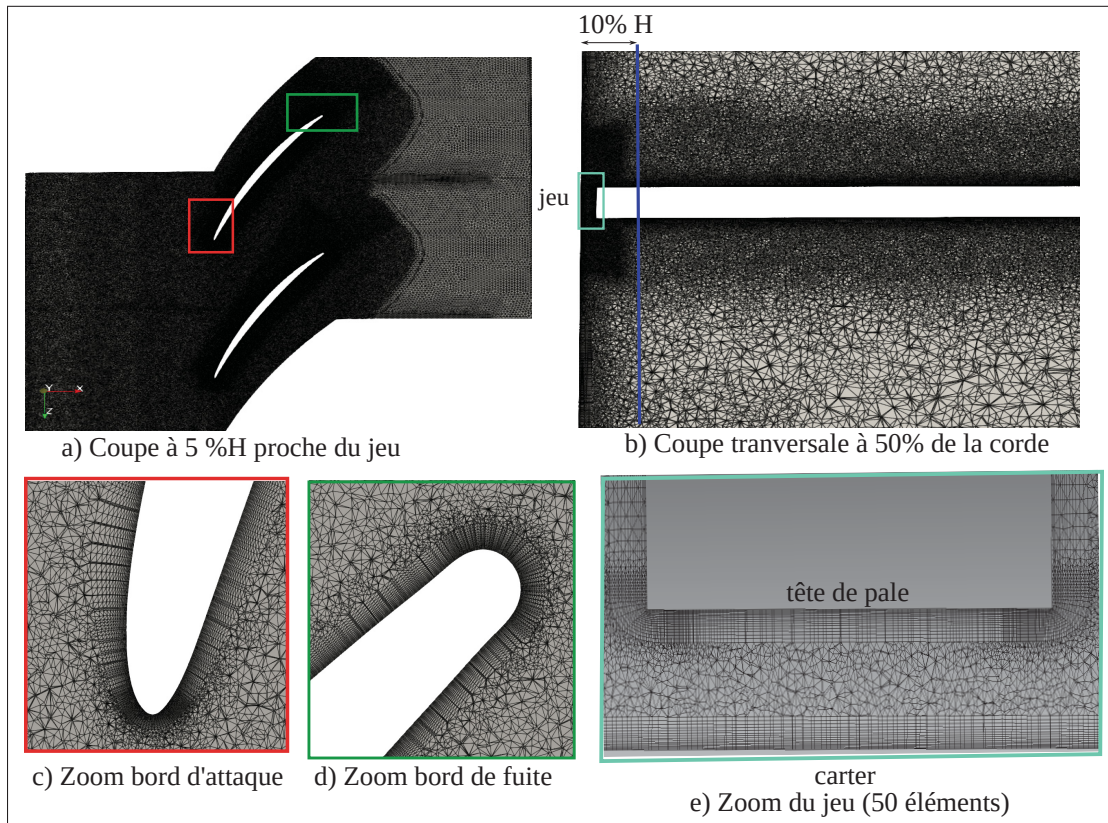


Figure 2.9 Maillage SBES (*M-SBES 1*) de la configuration numérique 3D de la grille Virginia Tech

Pour simuler les faibles coefficients de débit ($\phi = 0.384$ (PPD) et $\phi = 0.325$ (PD)), le maillage *M-SBES 1* est légèrement modifié et est appelé *M-SBES 2*. En raffinant la zone proche du jeu jusqu'à 40% de l'envergure H , la taille du maillage passe à 178×10^6 éléments, comme le

montre la Figure 2.10 b. Il faut noter que, le nombre d'élément du maillage *M-SBES 2* dans le jeu est estimé également à 50 éléments et reste similaire au maillage *M-SBES 1*. Comme le montre Figures 2.10 a et b, le *M-SBES 2* est raffiné proche du profil au bord d'attaque et au bord de fuite, de tel sorte que la résolution à la paroi y^+ est entre $1 < y^+ < 2$ sur l'intrados et sur l'extrados de la pale.

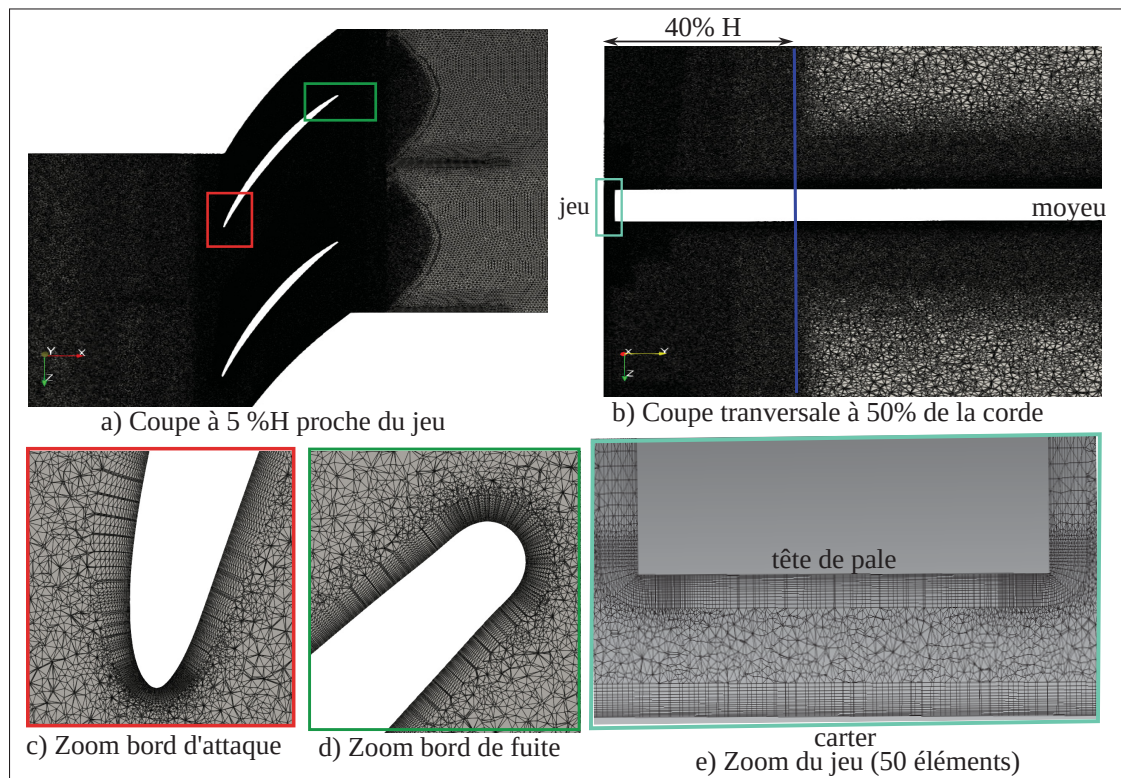


Figure 2.10 Maillage SBES (*M-SBES 2*) de la configuration numérique 3D de la grille Virginia Tech

Pour simplifier la lecture et la compréhension, les différents paramètres des maillages de la configuration VT sont résumés dans le tableau 2.1.

Les approches *RANS* et *hybride-SBES* seront appliquées respectivement aux maillages *M-RANS* et *M-SBES 1 et 2*.

Pour paramétrer les conditions d'entrée de cette configuration numérique VT représentée à la Figure 2.7, la norme de la vitesse du fluide à l'entrée du domaine est donnée par $U_0 = 25.2 \text{ m/s}$.

Tableau 2.1 Résumé des différents paramètres des 3 maillages de la configuration VT

Différents maillages	Nombre d'éléments	Éléments dans Jeu	y^+
M-RANS	38×10^6	40 (avec les prismes)	$y^+ < 3.5$
M-SBES 1	135×10^6	50 (avec les prismes)	$1 < y^+ < 2$
M-SBES 2	178×10^6	50 (avec les prismes)	$1 < y^+ < 2$

La projection du vecteur vitesse \vec{U}_0 sur les axes \vec{X} , \vec{Y} permet de déterminer les vitesses axiale et transversale $U_{0,X} = U_0 \cos(\beta_0)$ et $U_{0,Z} = U_0 \sin(\beta_0)$. L'angle d'écoulement du fluide à l'entrée β_0 correspond à l'angle entre la direction axiale \vec{X} et le vecteur de la vitesse d'entrée \vec{U}_0 . Pour simuler différents coefficients de débit, l'angle β_0 est altéré entre $[59^\circ, 71^\circ]$ par pas de 1° . Avec un simple adimensionnement, le paramétrage peut passer de l'angle d'écoulement au coefficient de débit ϕ , de tel sorte que ce dernier sera défini par :

$$\phi = \frac{U_{0,X}}{U_{0,Z}} = \frac{1}{\tan \beta_0} \quad (2.29)$$

Le coefficient de débit ϕ défini à l'équation (2.29) permettra par la suite de paramétrer le problème autour du point de rendement optimal. La paramétrisation en vitesse s'applique aux 2 approches *RANS* et *hybride-SBES*.

Les simulations RANS sont réalisés avec le logiciel ANSYS CFX v2021 R1. Ce solveur basé sur la méthode des volumes finis emploie un schéma numérique centré sur les nœuds des maillages. Les simulations aux moyennes de Reynolds (RANS) sont réalisées pour les différents coefficients de débits ϕ avec le modèle de turbulence à 2 équations $k - \omega$ SST-2003 (Menter *et al.*, 2003). Les différentes simulations RANS ont été effectuées avec le schéma d'advection *High Resolution* qui est un schéma optimal qui tend vers un schéma centré du deuxième ordre (ANSYS, Inc, 2022). De la même manière, les simulations hybride-SBES ont été réalisées avec le solveur ANSYS CFX v2021 R1, pour les coefficients de débit $\phi = 0.464; 0.384; 0.325$, correspondant respectivement aux angles 65.1° , 69.1° et 72.1° . Pour ces calculs instationnaires, un temps caractéristique est introduit afin de caractériser la convergence numérique. Une vitesse

caractéristique U_0 prise à l'entrée du domaine et une longueur caractéristique correspondant à la corde c de la pale sont définies, afin de créer le temps caractéristique ou temps de convection $T_c = \frac{c}{U_0}$. Dans le cas de la grille VT, le temps convectif est de 0.01 s.

Pour les simulations, une étude spécifique portant sur les critères convergence (pas de temps, résidus, sous-itérations) a été réalisée au préalable au point de fonctionnement $\phi = 0.384$, afin de bien choisir les valeurs de ces paramètres. Le pas de temps est ainsi fixé à $dt = 1.3 \times 10^{-5}$ s, correspondant à un faible CFL (< 1) dans la zone du jeu pour assurer une convergence rapide des sous-itérations. Les résidus atteignent une valeur inférieure à 5×10^{-5} avec au plus 3 sous itérations. Le calcul est ainsi lancé avec le schéma d'advection *High Resolution*, pour un temps de calcul effectif de $T_0 \geq 12T_c$, après que les statistiques commencent à se stabiliser. L'ensemble des calculs a été effectué par le supercalculateur **Niagara de Compute Canada** dont les cœurs sont des Intel "skylake" à 2.4 GHz. Les temps de calculs sont évalués dans la section 3.1.3. La comparaison des coûts de calcul et l'analyse de l'évolution des statistiques seront réalisées dans le chapitre suivant. Les différents maillages et approches numériques utilisés pour les simulations de la configuration VT sont résumés dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2 Résumé des différents paramètres utilisés pour la simulation de la configuration VT

Configurations	Grille VT		
Méthode numérique	RANS	SBES	
Domaine de calcul	Cascade	Cascade	Cascade
Maillage	<i>M-RANS</i>	<i>M-SBES 1</i>	<i>M-SBES 2</i>
Modèle de turbulence	$k - \omega$ SST-2003	SBES-SST	SBES-SST
Type de simulation	Stationnaire	Instationnaire	Instationnaire
Solveur Ansys	CFX 2021.R1	CFX 2021.R1	CFX 2021.R1
Jeu %	1.6‰c	1.6‰c	1.6‰c
Point d'opération	$\phi \in [0.36; 0.60]$	$\phi = 0.464$	$\phi = 0.384$ et 0.325

2.4.3 Plans de coupe de la grille VT

Pour la réalisation des post-traitements, des coupes aube à aube et transverse ont été réalisées. Les coupes aube à aube employées sont à $2\%H$, $5\%H$, $10\%H$ et $50\%H$ proche du carter, tel qu'illustré à la Figure 2.11. Les coupes transverses (x/c et X/ca) vont du bord d'attaque (BA) au bord de fuite (BF) et sont illustrées à la Figure 2.12 (a) et (b). Ces coupes permettent de prendre en compte les effets du jeu sur les champs aérodynamiques, à travers des tracés de contours de (vitesse, pression, et de turbulence).

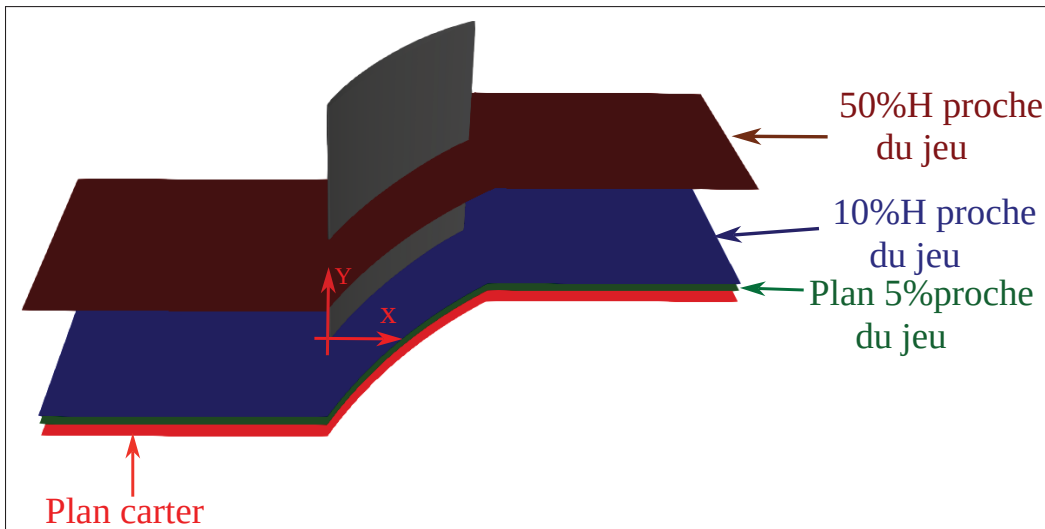


Figure 2.11 Les position de coupe aube à aube pour le post-traitement de la configuration de grille VT

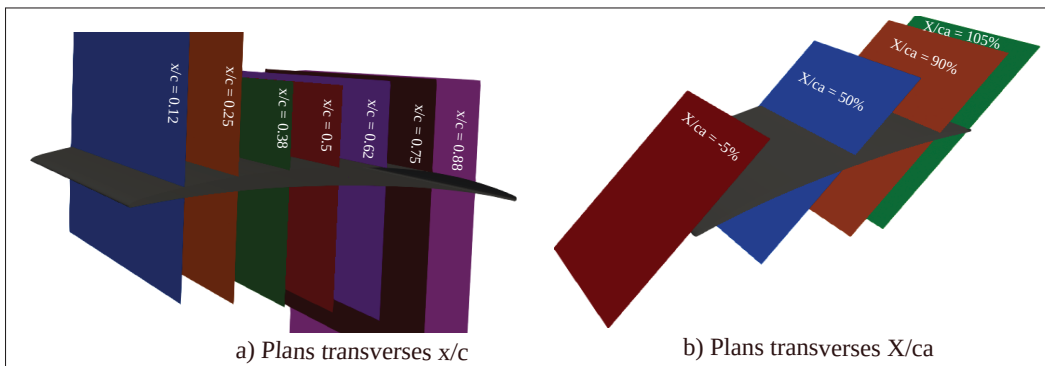


Figure 2.12 Les position des coupes transverses pour le post-traitement de la configuration de grille VT

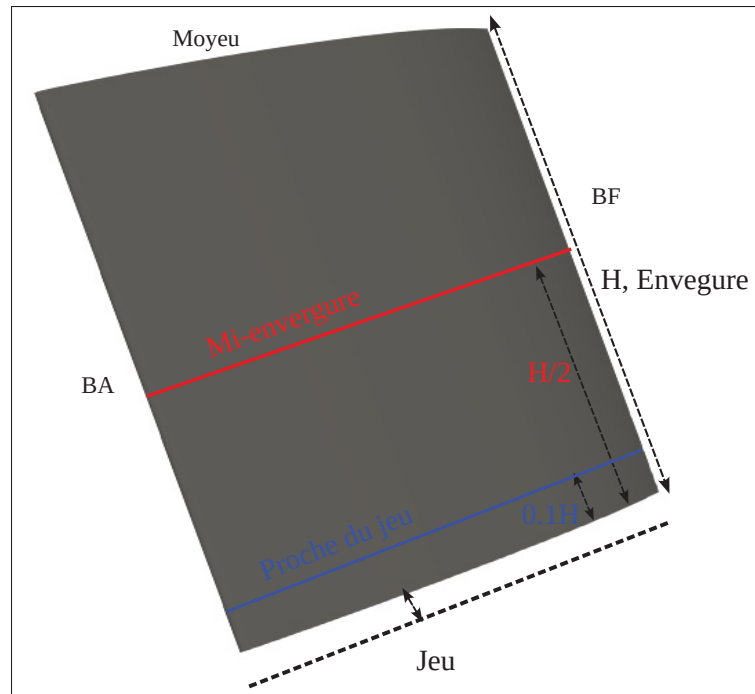


Figure 2.13 Les position d'extraction du coefficient de pression sur la pale de la configuration de grille VT

2.5 Présentation de la configuration USI7

Dans cette section les configurations expérimentale et numérique de la configuration USI7 sont décrites. En premier lieu, les différents paramètres utilisés pour la réalisation du montage expérimental sont détaillés. Ensuite, le domaine numérique, le maillage et la méthode numérique permettent de définir la configuration numérique employée. L'objectif de l'étude de cette configuration est de réaliser des vérifications de l'extension du modèle de Deveau *et al.* (2020) et de valider ce dernier pour une configuration représentative de turbomachine.

2.5.1 Configuration expérimentale du ventilateur axial USI7

La configuration du ventilateur axial basse pression USI7, schématisée à la Figure 2.14 a été construite à l'Université de Siegen en Allemagne (Zhu & Carolus, 2014, 2015). La Figure 2.14 met en évidence le ventilateur. Le rotor USI7 est installé dans un conduit de diamètre 300 mm. Le

diamètre du rotor est réduit de sorte à produire un jeu s entre le rotor et le conduit. Les résultats présentés dans les tests à Siegen (Zhu & Carolus, 2014, 2015) ont été obtenus pour 2 tailles de jeu $\frac{s}{d_2} = 0.1\%$ et 1% , correspondant respectivement à 0.4% et 4% de la corde (c). Dans le conduit, le ventilateur est installé sans redresseur. Le moyeu est maintenu par des tiges cylindriques placés à 300 mm et 670 mm, en aval du rotor. Leur positionnement permet d'éviter les interactions rotor/stator causant du bruit. À l'entrée, un conditionneur hémisphérique d'écoulement de 30 mm d'épaisseur (f) est monté à l'entrée du convergent (b), permettant d'homogénéiser l'écoulement amont et d'assurer la bonne définition de l'intensité de la turbulence au rotor. Ce ventilateur est conçu pour une vitesse de rotation optimale de $\Omega = 3000$ RPM. Le nombre de Reynolds basé sur la corde mesurée au jeu est de $Re = 2.1 \times 10^5$ au point de conception. Le nombre de Mach est de $Ma = 0.14$, donc l'écoulement est incompressible. Les coefficients de débit et de pression statique de conception prennent ainsi les valeurs $\phi = 0.195$ et $\psi = 0.132$ et sont obtenus à partir des équations (1.4) et (1.5). Pour cette configuration, plusieurs études expérimentales ont été réalisées pour évaluer les performances aérodynamique et acoustique du ventilateur, garantissant ainsi l'existence d'une riche base de données consultable dans la littérature (Zhu & Carolus, 2014, 2015; Carolus *et al.*, 2015; Zhu & Carolus, 2018). Ceci justifie le choix d'étudier cette configuration afin de vérifier l'extension du modèle de Deveaux *et al.* (2020).

2.5.2 Configuration numérique USI7

Le domaine de calcul est décomposé en 3 régions. Les domaines d'entrée et de sortie sont fixes, tandis que le domaine du rotor est en rotation par rapport à la paroi du moyeu. L'écoulement est introduit à partir d'une surface hémisphérique d'écoulement (montré en rouge dans la Figure 2.15), permettant aux lignes de courant de se développer naturellement en amont du rotor. Sur toutes les autres parois, la condition de non glissement est appliquée, sauf la paroi en arrière qui est en contact avec l'hémisphère, afin de simplifier la configuration. La région du rotor est définie comme un domaine en rotation dans lequel les pales et la paroi du moyeu sont supposées fixes vis à vis du domaine, tandis que la paroi du conduit tourne à contre sens dans le domaine

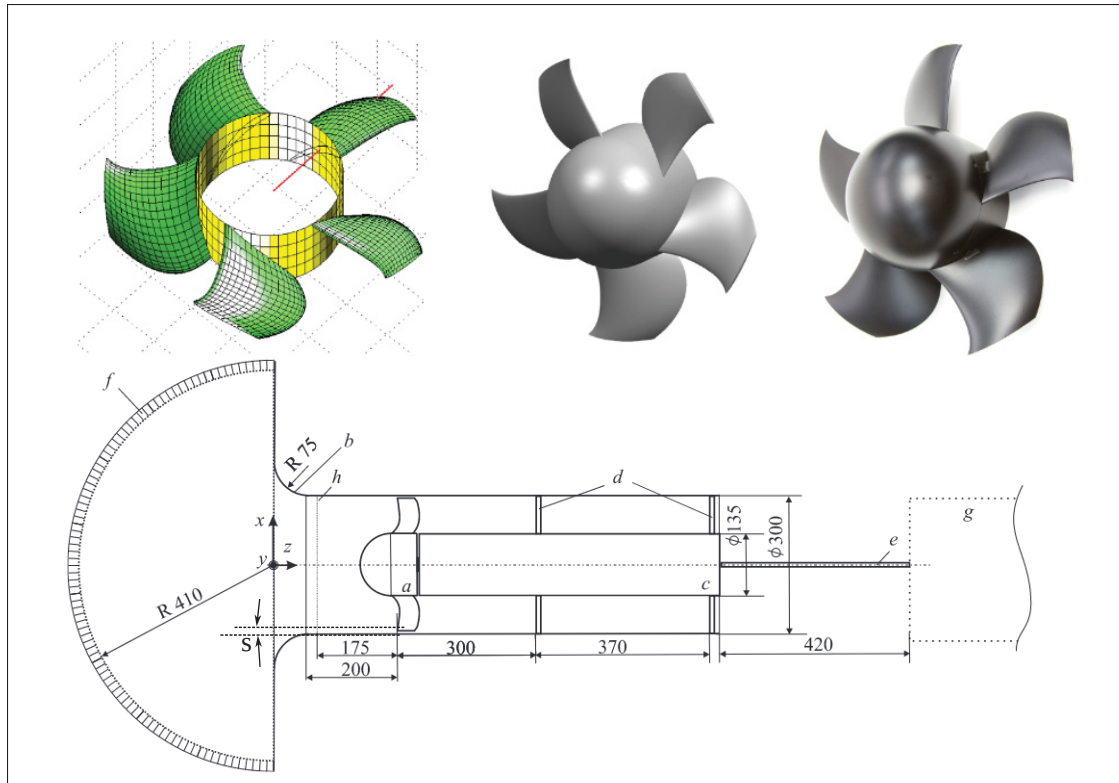


Figure 2.14 Ventilateur axial USI7 et paramètres de conceptions
extrait de Carolus *et al.* (2015)

du rotor. Les parties tournantes sont montrés en bleu dans la Figure 2.15. En sortie, la pression statique ambiante est appliquée sur cette surface en vert dans la Figure 2.15.

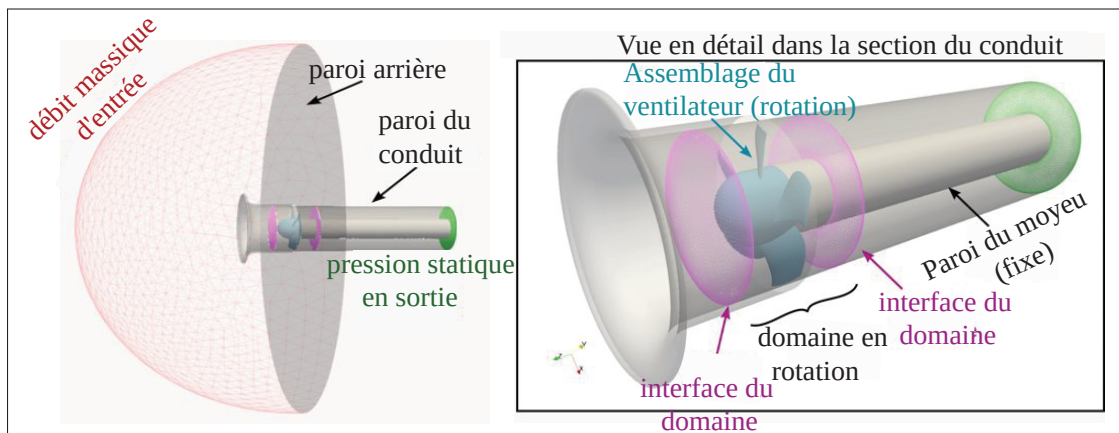


Figure 2.15 Domaine de calcul de la configuration numérique USI7
extrait de Sanjosé & Pépin (2022)

Une étude de convergence en maillage a été effectuée par Sanjosé & Pépin (2022). Dans cette thèse, les résultats présentés sont obtenus pour le maillage *V2*, illustré à la Figure 2.16. Pour ce maillage composé de prismes et de tétraèdres, on décompte 5×10^6 d'éléments dans la région d'entrée, 9×10^6 d'éléments dans la région de sortie et 68×10^6 d'éléments dans la région du rotor. La résolution de paroi (y^+) est autour de 4 en moyenne sur la surface de la pale. Ce maillage est aussi assez raffiné proche du jeu, sur la paroi du conduit et sur les bords d'attaque et de fuite. Pour les simulations, le coefficient de débit d'entrée du fluide est varié entre 0.145 et 0.195.

Les simulations sont ainsi effectuées avec le schéma d'advection *High resolution* du solveur incompressible de ANSYS CFX 2019.R2.

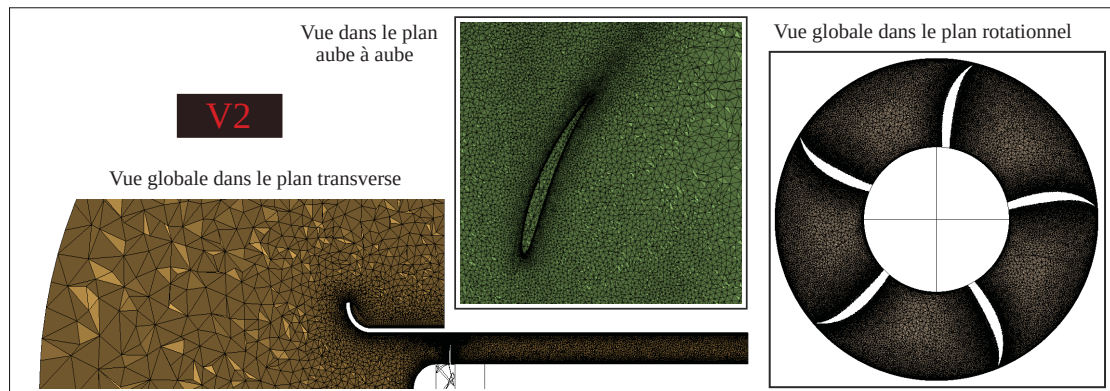


Figure 2.16 Maillage du domaine de calcul de la configuration numérique USI7
extrait de Sanjosé & Pépin (2022)

Les différents maillages et paramètres numériques utilisés pour les simulations de la configuration USI7 sont résumés dans le tableau 2.3.

Tableau 2.3 Résumé des différents paramètres utilisés pour la simulation USI7

Configurations	USI7
Méthode numérique	RANS
Domaine de calcul	Rotor complet
Maillage	V2
Modèle de turbulence	$k - \omega$ SST
Type de simulation	Stationnaire
Solveur Ansys	CFX 2019.R2
Jeu %	4% c
Point d'opération	$\phi \in [0.145; 0.195]$

2.5.3 Plans de coupe de la configuration USI7

Pour la réalisation des post-traitements sur la configuration USI7, des coupes circonférentielles et des positions d'extraction sur la pale sont réalisées. Les positions d'extraction sur la pale sont effectuées à $h^* = 10\%$ et $h^* = 90\%$ avec $h^* = \frac{r-R_m}{R_j-R_m}$ qui représente la hauteur de la veine et varie entre 0 et 1. R_j est le rayon au jeu et R_m est le rayon au moyeu. Les positions d'extraction sont illustrées à la Figure 2.17 (gauche). Le plan de coupe rotationnel présenté à la Figure 2.17(droite) permet quant à lui de prendre en compte les effets du jeu sur les champs aérodynamiques, à travers des visualisations de contours de (vitesse, pression, et de turbulence).

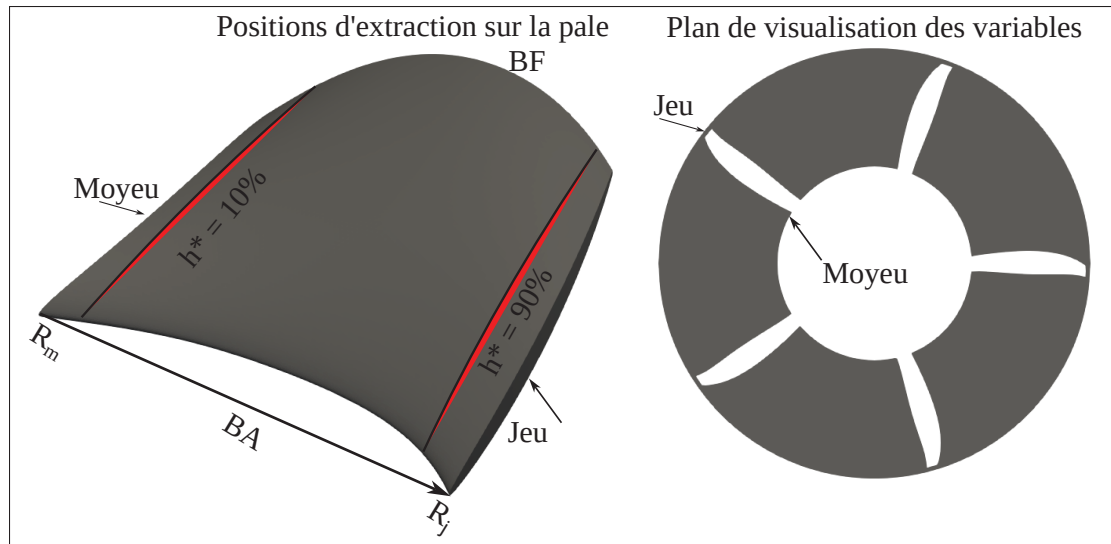


Figure 2.17 Les position d'extraction et de visualisation des variables pour la configuration USI7 : Positions d'extraction (gauche) ; Plan rotationnel (droite)

2.6 Post-traitement

Dans cette section, les différentes grandeurs utilisées pour réaliser le post-traitement de cette thèse sont brièvement décrites.

2.6.1 Pertes

Pour explorer les différentes sources de pertes et leur contribution en fonction du coefficient de débit dans les configurations traitées, deux façons d'estimer les pertes sont mis en avant dans cette thèse : l'approche flux de pression totale « $P_0 \text{ flux}$ » et l'approche taux d'entropie dans le volume « $\dot{s} \text{ volume}$ »

2.6.1.1 Le flux de pression totale P_0 « $P_0 \text{ flux}$ »

La première approche se base sur l'évaluation des flux de pression totale à partir des équations décrites dans Denton (1993) et Lakshminarayana (1996). Sous les hypothèses d'écoulement adiabatique et incompressible, l'augmentation d'entropie $\Delta s_{1 \rightarrow 2}$ de l'écoulement entre le plan

d'entrée plan 1 et le plan de sortie plan 2 peut être directement mesurée au premier ordre grâce à la diminution de pression totale entre ces plans, comme exprimé dans l'expression (2.30), où R est la constante des gaz parfaits, $P_{0,1}$ et $P_{0,2}$ représentent la moyenne de la pression totale pondérée par le débit massique aux plans 1 et 2.

$$\frac{\Delta s_{1 \rightarrow 2}}{R} = \frac{P_{0,1} - P_{0,2}}{P_{0,1}} \quad (2.30)$$

Pour estimer le coefficient des pertes, 2 plans de coupes sont pris. Ces plans sont illustrés sur la Figure 1.5.

On définit alors le coefficient de pertes ζ en fonction des pertes de pression totale $P_{0,1} - P_{0,2}$ et de la pression dynamique de référence prise à l'amont selon l'expression (2.31).

$$\zeta = \frac{P_{0,1} - P_{0,2}}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (2.31)$$

Puisque les effets dissipatifs et visqueux qui participent aux pertes dans l'écoulement ne sont pas des effets locaux, l'ensemble des quantités considérées dans (2.31) sont des moyennes pondérées par le débit massique. Ainsi $P_{0,i}$ la pression totale exprimée au plan d'indice i correspond à la moyenne du flux massique de pression totale p_0 traversant une section de plan S_i qui se calcule selon l'expression (2.32).

$$P_{0,i} = \frac{1}{\dot{m}} \iint_{S_i} \rho u p_0 dS \quad \text{avec} \quad \dot{m} = \iint_{S_i} \rho u dS \quad (2.32)$$

Avec $\dot{m} = \iint_{S_i} \rho u dS$ qui représente le débit massique qui traverse la section S_i au plan i . Il est fondamental de noter que ce modèle d'estimation des pertes de Denton (1993) est capable de prendre en compte les complexités, comme la géométrie, les zones de séparation massives et les effets d'instabilités, qui surgissent dans certaines configurations.

2.6.1.2 Taux volumique de production d'entropie « \dot{s} volume »

L'autre approche pour estimer les pertes correspond à l'approche de génération du taux d'entropie local. Cette génération d'entropie causée par l'énergie cinétique turbulente est calculée à partir de la viscosité turbulente μ_t estimée par le modèle RANS utilisé (Fiore *et al.*, 2021).

$$\dot{s} = \frac{1}{C} (\mu - \mu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.33)$$

Le coefficient des pertes ζ est ensuite défini par l'équation (2.34) à partir de l'intégrale de la génération du taux d'entropie dans tout le volume entre les plans 1 et 2.

$$\zeta = \frac{\rho C \iiint_V \dot{s} dv}{\dot{m} (P_{0,1} - P_1)} \quad (2.34)$$

Les équations (2.31) et (2.34) sont utilisées pour estimer les pertes généralisées sur les différentes configurations qui sont étudiées dans cette thèse. Elles sont confrontées au modèle de Deveaux *et al.* (2020) pour la validation de l'extension du modèle.

2.6.2 Les performances

Les performances en turbomachines sont étudiées pour comprendre la manière dont les compresseurs et les ventilateurs marchent afin de transformer l'énergie fluide en énergie mécanique (Lakshminarayana, 1996; Chen, 2011). Ces performances peuvent être évaluées à travers plusieurs paramètres tels que :

- Rendement global (η) : le rendement global est un paramètre global qui permet d'estimer la performance des ventilateurs ou des compresseurs. Il tient en compte la contribution des pertes liées à l'écoulement de jeu, à la turbulence, au sillage et aux interactions des parois avec le fluide. L'évaluation du rendement a pour but de produire le maximum d'énergie tout

en minimisant les pertes. Il peut être ainsi exprimé par :

$$\eta = 1 - \frac{P_{0,1} - P_{0,2}}{P_{0,1} - P_1} \quad \text{puis} \quad \eta = 1 - \zeta \quad (2.35)$$

$P_{0,1}$ et $P_{0,2}$ représentent la moyenne de la pression totale pondérée par le débit massique en position 1 et 2. P_1 représente la moyenne de la pression statique pondérée par le débit massique en position 1.

- Élévation de la pression (ψ) : L'élévation de pression est aussi un autre paramètre d'estimation des performances pour les ventilateurs et compresseurs. Elle permet d'améliorer l'efficacité des compresseurs et est définie par :

$$\psi = \frac{P_2 - P_1}{P_{0,1} - P_1} \quad (2.36)$$

- Coefficient de débit (ϕ) : Pour les compresseurs et ventilateurs, le coefficient de débit (ϕ) est un paramètre souvent employé pour caractériser le débit d'un fluide à travers le compresseur, dépendant de plusieurs paramètres comme la vitesse et la taille de la machine.

$$\phi = \frac{\dot{m}}{\frac{\pi^2}{4} \rho D^3 \Omega} \quad (2.37)$$

Dans la suite de cette thèse, ces paramètres de performances (ϕ , η , ψ) seront utilisés pour analyser et caractériser les configurations qui seront étudiées.

2.6.3 Grandeurs statistiques

Pour un écoulement turbulent, les grandeurs physiques sont estimées en termes de moyenne ou bien en termes d'écart type. En utilisant le champ aléatoire $g(t)$ sur une période T_0 par exemple, la définition de la moyenne temporelle, du *root mean square* (*rms*) et des fluctuations de cette grandeur sont obtenus à partir des estimations suivantes :

$$\bar{g} = \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} g(t) dt \right) \quad (2.38)$$

$$g_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} g(t)^2 dt} \quad (2.39)$$

$$g_{std} = g'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} g'(t)^2 dt} \quad (2.40)$$

Après quelques manipulations et simplifications, le *root mean square* des fluctuations ou écart type (déviations standard) est obtenu à partir de la relation suivante :

$$g_{std} = g'_{rms} = \sqrt{g_{rms}^2 - \bar{g}^2} \quad (2.41)$$

Dans la suite, g sera remplacé par les grandeurs physiques tels que : la pression (p), les composantes de vitesse (u , v , w), l'énergie cinétique turbulente (k) etc ... De cette manière, il est possible de définir les variables qui sont utilisées dans la suite de cette thèse.

Le coefficient de pression statique instantané (C_p) permet de quantifier le chargement aérodynamique à chaque instant de l'écoulement. Ce paramètre tient en compte l'effet passager de certains phénomènes instationnaires.

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{p_{dyn}} \quad (2.42)$$

Avec $p_{dyn} = \frac{1}{2}\rho U_0^2$ la pression dynamique de référence, p_{ref} , U_0 et ρ les valeurs de référence de pression statique, vitesse et masse volumique mesurées à l'entrée du domaine.

Le coefficient de pression statique moyen ($\overline{C_p}$) permet de quantifier la moyenne du chargement aérodynamique. C'est un paramètre très important pour évaluer les performances.

$$\overline{C_p} = \frac{\overline{p} - p_{ref}}{p_{dyn}} \quad (2.43)$$

Le coefficient de pression statique fluctuant ($C_{p'_{rms}}$) permet d'évaluer les petites variations de la pression instantanée. Il montre les zones les plus instables de l'écoulement.

$$C_{p'_{rms}} = \frac{p'_{rms}}{p_{dyn}} \quad (2.44)$$

Les composantes moyennes de la vitesse seront nommées \bar{u} , \bar{v} et \bar{w} respectivement pour les directions (X,Y,Z). Et les composantes de la partie fluctuante provenant de la résolution de la turbulence seront appelées u'_{rms} , v'_{rms} et w'_{rms} respectivement dans les directions (X,Y,Z). Les normes de la vitesse moyenne et des fluctuations sont ainsi estimées respectivement à partir des relations suivantes :

$$\bar{U} = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2} \quad (2.45)$$

$$U'_{rms} = \frac{1}{3} \sqrt{u'^2_{rms} + v'^2_{rms} + w'^2_{rms}} \quad (2.46)$$

Ces quantités seront ainsi évaluées à différents endroits de l'écoulement comme le sillage, les couches limites, et dans les zones proches du jeu afin de caractériser l'écoulement de jeu.

L'énergie cinétique turbulente totale (k) permet d'estimer la quantité d'énergie associée aux mouvements turbulents d'un écoulement turbulent. En simulation instationnaire avec l'approche SBES, cette énergie peut être décomposée en deux parties : l'énergie non résolue ou modélisée (k_{RANS}) et l'énergie résolue par le calcul au cours du temps ($k_{résolue}$). L'énergie cinétique turbulente résolue est obtenue à partir de l'expression suivante :

$$k_{résolue} = \frac{1}{2} \left(u'^2_{rms} + v'^2_{rms} + w'^2_{rms} \right) = \frac{3}{2} U'^2 \quad (2.47)$$

L'énergie cinétique turbulente totale est ainsi définie par :

$$k = k_{RANS} + k_{résolue} \quad (2.48)$$

Dans les statistiques on peut également définir les coefficients des composantes de la résultante des forces (C_X , C_Y , C_Z) et le couple résultant (C_Q) autour de la pale. Ces coefficients correspondent à l'intégrale des efforts de pression statique sur toute l'envergure H de la pale normalisé par les efforts provenant de la pression dynamique amont intégrée également sur la surface de la pale. Ces coefficients sont définis comme :

- Coefficient de l'effort axial (X)

$$C_X = \frac{F_X}{p_{dyn}cH} \quad (2.49)$$

- Coefficient de l'effort vertical (Y)

$$C_Y = \frac{F_Y}{p_{dyn}cH} \quad (2.50)$$

- Coefficient de l'effort transverse (Z)

$$C_Z = \frac{F_Z}{p_{dyn}cH} \quad (2.51)$$

- Coefficient du moment autour de (Y)

$$C_Q = \frac{T_Y}{p_{dyn}cH^2} \quad (2.52)$$

2.6.4 Identification du tourbillon de jeu par le critère Q et l'hélicité.

Le critère Q de Hunt, Wray & Moin (1988), qui correspond au second invariant du tenseur des gradients de vitesse est obtenu à partir de la formule suivante :

$$Q = \frac{1}{2}(\|\omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (2.53)$$

avec S représentant le tenseur symétrique du gradient des vitesses et ω le tenseur antisymétrique du gradient des vitesses. Cette formule permet de traduire en effet, la dominance des vorticités sur le cisaillement de l'écoulement. Le critère $Q > 0$ identifie les tourbillons. Ces régions correspondent également aux points où le minimum de pression statique est identifié (Chakraborty, Balachandar & Adrian, 2005). Le critère sur $Q > 0$ reste une condition nécessaire, mais non suffisante pour l'identification du centre de tourbillon. Pour le modèle de Deveau *et al.* (2020), il est nécessaire de déterminer le centre du tourbillon de jeu. On localisera le minimum de pression au centre des zones où $Q > 0$ a une valeur seuil.

Pour identifier le sens de rotation des tourbillons de l'écoulement de jeu, les iso-surfaces peuvent être colorées par l'hélicité. C'est le produit scalaire des champs de vitesse et de vorticité. Pour un écoulement, l'hélicité est déterminée à partir du champ de vitesse U et du champ de vorticité Ω . L'hélicité normalisée est définie par l'équation suivante :

$$H_n = \frac{\vec{U} \cdot \vec{\omega}}{\|\vec{U}\| \|\vec{\omega}\|} \quad (2.54)$$

2.6.5 Analyse spectrale

Les densités spectrales de puissance (DSP) sont des outils d'analyse fréquentielle régulièrement utilisés en traitement du signal et en analyse spectrale (Stoica & Moses, 2005; Smith, 2013). Leur rôle est d'analyser la manière dont la puissance d'un signal se distribue sur différentes fréquences. En pratique, la DSP sert à identifier les fréquences dominantes d'un signal (vibrations, bruit, modes structuraux, etc..). La DSP est adoptée dans cette thèse, pour l'identification des fréquences dominantes provenant des instationnarités de l'écoulement de jeu, pour les points de fonctionnement en proche décrochage.

Soit $s(t)$ un signal aléatoire et continu sur une durée d'acquisition T_0 . Ce signal est supposé remplir toutes les propriétés d'un signal provenant d'un champ instationnaire provoqué par l'agitation turbulente. On définit Z la puissance instantanée du signal $Z(t) = |s(t)|^2$. En procédant par une transformée de Fourier du signal temporel, on peut définir le signal fréquentiel par :

$$\hat{s}(f) = \int_0^{T_0} s(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (2.55)$$

où i est le nombre imaginaire pur tel que $i^2 = -1$

À partir de l'équation (2.55), la densité spectrale de puissance (DSP) est définie par :

$$DSP = Z_{ss}(f) = |\hat{s}(f)|^2 \quad (2.56)$$

$Z_{ss}(f)$ représente donc la puissance du signal générée par la fréquence f . La DSP telle que définie précédemment contient des fréquences négatives qui ne sont pas physiques. On l'appelle représentation bilatérale. Comme la DSP est une fonction symétrique, les fréquences négatives sont superflues puisque $Z_{ss}(-f) = Z_{ss}(+f)$. En pratique, on utilise donc plutôt la représentation unilatérale définie pour $f \geq 0$.

Les densités spectrales de puissance (DSP) sont en pratique calculées via la méthode des périodogrammes de Welch (1967) à partir des signaux de pression et de vitesse temporels fournis par les simulations instationnaires de l'écoulement de jeu. La bibliothèque Scipy signal de Python offre la fonction Welch, qui fournit la DSP unilatérale pour un signal réel. Le signal de $12T_c$ est découpé en fenêtre d'environ $2T_c$. Le fenêtrage de Hanning (Proakis, 2007) est utilisé avec un recouvrement de 66%, ce qui permet d'éviter les effets néfastes de troncature sur le DSP comprenant de nombreuses fréquences.

Un échantillonnage à 77 kHz correspondant à un pas de temps de $dt = 1.3 \times 10^{-5}$ s est adopté pour la réalisation de la DSP pour les calculs SBES. La DSP est réalisée sur une période de simulation totale $T_0 \geq 12T_c$ conduisant à une résolution fréquentielle de 80 Hz. Dans cette thèse, la DSP de la vitesse et de la pression est représentée par un diagramme log-log, comme suggéré dans la plupart du temps dans la littérature.

2.6.6 Fonction de corrélation

Dans la description statistique de phénomènes physiques tels que la turbulence, la fonction de corrélation est le moment d'ordre 2, qui permet de quantifier le degré de corrélation entre 2 signaux mesurés en deux points et/ou à deux instants différents. Cela revient à calculer le degré de ressemblance entre ces 2 grandeurs en introduisant des décalages par le délai τ . Dans notre cas ici, on utilise les corrélations temporelles croisées en deux points pour mesurer le degré de ressemblance entre deux signaux de la même grandeur en deux positions distinctes. En identifiant le maximum d'amplitude, cela permet d'estimer le temps (τ) pour qu'une information

contenue dans les fluctuations d'un signal aléatoire se propage dans l'espace d'une position à l'autre. Soit s_1 et s_2 deux signaux mesurés à la position 1 et 2, la corrélation s'écrit :

$$R_{s'_1 s'_2}(\tau) = \frac{\overline{s'_1(t) s'_2(t + \tau)}}{\sqrt{\overline{s'^2_1(t)}} \sqrt{\overline{s'^2_2(t + \tau)}}} \quad (2.57)$$

Ces corrélations croisées seront appliquées dans l'écoulement de jeu pour analyser la manière dont les instationnarités se propagent dans le jeu.

2.6.7 Analyse modale de l'écoulement de jeu

La turbulence joue un rôle sur la déstabilisation et la dissipation du tourbillon de jeu. C'est donc la raison pour laquelle dans cette thèse la décomposition orthogonale aux valeurs propres et la décomposition modale dynamique seront utilisées pour analyser les formes spatiales (modes) des structures les plus énergétiques de l'écoulement de jeu et d'en évaluer leur dynamique.

2.6.7.1 La décomposition orthogonale aux valeurs propres ou (POD)

La POD est une technique qui s'appuie sur un traitement statistique du signal et l'extraction d'une certaine cohérence ou organisation, qui permet de caractériser la dynamique de ce signal et éventuellement de prédire son évolution temporelle. La POD fournit une base optimale du point de vue énergétique pour représenter l'écoulement instationnaire. Un nombre de modes relativement peu élevé permet alors de capturer les aspects essentiels de l'écoulement. En d'autres termes, la POD permet de mettre en avant les structures turbulentes les plus énergétiques de l'écoulement instationnaire (Taira *et al.*, 2017). Cependant, elle nécessite une énorme accumulation de données pour synthétiser les phénomènes dominants. Pour introduire l'application de la POD, on s'appuie sur Taira *et al.* (2017) qui considère un champ aléatoire $g(x_j, t)$ et sa moyenne temporelle non nulle $\bar{g}(x_j)$. Les composantes de la vitesse ou la pression provenant de l'écoulement peuvent être utilisées. L'objectif ici est de construire une base $\Phi_i(x_j, t)$ qui sera adaptée au champ aléatoire

$g(\xi, t)$ de sorte que, le champ des fluctuations s'écrit comme :

$$g'(x_j, t) = g(x_j, t) - \bar{g}(x_j) = \sum_i a_i \Phi_i(x_j, t) \quad (2.58)$$

où $\Phi_i(x_j, t)$ et a_i représentent les modes et les coefficients d'expansion respectivement. x_j est dénoté comme un vecteur d'espace. Sachant que pour la POD, seul les modes énergétiques sont évaluées (Taira *et al.*, 2017), les variables temporelle et spatiale peuvent être séparés dans l'équation (2.58) pour donner :

$$g'(x_j, t) = g(x_j, t) - \bar{g}(x_j) = \sum_i a_i(t) \Phi_i(x_j) \quad (2.59)$$

La séparation des variables temporelle et spatiale permet ainsi de définir une base orthogonale $\Phi_i(x_j)$ avec différents niveaux énergétiques Λ_i et coefficients temporels $a_j(t)$. Les fluctuations provenant des champs de l'écoulement décrites par l'équation (2.59), sont ainsi exposées comme une combinaison linéaire de modes et leurs coefficients temporels.

À partir de cet instant, l'objectif est de trouver des vecteurs de base optimaux qui peuvent représenter mieux les données. Identifiant que, c'est un problème à valeur propre (Eckart & Young, 1936), la solution peut alors être déterminée en trouvant les vecteurs propres Φ_i associées aux valeurs propres Λ_i dans la base $\Phi_i(x_j)$ de telle sorte que :

$$R\Phi_i = \Lambda_i\Phi_i, \quad \Phi_i \in \mathbb{R}^n, \quad \Lambda_1 \geq \dots \geq \Lambda_n \geq 0 \quad (2.60)$$

Où R qui représente la matrice d'autocorrelation du vecteur de fluctuation $g'(t)$ peut être définie par :

$$R = \sum_{i=1}^m g'(t_i) g'^T(t_i) = GG^T \in \mathbb{R}^{n \times m} \quad (2.61)$$

Où la matrice G représente les m données instantanées du champ de fluctuation groupées sous forme de matrice de taille $n \times m$

$$G = [g'(x_n, t_1) \quad g'(x_n, t_2) \quad \dots \quad g'(x_n, t_m)] \in \mathbb{R}^{n \times m} \quad (2.62)$$

Pour la méthode directe, la taille n de la matrice d'autocorrélation dépend de la dimension spatiale du problème résolu. Pour les données de l'écoulement d'un fluide, n est en général très grand et dépend ainsi du nombre de maille utilisé dans les domaines de simulation. Étant donné que la base $\Phi_i(x_j)$ recherchée est orthogonale, cela implique que toutes les modes obtenues à partir de la base $\Phi_i(x_j)$ sont orthogonales et vérifient la relation d'orthogonalité suivante :

$$\langle \Phi_i, \Phi_k \rangle = \int_V \Phi_i \cdot \Phi_k dV = \delta_{ik} \quad i, k = 1, \dots, n \quad (2.63)$$

Supposons maintenant que l'on cherche à appliquer la POD pour un champ d'écoulement à 1 dimensions ($dim = 1$) résolu sur une grille comportant P points. La dimension du problème est alors $n^2 = (dim \times P)^2$. Pour des maillages très importants, comme on a l'habitude de le voir en mécanique des fluides numériques, la dimension du problème peut être très importante pour disposer le mémoire nécessaire à cet effet. C'est pour cette raison que Sirovich (1987) propose une autre version basée sur la version originale ou classique. Cette version s'appelle la méthode des échantillons (snapshots method). Elle permet de ne pas résoudre le système sur la grille de points, mais sur l'ensemble des échantillons utilisées pour reconstruire le tenseur d'autocorrélation. De ce fait, la matrice des autocorrélations s'écrit comme $R_s = G^T G$ au lieu de $R = G G^T$. La taille du nouveau problème à résoudre est de m^2 que l'on doit comparer ainsi avec la taille du problème originale $(dim \times P)^2$. Cette méthode est très pratique car elle permet de résoudre les structures turbulentes de manière graphique. Les échantillons sont directement constitués par des visualisations de l'écoulement. La POD n'étant pas capable de ranger les modes en termes d'importance de la dynamique, pour cette raison une décomposition modale dynamique (DMD) sera réalisée pour comprendre la dynamique de l'écoulement de jeu.

2.6.7.2 La décomposition modale dynamique (DMD)

La décomposition en mode dynamique, ou DMD (Taira *et al.*, 2017), est un processus qui peut caractériser l'évolution de systèmes non linéaires complexes à partir de l'évolution de systèmes linéaires dimensionnellement réduits. En d'autres termes, elle permet de décomposer les données résolues dans le temps en modes, et chaque mode ayant une fréquence d'oscillation

caractéristique unique et un taux de croissance/décroissance. Comme expliqué par Tissot, Cordier, Benard & Noack (2014), elle est basée sur la décomposition d'un opérateur linéaire qui approxime le mieux la dynamique cachée dans les données. De par son aspect spatio-temporel, la décomposition modale dynamique permettra d'identifier les structures cohérentes d'un écoulement et leur dynamique à partir des données. Comme la POD, l'objectif de la DMD est de trouver les valeurs propres et les modes propres à partir des échantillons de données séparées par un intervalle de temps. Après la collection des échantillons, les données sont rangées dans des matrices G et G^+ de tel sorte que :

$$\begin{cases} G = [g'(t_1) & g'(t_2) & \dots & g'(t_m)] \in \mathbb{R}^{n \times m} \\ G^+ = [g'(t_2) & g'(t_3) & \dots & g'(t_{m+1})] \in \mathbb{R}^{n \times m} \end{cases} \quad (2.64)$$

Pour la DMD, la relation entre les échantillons de données est décrite par une combinaison linéaire tel que :

$$G^+ = AG \quad (2.65)$$

La matrice A peut être définie par $A = G^+G^{-1}$, avec G^{-1} appelé la matrice pseudo inverse de G . Les valeurs propres et modes de la décomposition modale dynamique sont donc des valeurs propres et vecteurs propres de la matrice A . Donc les valeurs propres μ_i qui solutionnent la matrice A dans l'équation (2.65) sont données par :

$$\Lambda_i = \frac{1}{\Delta t} \log(\mu_i) \quad (2.66)$$

Avec Δt le délai entre 2 échantillons de (2.64). En utilisant cette relation (2.66), les taux de croissance/décroissance et les fréquences des modes DMD peuvent être déduits en examinant les composantes réelle et imaginaire de Λ_i . Dans cette thèse, la librairie Antares du CERFACS (2024) est utilisée pour effectuer la DMD.

CHAPITRE 3

INFLUENCE DU POINT DE FONCTIONNEMENT SUR L'ÉCOULEMENT DE JEU

Ce chapitre se concentre sur la simulation numérique de l'écoulement de jeu de la configuration de grille de VT. L'objectif de cette étude est de réaliser une analyse aérodynamique en fonction du coefficient de débit ϕ , afin d'identifier le phénomène des pertes, mais aussi de caractériser l'apparition des effets instationnaires qui sont à l'origine du phénomène de décrochage. À l'aide de la base de données expérimentales et numériques disponibles, les estimations des méthodes RANS et SBES seront validées au point de rendement optimal.

3.1 Validation de la configuration numérique au point de rendement optimal

Dans cette section, l'objectif est de valider les résultats aérodynamiques provenant des calculs RANS et SBES avant la suite de ce rapport. Pour cela, les résultats de la configuration numérique de cette thèse sont comparés à d'autres méthodes telles que : les résultats de la SGE de Koch (2021) et les résultats expérimentaux de Muthanna (1998), Wang & Devenport (2004) et de Intaratep *et al.* (2006). La validation des approches RANS et SBES se feront sur des positions d'extractions stratégiques, comme en amont de la pale, sur la pale, le sillage et proche du jeu.

3.1.1 Écoulement à mi-envergure

Dans cette partie, la visualisation de l'écoulement dans la grille est mise en évidence. Ce qui permet ainsi d'évaluer la capacité des méthodes RANS et SBES à reproduire l'écoulement à mi-envergure. Pour cela, une disposition aube-à-aube des pales de la grille est choisie pour assurer une bonne compréhension de l'écoulement. De plus, les contours du module de la vitesse moyenne (\bar{U}) et de l'énergie cinétique turbulente totale (k) sont montrés à mi-envergure, c'est à dire à $50\%H$ proche du jeu.

La Figure 3.1 représente la comparaison du module de la vitesse moyenne (\bar{U}) à $50\%H$ proche du jeu entre les méthodes RANS, SBES et la SGE de Koch (2021). Sur la Figure, on peut constater que l'écoulement autour du profil n'est pas affecté par les effets du jeu pour les 3 méthodes

(RANS, SBES, SGE). Les sillages obtenus avec les méthodes RANS et SBES, identifiés sur les Figures 3.1(a, b), restent plus larges et marqués, ce qui est en effet lié au décollement de la couche limite sur le côté extrados proche du bord de fuite de la pale. Le déficit de vitesse observé dans le sillage proche est plus important avec RANS et SBES que celui de la SGE. Pour la SGE de la Figure 3.1(c), une dissipation liée au déraffinement du maillage dans le sillage lointain (au delà du plan 2) est observée. Les approches RANS et SBES ont une meilleure capacité sur maillage grossier comme c'est le cas dans cette zone aval.

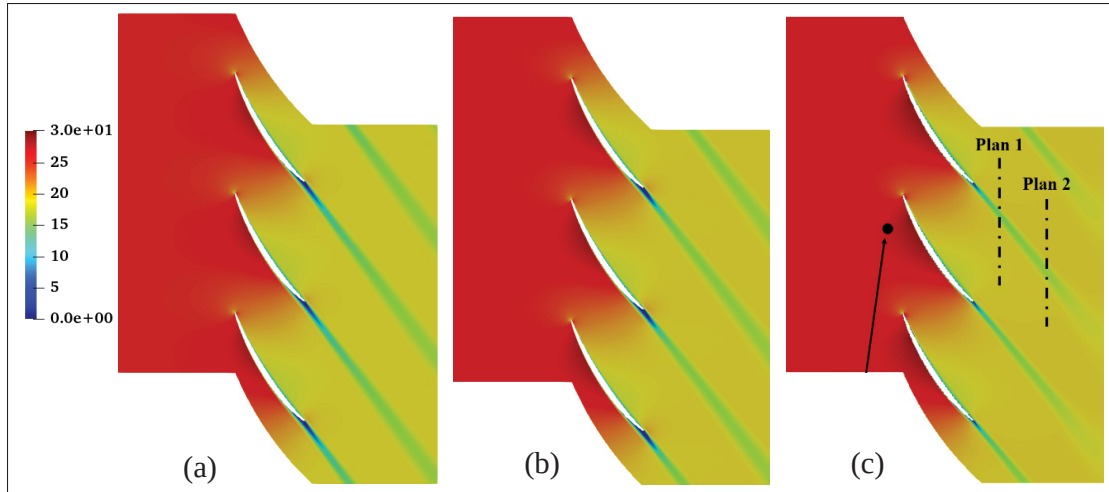


Figure 3.1 Comparaison du module de la vitesse moyenne (\bar{U}) prise à 50%H proche du jeu - (a) : RANS ; (b) : SBES ; (c) : SGE tirée de Koch (2021)

Sur la Figure 3.2, la comparaison de l'énergie cinétique turbulente totale (k) est ainsi visible pour les 3 méthodes (RANS, SBES, SGE). Pour le modèle SBES, l'énergie cinétique turbulente totale (k) correspond à la somme des énergies cinétiques modélisée (k_{RANS}) et résolue ($k_{résolue}$), tandis que pour le modèle RANS, toute la turbulence est modélisée et donc l'énergie cinétique turbulente totale équivaut à l'énergie cinétique turbulente modélisée (k_{RANS}). Enfin, pour la SGE, 80% de la turbulence étant résolue, l'énergie cinétique totale (k) reste quasiment pareille que l'énergie cinétique turbulente résolue ($k_{résolue}$) qui est celle qui est fournie par Koch. En comparant l'énergie cinétique turbulente totale (k) des 3 méthodes, on peut globalement et de manière qualitative déduire que, les résultats restent en accord pour les 3 approches. La SGE de Koch (2021) reste néanmoins moins fort en termes d'énergie cinétique turbulente totale k dans

le sillage lointain en raison du grossissement du maillage dans le sillage. On remarque également que dans la zone du bord de fuite, les approches SBES et SGE présentent un grand niveau de k , car c'est une zone de décollement qui est en interaction avec les tourbillons d'échappement.

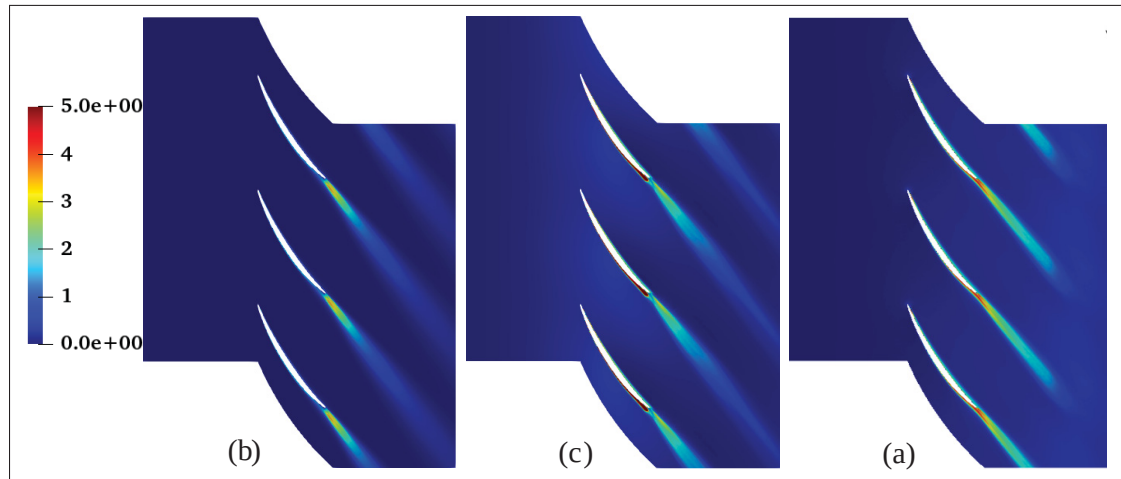


Figure 3.2 Comparaison de l'énergie cinétique turbulente totale (k) 50% H proche du jeu - (a) : RANS ; (b) : SBES ; (c) : SGE tirée de Koch (2021)

Sur la Figure 3.3, l'évolution du coefficient de pression statique moyen ($\overline{C_p}$) issue des différents moyens d'estimation sont tracés. Ces chargements $\overline{C_p}$ ont été pris à 50% H proche du jeu. La valeur x_c^* correspond à l'abscisse curviligne normalisée par la corde c de la pale. Les résultats de la SBES sont bien en accord avec les résultats provenant de Koch (2021) et de Muthanna (1998), sur presque une grande partie de la corde de la pale. Le chargement moyen $\overline{C_p}$ issu de la méthode RANS est en parfait accord avec la méthode SBES, car à mi-envergure (50% H), la méthode SBES se comporte comme la méthode RANS avec l'utilisation du modèle de turbulence ($k - \omega$ SST) de Menter (1994), qui est totalement turbulent. Le chargement moyen $\overline{C_p}$ résultant de la méthode SGE de Koch (2021) quant à lui présente de légère différence comparée aux méthodes RANS et SBES. Cependant, le chargement moyen ($\overline{C_p}$) de la SGE de Koch (2021) est plus proche des résultats expérimentaux de Muthanna (1998), grâce à la résolution presque totale des échelles de la turbulence sur la paroi de la pale. Le calcul SGE étant considéré comme résolu à la paroi permet de justifier le bon chargement de la méthode SGE qui est observé sur la Figure 3.3. La déformation du chargement en $x_c^* = 0.1$ est liée à la présence d'une bande rugueuse, qui

assure la transition (laminaire-turbulente), car l'écoulement est à bas Reynolds (4×10^5) et la transition est primordiale (Koch, 2021). Les méthodes RANS et SBES prédisent plus tôt bien la distribution du chargement moyen $\overline{C_p}$ de la pale à $50\%H$ proche du jeu.

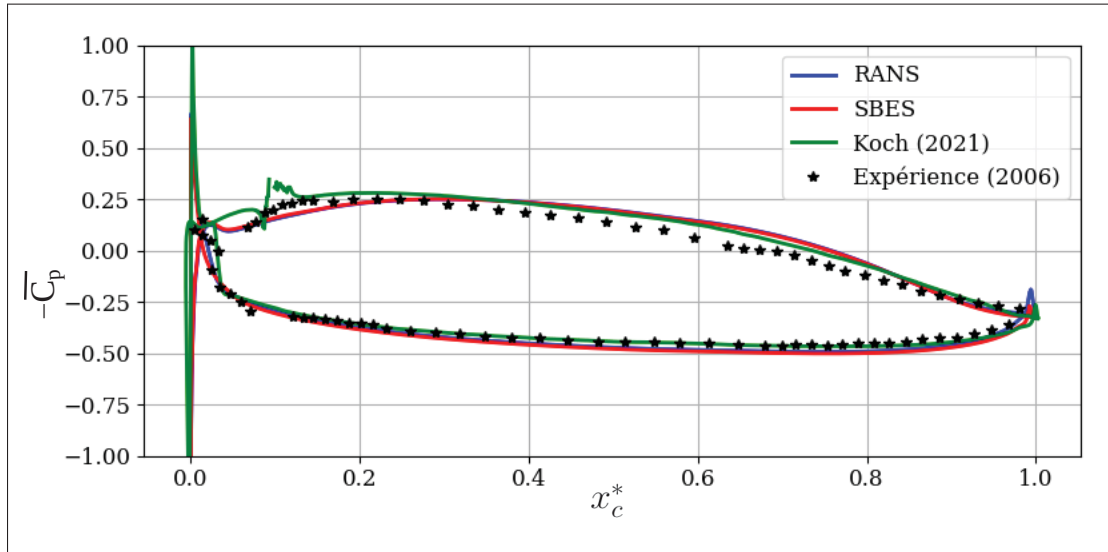


Figure 3.3 Comparaison des coefficients de pression moyen ($\overline{C_p}$) sur la pale à $50\%H$ proche du jeu

Les Figures 3.4(a, b) montrent l'évolution du coefficient de frottement moyen ($\overline{C_f}$) sur l'intrados et sur l'extrados. Les approches RANS, SBES et SGE sont comparées à $50\%H$ proche du jeu. Sur l'extrados, le $\overline{C_f}$ de la SGE montre une grande différence avec les approches RANS et SBES. Cette différence est liée du fait que la SGE est réalisée avec une bande rugueuse, positionnée juste après le bord d'attaque et qui facilite la transition de l'écoulement. Alors que les approches RANS et SBES sont totalement turbulentes sur la pale. Par conséquent, le $\overline{C_f}$ est plus fort pour les approches RANS et SBES que pour la SGE, entre les positions $x_c^* = 0.1$ et $x_c^* = 0.7$. La valeur presque nulle du $\overline{C_f}$ au bord de fuite pour les approches RANS et SBES est attribuée à un début de décollement au niveau du bord de fuite. Sur l'intrados, les approches RANS et SBES sont toujours identiques. La SGE est plus forte entre les positions $x_c^* = 0.2$ et $x_c^* = 1$, traduisant un état de turbulence plus intense que les autres approches, en raison de la modélisation de la bande de rugosité présent dans les campagnes expérimentales (Koch, 2021).

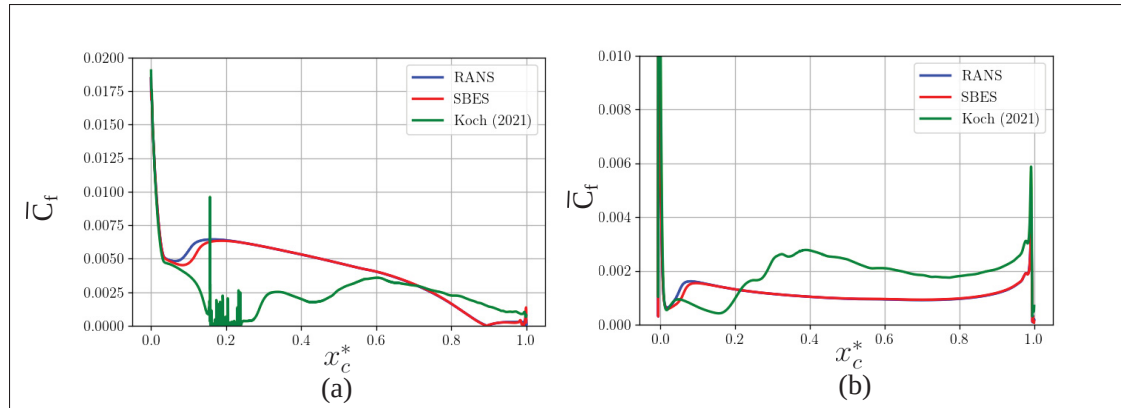


Figure 3.4 Comparaison des coefficients de friction moyen ($\overline{C_f}$) sur la pale à 50%H proche du jeu - (a) : Extrados ; (b) : Intrados

Après une visualisation de l'écoulement dans la grille à 50%H, le module de la vitesse moyenne (\overline{U}) et de l'énergie cinétique turbulente totale (k) sont extraits à 2 positions différentes, afin de quantifier l'activité turbulente produits par les structures turbulentes dans le sillage. Les 2 plans de coupe (plan 1 et plan 2) sont positionnés en $X/c_a = 1.37$ et $X/c_a = 2.06$ respectivement, comme présentés à la Figure 3.1(c). Ces 2 plans sont choisis à l'endroit où les mesures ont été réalisées (voir Figure 2.5). Dans tout le long de cette analyse, le module de la vitesse moyenne (\overline{U}) est normalisé par la vitesse maximale (U_{max}) dans le sillage, tandis que l'énergie cinétique turbulente totale (k) est normalisée par le carré de la vitesse amont de l'écoulement (U_{max}^2). La vitesse U_{max} est extraite à l'extrados du profil, et permet de s'affranchir de la différence de chargement déjà observée sur la Figure 3.3. Les résultats issus des simulations (RANS, SBES et SGE de Koch (2021)) sont comparés avec les mesures de fil chaud effectuées sur les plans de coupe (Muthanna, 1998; Muthanna & Devenport, 2004; Intaratep *et al.*, 2006). Sur la Figure 3.5(a), le module de la vitesse moyenne (\overline{U}) normalisé par la vitesse maximale (U_{max}) en $X/c_a = 1.37$ est présenté. Globalement, les résultats issus des simulations sont en accord avec les mesures expérimentales. La simulation RANS présente un sillage plus large avec un déficit trop important. L'approche SBES quant à elle, est en accord avec les données expérimentales et les résultats de la SGE. La SBES surpasse la méthode RANS dans le sillage. En s'éloignant du bord de fuite de la pale, comme présenté sur Figure 3.5(b), en position $X/c_a = 2.06$, le déficit du module de la vitesse moyenne normalisé diminue jusqu'à atteindre la valeur $\frac{\overline{U}}{U_{max}} = 0.72$,

pour la méthode RANS, ce qui constitue un gain non négligeable. Néanmoins, les résultats RANS restent toujours éloignés des autres simulations (SBES et la SGE de Koch (2021)) et les résultats expérimentaux. Donc, la résolution de la turbulence dans le sillage semble améliorer les résultats de l'écoulement de jeu. Les largeurs de sillage de la Figure 3.5(b) qui sont obtenues au plan 2 semblent plus grandes que celles obtenues au plan 1 de la Figure 3.5(a).

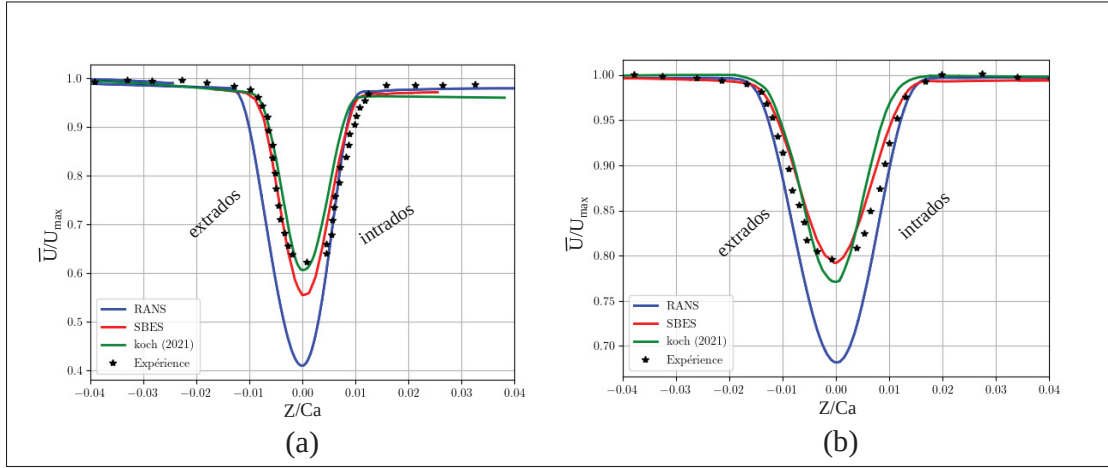


Figure 3.5 Module de la vitesse moyenne normalisée par la vitesse maximale ($\frac{\bar{U}}{U_{max}}$) - (a) : prise au plan 1 ; (b) : prise au plan 2

Dans la même logique, l'énergie cinétique turbulente totale (k) caractéristique du déficit du module de la vitesse maximale est extraite sur les précédents plans (plan 1 et plan 2). L'énergie cinétique turbulente totale produite au plan 1 est quasiment le double de celle produite au plan 2. Les quantités d'énergie cinétique turbulente totale (k) sont ainsi sur-estimées par les simulations numériques au plan 1 et au plan 2, comme on peut l'observer sur les Figures 3.6(a) et 3.6(b). La méthode hybride-SBES, la méthode RANS, la SGE de Koch (2021) et les résultats expérimentaux de Muthanna & Devenport (2004) sont bien similaires en ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente totale dans le sillage. Au plan 1, on observe un seul pic de $\frac{\bar{U}}{U_{max}}$ pour la SBES. Au côté extrados du plan 1, la SBES ne reproduit pas les mêmes valeurs de $\frac{\bar{U}}{U_{max}}$ que les autres approches, ce qui s'explique par un déclenchement tardif de la SGE le long de l'extrados tel que cela peut être identifié dans les contours à mi-envergure de la fonction de raccordement à la Figure 3.17. Plus tard, le maillage est déraffiné et la résolution passe à nouveau en RANS.

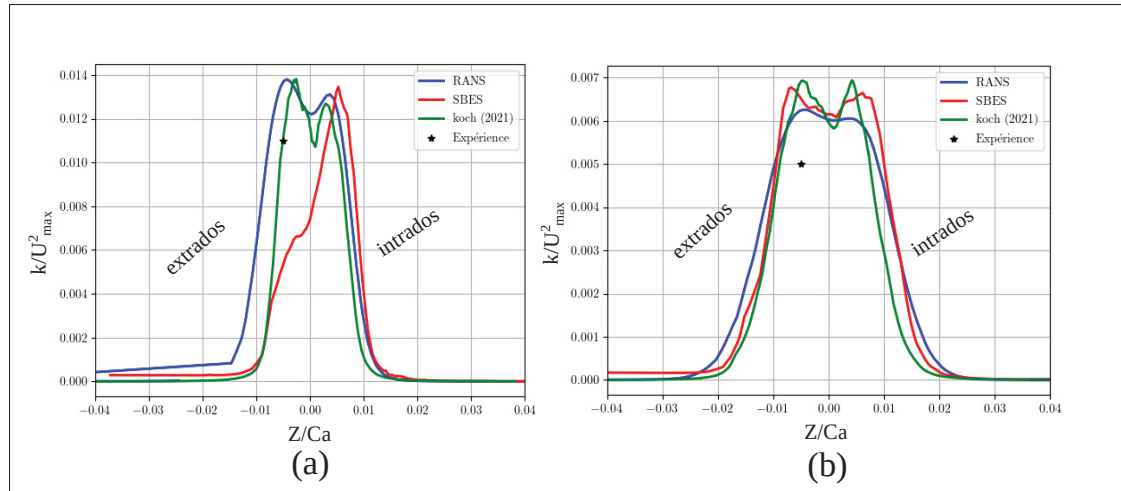


Figure 3.6 L'énergie cinétique turbulente totale normalisée par le carré de la vitesse amont ($\frac{k}{U_{max}^2}$) - (a) : prise au plan 1 ; (b) : prise au plan 2

L'analyse se concentre maintenant sur l'estimation des spectres des trois composantes de vitesse u , v et w dans le plan 2 du sillage ($X/c_a = 2.06$). Une sonde est placée au centre du sillage du plan 2. Les mesures de spectres de vitesse provenant de Muthanna (1998) ont été réalisées avec un anémomètre à fil chaud en $X/c_a = 2.06$. Pour le calcul des spectres numériques, la méthode utilisée est décrite dans la section 2.6.5. Les spectres des différentes composantes de vitesse sont tracés sur la Figure 3.7. Pour chaque figure, les résultats de la méthode SBES, SGE de Koch (2021) et les expérimentaux de Muthanna (1998) sont superposés. L'analyse des spectres montre un pic qui apparaît pour toutes les composantes de vitesse pour la méthode SBES. Comme on peut l'identifier sur les Figures 3.7(a, b, c), ce pic plus marqué pour la SBES est identifié à 600 Hz pour toutes les composantes de vitesse. On retrouve ces pics sur les résultats SGE de Koch (2021) à environ 550 Hz. Les spectres de vitesse suggèrent ainsi qu'il pourrait y avoir des mouvements cohérents dans le sillage, résultant du détachement du tourbillon du bord de fuite de la pale. Cet effet sera analysé avec la DMD dans le chapitre 5. Les résultats sont en effet en accord avec les expériences jusqu'à environ 1000 Hz. Pour les fréquences plus grandes que 1000 Hz, les spectres connaissent un rapide déclin et donc les hautes fréquences ne sont pas résolues par les méthodes de simulations.

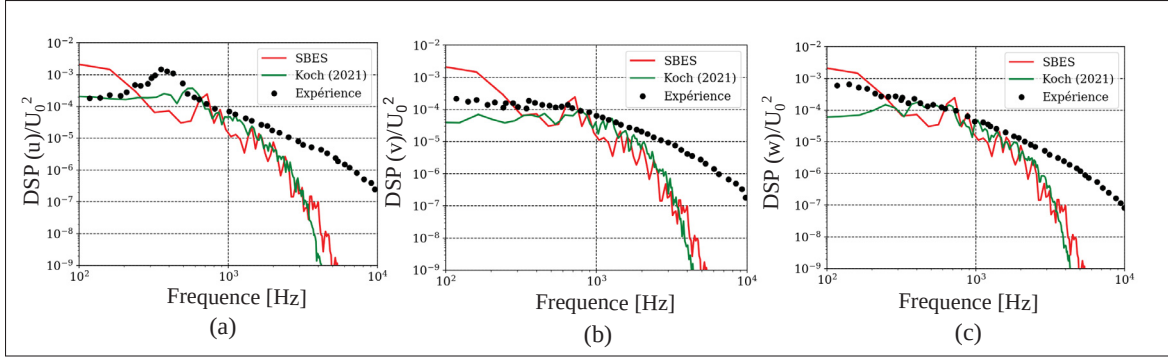


Figure 3.7 Comparaison des spectres de vitesse (SBES, SGE tirée de Koch (2021), expérience extraite de Muthanna (1998))

3.1.2 Écoulement de jeu

Dans cette section, l'objectif est de valider l'écoulement proche du jeu de la grille de Virginia Tech.

Pour avoir une compréhension globale de l'écoulement sur la pale et proche du jeu, les iso-surfaces de critère Q ($5 \times 10^5 s^{-2}$) provenant de la vitesse instantanée U et colorés par le module de la vitesse moyenne dans l'écoulement sont présentés sur la Figure 3.8. Elle compare les résultats du critère Q provenant des calculs SBES et SGE de Koch (2021). Sur la Figure 3.8(a), environ 90% de l'envergure de la pale est modélisée par la méthode RANS, c'est pour cette raison qu'aucune structure turbulente n'est détectée. Tandis que pour la SGE, la présence de la bande rugueuse provoque la transition et la turbulence est ainsi résolue. Les structures turbulentes se développent sur toute la pale, allant du bord d'attaque au bord de fuite, comme identifié sur la Figure 3.8(b). Proche du jeu, le développement des structures turbulentes est lié à l'écoulement de jeu. Les tourbillons observés à partir des calculs SBES et SGE présentent une différence de taille, en raison de la résolution de turbulence dans le jeu. Dans le sillage, on observe le développement d'un échappement tourbillonnaire avec la SBES. La comparaison montre en effet des structures tourbillonnaires distinctes entre la SBES et la SGE pour des raisons liées à la résolution de la turbulence.

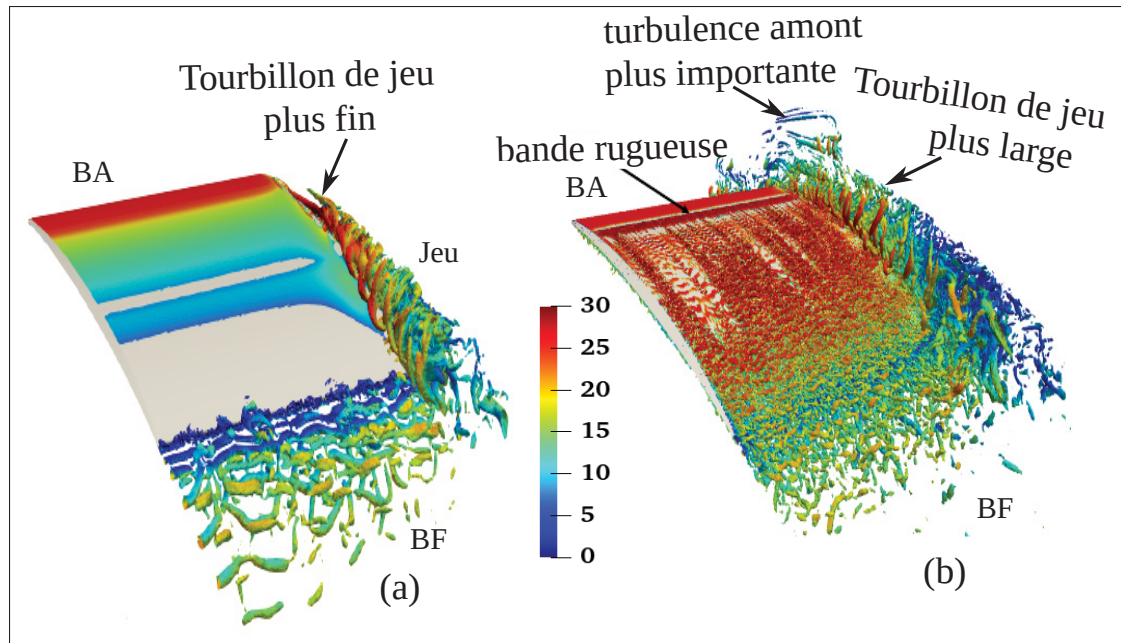


Figure 3.8 Comparaison des iso-surfaces de critère Q colorés par le module de la vitesse instantanée (U) - (a) : SBES ; (b) : SGE tirée de Koch (2021)

Pour identifier les structures principales de l'écoulement de jeu, la méthode du critère Q est aussi appliquée au champ de vitesse moyen. Sur la Figure 3.9, on visualise et compare les principales structures de l'écoulement de jeu. Trois sortes de tourbillons sont identifiées : le tourbillon de jeu (TJ), le tourbillon induit (TI) et le tourbillon de séparation (TS). Les formes et tailles de tourbillon de jeu estimées présentent de légères différences pour les 3 approches. Les positions de sortie ($X/c_a = 0.2$) et de détachement ($X/c_a = 0.4$) du tourbillon de jeu sur la pale restent identiques pour les 3 méthodes utilisées. Il est nécessaire d'observer aussi que le centre du tourbillon de jeu se déplace loin de l'extrados de la pale au fur et à mesure qu'il se développe vers le bord de fuite (BF) de la pale. En raison de sa forme et de sa taille, l'influence du TJ ne se limite pas dans le jeu, mais se propage aussi dans la direction de l'envergure (Y), comme on peut le voir sur la Figure 3.9. Dans la suite de cette section, plus de précisions seront apportées sur les caractéristiques du TJ, en évaluant quantitativement la direction de celui-ci pour ces trois approches.

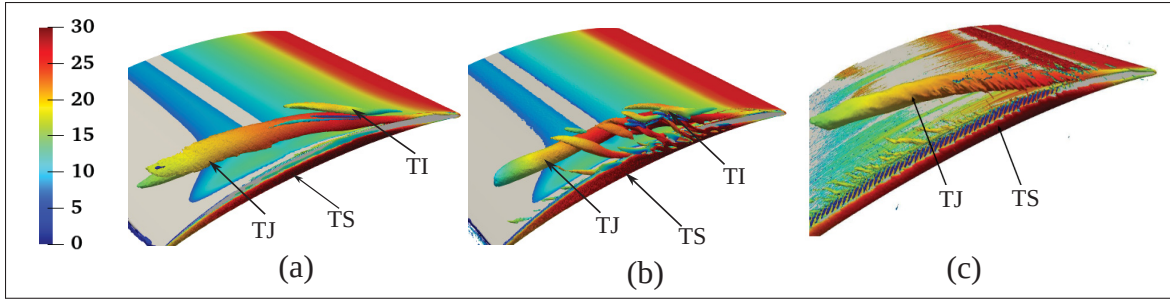


Figure 3.9 Comparaison des iso-surfaces de critère Q colorés par le module de la vitesse moyenne (\bar{U}) - (a) : RANS ; (b) : SBES ; (c) : SGE tirée de Koch (2021)

En plus de la détermination des principales structures de l'écoulement de jeu, la visualisation de l'écoulement dans la grille sera présentée à $10\%H$ proche du jeu. Sur la Figure 3.10, le module de la vitesse moyenne (\bar{U}) est présenté pour les 3 méthodes. Les méthodes RANS, SBES et SGE reproduisent globalement la même topologie de l'écoulement de jeu. Le déficit de vitesse observé est lié au développement et au passage des structures turbulentes telles que : le tourbillon de jeu, le tourbillon induit et le tourbillon de séparation qui sont identifiés sur la Figure 3.9. Ce déficit de vitesse à $10\%H$ proche du jeu est néanmoins plus marqué pour la méthode SGE de Koch (2021), ce qui s'explique par le blocage plus marqué de l'écoulement dans le passage de pale, provoqué par le TJ. En se basant sur la forme du déficit de vitesse, les trajectoires des tourbillons de jeu (TJ) en aval de la pale peuvent être à peu près déduites à partir de la Figure 3.10. On constate ainsi des trajectoires presque similaires pour les 3 approches.

La validation des simulations peut être faite à partir de la détermination du développement de l'écoulement incidente sur la plaque inférieure selon Y (direction de l'envergure de la pale) en amont du bord d'attaque de la pale à $X/c_a = -0.23$ et $Z/c_a = 0.495$. Pour caractériser cet écoulement incident, l'évolution du module de la vitesse axiale normalisée par la vitesse amont est montrée sur la Figure 3.11(a). On peut voir que, les profils de couche limite issus des approches RANS et SBES sont très similaires, et ont une épaisseur plus faible que les résultats expérimentaux. La SGE quant à elle n'a pas la même forme de couche limite que les approches RANS et SBES, mais présente une épaisseur de couche similaire aux approches RANS et SBES. Cela s'explique par le fait que la SGE est résolue à la paroi et que le y^+ est proche de 1. De

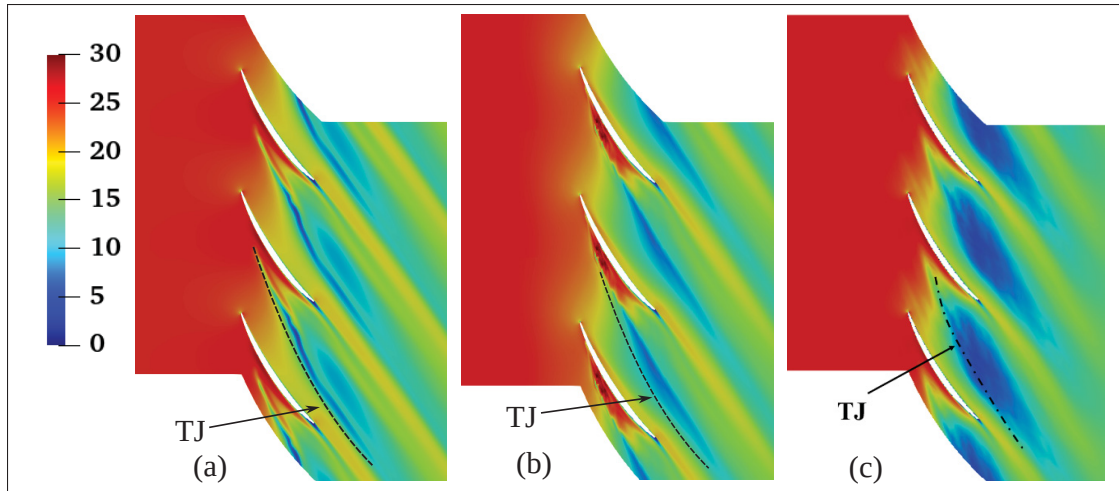


Figure 3.10 Comparaison du module de la vitesse moyenne (\bar{U}) $10\%H$ proche du jeu - (a) : RANS ; (b) : SBES ; (c) : SGE tirée de Koch (2021)

plus, les profils de fluctuation de vitesse axiale normalisés par la vitesse amont sont présentés à la Figure 3.11(b). Le rapport U'_{rms}/U_0 correspond à l'intensité de la turbulence. Aucune des approches ne reproduit la forme du profil expérimental qui peut être marqué par le piège à couche limite visible à la Figure 2.6. Le pourcentage de l'intensité de la turbulence dans les couches limites est autour de 7% pour les résultats expérimentaux. RANS et SBES présentent globalement la même valeur de pic d'intensité de turbulence à la paroi (autour de 4%). La SGE quant à elle, présente un pic à 10% et qui surpasse les autres résultats. La surestimation de l'intensité de la turbulence provient de la résolution proche paroi caractéristique d'une transition très rapide (Koch, 2021).

Sur la Figure 3.12, le chargement moyen de la pale (\bar{C}_p) est extrait et tracé à $10\%H$ proche du jeu. La valeur x_c^* correspond à la coordonnée axiale de la pale normalisée par la corde c de la pale. On peut voir que, le chargement de la pale est globalement réduit en raison de l'écoulement de jeu. Le côté extrados de la pale entre le bord d'attaque et $x_c^* = 0.4$ est plus affecté par l'écoulement de jeu, qui est lui-même influencé par la différence du chargement entre l'intrados et l'extrados de la pale. Les approches RANS et SBES sont identiques et présentent de légères différences avec les résultats expérimentaux, juste après le bord d'attaque et proche du bord de fuite. Une grande

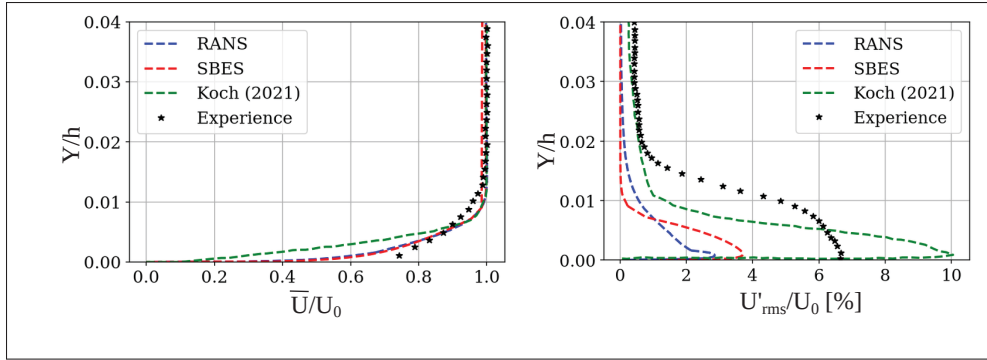


Figure 3.11 Couche limite amont sur le carter selon Y - (a) : Module de la vitesse moyenne ; (b) : Module de la vitesse fluctuante

différence est identifiée avec la SGE, qui estime un chargement un peu plus faible aux autres approches. Cette différence est en partie liée à la résolution de la turbulence à la paroi de la pale.

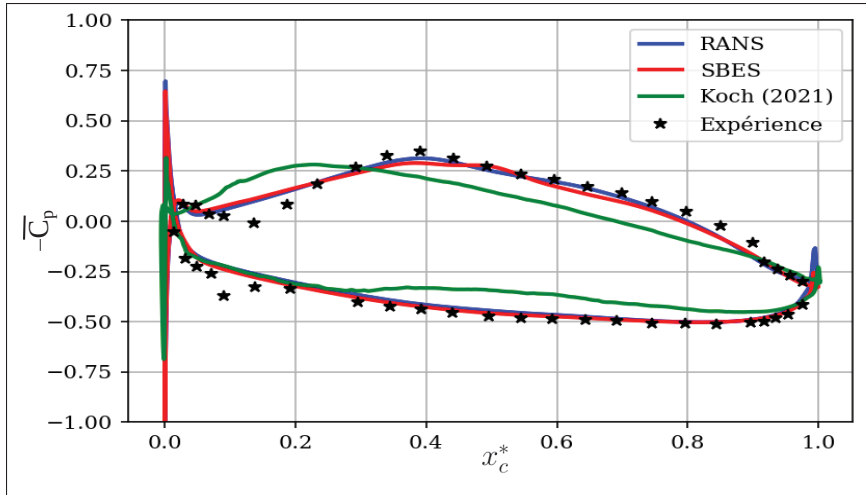


Figure 3.12 La comparaison des coefficients de pression moyen ($\overline{C_p}$) sur la pale à $10\%H$ proche du jeu

Les trajectoires des tourbillons de jeu des différentes approches sont aussi extraites sur la pale. Les trajectoires des tourbillons de jeu sont obtenues à partir du principe du minimum de pression local dans le tourbillon de jeu. Globalement, sur la Figure 3.13, l'évolution transverse (Z) des tourbillons de jeu sont assez similaires du bord d'attaque (BA) jusqu'au bord de fuite (BF). De légères différences sont observées entre les positions de sortie et du détachement du TJ sur

l'extrados de la pale entre RANS, SBES et SGE. Cette différence s'explique par une petite différence de forme des tourbillons de jeu générés par les différentes méthodes, donc la position du centre du tourbillon de jeu peut se différer d'une méthode à l'autre. À partir du bord de fuite de la pale, seule la trajectoire identifiée par la méthode expérimentale est visible sur la Figure. Parce qu'en aval de la pale, le noyau du tourbillon n'est pas identifiable pour les approches RANS, SBES et SGE. Ce qui par conséquent cause une difficulté sur l'applicabilité du principe du minimum de pression pour l'obtention de la bonne direction du tourbillon en aval de la pale pour les approches RANS, SBES et SGE.

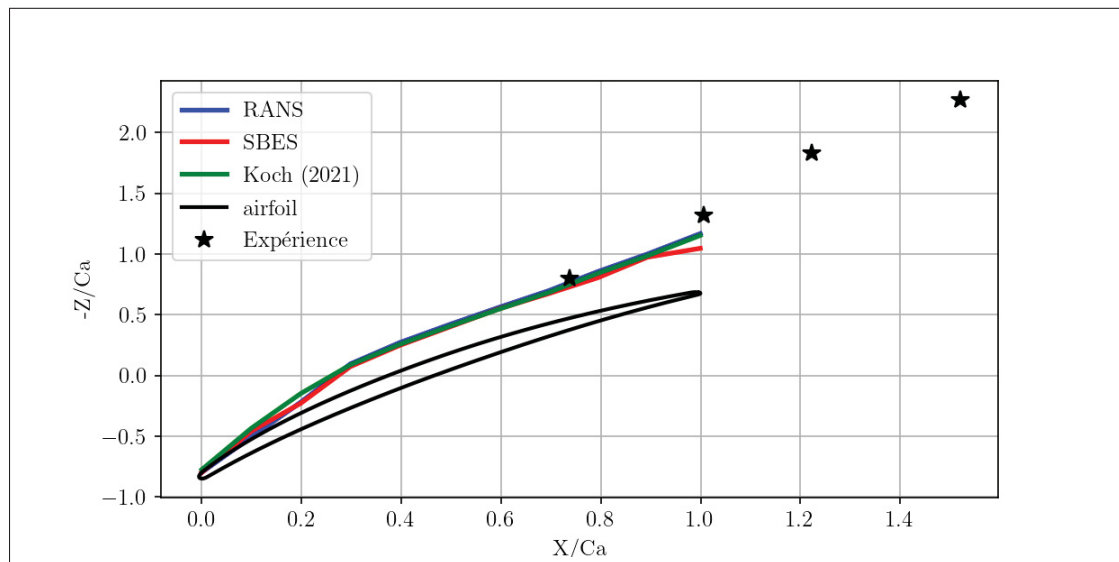


Figure 3.13 Comparaison direction du TJ (RANS, SBES, SGE tirée de Koch (2021) et expérience extraite de Muthanna (1998))

La validation de l'écoulement de jeu peut être faite aussi en aval de la pale à partir de la visualisation de l'écoulement dans le plan (Y, Z) , en $X/ca = 1.37$. Sur ce plan, les champs de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente sont comparés entre les différentes approches. L'objectif est d'évaluer la position du tourbillon par rapport au sillage.

La Figure 3.14 représente les contours $\frac{\bar{U}}{\bar{U}_0}$ en aval de la pale. On observe que les contours sont presque similaires, avec la présence d'un aspect granuleux dans le sillage de la SBES. Cet aspect granuleux est lié aux imperfections du modèle dans les zones de transition RANS/SGE où le

sillage est fortement marqué par l'échappement tourbillonnaire. Le noyau du tourbillon de jeu et le sillage sont bien identifiés par les zones de faible vitesse. Le noyau du tourbillon de jeu estimé avec l'approche SGE semble être plus grand que pour les autres approches. La distance d_z entre le noyau du tourbillon et le sillage de la pale adjacente est également identifiée. Des différences peuvent être constatées visuellement, avec les résultats expérimentaux qui semblent présenter la plus petite distance d_z que les approches numériques.

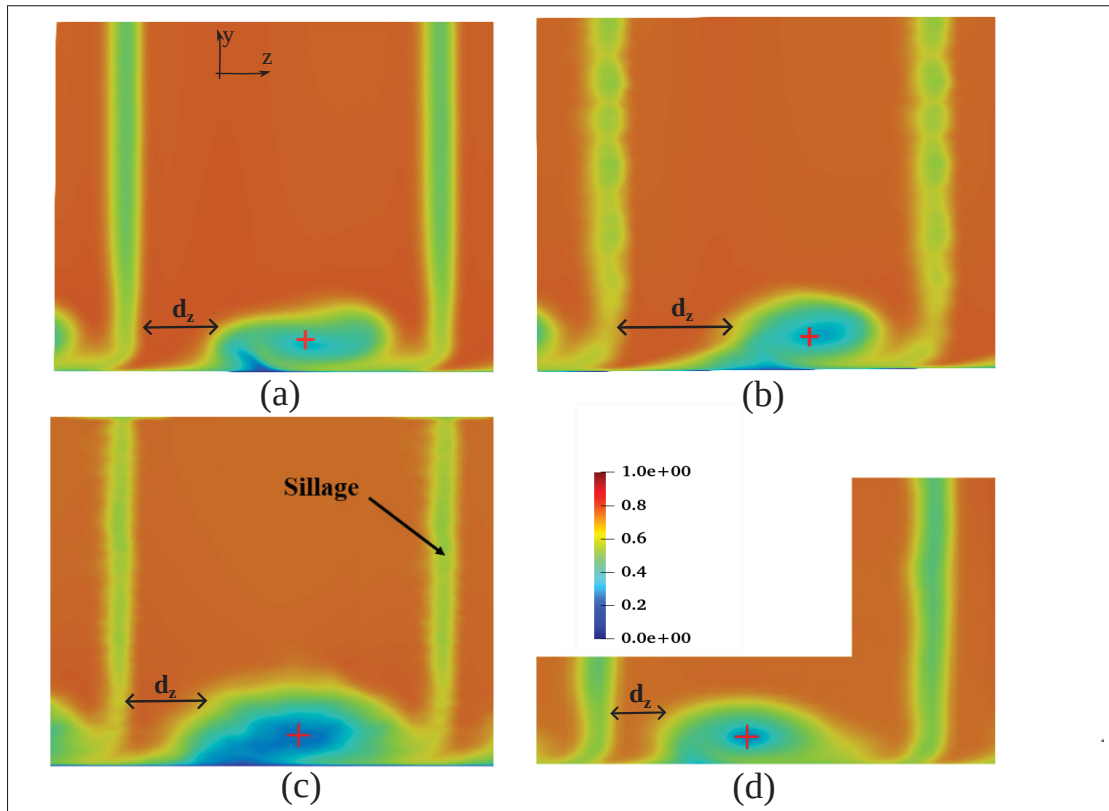


Figure 3.14 Comparaison du module de la vitesse moyenne ($\frac{\bar{U}}{U_0}$) dans le plan (Y, Z) en $X/ca = 1.37$ - (a) : RANS ; (b) : SBES ; (c) : SGE tirée de Koch (2021) ; (d) : Expérience extraite de Muthanna (1998)

De manière similaire à la Figure 3.14, le noyau du tourbillon de jeu et le sillage de la pale peuvent être identifiés par le contour de l'énergie cinétique totale normalisée dans la Figure 3.15, en évaluant des endroits où les niveaux de $\frac{k}{U_0^2}$ sont plus élevés. La taille du sillage de l'approche RANS est plus large que les autres approches. Le niveau de turbulence est bien surestimé par

la SGE et la SBES au niveau du noyau tourbillonnaire. Pour la SBES on note un seul lobe provenant de la formation du TJ avec un niveau d'énergie élevé. Alors que pour la SGE, deux lobes sont identifiés. La seconde provient donc de l'interaction entre le TJ et la pale (Koch, 2021). Ce qui permet ainsi de conclure que la SBES et RANS sous estiment les interactions du TJ et de la pale.

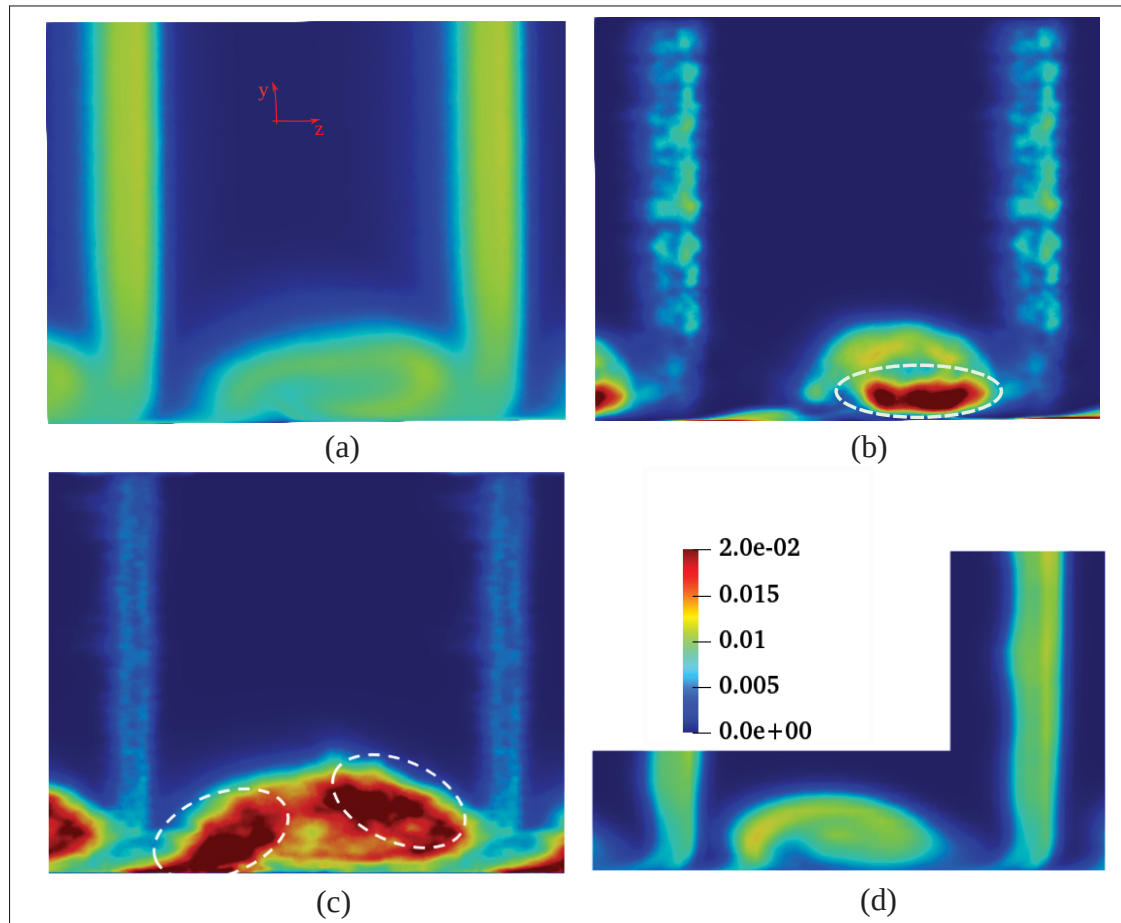


Figure 3.15 Comparaison de l'énergie cinétique turbulente totale normalisée ($\frac{k}{U_0^2}$) dans le plan (Y, Z) en $X/ca = 1.37$ - (a) : RANS ; (b) : SBES ; (c) : SGE tirée de Koch (2021) ; (d) : Expérience extraite de Muthanna (1998)

Toujours dans la région du sillage et proche du jeu, la comparaison de la contribution des termes croisés du tenseur de Reynolds entre SBES et les expériences sont visibles sur la Figure 3.16. Sur la Figure les résultats de l'approche SBES sont disposés en haut et ceux des expériences en

bas. Pour être cohérent avec la direction du sillage provenant des expériences, la rotation des composantes de vitesse (u , v , w) a été fait avec l'angle de calage de la pale χ pour les approches RANS, SBES et SGE. La contribution liée aux termes croisés $\overline{u'v'}$ est très faible dans le sillage pour l'approche SBES et les résultats expérimentaux. On constate toujours cet aspect granuleux dans le sillage de la SBES. Dans la zone affectée par le jeu, la contribution des contraintes est assez forte et que la SBES ne décrit pas totalement les mêmes lobes (bleu et rouge) que les données expérimentales. Les formes obtenues pour la SBES et les données expérimentales sont très différentes. Les contraintes $\overline{v'w'}$ de l'approche SBES sont encore très différentes des résultats expérimentaux dans la zone proche du jeu (taille des lobes différentes). La contribution des contraintes dans le sillage reste très faible pour les expérimentaux, tandis que pour la SBES, la contrainte $\overline{v'w'}$ prend de l'ampleur. Pour les croisées $\overline{u'w'}$, les lobes dans la zone TJ de la SBES et des expérimentaux sont presque similaires. Dans la zone du sillage, la contribution $\overline{u'w'}$ est très marquée. Et les résultats des deux approches sont proches comparés aux autres contraintes.

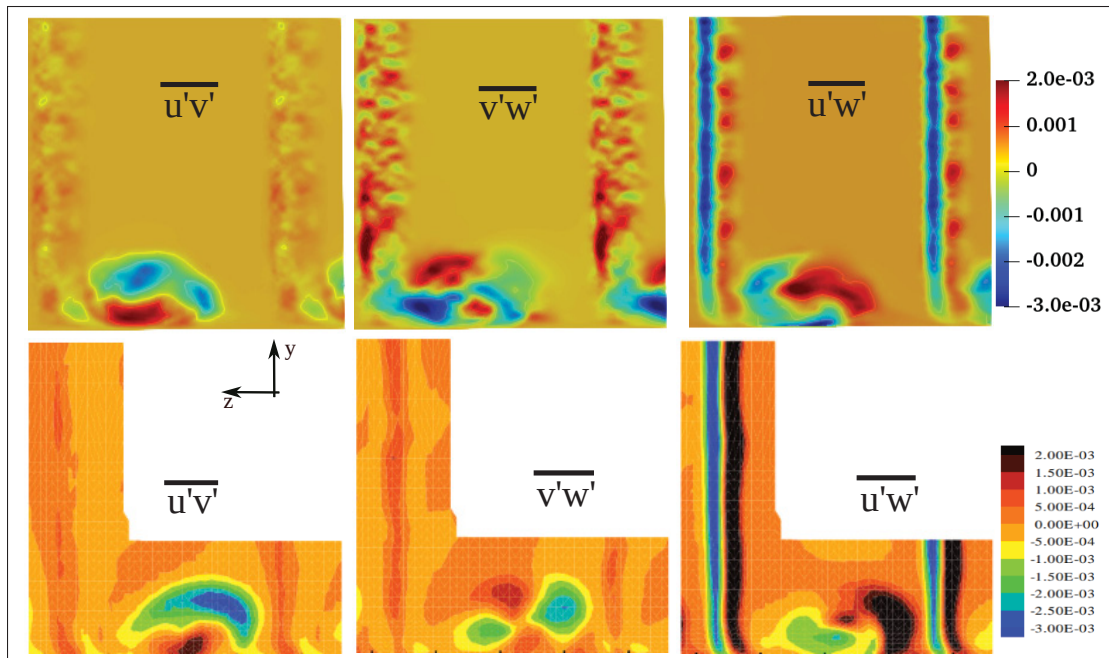


Figure 3.16 Comparaison des fluctuations croisées normalisées par (U_0^2) dans le plan (Y, Z) en $X/ca = 1.37$ - (haut) : SBES ; (bas) : Expérience tirée de Muthanna (1998)

3.1.3 Coût de calcul et conclusions

Dans la même logique de la validation des résultats, les temps de calcul RANS, SBES et SGE sont comparés sur le tableau 3.1. Pour faciliter cette comparaison, l'efficacité réduite (ER) des différentes simulations est introduite à partir de la formule suivante :

$$ER = \frac{TC}{NI \times NC} \quad (3.1)$$

Avec TC le temps de calcul pour un temps de convection basé sur la corde, NI le nombre d'itérations pour simuler un temps de convection et NC le nombre de cellules totales dans le domaine de calcul de la grille VT. L'équation (3.1) traduit le temps de calcul par itération par cellule de maillage. Elle permet d'identifier l'efficacité de chaque approche à reproduire l'écoulement de jeu en termes de coût de calcul.

On peut bien identifier sur le tableau 3.1 que l'efficacité réduite est plus importante pour l'approche SGE que pour les approches RANS et SBES. Cette efficacité réduite (ER) est très influencée par le nombre de cellules (NC) et présente aussi des répercussions sur le temps de calcul (TC) des simulations. Le temps réel de calcul (TC) pour la SGE est largement supérieur. Le TC de la SBES quant à elle est environ 10 fois plus grand que celui de RANS.

Tableau 3.1 Comparaison des temps de simulation des 3 approches sur la configuration VT.

Approches	RANS	SBES	SGE
Nombre d'itérations (NI)	1000	250	1000
Nombre de cellules (NC)	38×10^6	135×10^6	135×10^6
Efficacité réduite (ER)	1.05×10^{-10}	3.083×10^{-10}	8.8×10^{-10}
Temps de calcul (TC) pour $1 \times T_c$	4 h	37 h	120 h

La validation s'est fixée sur la distribution du chargement moyen ($\overline{C_p}$) de la pale à 50%H et 10%H proche du jeu. On a démontré que le chargement de la pale ($\overline{C_p}$) issu des approches RANS et SBES étaient similaires aux autres approches. De plus, les intensités de la turbulence

totale ($\frac{k}{U_0^2}$), du module de la vitesse moyenne (\overline{U}) ont été évaluées sur une coupe aube-à-aube à 50% H et 10% H proche du jeu. Les résultats sur le déficit du module de la vitesse moyenne (\overline{U}) engendré par le passage du TJ et dans le sillage étaient très similaires pour les différentes approches. Les directions du sillage et du tourbillon de jeu identifiées confortent un peu plus la bonne reproduction des principaux critères de l'écoulement de jeu. Dans le sillage l'analyse des spectres de vitesse a permis aussi d'identifier des mouvements cohérents à 600 Hz de sillage, résultant du détachement du tourbillon du bord de fuite de la pale. Donc c'est des méthodes capables de détecter des instabilités.

L'approche RANS est très similaire des autres approches, avec un coût de calcul relativement plus faible. Elle est remarquable de par sa capacité de prédiction avec une bonne précision du champ moyen (pression et vitesse etc..) de l'écoulement de jeu. Ce qui en effet apporte de la précision pour l'estimation des pertes dans l'écoulement de jeu.

La SBES présente quant à elle des qualités similaires à la SGE sur cette configuration. Elle est robuste, facile à mettre en oeuvre et présente un temps de calcul avantageux pour réaliser des calculs instationnaires. Néanmoins, elle dépend beaucoup des instabilités naturelles des écoulements pour assurer la résolution de la turbulence par l'activation de la SGE comme on peut le voir sur la Figure 3.17.

Pour l'approche SGE, l'écoulement étant à bas Reynolds (4×10^5), un forçage est nécessaire pour assurer la transition laminaire-turbulent, ce qui n'est pas évident, car le dispositif de la bande rugueuse qui assure la transition peut influencer les résultats. De plus, le maillage doit être bien raffiné aussi proche des parois et dans les zones d'intérêts, comme dans le jeu et le sillage pour éviter les phénomènes de dissipations. Cela augmente ainsi l'efficacité réduite et le temps de calcul réel.

Toutes ces observations conduisent à confirmer la capacité des approches RANS et SBES à résoudre l'écoulement de jeu. C'est pour cette raison, dans la suite de cette thèse, les approches RANS et SBES sont employées pour analyser les pertes et l'apparition des effets instationnaires qui sont à l'origine du décrochage du compresseur de Virginia Tech.

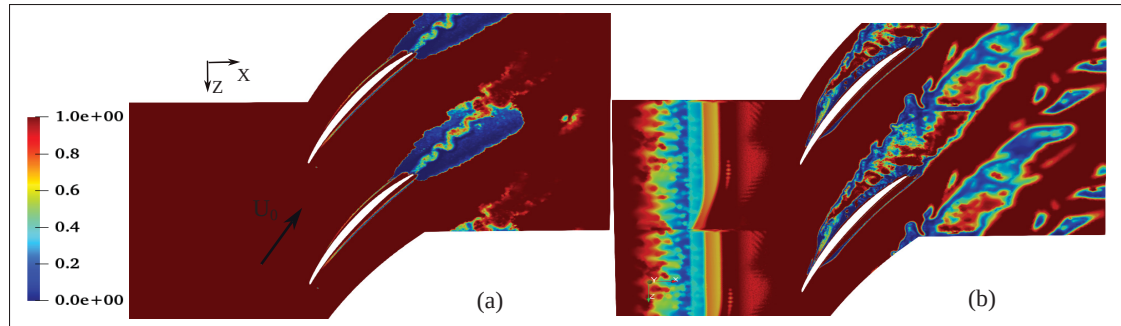


Figure 3.17 Visualisation de la fonction de raccordement f_s de l'écoulement instantané dans une coupe aube-à-aube - (a) : à 50% H proche du jeu ; (b) : à 10% H proche du jeu

3.2 Influence du débit sur les performances de la grille

Dans cette section, l'idée est de mettre en évidence l'effet du coefficient de débit sur les paramètres de performances globaux de la grille tels que : la déviation de l'écoulement de la grille ($\beta_1 - \beta_2$), le gain de pression (ψ) et le rendement (η).

3.2.1 Performances globales de la grille

Avant d'évaluer les instationnarités associées à l'écoulement de jeu pour cette configuration de grille VT, il est nécessaire d'avoir la certitude que les performances aérodynamiques sont bien prédites par l'approche SBES utilisée pour ces travaux. Dans la Figure 3.18, le rendement et l'augmentation de la pression statique obtenus par des simulations RANS et SBES sont comparés. La technique de calcul du rendement et du gain de pression statique est détaillée à la section 2.6.2. Les calculs RANS sont estimés pour les coefficients de débit variant entre $\phi \in [0.36; 0.60]$, tandis que pour l'approche SBES, 3 coefficients de débit, tels que $\phi = [0.466; 0.404; 0.325]$ sont soigneusement choisis et calculés. Globalement les valeurs de ψ et de η des calculs SBES dominant toujours ceux de RANS grâce à la résolution d'une partie de la turbulence dans la grille.

Pour une analyse plus fine, le tableau 3.2 compare les valeurs du rendement, du gain de pression et de la déviation de l'écoulement obtenus à partir des simulations RANS et SBES des points de

fonctionnement spécifiques (PRO, PPD et PDP). Au PRO, les valeurs de ψ et η estimées pour RANS sont très similaires aux résultats SBES. Par contre une différence un peu plus importante est identifiée sur la déviation de l'angle de l'écoulement. Cette différence est associée à la résolution de la turbulence proche du bord de fuite en raison des lâchées tourbillonnaires. Au PPD, les paramètres de performances sont largement supérieurs pour les simulations SBES que pour les calculs RANS. La résolution de la turbulence proche du jeu dans le passage des pales améliore les résultats de performances. Au PDP, les résultats de la SBES restent toujours supérieurs à ceux de RANS en raison des effets instationnaires qui augmentent dans le jeu qui ne sont pas pris en compte par la modélisation RANS. Pour ce point d'opération l'écoulement est partiellement décroché d'où la décroissance notable de ψ et de η .

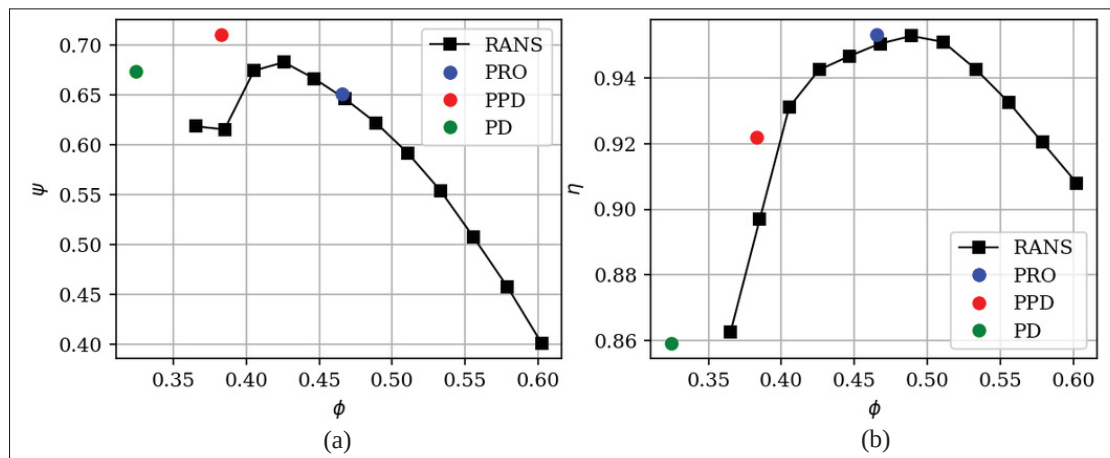


Figure 3.18 Évaluation des performances globales de la grille VT - (a) : Augmentation de la pression statique globale ; (b) : Rendement global

3.2.2 Évolutions temporelles des efforts

Une analyse de convergence a été réalisée au préalable pour évaluer les champs aérodynamiques. Pour y parvenir, la technique est d'abord de réaliser une simulation de $10T_c$, pour s'affranchir du régime transitoire. Ensuite, dès qu'on présume que le régime permanent est établi, les signaux qui correspondent à l'intégrale des efforts sur toute l'envergure (H) de la pale à tous les pas de temps dt sont enregistrés pour une durée minimale de 120 ms ou $12T_c$ pour les points d'opération

Tableau 3.2 Résumé des différents paramètres de performance pour les 3 coefficients de débit de la configuration VT pour RANS et la SBES.

	RANS		
Coefficient de débit (ϕ)	0.464 (PRO)	0.384 (PPD)	0.325 (PDP)
ψ	0.646	0.615	0.618
η	0.951	0.895	0.841
$\beta_1 - \beta_2$	11.853°	12.325°	15.1°
	SBES		
Coefficient de débit (ϕ)	0.464 (PRO)	0.384 (PPD)	0.325 (PDP)
ψ	0.651	0.710	0.674
η	0.953	0.922	0.859
$\beta_1 - \beta_2$	12°	14°	14.2°

(PRO, PPD et PDP). Les signaux des coefficients des composantes de la résultante des forces (C_X , C_Y , C_Z) et le couple résultant (C_Q) pour PRO, PPD et PDP sont présentés sur la Figure 3.19.

Sur les Figures 3.19(a, b, c), les statistiques des coefficients des résultantes des efforts (C_X , C_Y et C_Z) pour les 3 points de fonctionnement sont mises en évidence. Au PRO, on constate des signaux stables sur les 120 ms enregistrées. Au PPD, les amplitudes de fluctuations sont importantes autour de la moyenne des signaux de force, en particulier C_Y . Au PDP, les amplitudes des fluctuations deviennent très grandes sur toute la simulation et semblent chaotiques. Sur la Figure 3.19(d), les statistiques des coefficients du couple résultant (C_Q) pour les trois points de fonctionnement sont présentés. En effet, on observe les mêmes phénomènes présents dans la précédente analyse sur les composantes de la résultante des efforts pour les points de fonctionnement analysés.

La Figure 3.20 montre les spectres des composantes de la force résultante sur la pale. Sur la figure, les spectres affichés sont calculés pour des traces temporelles de 120 ms, pour les 3 points de fonctionnement. Globalement, le niveau des spectres pour le plus petit coefficient de débit PDP reste plus haut pour les fréquences plus faibles que 0.5 kHz. Un pic caractéristique à 1 kHz pour les 2 coefficients de débit PRO et PPD est détecté. Aucune fréquence particulière n'est

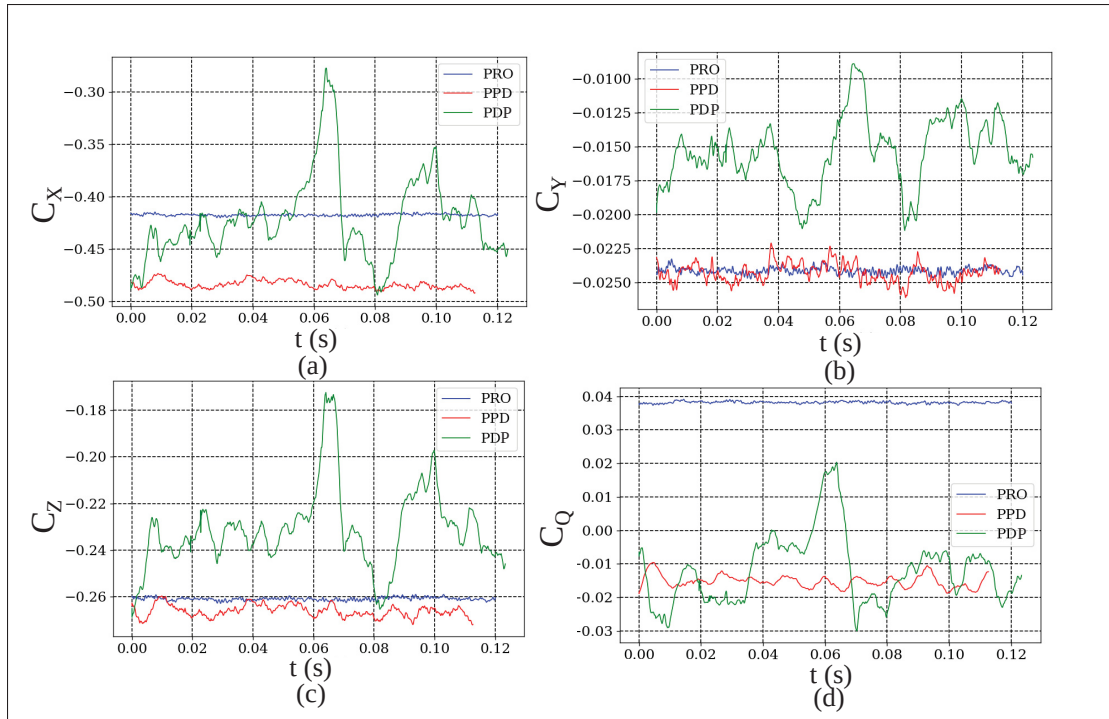


Figure 3.19 Historique des coefficients des forces globales de la grille VT pour les coefficients de débit - (a) : Effort axial (X); (b) : Effort vertical (Y); (c) : Effort transverse (Z) et (d) : Couple résultant autour le l'axe (Y)

détectée au point PDP. Les pentes observées restent néanmoins similaires pour les fréquences plus grandes que 1 kHz, car la résolution de la turbulence sur la grille reste identique.

3.3 Influence du débit sur l'écoulement dans la grille d'aubes

Dans cette section l'objectif est d'analyser l'effet du débit sur la structure des champs instantanée et moyen de l'écoulement de jeu.

3.3.1 Écoulement tri-dimensionnel instantané

Afin d'avoir une compréhension plus fine de l'écoulement dans les zones d'intérêt sur la Figure 3.21, les tourbillons sont identifiés à partir des iso-surfaces du critère Q avec la valeur de $5 \times 10^5 \text{ s}^{-2}$. Les tourbillons sont ensuite colorés par la vitesse instantanée (U). Comme attendu

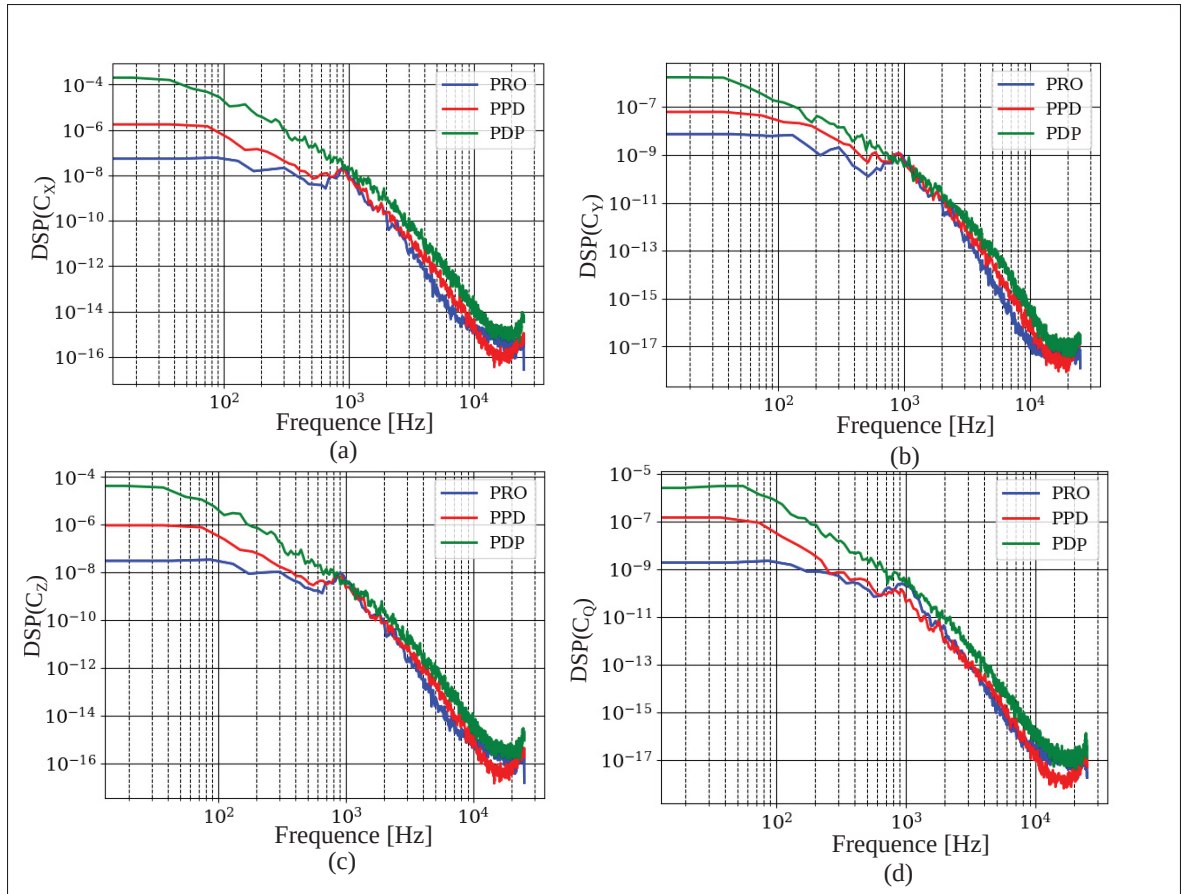


Figure 3.20 DSP de l'historique des forces globales de la grille VT - (a) : DSP force axiale (X) ; (b) : DSP force transversale (Y) ; (c) : DSP force verticale (Z) et (d) : DSP Moment transversale (Y)

avec cette approche hybride, la turbulence dans les couches limites n'est pas résolue, mais les tourbillons associés à l'écoulement de jeu et au sillage sont bien résolus.

Au PRO, sur la Figure 3.21(a), les résultats de la SBES fournissent une vue détaillée de l'observation qui a été faite depuis longtemps (Inoue & Kuroumaru, 1989). Le tourbillon de jeu se détache de la pale autour de 40% de la corde et se développe dans la direction axiale de la configuration. Des tourbillons induits (TI) contrarotatifs au tourbillon de jeu (TJ) s'enroulent autour du tourbillon de jeu (TJ). Les structures dans le jeu peuvent être identifiées jusqu'à la moitié de l'espace inter-aube des pales et ne sont pas en contact avec l'intrados de la pale

adjacente. La présence du tourbillon de jeu impose l'enroulement des tourbillons induits jusqu'au bord de fuite (BF) et leur impact sur le haut de la pale.

Au PPD, sur la Figure 3.21(b), les mêmes structures tourbillonnaires sont identifiées avec une plus grande complexité. Le tourbillon de jeu (TJ) se détache plus tôt autour de 10% de la corde et se développe de manière ondulée tout au long du passage de la pale, avant de disparaître vers le bord de fuite. De manière similaire à PRO, des tourbillons induits sont identifiés autour du tourbillon de jeu (TJ). Ces tourbillons participent aux fluctuations et à la rupture du tourbillon de jeu, occasionnant une large zone de structures turbulentes qui peuvent atteindre l'intrados de la pale adjacente. Des sources additionnelles de structures turbulentes apparaissent sur l'extrados et proche du bord de fuite (BF), puis se mélange avec les structures tourbillonnaires du sillage de la pale (Lakshminarayana, 1996).

Au PDP, sur la Figure 3.21(c), un tourbillon perpendiculaire à la pale (tel un tornade) se produit au bord d'attaque (BA) et se dissipe plutôt, faisant apparaître de large structures cohérentes partout dans le passage de la pale. À ce bas coefficient de débit, en raison du blocage massif du passage, un tourbillon en fer à cheval apparaît en amont du bord d'attaque. Des structures turbulentes sont de même localisées en amont du bord de fuite de la pale adjacente. Elles sont associées à une zone de blocage qui s'étend jusqu'à $50\%H$ proche du jeu.

La Figure 3.22 représente les lignes de frottement (lignes blanches) sur l'extrados de la pale pour les trois points d'opération. La surface extrados de la pale est colorée par le coefficient de pression statique ($-\overline{C_p}$) pour identifier l'effet de celui-ci sur la direction des lignes de cisaillement. Au PRO, les lignes de frottement se développent parfaitement sur l'extrados de la pale. C'est à dire, elles sont parfaitement alignées à la corde la pale, sauf sur la partie proche du jeu, où on observe une légère déviation des lignes de frottement en aval du bord d'attaque. Ceci est lié au passage de l'écoulement de jeu. Au niveau du bord de fuite, les lignes de frottement sont aussi très perturbées, correspondant à une zone décollée. Ce décollement observé coïncide à la présence d'une zone de coefficient de pression négatif. Au PPD, la perturbation des lignes de frottement s'accroît. La zone affectée par l'écoulement de jeu augmente en taille et se prolonge

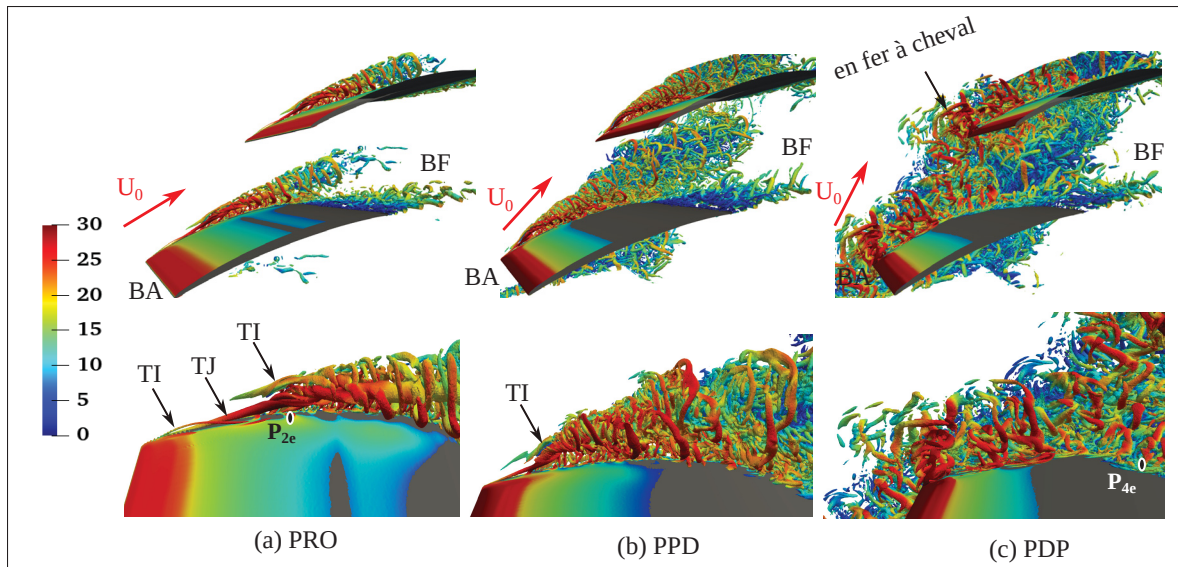


Figure 3.21 Iso-surface de critère Q colorés par la vitesse instantanée (U) de l'écoulement instantané - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

du bord d'attaque au bord de fuite. Au bord de fuite, la zone de coefficient de pression négatif se déplace un peu plus vers de bord de d'attaque, s'accompagnant d'une augmentation de la zone de perturbation des lignes de frottement. Ceci est lié à la recirculation et les tourbillons d'échappement au bord de fuite. Au PDP, une très grande partie de la pale est affectée par l'écoulement de jeu. Les lignes de frottement disparaissent dans cette zone, jusqu'à environ 40% H proche du jeu. La zone proche du bord de fuite est beaucoup plus affectée par l'écoulement de jeu. Les lignes de frottement sont aussi affectées au bord de fuite de la pale par le décollement à la paroi qui s'accroît avec la variation du chargement.

La Figure 3.23 montre la vitesse instantanée (U) sur un plan parallèle au carter et localisé à 50% H proche du jeu, pour les 3 coefficients de débit. Au PRO, l'écoulement se développe et reste attaché sur la pale. Au bord de fuite une zone de basse vitesse (décollement) qui se projette jusqu'au sillage proche, suivi de lâchés tourbillonnaires déjà identifiés. Au PPD, la zone basse vitesse proche du bord de fuite s'élargit et se déplace plus en amont du bord de fuite. Les ondulations dans le sillage augmentent en amplitude et deviennent plus marquées. Au PDP, les échappements tourbillonnaires de bord de fuite s'accroissent et marquent le passage des pales en

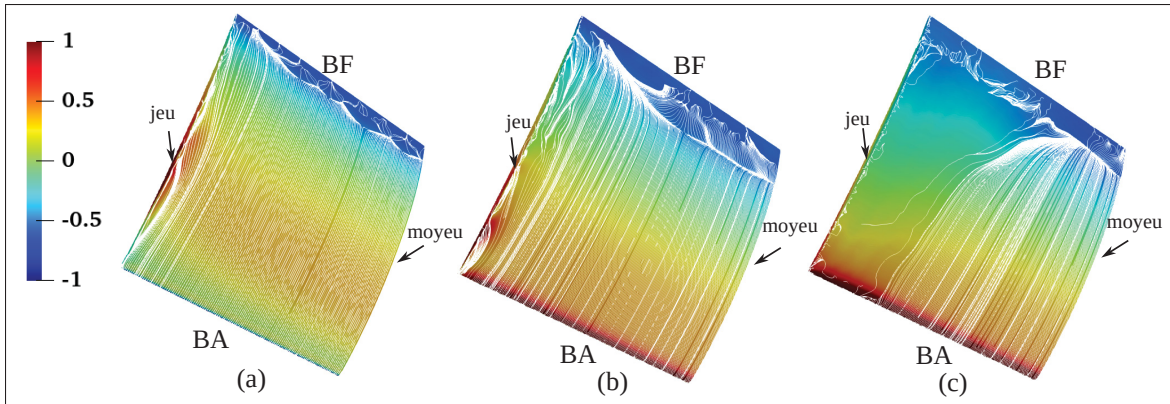


Figure 3.22 Lignes de frottement autour de la pale et colorée par le coefficient de pression moyen ($-\overline{C_p}$) - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

raison de l'augmentation de l'angle de sortie β_2 . L'ensemble de l'écoulement est plus perturbé et marqué par les instationnarités. La zone de basse vitesse (décollement) est toujours identifiée au bord de fuite. Ce décollement au bord de fuite est moins massif qu'à PRO, car la pale est moins chargée et l'écoulement est plus accéléré à 50% H du fait du blocage en tête de pale qui renvoie plus de fluide en bas.

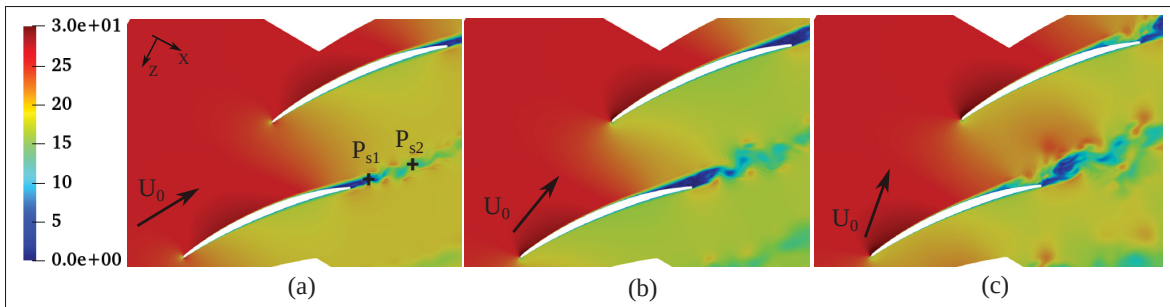


Figure 3.23 Visualisation de la vitesse instantanée (U) de l'écoulement instantané dans une coupe aube-à-aube à 50% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

Pour caractériser l'écoulement à 50% H proche du jeu et au bord de fuite de la pale, les fréquences des tourbillons d'échappement sont identifiées. Pour ce faire, les spectres de la composante de vitesse axiale (u) des 3 points d'opérations sont comparés aux deux points du sillage P_{s1} et P_{s2} illustrés sur la Figure 3.23. L'analyse de la Figure 3.24 montre des pics à différentes fréquences.

Au point P_{s1} , les pics de la DSP sont identifiés à environ 900 Hz pour les 3 coefficients de débit. Le pic est plus marqué au PRO qu'aux PPD et PDP, car l'augmentation de la turbulence à bas débit a tendance à masquer les pics de DSP. Ces pics sont liés au développement et à l'interaction des tourbillons d'échappement avec le bord de fuite de pale. Au point P_{s2} , un peu plus loin du bord de fuite, la turbulence est plus discrète, ce qui permet d'identifier d'autres pics à 600 Hz et 900 Hz pour le point PRO. Quant aux points PPD et PPD, on reste sur un spectre de large bande, car les interactions entre le bord de fuite et les tourbillons sont moins ressenties en raison de la position de la sonde P_{s1} et de l'augmentation de $\beta_1 - \beta_2$ déjà identifié sur le tableau 3.2.

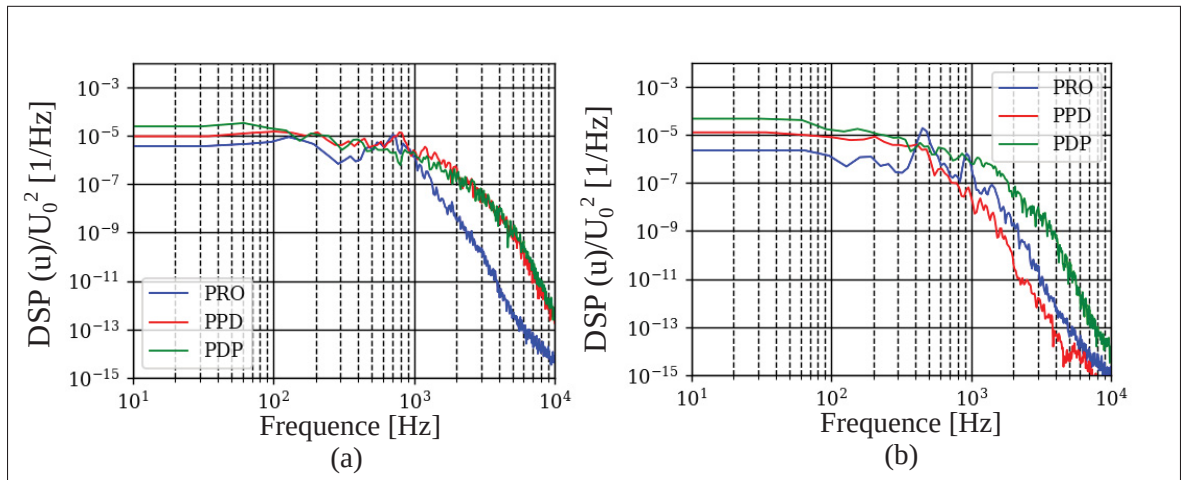


Figure 3.24 DSP de la vitesse axiale dans le sillage de la pale à 50% H proche du jeu
- (a) : P_{s1} ; (b) : P_{s2}

La Figure 3.25 montre la vitesse instantanée (U) sur un plan parallèle au carter et localisé à 10% H proche du jeu, pour les 3 coefficients de débit étudiés. Dans cette position proche du jeu, l'écoulement principal est très influencé par l'écoulement de jeu. Aux points d'opération PRO et PPD, la vitesse diminue progressivement à l'entrée du passage de pale et une intense amplitude de vitesse est visible proche de l'extrados de la pale, où le tourbillon de jeu est localisé. L'écoulement est également visible à l'intrados avec une amplitude un peu plus faible qu'à l'extrados. Au PDP, la vitesse décroît brutalement en amont du bord d'attaque. La zone de forte vitesse apparaît en amont du bord d'attaque perpendiculairement à la pale. L'effet de blocage est clairement identifié par l'espace de faible vitesse en bleu. Au PRO, une zone mince est visible

à la moitié du passage de pale après la mi-corde. Au PPD, cette espace s'épaissit et se déplace vers l'intrados de la pale adjacente. Au PDP, elle occupe toute l'espace du passage de pale. De petites poches de faible vitesse traversent aléatoirement le passage de pale, et de plus grandes taches de grande vitesse apparaissent et interagissant avec les bords d'attaque et de fuite. Cette zone est clairement décrochée.

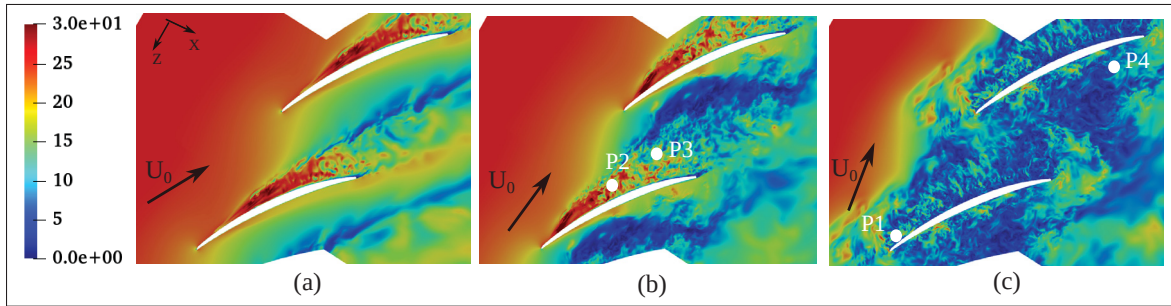


Figure 3.25 Visualisation de la vitesse instantanée (U) de l'écoulement instantané dans une coupe aube-à-aube à 10% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

L'état instationnaire de l'écoulement de jeu peut être également démontré à partir de la quantification de l'énergie cinétique turbulente ($k_{résolue}$), qui est l'énergie associée aux fluctuations de vitesse résolue en temps et en espace dans les calculs SBES. L'énergie cinétique turbulente $k_{résolue}$ est définie par l'équation (2.47) dans la section 2.6.3.

La Figure 3.26 montre l'intensité de l'énergie cinétique turbulente résolue $\left(\frac{k_{résolue}}{U_0^2}\right)$ sur un plan de coupe à 10% H proche du jeu pour les trois coefficients de débit. La présence des structures turbulentes dans le jeu s'accompagne d'une génération de grandes intensités de turbulence dans le jeu. Elle est distribuée de manière différente pour les trois points de fonctionnement. Les zones de grandes intensités d'énergie correspondent aux zones de fortes fluctuations. Au PRO, l'intensité de l'énergie cinétique turbulente est faible et est identifiée jusqu'à la moitié du passage de la pale. Au PPD, la zone d'intensité turbulente devient plus large et intense et se déplace un peu vers le bord d'attaque, s'identifiant à la zone du noyau du TJ. On peut voir aussi une grande intensité d'énergie turbulente proche de l'intrados et du bord de fuite de la pale adjacente. Au

PDP, l'intensité turbulente est plus étalée et couvre tout le passage de la pale. La zone de haute intensité de turbulence se déplace complètement au bord d'attaque.

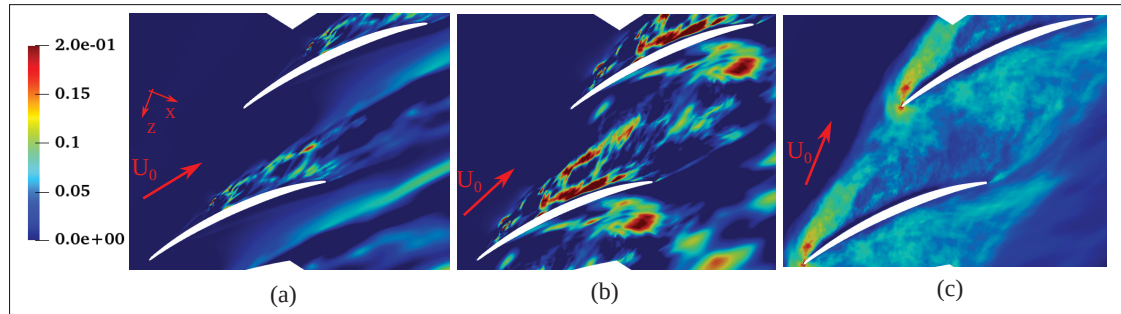


Figure 3.26 Visualisation de l'énergie cinétique résolue ($k_{résolue}$) normalisée U_0^2 dans une coupe aube-à-aube à 10% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

Sur la Figure 3.27, les fluctuations de la vitesse axiale enregistrées par les sondes (P_1 , P_2 , P_3 et P_4) sont présentées. Le même pas de temps de 1.3×10^{-5} s est utilisé pour les trois points d'opération. Pour le PRO, les fluctuations de vitesse sont très faibles comparées aux points PPD et PDP sur toutes les sondes. L'écoulement et le tourbillon de jeu sont stables à ce point d'opération. Aux sondes P_2 et P_3 les oscillations instationnaires de vitesse de PRO sont plus faibles et proviennent principalement de la turbulence de l'écoulement de jeu. Pour le PPD, des fluctuations importantes sont enregistrées aux sondes P_2 , P_3 et P_4 . Ces larges oscillations proviennent principalement des instationnarités produits par l'instabilité et la rupture du tourbillon de jeu. Au P_1 , les fluctuations sont plus faibles, car la sonde est positionnée en amont de l'écoulement affecté par la rupture du TJ. Au PDP, de plus larges fluctuations de vitesse apparaissent sur toutes les sondes, justifiant un état très instable de l'écoulement de jeu du bord d'attaque au bord de fuite.

La Figure 3.29 montre la comparaison de la DSP de la vitesse axiale (u) sur quatre sondes différentes, illustrant l'établissement et l'agitation de la turbulence dans le passage de la pale à 10% H proche du jeu. La position exacte des sondes est visible sur la Figure 3.25.

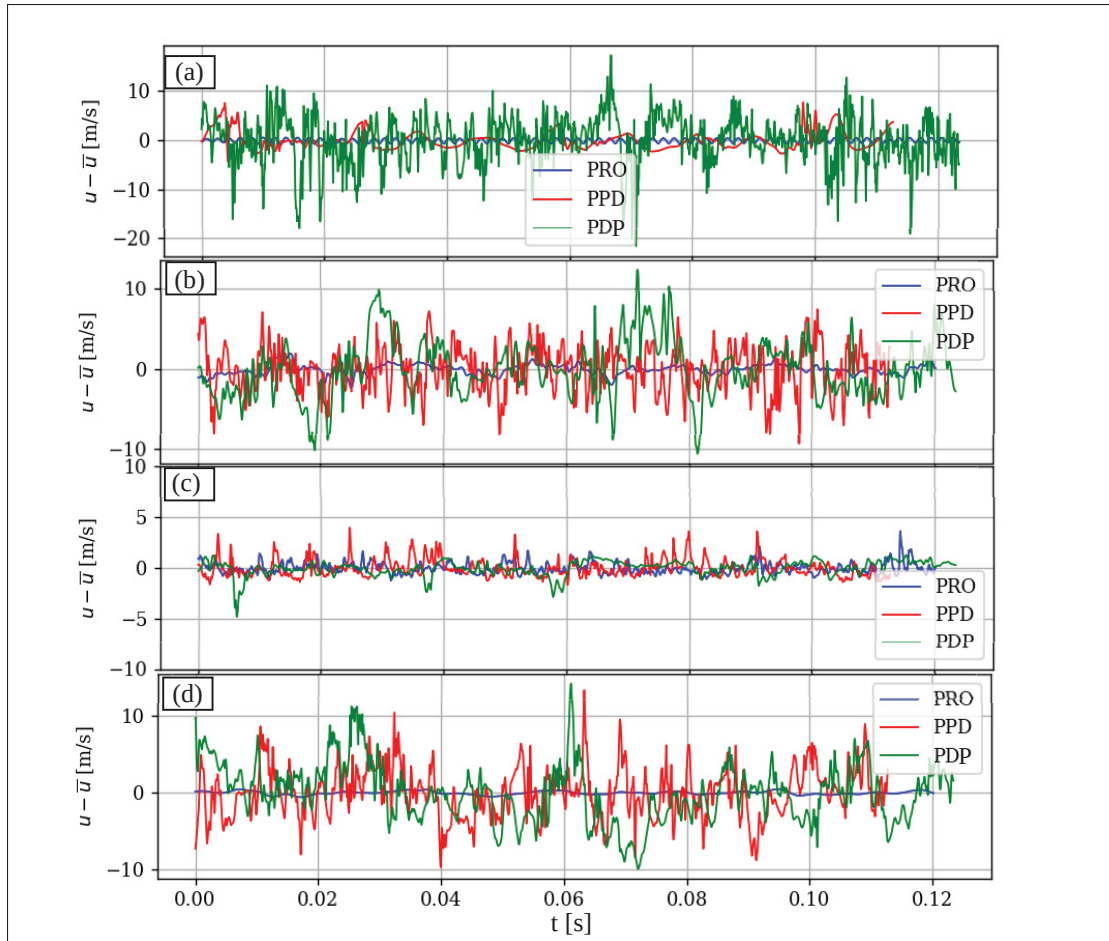


Figure 3.27 Fluctuations de la vitesse axiale dans le passage de la pale à $10\%H$ proche du jeu - (a) : P_1 ; (b) : P_2 ; (c) : P_3 ; (d) : P_4

Sur toutes les sondes, le spectre de PRO montre le plus faible niveau de turbulence. Le spectre associé au point d'opération PDP montre le plus haut niveau de turbulence à l'entrée de la passage (P_1), tandis que les niveaux du point d'opération PPD restent dominant dans le passage des pales (P_2 , P_3 et P_4). Ces observations restent cohérentes avec les précédents champs visualisés dans les Figures 3.25 et 3.21. À la sonde P_1 , sur la Figure 3.29(a), le point PRO montre un pic à 6 kHz qui est associé avec aux instabilités des tourbillons induits par le tourbillon de jeu voir (Figure 3.28). Les points PPD et PDP montrent des spectres totalement turbulents avec un maximum d'énergie pour les faibles fréquences. Proche de l'extrados de la pale (P_2), sur la Figure 3.29(b), les trois points d'opération montrent des niveaux de turbulence très similaires

tandis qu'à la sonde (P_3), sur la Figure 3.29(c), les niveaux de PPD et PDP augmentent, avec le point PDP qui montre le plus grand énergie en basses fréquences. Proche du bord de fuite (P_4), sur la Figure 3.29(d), l'énergie turbulente décroît pour le point PRO, tandis que les autres points (PPD et PDP) montrent des spectres de turbulence plus larges. Les pics à 0.6 kHz et 0.9 kHz qui étaient identifiées précédemment dans les sondes du sillage réapparaissent dans les sondes du passage de la pale au PRO. Ce qui réconforte l'hypothèse que ces pics sont liés à l'interaction entre la surface du bord de fuite et les échappements tourbillonnaires. Ces pics sont visible juste pour le point PRO, car l'augmentation de l'incidence propulse les tourbillons un peu plus loins de la surface de la pale, et c'est pour cette raison qu'au PPD et PDP, on reste sur des spectres larges bandes caractérisés par des niveaux de turbulence très importants.

De manière globale, les DSP de la vitesse axiale montrent que, dans le passage, la turbulence n'a pas la même intensité sur les différentes parties affectées par l'écoulement de jeu pour les trois points d'opération. On a également vu que les instabilités liées aux tourbillons induits apparaissent seulement au PRO avec une fréquence de 6 kHz. Cette fréquence disparaît à bas débit en raison de l'augmentation de l'incidence qui fait dévier l'écoulement dès le bord d'attaque, ce qui empêche la formation de ces instabilités au PPD et PDP. D'autres pics identifiés à 0.6 kHz et 1 kHz sont issues de l'interaction entre le bord de fuite et les échappements tourbillonnaires et ont tendance à disparaître sous l'effet de l'augmentation de l'incidence de l'écoulement d'entrée.

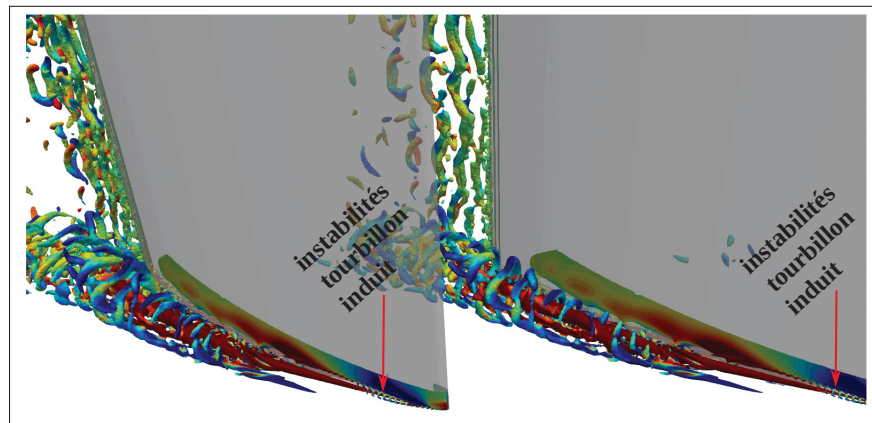


Figure 3.28 Instabilité des tourbillon induits par le tourbillon de jeu

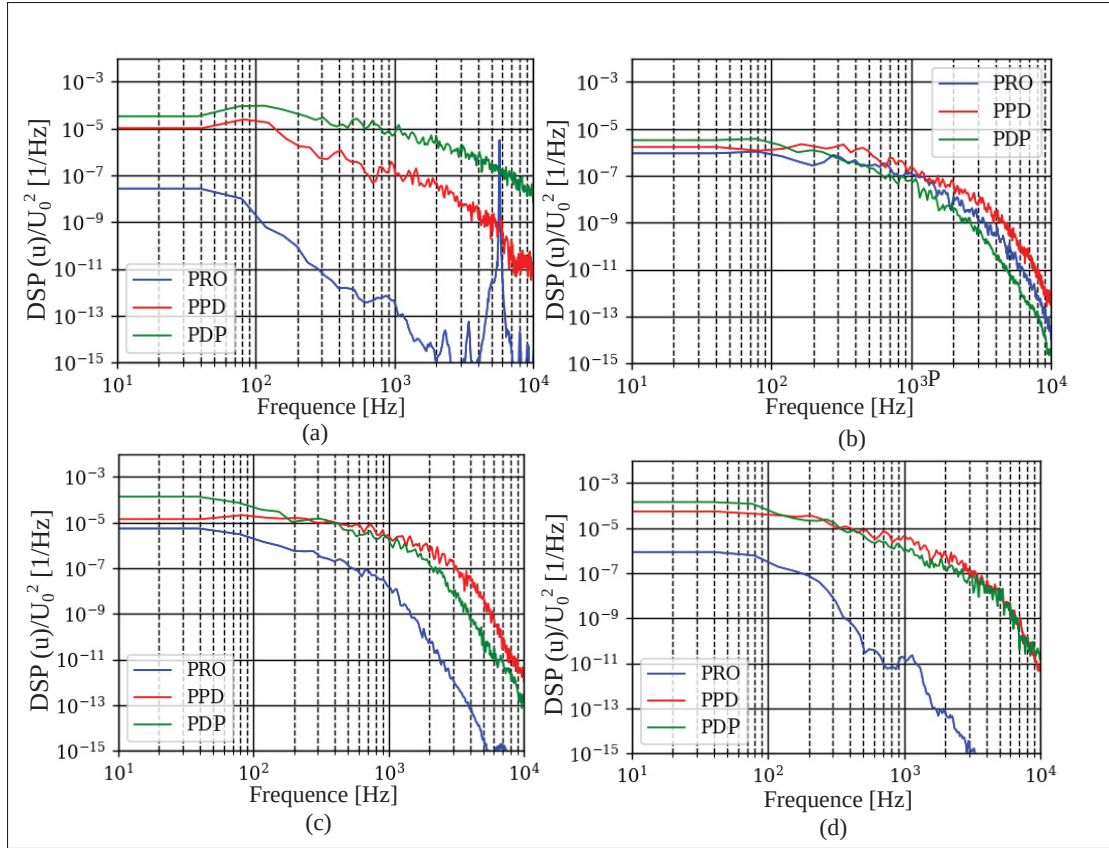


Figure 3.29 DSP de la vitesse axiale dans le passage de la pale à $10\%H$ proche du jeu - (a) : P_1 ; (b) : P_2 ; (c) : P_3 ; (d) : P_4

3.3.2 Influence du débit sur la structure de l'écoulement moyen

La Figure 3.30 compare l'iso-surface de critère Q obtenue à partir du champ de vitesse moyenne pour les trois coefficients de débit. Les iso-surfaces sont colorées par l'hélicité normalisée H_n . L'hélicité normalisée définie dans la section 2.6.4 est une manière de déterminer le sens de l'enroulement du tourbillon autour de son axe de développement. Au PRO, on voit que le tourbillon de jeu (TJ), entouré de son tourbillon induit (TI), sort du jeu à environ $20\%c$ et se développe jusqu'au bord de fuite. La coloration des tourbillons par l'hélicité montre que le TJ et le TI sont contrarotatifs. Des tourbillons supplémentaires provenant de la séparation de l'écoulement de fuite sont aussi identifiés à environ $40\%c$ jusqu'au bord de fuite. L'enroulement des tourbillons induits semblent écraser légèrement le développement du TJ sur le profil. Au

PPD, le TJ sort très tôt du jeu, à environ $10\%c$. Son sens de rotation reste contraire à celui du TI. Les tourbillons de fuite sortent aussi très tôt du jeu et continuent à se développer sur le tourbillon de jeu. Les tourbillons de fuite provenant de l'amplification de l'écoulement de fuite semblent davantage changer la forme du TJ et favorisent la rupture celui-ci. Au PDP, le TJ ne se développe pas en raison du blocage complet du passage inter aube. Le TJ se dissipe et disparaît au bord d'attaque du profil. Le développement des tourbillons (TJ, TI et TS) participe massivement aux phénomènes des pertes dans l'écoulement de jeu.

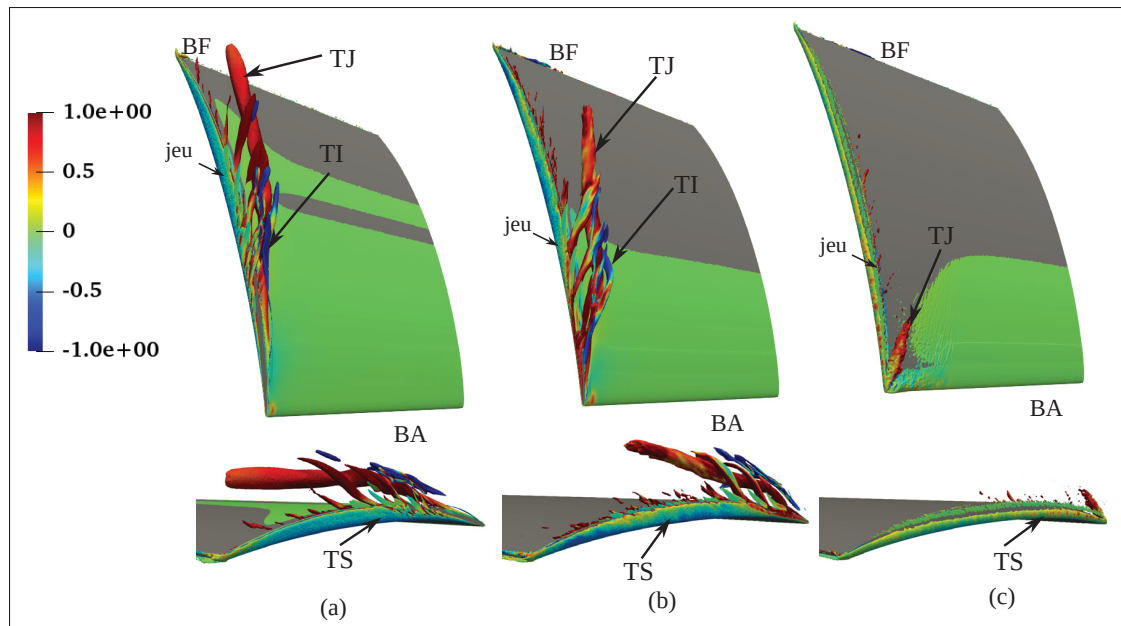


Figure 3.30 Iso-surfaces de critère Q colorés par l'hélicité normalisée (H_n) de l'écoulement moyen - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

Sur la Figure 3.31 le noyau du tourbillon de jeu est identifié sur une coupe transverse en $X/ca = 0.5$ à partir de l'hélicité normalisée. L'estimation de l'hélicité dans ce plan permet de différencier l'enroulement des tourbillons et l'écoulement principal. Au PRO, le noyau du TJ est bien identifié (avec $H_n > 0$). Autour du TJ, le tourbillon induit est identifié par le contour d'hélicité négative en bleue (avec $H_n < 0$). Ce qui conforte un peu plus que le TJ et le TI ont bien un sens de rotation différent. Au PPD, un noyau de TJ déformé est aussi identifié par la zone d'hélicité positive (en rouge). Il devient plus difficile d'identifier le TI en raison de la

complexité de l'écoulement à bas débit. Au PDP, on ne peut identifier aucun tourbillon provenant de l'écoulement de jeu.

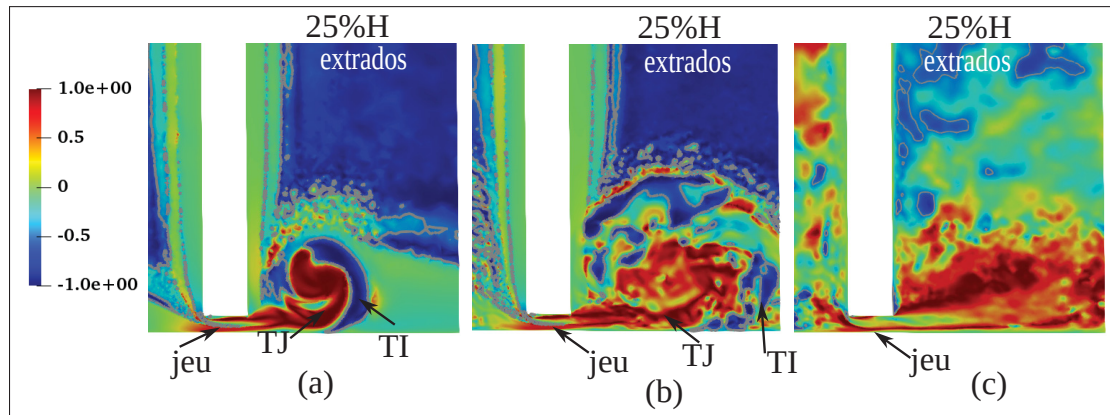


Figure 3.31 Contours de l'hélicité normalisée (H_n) de l'écoulement moyen - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

La Figure 3.32 compare les contours de la vitesse moyenne pris à mi-envergure pour les trois coefficients de débit. Au PRO, aucun effet du jeu n'apparaît autour de la pale. Sur l'extrados et proche du bord de fuite, une couche mince de basse vitesse en bleue (couche limite) se développe et prolonge le développement du sillage. La largeur du sillage est plus fine et le déficit de vitesse reste également moins développé. Pour PPD, la couche mince de basse vitesse s'épaissit, augmente de longueur. Le sillage devient un peu plus large et le déficit de vitesse est très développé, ce qui est lié au décollement déjà mis en évidence. Enfin au PDP, la couche mince de basse vitesse au bord de fuite augmente en taille et se déplace un peu plus vers la mi-corde de la pale. Le sillage devient très large et le déficit est plus important du fait de l'augmentation du chargement. La couche mince de basse vitesse et le sillage peuvent être quantifiés à travers une estimation de la déviation de l'écoulement. Elle est obtenue par la différence entre l'angle d'entrée au bord d'attaque (β_1) et l'angle de sortie au bord de fuite (β_2) de la pale. Sur le tableau 3.2, on voit bien que la déviation $\beta_1 - \beta_2$ augmente quand le coefficient de débit passe de PRO au PDP. L'augmentation de la taille de couche limite du bord de fuite et la taille du sillage entraîne l'accroissement de la déviation de la grille, et accentue les pertes de profil et du sillage.

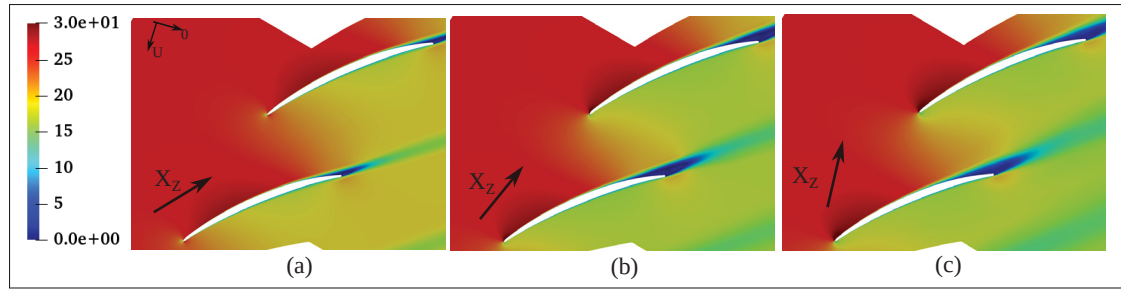


Figure 3.32 Visualisation de la vitesse moyenne (\bar{U}) de l'écoulement moyen dans une coupe aube-à-aube à 50% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

La Figure 3.33 compare les contours de la vitesse moyenne pris à 10% H proche du jeu pour les trois coefficients de débit. Au PRO, la présence de l'écoulement provoque un déficit de vitesse dans l'espace inter-aube. Cette perte de vitesse est bien une conséquence de la présence du tourbillon de jeu, identifié par Muthanna (1998) et Koch (2021). Ce qui provoque ensuite le blocage derrière son passage. La taille de la largeur de blocage est matérialisée par un iso-contour de valeur $0.5U_0$ (en blanc). Au PPD, la largeur du blocage s'agrandit et se rapproche un peu plus du bord d'attaque et de l'intrados de la pale adjacente. Au PDP, l'ensemble du passage de la pale est bloqué par l'écoulement de jeu, confirmant que la partie proche du jeu est en décrochage.

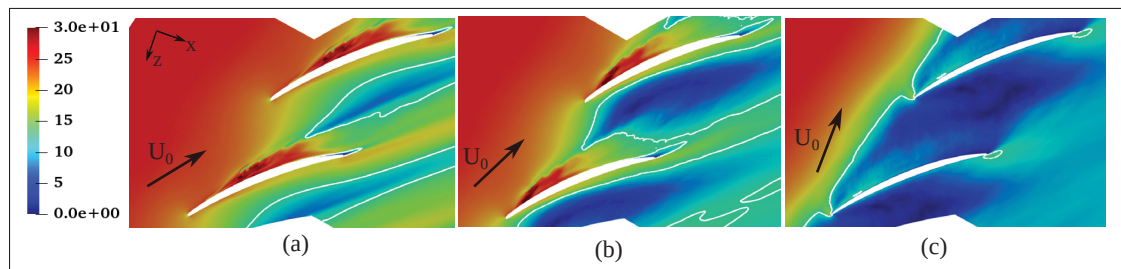


Figure 3.33 Visualisation de la vitesse moyenne (\bar{U}) de l'écoulement moyen dans une coupe aube-à-aube à 10% H proche du jeu - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

La Figure 3.34 montre la comparaison de la vitesse axiale moyenne de l'écoulement sur une coupe transverse proche du bord de fuite en $X/c_a = 0.9$ pour les trois coefficients de débit. Elle permet d'identifier la surface du blocage engendrée par l'écoulement de jeu dans le plan (Y, Z)

de la grille, quand le coefficient de débit change. C'est un concept très similaire à l'estimation de l'épaisseur de déplacement d'une couche limite (Khalid *et al.*, 1999). Au PRO, on identifie une zone de basse vitesse (en bleu) proche de la paroi du carter. Cette zone est assimilée au blocage lié aux structures turbulentes qui se développent dans l'écoulement de jeu. Une couche plus proche du carter (en bleue) où la vitesse est environ $0.15U_0$, correspond à la zone de blocage maximale. Elle s'identifie comme la zone où les pertes liées à l'écoulement de jeu sont plus importantes. Au PPD, la zone de blocage augmente sur les côtés intrados et extrados de la pale. L'enveloppe de la zone de blocage caractérisée par la vitesse $0.4U_0$ est un peu plus repoussée vers moyeu, signifiant une amplification de l'écoulement de jeu dans la direction de l'envergure (Y). La zone de vitesse minimale (en bleue) caractérisée par $0.15U_0$ augmente aussi en taille et reste beaucoup plus marquée. Au PDP, la largeur de la zone de blocage affecte un peu plus la mi-envergure de la pale en raison de l'augmentation de l'intensité de l'écoulement de jeu. La zone de basse vitesse caractérisée par l'enveloppe $0.15U_0$ occupe presque toute la partie intrados et extrados de la pale.

Pour quantifier l'aire de blocage, ainsi que pour aider à comprendre les mécanismes sous-jacents qui affectent la génération des blocages, pour les trois coefficients de débit, l'expression de Khalid *et al.* (1999) pour l'aire de blocage est utilisée :

$$S_b = \iint_{S_f} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_0 \cos \beta_0} \right) dS \quad (3.2)$$

avec S_b l'aire de blocage, S_f la surface de la face de coupe choisie en bord de fuite en $X/c_a = 0.9$, $U_0 \cos \beta_0$ la vitesse axiale en entrée de domaine et \bar{u} est la vitesse axiale dans la zone de blocage. Cette estimation est illustrée par la Figure 3.35. Elle permet de caractériser l'évolution de la taille de l'aire de blocage caractérisée par un grand déficit de vitesse axiale en fonction du coefficient de débit. On observe bien que la taille de l'aire de blocage augmente de PRO au PDP. Au PRO, la taille de l'aire de blocage est de $22.5\% S_f$. Cette aire augmente jusqu'à $34\% S_f$ au PPD avant d'arriver à sa valeur maximale de $42\% S_f$ au PDP.

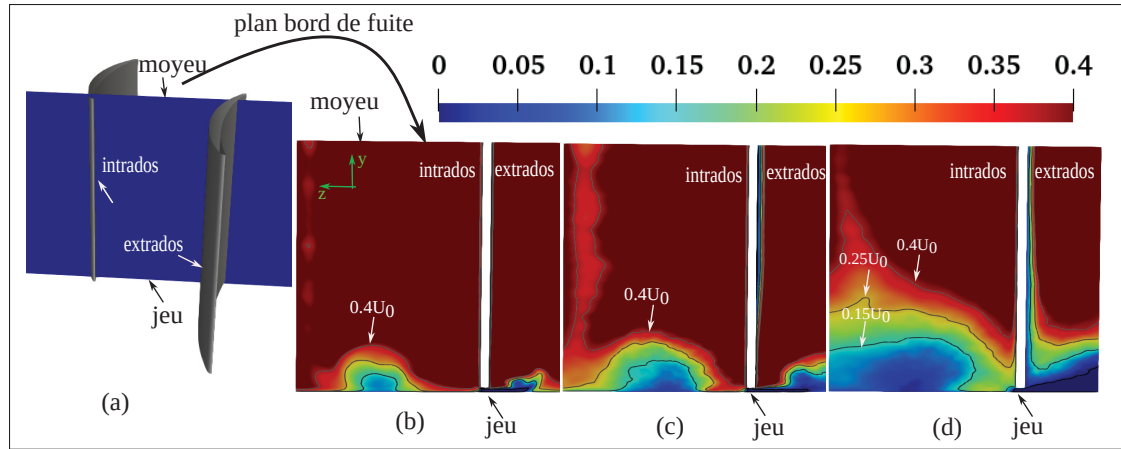


Figure 3.34 Visualisation de la vitesse axiale moyenne (\bar{u}) normalisée par la vitesse amont (U_0) dans une coupe transverse proche du bord de fuite - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

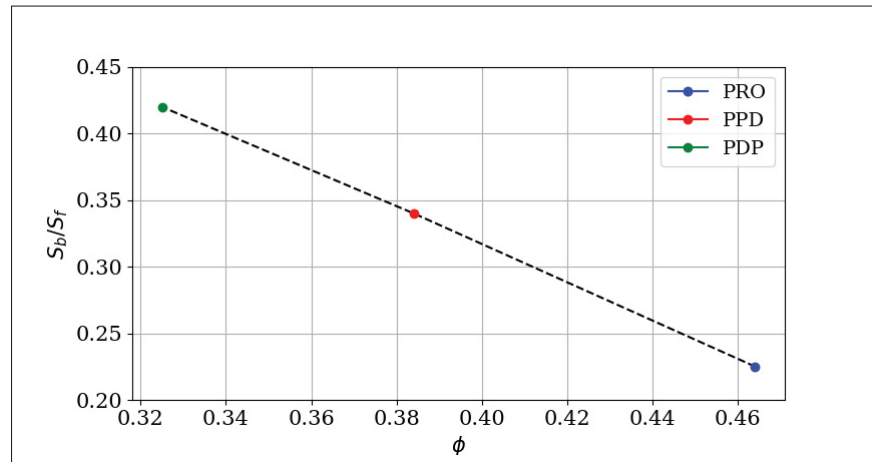


Figure 3.35 Blocage (S_b/S_f) en fonction du coefficient de débit

La Figure 3.36 décrit le coefficient de pression statique moyen ($-\overline{C_p}$) sur l'extrados de la pale pour les trois points d'opération. Au PRO, la valeur de $-\overline{C_p}$ sur la surface extrados est négative au bord de fuite. Proche du jeu, on peut voir une zone de $-\overline{C_p} > 0$, matérialisée par une tache en rouge. Cette zone coïncide à la position de sortie et de détachement du tourbillon de jeu. Au PPD, la zone de $-\overline{C_p} < 0$ au bord de fuite augmente en taille et se déplace un peu plus vers la mi-corde. Proche du jeu, la zone de coefficient de pression positive se déplace vers le bord d'attaque. Au PDP, la taille de la zone de $-\overline{C_p} < 0$ au bord de fuite augmente et reste très proche

de la mi-corde. L'augmentation de la taille de cette zone au bord de fuite (en bleue) est liée à l'augmentation de l'angle d'entrée du fluide (β_0). La tâche rouge de $-\overline{C_p} > 0$ qui était détectée au PRO et PPD disparaît proche du jeu en raison de la dissipation précoce du tourbillon de jeu.

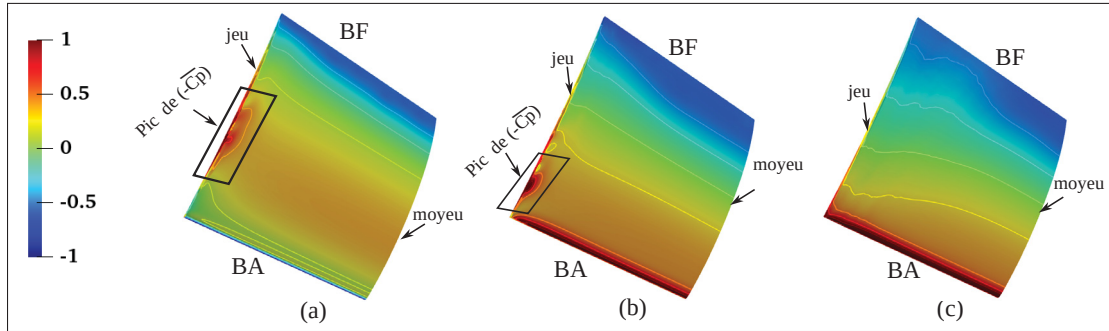


Figure 3.36 Le contour de coefficient de pression moyen ($-\overline{C_p}$) sur l'extrados de la pale - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

La Figure 3.37 représente l'évolution des coefficients de pression moyen ($-\overline{C_p}$) autour de la pale à $50\%H$ et $10\%H$ proche du jeu. Ce coefficient de pression statique moyen ($\overline{C_p}$) est introduit à la section 2.6.3. La partie supérieure du graphique ($-\overline{C_p} > 0$) correspond à l'extrados, tandis que la partie inférieure correspond à l'intrados de la pale. La position axiale (x_c^*) correspond à l'abscisse curviligne normalisée par sa corde (c). À $50\%H$ proche du jeu, le chargement moyen ($-\overline{C_p}$) n'est pas affecté par l'écoulement de jeu pour les 3 points de fonctionnement. Pour les points PPD et PDP, l'essentiel du chargement est accumulé vers le bord d'attaque, contrairement au PRO dont le chargement est distribué sur le long de la corde. Les plateaux de $-\overline{C_p}$ en bout de pale (extrados) correspondent aux décollements au bord de fuite de la pale. À $10\%H$ proche du jeu, les chargements sont globalement affectés par l'écoulement de jeu. Les pics de $-\overline{C_p}$ identifiés sur le côté extrados de la pale sont assimilés aux tourbillons de fuite de l'écoulement de jeu (voir la Figure 3.30). La position des pics passe de 40% de la corde au bord d'attaque, lorsque le coefficient de débit passe de PRO à PDP. Un décollement affecte ainsi le chargement de la pale en bord de fuite et proche du jeu.

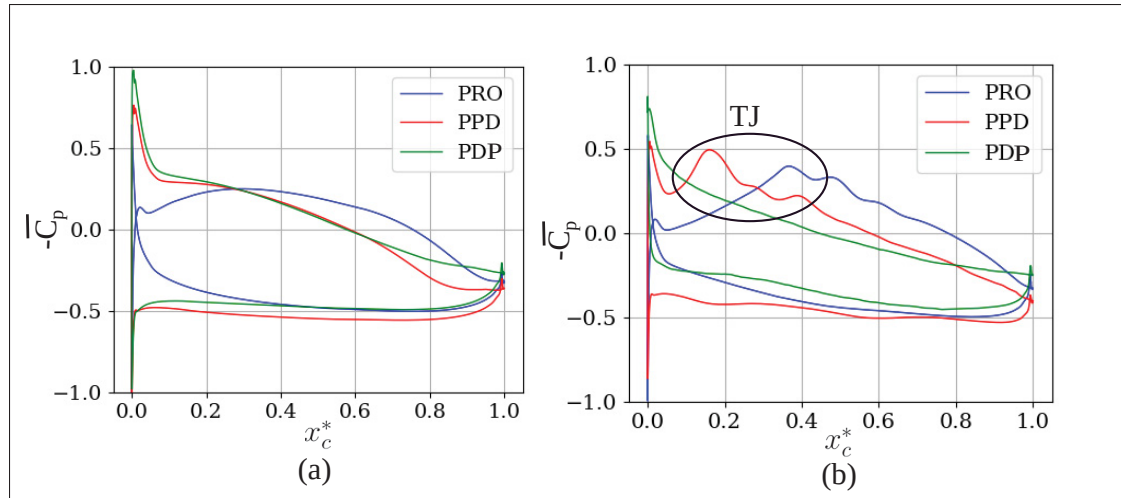


Figure 3.37 Le coefficient de pression moyen ($\overline{C_p}$) sur la pale - (a) : 50%H proche du jeu ; (b) : 10%H proche du jeu

3.4 Conclusion partielle

L'objectif premier de ce chapitre a été de vérifier et de valider les résultats des approches RANS et SBES. Les approches RANS et SBES ont été comparées avec les résultats de la SGE et les expérimentaux. Les résultats des différentes approches sont proches sur la plupart des quantités analysées. Dans la suite, l'analyse de l'écoulement de jeu a été réalisée avec la SBES pour 3 points de fonctionnement. L'avantage de continuer avec cette approche est qu'elle est capable de donner accès aux champs instationnaires avec un temps de calcul drastiquement plus faible que la SGE (environ 10 fois moins faible). Les zones d'intérêts telles que le jeu et le sillage sont bien résolues en SGE comme on a pu le voir dans ce chapitre.

L'utilisation du modèle hybride SBES a permis d'identifier les structures turbulentes associées à l'écoulement de jeu à partir du champ de vitesse instantané pour les points PRO, PPD et PDP. L'analyse de ce champ montre que l'écoulement de jeu affecte la totalité du passage de pale jusqu'à ce que le décrochage se produise dans le jeu au fur et à mesure que le coefficient de débit décroît. L'analyse spectrale de la vitesse dans le sillage proche du jeu permet d'identifier les fréquences caractéristiques de l'écoulement de jeu.

L'analyse des champs d'écoulement moyen montre que l'écoulement de jeu a une grande influence sur la topologie de l'écoulement en générale. La formation des tourbillons (TJ, TI, TS) est l'une des causes du blocage qui existe dans les zones proches du jeu. Les résultats ont montré que la surface de blocage (S_b) augmente quand le coefficient de débit décroît, créant ainsi une large zone de déficit de vitesse. Le passage des tourbillons provoque un décollement de l'écoulement et diminue également chargement de la pale. L'impact sur le chargement augmente au fur et à mesure que le coefficient de débit décroît, jusqu'à ce que le décrochage se produise. Le TJ, le blocage et la chute du chargement sont en effet identifiés comme les principaux phénomènes qui entraînent l'augmentation des pertes. Alors, au chapitre 4, une modélisation du TJ sera effectuée pour quantifier son effet sur les pertes.

CHAPITRE 4

ANALYSE ET MODÉLISATION DES PERTES DE L'ÉCOULEMENT MOYEN

Dans ce chapitre on cherche à quantifier les pertes dans des configurations typiques de compresseurs pour les coefficients de débit hors optimum ϕ . Sur la configuration de grille d'aubes VT et sur la configuration *USI7* de l'université de Siegen, le modèle paramétrique de Deveaux (2020) qui estime les pertes en fonction des paramètres de l'écoulement et du tourbillon de jeu est confronté aux quantifications réalisées.

4.1 Configuration de Grille VT

Dans cette section on analyse les pertes sur la configuration de grille VT. Après l'évaluation des pertes dans le jeu à différents ϕ , les différentes étapes et paramètres qui permettent d'étendre le modèle de Deveaux (2020) sont décrits brièvement. Le paramétrage est effectué à partir de base de données provenant des simulations RANS, déjà validée dans le précédent chapitre.

4.1.1 Quantification et classification des pertes

Dans le chapitre 3, les modèles RANS et SBES, SGE ont été validés au point de rendement optimal (PRO). Par la suite, d'autres points de fonctionnement autour du PRO ont été simulés. En raison d'un temps calcul très conséquent pour les approches SBES et SGE, le choix de l'approche utilisé pour la paramétrisation se porte sur l'approche RANS qui nécessite un temps de calcul beaucoup plus faible. Avec cette approche, un peu plus de 10 points de fonctionnement sont simulés permettant d'avoir une large base de données, afin d'assurer une bonne vérification et extension du modèle. C'est pour cette raison, dans cette section, les résultats la base de données RANS sont employés pour évaluer les pertes en fonction du coefficient de débit dans la machine. En particulier, l'objectif est d'identifier la contribution des pertes associées à l'écoulement de jeu.

Pour explorer les différentes sources de pertes et leur contribution en fonction du coefficient de débit dans la configuration de la grille VT, l'évaluation des pertes se fait en suivant les formules

« $P_0 \text{ flux}$ » présentées dans la section 2.6.1.1. Pour cela, 2 plans d'estimations sont créés sur la pale. Ces plans d'estimation des pertes nommées plans (1 et 2) sont présentés à la Figure 4.1. Le plan de référence S_1 est au bord d'attaque de la pale et le plan S_2 est placé au bord de fuite pour ne considérer que les pertes dans la grille. Pour identifier et classer les pertes, on peut restreindre la section de plan S_2 . Dans tous les cas, le plan de coupe à la position 2 considérera l'ensemble de la section transverse du domaine (selon la direction Z) tandis que l'on pourra le limiter dans la direction de l'envergure (selon la direction Y) à la section d'intérêt.

Selon Lakshminarayana (1996), la zone affectée par l'écoulement de jeu s'étend sur environ 10% à 30% de la taille de l'envergure, dépendant de la taille du jeu ou du coefficient de débit. Ici le tiers de la section proche du carter est considéré pour évaluer ζ_j . Pour évaluer les pertes associées au développement des couches limites sur la pale, le tiers de la section à l'opposé du jeu est considéré. Dans cette zone, l'écoulement est peu affecté par l'influence du jeu (Sanjosé, Koch, Drame & Hakizimana, 2021). Les différentes pertes qui sont évaluées ici sont :

- Les pertes de la Grille ou totale sont évaluées avec l'approche « $P_0 \text{ flux}$ » sur toute l'envergure H .
- Les pertes proches du jeu ζ_j sont estimées du carter jusqu'à l'envergure $H/3$ avec « $P_0 \text{ flux}$ ».
- Les pertes de profil ζ_p sont également estimées avec « $P_0 \text{ flux}$ » dans la section de longueur $2H/3$, comme le montre la Figure 4.1.
- Pour vérifier, les pertes totales sont reconstruites à partir de l'expression (4.1) :

$$H\zeta(\text{reconstruit}) = \frac{H}{3}\zeta_j + \frac{2H}{3}\zeta_p \quad (4.1)$$

- Finalement les pertes associées au tourbillon de jeu ζ_t sont évaluées par différence :

$$\zeta_t = \zeta_j - \zeta_p \quad (4.2)$$

Le Tableau 4.1 résume les différents coefficients de pertes qui sont évalués dans le cadre de cette étude.

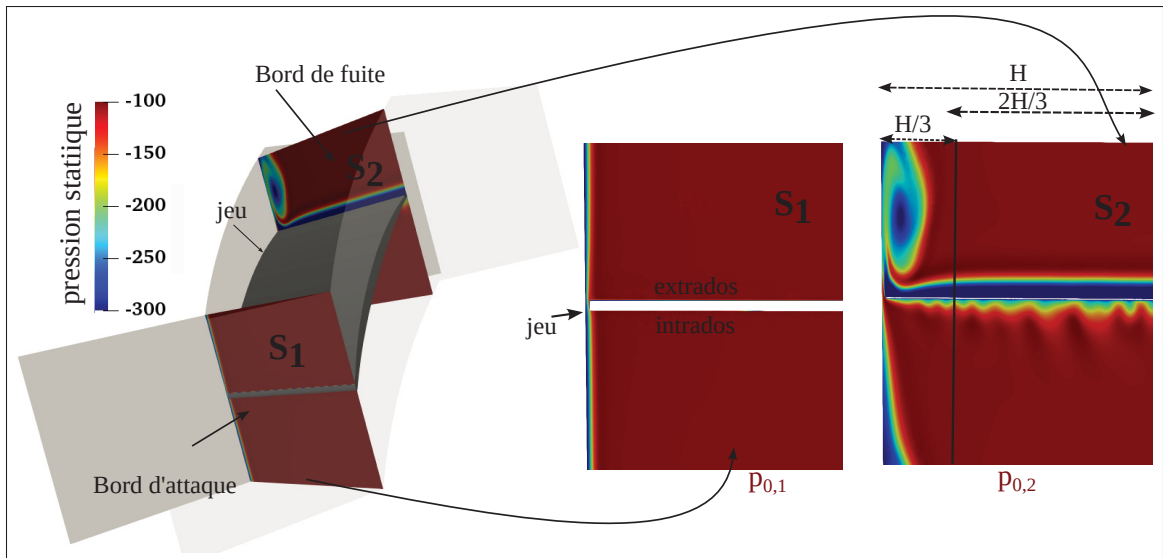


Figure 4.1 Les plans d'estimation des pertes de pression pour différents ϕ en $X/c_a = 0.1$ et $X/c_a = 0.9$

Tableau 4.1 Définition des différents coefficients de pertes

Type	Notation	Envergure Y
Grille	ζ	$[0, H]$
Pale	ζ_p	$[2 H/3, H]$
Jeu	ζ_j	$[0, H/3]$

En utilisant ces évaluations, il est possible de quantifier les différentes contributions en fonction du coefficient de débit. Ces évaluations sont montrées à la Figure 4.2. La ligne pointillée verticale définit le point de rendement optimal (PRO) étudié au précédent chapitre.

Le coefficient de pertes de la grille, calculé sur l'intégralité de l'envergure pour différents coefficients de débit forme une courbe convexe, dont le minimum correspond au débit nominal de la grille. Ainsi, le point nominal correspond au point d'opération de meilleur rendement. Le coefficient de pertes évalué sur la section sans effet de jeu est plus faible que celui de la grille complète. L'écart est faible aux coefficients de débits élevés, tandis qu'il est plus important pour

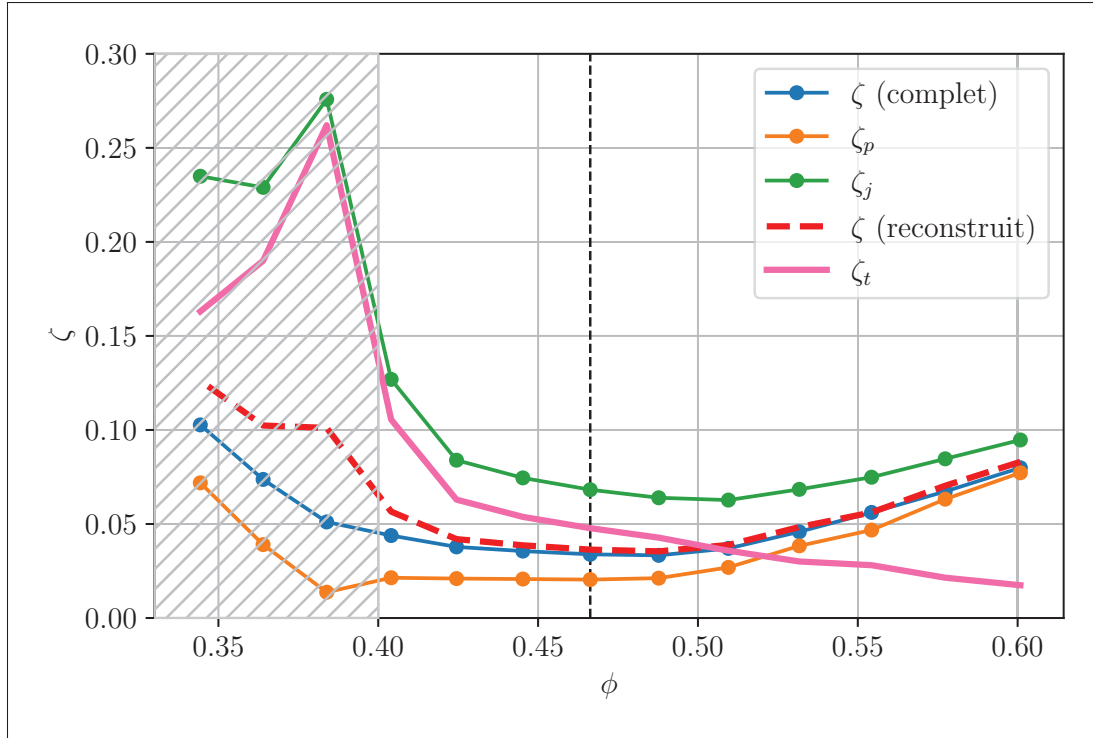


Figure 4.2 Évolution des pertes de la grille en fonction du coefficient de débit

les coefficients de débit inférieurs au point nominal. Le coefficient de pertes évalué dans la section influencée par le jeu est largement supérieur à celui de la grille. L'écart est particulièrement important à faible débit.

En supposant que le débit est parfaitement distribué sur l'envergure de la section, et en supposant que le tiers central de la veine n'est pas influencé par l'écoulement de jeu, le coefficient de pertes de la grille peut être évalué à nouveau avec une simple pondération des deux évaluations indépendantes décrites par l'expression (4.1). Cette reconstruction est identifiée avec la courbe rouge. La courbe rouge est fidèle à l'estimation des pertes sur l'ensemble de la grille, sauf pour les coefficients de débits inférieurs à 0.4. La reconstruction n'est plus valable dans la zone grisée, car l'écoulement de jeu modifie l'écoulement principal de manière importante sur l'ensemble de la section. Il faut également souligner d'autre part que les méthodes RANS peinent à simuler ces points d'opération à forte charge (Sanjosé & Pépin, 2022), ainsi les points $\phi < 0.4$ seront ignorés dans la suite de cette étude.

4.1.2 Modélisation du tourbillon de jeu

Cette section propose de confronter pour la configuration de grille VT à différents débits, le modèle empirique de pertes associées à l'écoulement de jeu proposé par Deveaux *et al.* (2020) et l'estimation ζ_t qui a été réalisée dans la section précédente. Pour modéliser le tourbillon de jeu, les équations (2.27) et (2.28) découlant des hypothèses de Deveaux *et al.* (2020) définies dans la section 2.3 sont employées.

Dans ce travail, les coefficients A , χ_D , $\frac{h}{Y_t}$ et c_l du modèle de Deveaux sont évalués en fonction du coefficient du débit ϕ dans la configuration de la grille VT. La quantification de ζ_t dans l'expression (4.2) servira de référence. Il s'agit d'une part de quantifier l'intensité du tourbillon Γ , sa position Y_t et son coefficient de décharge χ_D , d'autre part de définir la portance c_l .

Le critère Q permet d'identifier les structures tourbillonnaires. L'iso-surface $Q = 5 \times 10^5 \text{s}^{-2}$ permet de clairement identifier les structures pour les simulations RANS présentées à la Figure 4.3. À grand débit, la structure est plutôt alignée à la pale et localisée proche du jeu, tandis qu'à faible débit la structure est plus décalée vers le milieu du passage et en profondeur dans la veine. De plus à faible débit, le tourbillon principal apparaît dès le bord d'attaque (LE), tandis qu'il apparaît plus loin le long de la corde à mesure que le débit augmente. Ce comportement augmente le blocage de l'écoulement et l'interaction avec l'écoulement primaire, c'est ce que le modèle de Deveaux *et al.* (2020) prend en compte en tenant compte de la coordonnée Y_t/h .

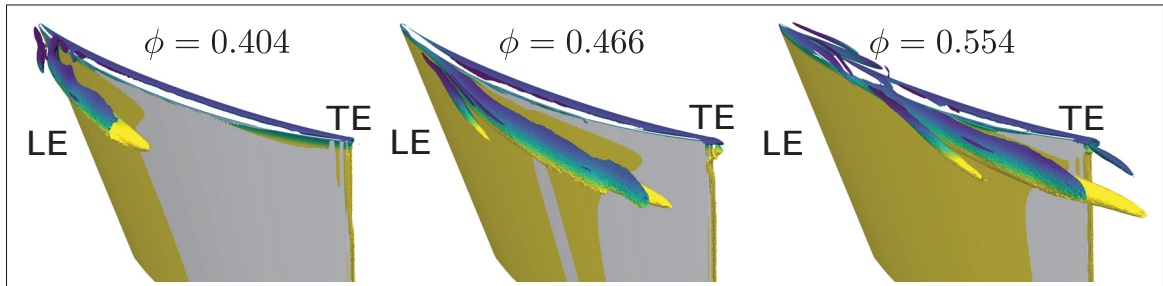


Figure 4.3 Visualisation du tourbillon de jeu à différents débits à l'aide l'isosurface de critère $Q = 5 \times 10^5 \text{s}^{-2}$

La modélisation proposée s'intéresse au tourbillon principal ou tourbillon de jeu (TJ) à la sortie de la grille d'aubes. Il faut en particulier déterminer sa circulation Γ et sa position dans le passage de pale (Y_t, Z_t) . Sur un plan de coupe axial, la circulation est calculée comme le flux de vorticité axiale au travers d'une surface délimitant le tourbillon S_t :

$$\Gamma = \iint_{S_t} \omega_X dS. \quad (4.3)$$

Dans ce travail, la surface S d'estimation de la circulation Γ est choisie à la position du plan $X/c_a = 0.9$, pour s'affranchir des effets du sillage. La position de coupe du plan est illustrée à la Figure 4.4. La surface S_t correspond à la zone du plan de coupe à la position $X/c_a = 0.9$ pour laquelle $Q > 4 \times 10^4 \text{s}^{-2}$. De plus pour exclure les tourbillons induits par le TJ qui sont contra-rotatifs, la zone est également limitée par un critère sur la vorticité axiale $\omega_X > 0$. Finalement, les zones proches du carter et du profil sont également exclues de la surface d'intégration pour s'assurer d'exclure des zones de couche limite. Le centre du tourbillon est alors déterminé comme le minimum de pression sur cette surface (Chakraborty *et al.*, 2005). Pour illustrer cette approche, le centre du tourbillon dans le plan $X/c_a = 0.9$ est localisé pour les différents débits simulés à la Figure 4.5. Il est clair que le centre du tourbillon est de plus en plus difficile à localiser lorsque ϕ diminue.

La position du TJ $(Y_t/h, Z_t/c_a)$ dans le plan $X/c_a = 0.9$ peut être modélisée par une évolution linéaire en fonction du coefficient de débit ϕ tel que montré à la Figure 4.6. Cette évolution obtenue à partir d'une régression linéaire est approximée par les équations linéaires (4.4) et (4.5) :

$$Y_t/h = -7.67\phi + 7.9 \quad (4.4)$$

$$Z_t/c_a = 1.99\phi - 1.76 \quad (4.5)$$

On constate que le tourbillon plonge plus en profondeur dans le passage de pale. C'est-à-dire selon la direction Y , à mesure que le débit diminue, le tourbillon de jeu s'éloigne un peu plus du carter. On note que les derniers points à faibles débits ne suivent pas la courbe de tendance

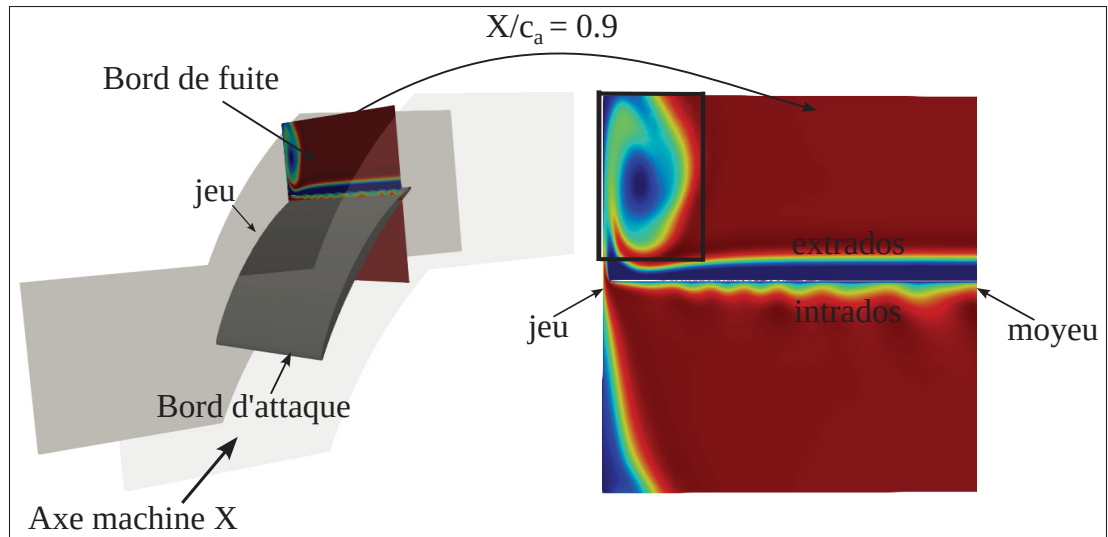


Figure 4.4 Position du plan d'identification du centre du TJ pour différents ϕ en $X/c_a = 0.9$

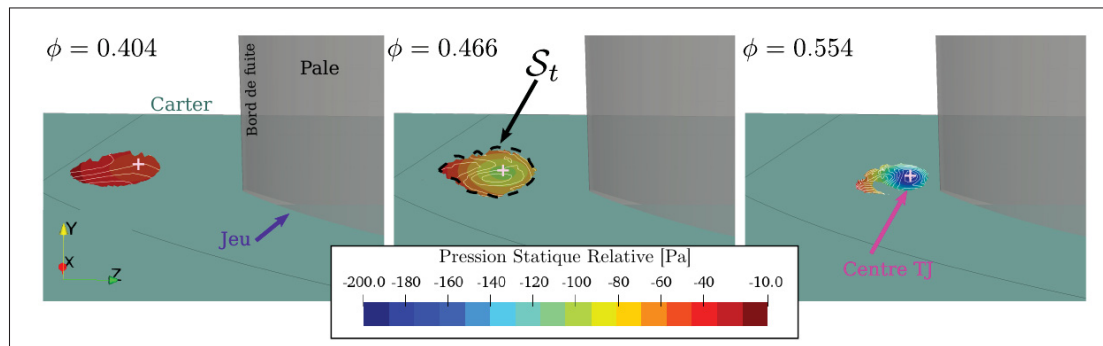


Figure 4.5 Identification du centre du TJ pour différents ϕ en $X/c_a = 0.9$: les contours colorés représentent la pression statique sur les surfaces d'intégration S_t et les lignes blanches représentent des iso-contours de vortacité

déterminée pour $\phi > 0.445$. Ceci est lié d'une part à la définition de la surface S_t qui s'appuie sur un critère Q peu contraignant (Chakraborty *et al.*, 2005), mais également à des difficultés de la méthode RANS pour ces points d'opération. La position du tourbillon est calculée à l'abscisse $X/c_a = 0.9$ à la Figure 4.6, néanmoins plusieurs extractions à différentes positions axiales montrent que ces tendances linéaires restent identiques.

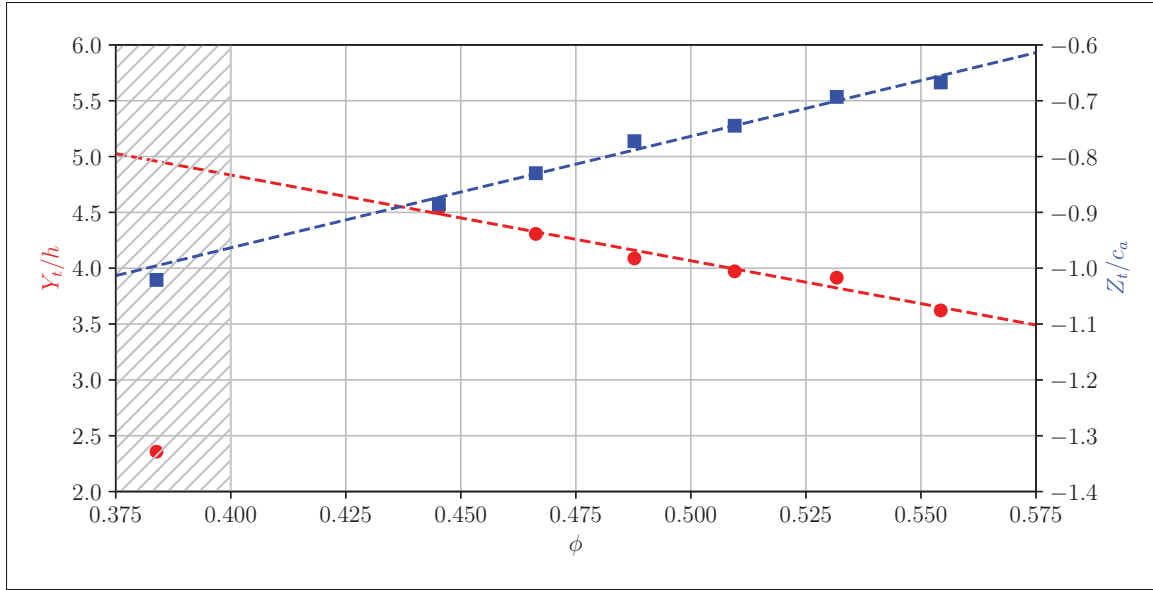


Figure 4.6 Évolution du centre du TJ ($Y_t/h, Z_t/c_a$) dans le plan $X/c_a = 0.9$ en fonction du coefficient de débit ϕ : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations et les lignes pointillées représentent les droites de tendance

Le coefficient de portance c_l est calculé seulement par l'intégration de la pression sur un plan de coupe du profil à 90% d'envergure H . Ceci permet d'aller chercher le coefficient qui voit le moins l'effet de l'écoulement de jeu (Sanjosé *et al.*, 2021). La circulation du tourbillon est calculée à l'abscisse $X/c_a = 0.9$. Néanmoins, plusieurs évaluations à différentes positions axiales ont permis de vérifier que la circulation du TJ calculée avec la surface contrainte S_t reste constante dans la veine, pour les points $\phi > 0.445$, pris en compte dans la modélisation proposée. Cette intensité du tourbillon est proportionnelle à $\chi_D^2 c_l$ dans le modèle de Deveaux *et al.* (2020). Elle est comparée avec le coefficient de portance c_l sur la Figure 4.7, qui décrit une tendance quadratique modélisée par l'équation polynomiale (4.6).

$$c_l = -6.86\phi^2 + 5.19\phi - 0.43 \quad (4.6)$$

On observe bien que la force du tourbillon adimensionnée est toujours supérieure à la force de la portance pour tous les coefficients de débit. Cette force du tourbillon joue un rôle crucial dans le modèle des pertes de Deveaux *et al.* (2020).

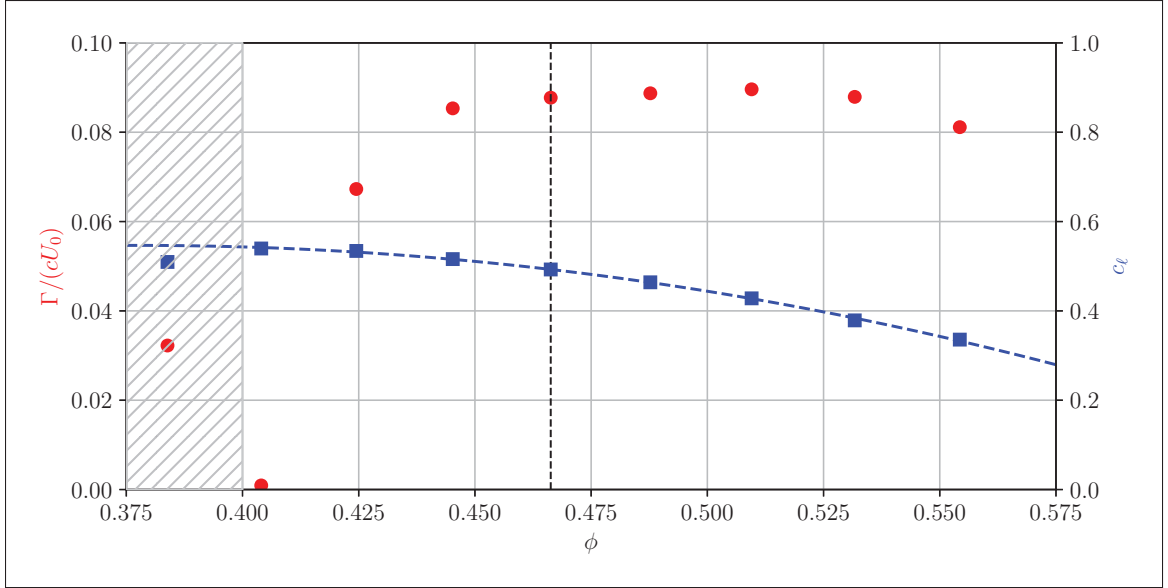


Figure 4.7 Évolution en fonction du coefficient de débit ϕ des paramètres c_l (bleu) et $\Gamma/(cU_0)$ (rouge) : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations et les lignes pointillées représentent les courbes de tendance

À l'aide des extractions de Y_t/h , $\Gamma/(cU_0)$, c_l et ζ_t il est possible de déterminer les paramètres du modèle de pertes associées au tourbillon à partir des équations (2.27) et (2.28). Ainsi la Figure 4.8 démontre χ_D et $1/A$ suivent une tendance linéaire en fonction du coefficient de débit pour la plage de débit $\phi > 0.445$. Ce qui est traduit par les expressions linéaires (4.7) et (4.8).

$$\chi_D = 1.76\phi - 0.064 \quad (4.7)$$

$$1/A = 1.88\phi - 0.73 \quad (4.8)$$

Sur la Figure 4.8 on réalise que l'ordre de grandeur du coefficient χ_D est tout à fait cohérente avec les observations et estimations d'autres auteurs (Rains, 1954; Deveaux *et al.*, 2020; Lakshminarayana, 1996; Denton, 1993).

Finalement en employant les évolutions linéaires obtenues précédemment pour Y_t/h , χ_D , et $1/A$ en fonction du coefficient de débit ϕ , le modèle de Deveaux *et al.* (2020) peut être évalué en comparant l'équation (2.28) et les valeurs de ζ_t obtenues selon l'équation (4.2), tel que montré à

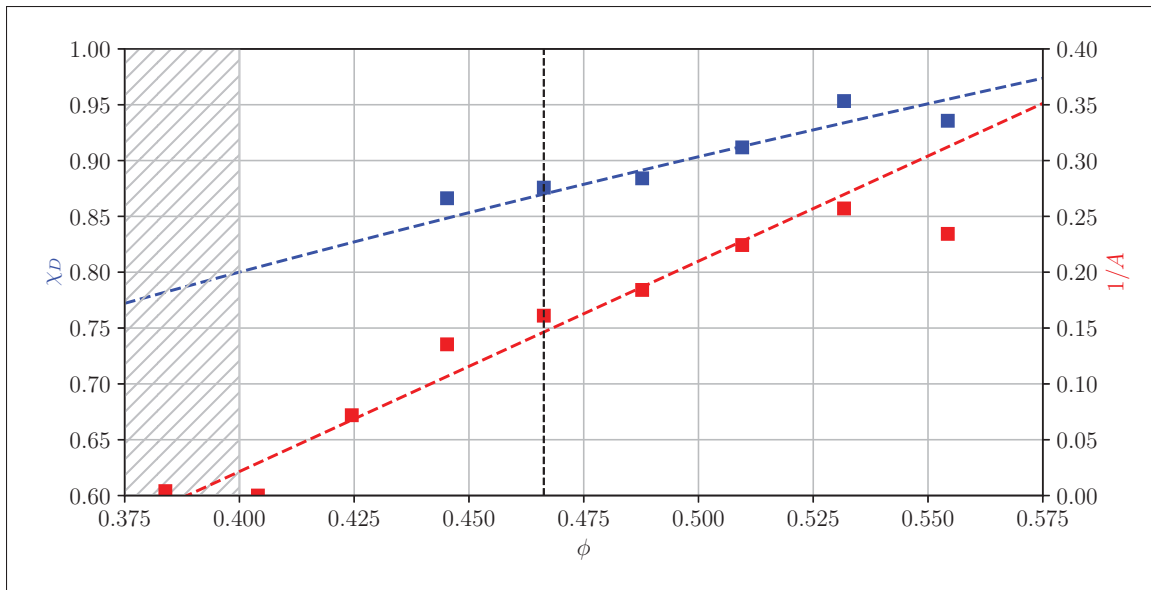


Figure 4.8 Évolution en fonction du coefficient de débit ϕ des paramètres χ_D (bleu) et $1/A$ (rouge) : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations et les lignes pointillées représentent les courbes de tendance

la Figure 4.9. Le modèle capte bien l'explosion des pertes causées par le TJ lorsque ϕ tend vers 0.4 et ce malgré que les fonctions χ_D , $1/A$ et Y_t/h n'aient été déterminées que pour $\phi > 0.445$. Ainsi, bien que le modèle de Deveaux *et al.* (2020) soit développé à l'aide d'une approche potentielle il a été étendu pour des points d'opération hors optimum.

Le modèle de Deveaux *et al.* (2020) vient d'être évalué et étendu sur une configuration de grille rectiligne à l'aide d'une base de données RANS. En utilisant les paramètres associés au TJ et en réalisant des évaluations de la portance du profil et des pertes, on est parvenu à étendre le modèle sur une plage de débit autour du point optimal de la grille d'aube. Dans la section suivante, le modèle obtenu et calibré sur la base de données RANS devra être interrogé sur une configuration réelle pour vérifier l'effet de la géométrie, de la rotation et de la variation du chargement sur l'extension du modèle de Deveaux *et al.* (2020).

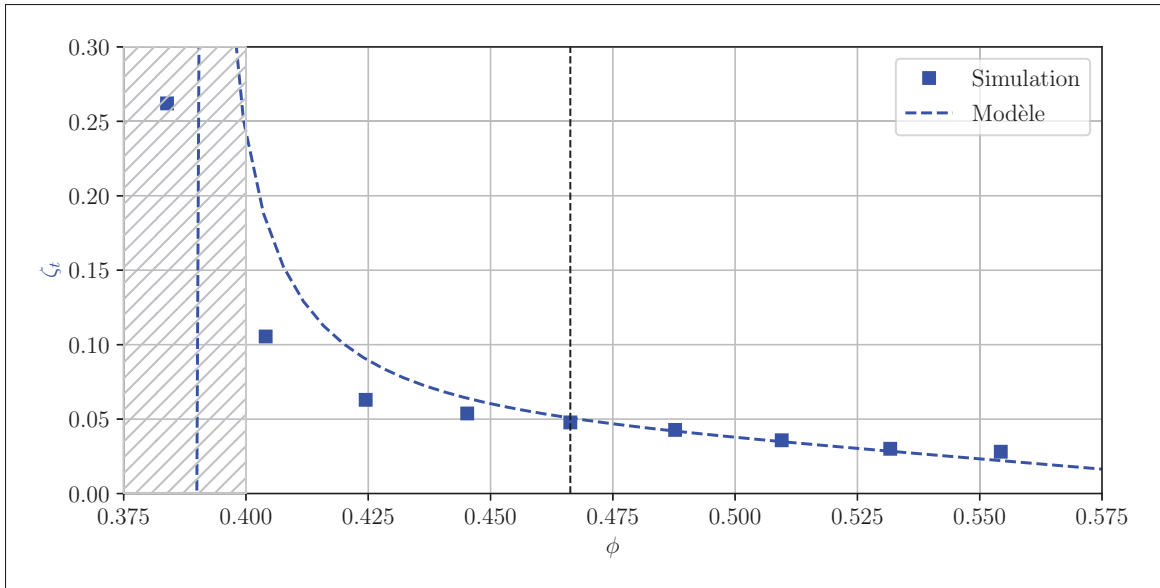


Figure 4.9 Modélisation des pertes associées au tourbillon de jeu ζ_t : la ligne verticale pointillée identifie le point de fonctionnement optimal

4.2 Configuration USI7

Dans cette section, l'objectif principal est de réaliser une vérification du modèle de Deveaux, qui a été étendu à la section précédente pour les coefficients de débit hors optimum pour la configuration de grille d'aubes de VT. Pour atteindre cet objectif, une base de données RANS de la configuration USI7 est utilisée pour évaluer le modèle permettant de prédire les pertes associées à l'écoulement de jeu de la machine. À l'aide d'analyse des champs d'écoulement RANS, l'impact de la variation du coefficient de débit sur la forme, la trajectoire et la force du TJ est étudié et paramétré.

4.2.1 Performances

Les performances du ventilateur *USI7* sont quantifiées en termes du coefficient de gain de pression ψ et de rendement η . Ces paramètres sont donnés par les équations (2.35) et (2.36) définies dans la section 2.6.2. Comme décrit dans la partie méthodologie, les performances sont

étudiées que sur la taille de jeu $4\%c$, car c'est la taille la plus représentative pour faire le lien avec la configuration VT.

La comparaison entre les données de simulation et expérimentale (Carolus *et al.*, 2015) est montrée sur la Figure 4.10. Il est clairement facile de voir sur la Figure 4.10 la différence entre RANS et les expériences. Cette différence est causée par le manque de précisions du modèle RANS utilisé dans cette configuration. En particulier, les mécanismes de transition et instationnaire présentent d'importants effets aérodynamiques sur l'écoulement de jeu (Sanjosé & Pépin, 2022; Zhu & Carolus, 2018). L'analyse des courbes montre également que le modèle RANS prédit un décrochage plus tôt que les expériences en raison des phénomènes complexes qui apparaissent à bas coefficient de débit. Cela constitue une limite pour ce modèle. Dans la suite, pour être sûr d'être dans l'intervalle où l'écoulement est prédit de manière précise, les visualisations et l'analyse des champs moyens se feront que pour les coefficients de débit 0.165 et 0.195 qui correspondent aux PRO et PPD pour la configuration VT.

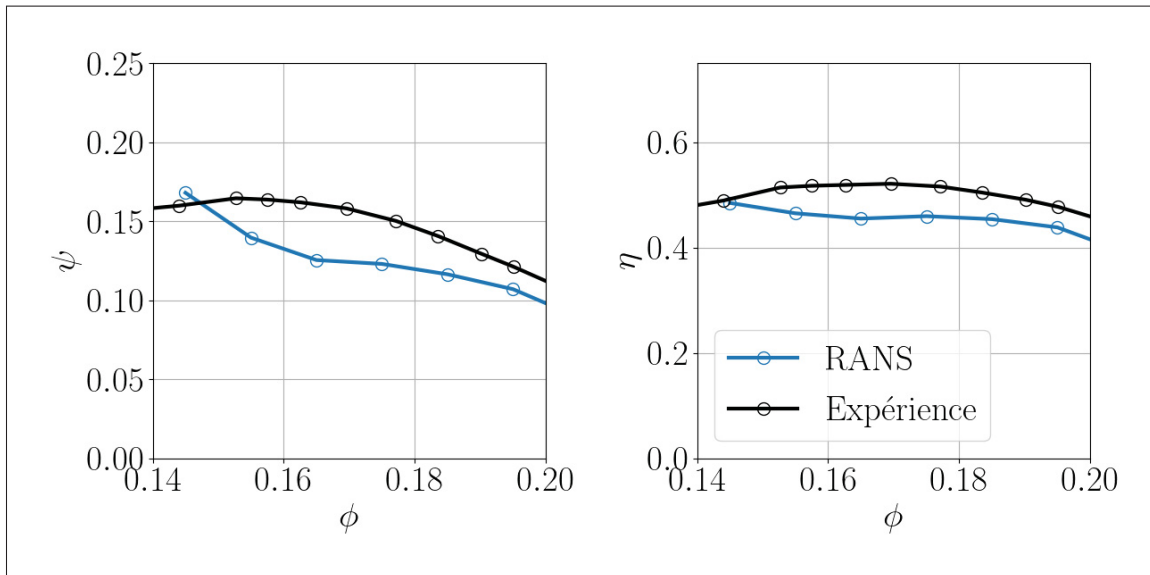


Figure 4.10 Performances de la configuration USI7

4.2.2 Analyse de l'écoulement et évaluation du chargement

La Figure 4.11 montre l'évolution du tourbillon de jeu colorée par la vitesse amont (W_∞) quand le coefficient de débit décroît. Le noyau du tourbillon de jeu est obtenu par l'estimation de l'iso-surface du critère ($Q = 1.65 \times 10^6 \text{s}^{-2}$), à partir de la vitesse relative. La Figure 4.11 montre qu'à haut débit, le tourbillon de jeu se développe dans direction tangentielle. Il est très cohérent et passe sous l'intrados de la pale adjacente. Tandis qu'à bas débit, le tourbillon augmente de rayon et commence à se dissiper à son extrémité en raison de l'augmentation de la zone de blocage proche du jeu. De petites tourbillons correspondant à des tourbillons de séparation sont aussi visibles au niveau du bord de fuite et proche du moyeu. La forme et la direction des tourbillons de jeu identifiées sur la configuration *US17* contribuent également sur l'augmentation des pertes liées à l'écoulement de jeu.

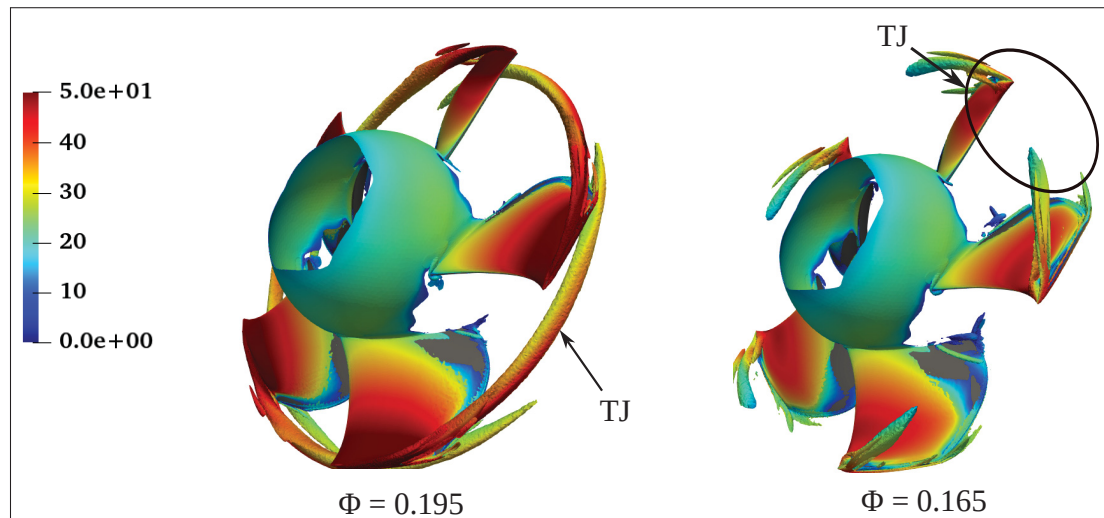


Figure 4.11 Visualisation des tourbillons de jeu colorés par le module de la vitesse W_∞ à différents débits pour $Q = 1.65 \times 10^5 \text{s}^{-2}$

La Figure 4.12 décrit l'évolution de la vitesse axiale sur un plan perpendiculaire à l'axe machine Z prise à la mi-corde du profil. L'effet du jeu peut clairement être identifié par la zone de basse vitesse axiale (en bleue). Elle correspond aussi à la zone de développement du tourbillon de jeu déjà identifié sur la Figure 4.11. Cette zone augmente de taille et se déplace vers le moyeu de la

pale, quand le coefficient de débit décroît coïncidant à une plus large zone de blocage. La zone de vitesse axiale plus faible ou négative est détectée plus proche du carter pour les 2 coefficients de débit. Cela montre en effet la façon dont le tourbillon de jeu impacte l'écoulement proche du jeu.

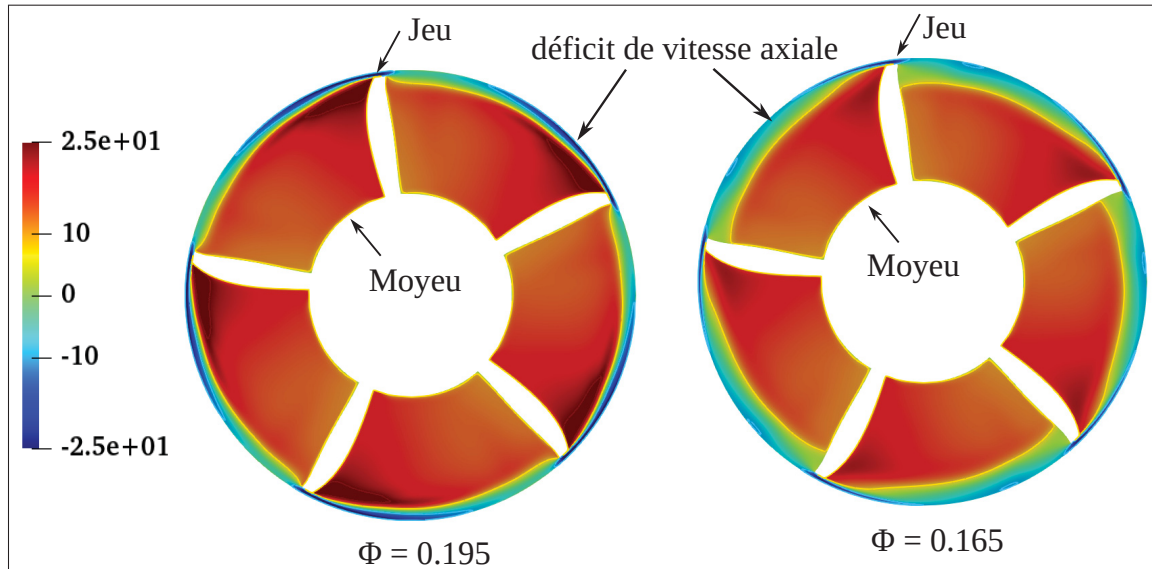


Figure 4.12 Visualisation de la vitesse axiale l'écoulement pour différents ϕ sur un plan de coupe $Z/c = 0.5$

La Figure 4.13 présente le contour de pression statique sur une coupe tangentielle de la configuration en $Z/c = 0.5$. Une zone de basse pression (en bleue) est identifiée sur le côté extrados de la pale pour les 2 points de fonctionnement. À bas débit, la zone est très accentuée et reste très collée à la paroi du conduit, ce qui est en effet causée par la structure tourbillonnaire en bout de pale. À bas débit la zone de basse pression s'étale un peu plus sur presque la totalité de l'envergure en raison de l'effet de blocage qui empêche le fluide de passer en tête de pale. Le fluide est alors dévié un peu plus bas dans la veine et c'est ce qui fait baisser la pression dans la direction de l'envergure montrant également la variation du chargement sur la pale.

La Figure 4.14 représente les lignes de frottement (lignes blanches) sur la pale pour différents coefficients de débit. L'extrados de la pale est coloré par la pression statique. Globalement, on peut voir que le chargement de la pale n'est pas uniforme dans la direction radiale pour les

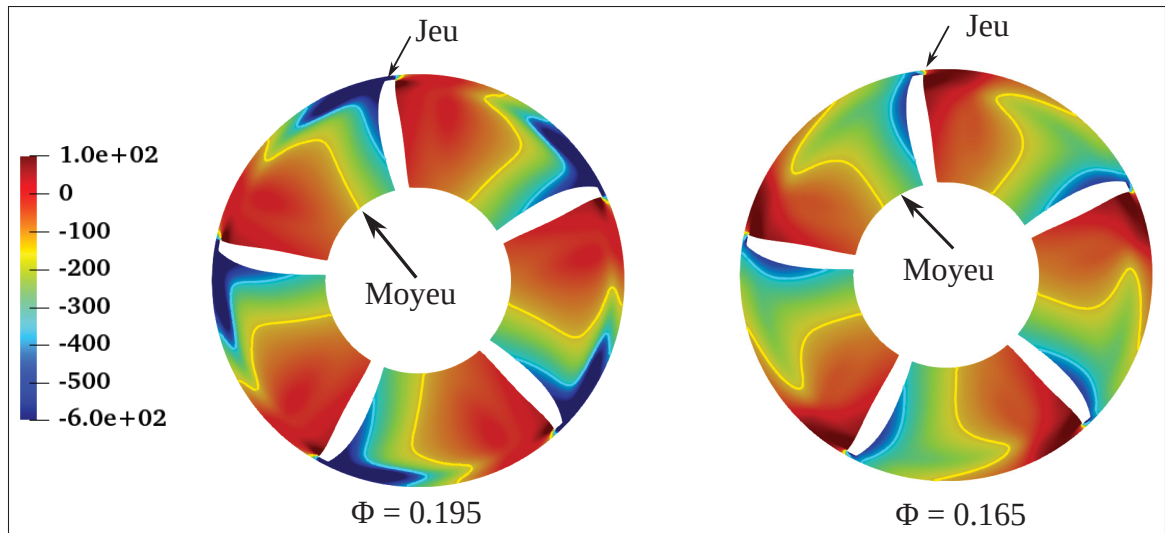


Figure 4.13 Visualisation de la pression statique p l'écoulement pour différents ϕ sur un plan de coupe $Z/c = 0.5$

2 coefficients de débit. Ceci est lié aux complexités apportées par la configuration. Au bord d'attaque, l'écoulement est propre et les lignes de frottement se développent adéquatement et restent aligné à la direction radiale sur l'extrados de la pale à tous les débits. Au bord de fuite, des zones de décollement peuvent être identifiées. Une première zone de décollement de coin au moyeu qui n'est pas affectée par le débit. Une deuxième zone affectée par le débit est également identifiable à haut débit. Cette zone décollée proche jeu est clairement dû à l'écoulement de fuite. Proche du jeu, les lignes de frottement sont déviées. À bas débit, les déviations apparaissent au bord d'attaque et correspondent à la recirculation provoquée par le tourbillon de jeu présenté à la Figure 4.11. Cette zone s'agrandit un peu plus et se déplace vers l'aval de la pale quand le débit accroît. Ces décollements s'ajoutent aux autres complexités de l'écoulement dans la machine réelle et participe aux pertes.

Après avoir identifié l'écoulement sur la pale, les coefficients de pression et de frottement sont tracés sur la Figure 4.15 pour deux positions d'envergures $h^* = 10\%$ et $h^* = 90\%$, afin de mieux comprendre les effets de l'écoulement proches du jeu et du moyeu sur le chargement de la pale. Les positions d'extraction des coefficients de pression et de frottement sont illustrées par la Figure 2.17 de la section 2.5.3. Sur les courbes de gauche, on voit que le chargement de la

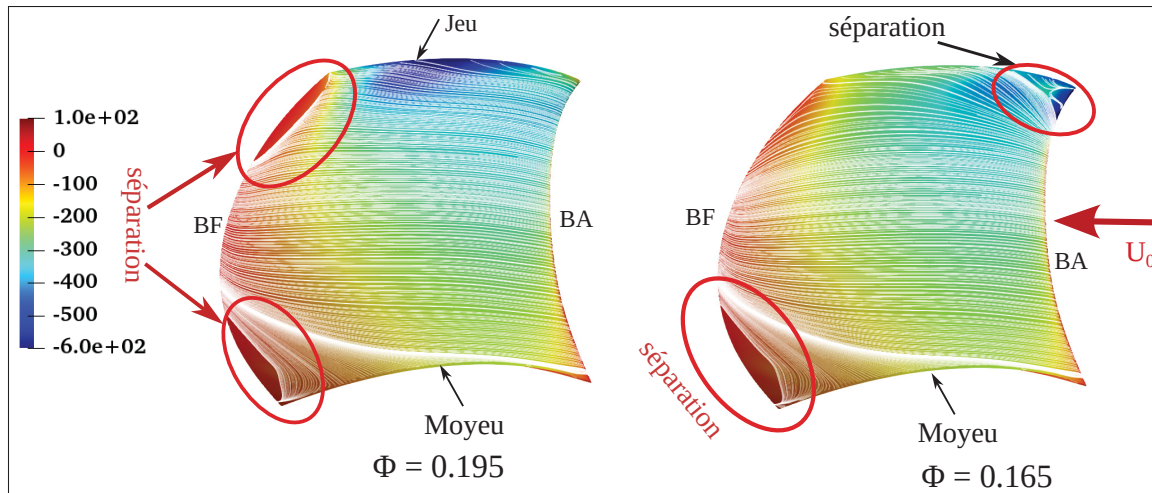


Figure 4.14 Visualisation des contours de pression statique p et lignes de cisaillement pour différents ϕ

pale est plus important à $h^* = 10\%$ qu'à $h^* = 90\%$. Ce qui est en lien avec le développement de l'écoulement de jeu qui perturbe et réduit le chargement de la pale. Les différentes bosses identifiées sur les C_p sont liées aux décollements déjà identifiés sur la Figure 4.14. À $h^* = 90\%$, le plateau de C_p identifié au bord d'attaque est causé par la séparation de l'écoulement au coin du bord d'attaque proche du jeu. Sur les courbes de droite, les C_f sont représentés. À $h^* = 10\%$ comme à $h^* = 90\%$, le changement du C_f entre $x_c/c = 0$ et 0.2 est provoqué par la transition de l'écoulement vers la turbulence, que le modèle $k - \omega$ SST est capable de capter de manière rustique (Menter, 1994; Moreau, Henner, Iaccarino, Wang & Roger, 2003). À $h^* = 10\%$, l'augmentation du C_f proche du bord de fuite correspond à la position où les décollements sont identifiés. À $h^* = 90\%$ le C_f est très perturbé et justifie aussi l'aspect du C_p pour les deux coefficients de débit à cette position de coupe. La réduction du chargement proche du jeu présente d'ailleurs un effet direct sur la performance globale de pale en impliquant une réduction de la portance.

4.2.3 Analyse des pertes

Dans cette section, les pertes générées par l'écoulement dans le ventilateur sont évaluées. Ces pertes sont estimées ici à partir des deux formulations « P_0 flux » et « \dot{s} volume », définies dans

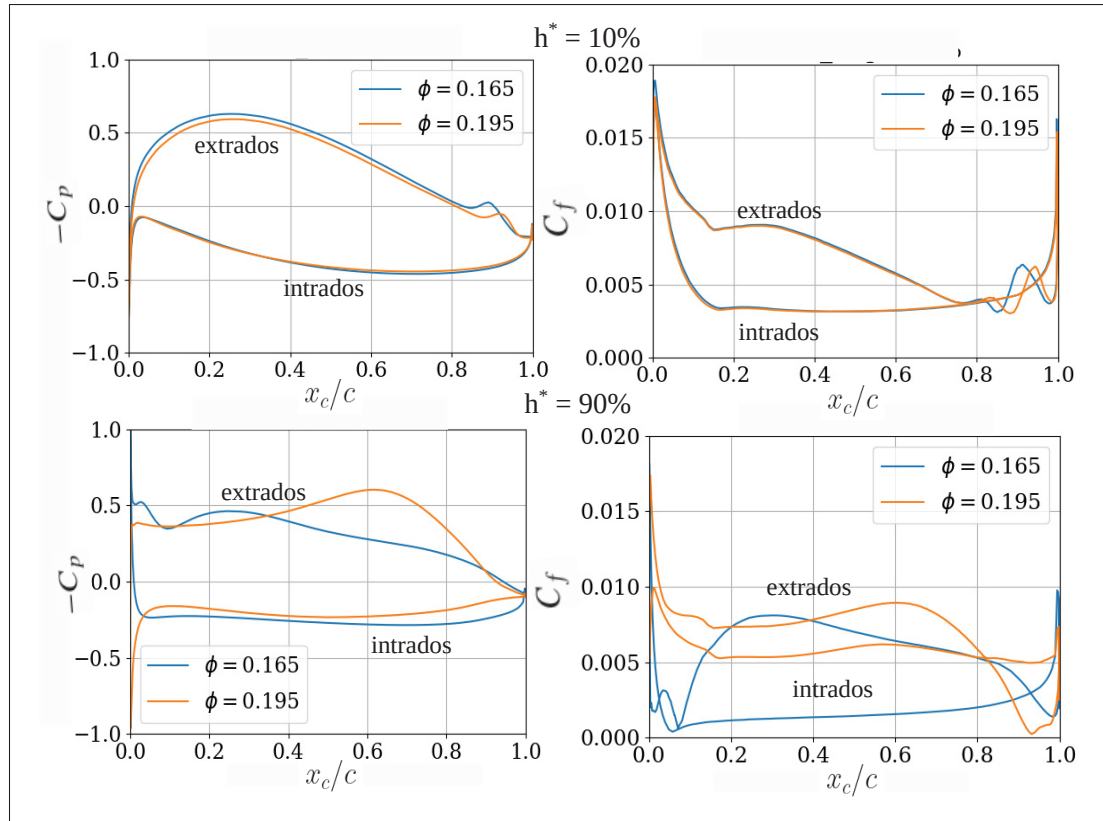


Figure 4.15 Visualisation des positions de coupes sur la pale pour l'extraction du coefficient de pression pour différents ϕ

les sections 2.6.1.1 et 2.6.1.2. Dans cette configuration, au lieu d'évaluer les pertes seulement avec l'approche « $P_0 flux$ », on les évalue également avec l'approche « $\dot{s} volume$ », qui est une approche volumique plus complète pour obtenir toutes les contributions en raison de la non uniformité du débit d'entrée du ventilateur et de la variation du chargement de la pale sur l'envergure.

Pour l'approche « $\dot{s} volume$ », le volume V d'intégration de l'équation (2.34) peut être restreint pour identifier la contribution des caractéristiques spécifiques de l'écoulement. Pour cette configuration, la contribution de la couche limite se développant sur les pales est calculée en sélectionnant un volume de 2.5 mm autour des pales. La contribution du jeu est obtenue en considérant un volume d'intégration correspondant à 20% de la portion la plus externe du

conduit dans le domaine du rotor, mais en excluant aussi les effets de la pale, du carter et le moyeu jusqu'à environ 2.5 mm.

La Figure 4.16 montre les pertes en fonction du coefficient de débit dans le volume entre les plans 1 et 2 définis à 10 cm en amont et en aval des pales du rotor. À gauche de la Figure 4.16, le coefficient des pertes ζ évalué avec les deux approches « $P_0 flux$ » et « $\dot{s} volume$ ».

Premièrement, il faut voir que les pertes augmentent quand le coefficient de débit est réduit. Cette tendance est également constaté précédemment sur la configuration de grille. Ces deux approches montrent des tendances similaires en ce qui concerne l'évolution des pertes. Néanmoins, de petites différences sont aussi identifiées. L'approche $\dot{s} volume$ reste une approche avec de larges imprécisions en raison de l'intégration du volume discret opérée dans ce travail (Fiore *et al.*, 2021). Pour cette raison, cette approche sera limitée ici pour l'évaluation de la contribution des pertes de l'écoulement de jeu en fonction du coefficient de débit pour cette configuration. À droite de la Figure 4.16, les contributions du jeu et du profil (développement couche limite sur les pales) sont présentées en pourcentage par rapport aux pertes totales estimées à partir de l'augmentation d'entropie entre les plans 1 et 2. Dans ce cas, les pertes associées à l'écoulement de jeu sont plus grandes que celles du profil pour quasiment tous les coefficients de débit. Par contre, les pertes de profil ont une tendance qui augmente avec le coefficient de débit, tandis que la contribution de l'écoulement de jeu a une tendance opposée.

Dans la suite, les pertes associées à l'écoulement de jeu sont obtenues à partir de la contribution de l'écoulement de jeu montré à droite de la Figure 4.16 et les pertes visqueuses obtenues avec l'approche $P_0 flux$ représentée par la courbe bleue à gauche sur la Figure 4.16. On supposera ici que les pertes du jeu sont approchées par les pertes liées au tourbillon de jeu, donc on a :

$$\zeta_t \approx \zeta_j \quad (4.9)$$

Ces pertes ζ_t seront confrontées au modèle proposé par Deveaux *et al.* (2020) pour évaluer les complexités de la configuration sur l'extension du modèle.

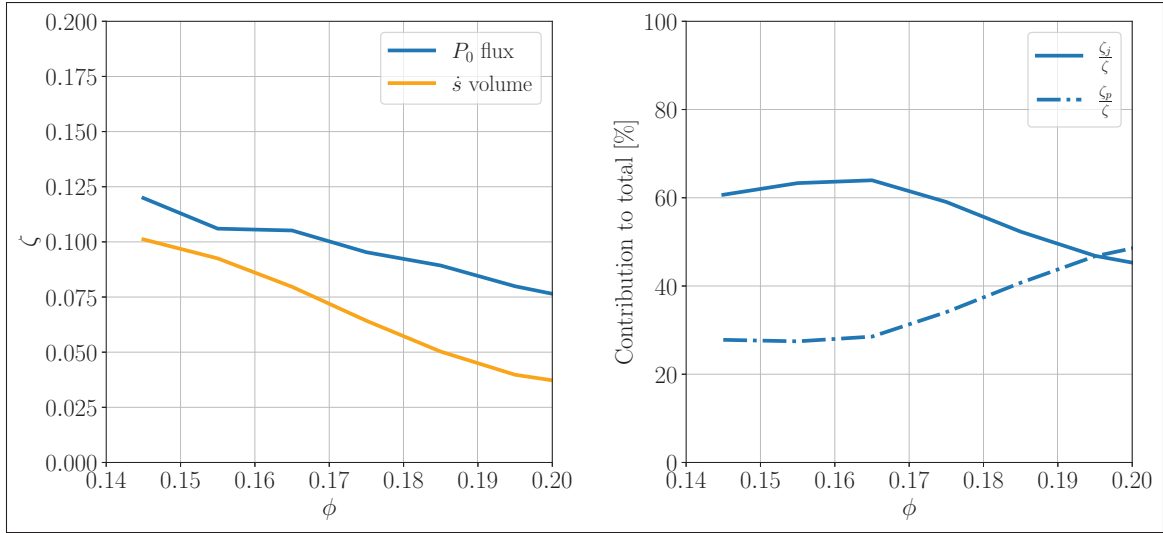


Figure 4.16 Analyse des pertes visqueuses de la configuration *US17*

4.2.4 Le tourbillon de jeu

La principale hypothèse de (Deveaux *et al.*, 2020) est que les pertes d'écoulement dans le jeu ζ_t sont proportionnelles au carré de l'intensité du tourbillon de jeu Γ . Dans le présent travail, toutes les quantités sont extraites dans le repère tournant attaché aux pales du ventilateur. L'intensité du tourbillon est calculée dans un plan perpendiculaire à la ligne de cambrure moyenne de la pale proche du jeu. L'intensité du tourbillon est déjà définie par l'équation (4.3). Elle traduit le flux de vorticité à travers une surface S_t délimitant le tourbillon. Dans cette configuration, la surface S_t délimitée par l'iso-surface de critère $Q > 2 \times 10^{-5} s^{-2}$ correspond à l'aire du plan normal prise à 70% de la corde. En outre, pour exclure les tourbillons induits qui sont en contre-rotation, la zone est également limitée par un critère sur $\omega_n > 0$. Des seuils supplémentaires sur la distance par rapport à l'extrados de la pale sont définis pour restreindre S_t au tourbillon de jeu et exclure les zones de la couche limite. Le centre du tourbillon est alors déterminé comme la position de la pression minimale sur cette surface S_t . Les différents surface et centre du tourbillon de jeu obtenus pour les coefficients de débit 0.165 et 0.195 sont présentés par la Figure 4.17. On constate que la forme du TJ change et il devient de plus en plus difficile d'identifier l'aire exacte du tourbillon de jeu quand le débit décroît.

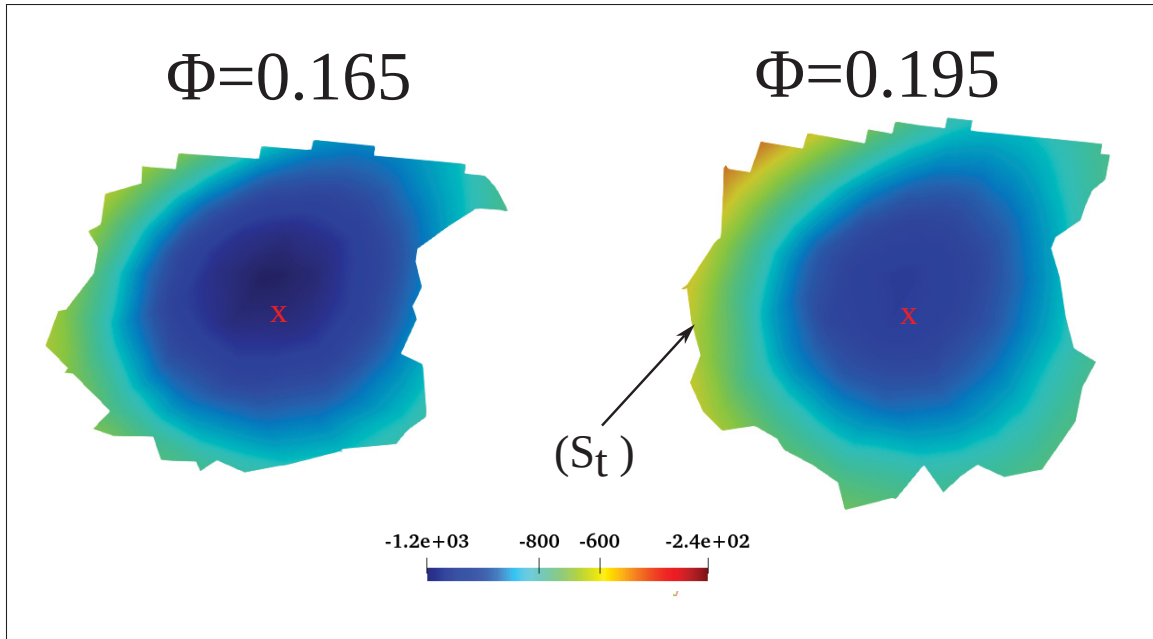


Figure 4.17 Identification du centre du TJ à partir de la pression statique pour 2 points d'opération dans un plan normal à la corde à 80%*c*

Finalement, la force du tourbillon adimensionnée par la corde en proche du jeu et la vitesse de référence W_∞ est obtenue. Par souci de cohérence avec la définition du coefficient des pertes, ce dernier est défini par le débit massique moyenné de la pression dynamique relative sur la section du conduit à partir de la vitesse de référence W_∞ .

$$W_\infty = \sqrt{\frac{2}{\rho}(P_{0,1} - P_1)} \quad (4.10)$$

La comparaison entre l'estimation des pertes liées au jeu et l'intensité du tourbillon pour différents coefficients de débit est fournie par la Figure 4.18. On voit que l'intensité du tourbillon évolue en fonction du coefficient de débit. La tendance est très bien obtenue pour les coefficients de débit plus grand que $\phi = 0.165$. Pour les coefficients de débit plus faibles, la structure tourbillonnaire de l'extrémité de la pale est plus complexe, car le tourbillon de jeu subit une rupture qui augmente les pertes. À nouveau, les coefficients de débit plus faible que $\phi = 0.165$

sont ignorés du fait de la dissipation du tourbillon de jeu. Néanmoins, les pertes ζ_t sont toujours au-dessus de l'estimation de l'intensité du tourbillon de jeu.

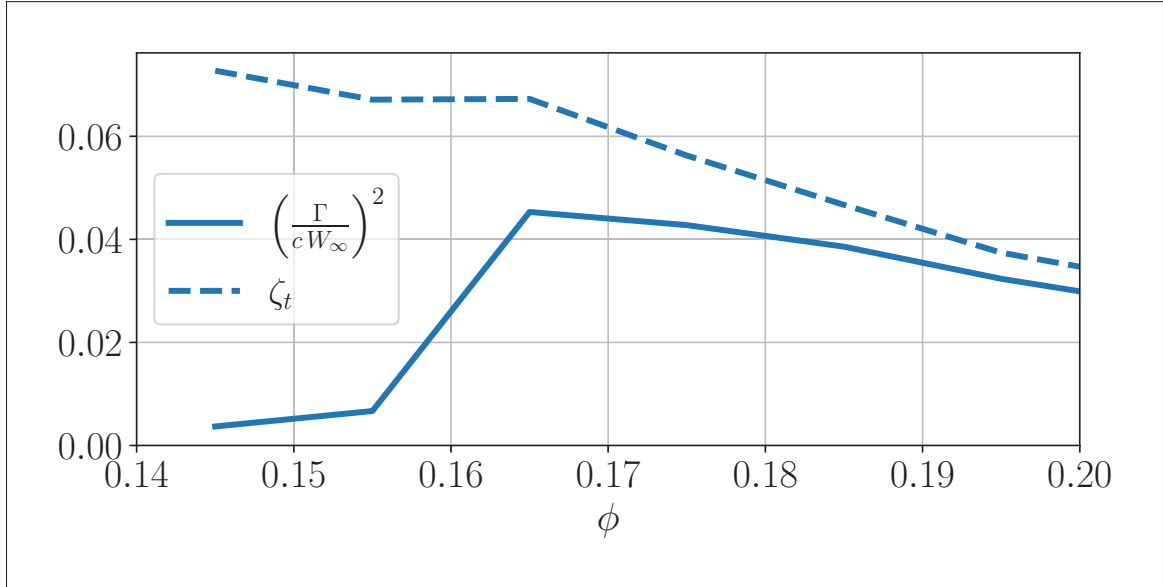


Figure 4.18 Comparaison de la force du tourbillon de jeu (ligne continue) et les pertes ζ_t associées (lignes discontinues) dans la configuration US17

4.2.5 Écoulement dans le jeu

La seconde hypothèse formulée par Deveaux *et al.* (2020) est que la force du tourbillon de jeu est liée à la quantité de mouvement de l'écoulement de jet à travers le jeu qui est entraîné par la différence de pression à travers le jeu. Cette hypothèse est déjà reformulée dans l'équation (2.27) sous la forme d'une force de tourbillon de jeu sans dimension Γ et proportionnelle à $\chi_D^2 c_l$, où χ_D est le coefficient de décharge causé par la vena-contracta à l'entrée du jeu, et c_l est le coefficient de portance du profil. Le coefficient de proportionnalité est donné par le rapport h/Y_t entre le jeu et la demi-envergure de la nappe de tourbillons (qui correspond à la distance du centre des tourbillons par rapport au carter). Ce coefficient est pris dans cette configuration comme $h/\Delta r_t$ avec Δr_t qui est la distance du tourbillon au carter.

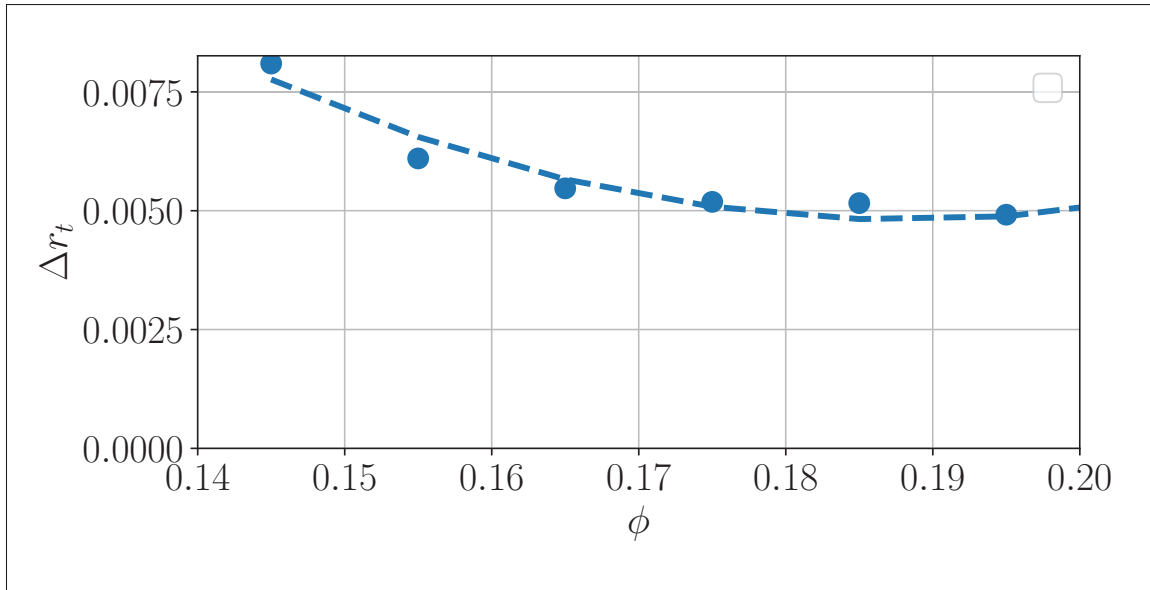


Figure 4.19 Évolution de la profondeur du tourbillon de jeu Δr_t en fonction du coefficient de débit ϕ : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations, la ligne pointillée représente la courbe de tendance

Dans la présente évaluation, les termes de droite de l'équation (2.27) sont évalués. Chaque paramètre de l'équation est estimé à partir d'une courbe de tendance obtenue par la technique de la régression.

L'évolution radiale du tourbillon Δr_t est montrée par la Figure (4.19). On peut constater que le centre du tourbillon de jeu s'éloigne un peu plus du carter quand le coefficient de débit décroît. En réalisant une régression avec un polynôme du second degré, on peut conclure que le centre du tourbillon de jeu évolue de manière quadratique à travers l'équation polynomiale (4.11). Cette équation qui décrit la distance Δr_t mesurée entre le carter et le centre de la surface tourbillonnaire S_t sera utilisée dans le modèle de Deveaux pour avoir la tendance de l'évolution des pertes.

$$\Delta r_t = (r - R_t) = 1.58\phi^2 - 0.59\phi + 0.061 \quad (4.11)$$

Le coefficient de décharge χ_D est estimé à l'aide de l'équation (4.12) à partir de la théorie de l'écoulement potentiel de Moore & Tilton (1988), pour laquelle il est lié à σ , le coefficient de

contraction de l'écoulement du jet à l'intérieur du jeu.

$$\chi_D = \frac{\sigma}{\sqrt{1 - 2(\sigma - \sigma^2)}} \quad (4.12)$$

Pour calculer σ , le débit de fuite est analysé sur l'ensemble du bout de la pale. La distribution du débit massique par unité de longueur $\dot{m}_j(\xi)$ est calculée perpendiculairement à la ligne de cambrure moyenne du profil en bout de pale. En outre, les profils de la composante de vitesse perpendiculaire à la ligne de cambrure moyenne sont extraits dans le jeu. À partir de ces profils, la vitesse maximale $U_{max}(\xi)$ est obtenue le long de la ligne de cambrure moyenne. À partir de ces quantités, le coefficient de contraction local est obtenu comme indiqué dans l'équation (4.13). De plus, le débit de fuite total peut être calculé par intégration sur la ligne de cambrure moyenne.

$$\sigma(\xi) = \frac{\dot{m}_j(\xi)}{\rho h U_{max}(\xi)} \quad (4.13)$$

$$\overline{\dot{m}_j} = \frac{1}{c} \int_0^c \dot{m}_j(\xi) d\xi \quad (4.14)$$

Le facteur de contraction locale pour $\phi = 0.165$ et 0.195 est présenté dans la Figure 4.20. Les facteurs de contraction estimés dans le jeu pour les deux coefficients de débit démontrent globalement une grande dépendance de l'écoulement de jeu par rapport au débit entrant. Le minimum du facteur contraction est identifié à l'emplacement du maximum de fuite dans le jeu qui est positionné ici en $x_c/c = 0.6$. Pour $\phi = 0.165$, le maximum de contraction se situe près du bord d'attaque, à environ 5% de la corde, tandis que pour le coefficient d'écoulement élevé, le maximum se situe proche du bord de fuite. Globalement, pour cette configuration de jeu, le facteur de contraction varie de 0,70 à 0,85 pour les 2 coefficients débits évalués ici.

Le ratio du débit massique de fuite intégré $\dot{m}_j = \overline{c\dot{m}_j}$ et \dot{m} le débit massique total ou principal en fonction du coefficient de débit est montré à la Figure 4.21(gauche). Avec cette taille de jeu, le débit de fuite augmente rapidement quand le coefficient de débit décroît, jusqu'à 1.2% du débit principal à travers le ventilateur. Lorsque le coefficient de débit est faible, la fuite

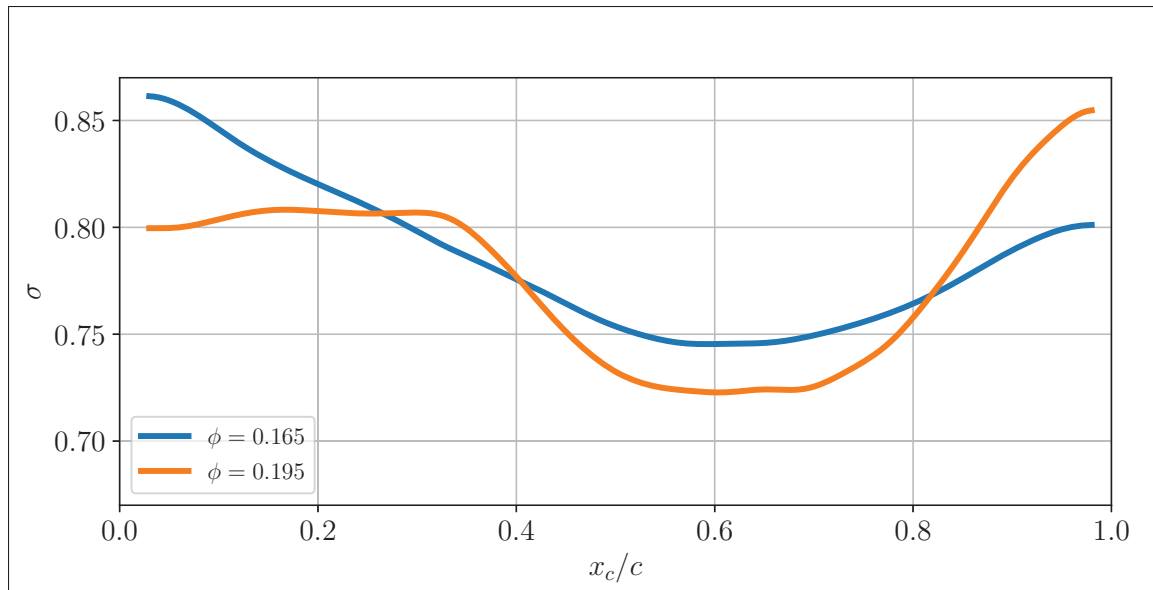


Figure 4.20 Facteur de contraction le long de la ligne de cambrure moyenne pour 2 coefficients de débit

maximale se déplace vers l'avant de l'aube, exposant l'aube au décrochage (Vo, 2010). On peut voir également que ce déplacement vers le bord d'attaque se fait rapidement pour les coefficients de débit plus faible que $\phi = 0.165$.

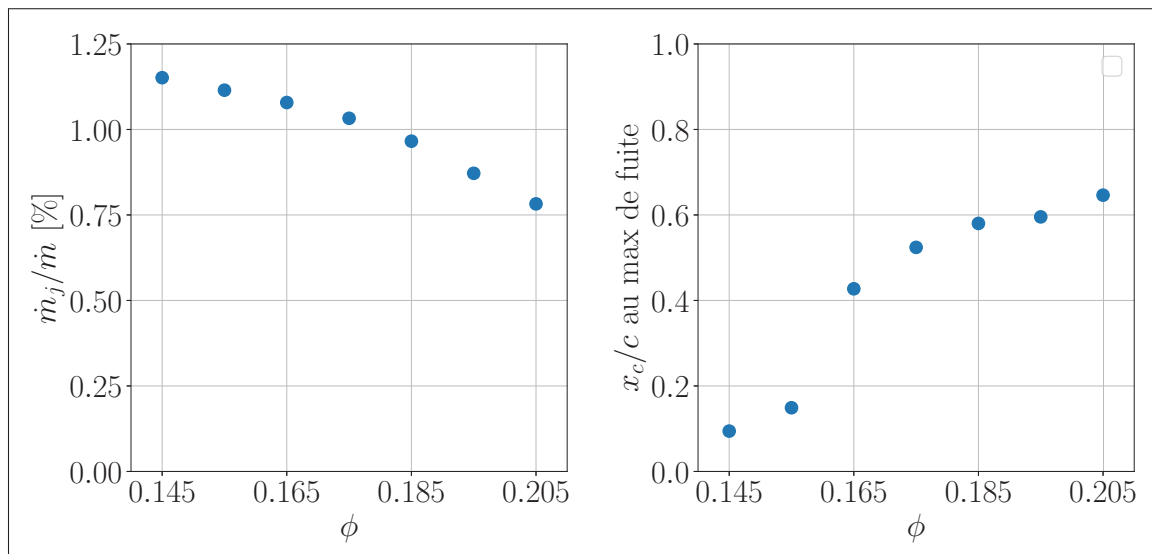


Figure 4.21 Évolutions du débit de fuite mesuré et position du maximum de débit de fuite

Pour l'évaluation de l'expression (2.27) entre l'intensité du tourbillon et la quantité de mouvement du jet de fuite, le coefficient de décharge χ_D est évalué à l'aide de l'équation (4.12) avec σ extrait à l'emplacement de la fuite maximale affichée dans la Figure 4.21 (droite).

Les évolutions du coefficient de décharge χ_D et du coefficient $1/A$ dans le modèle sont illustrées par la Figure (4.22). On observe que les deux paramètres n'évoluent pas de la même façon. Le coefficient de décharge (en bleu) qui ressemble à un arc alors que le coefficient $1/A$ (en orange) augmente quand le coefficient de débit augmente. Les tendances de ces deux paramètres sont obtenues à travers une régression polynomiale du second degré. Les tendances de χ_D et de $1/A$ sont respectivement illustrées par les équations (4.15) et (4.16)

$$\chi_D = -22.24\phi^2 + 7.5\phi + 0.33 \quad (4.15)$$

$$1/A = -336.57\phi^2 + 150.76\phi - 14.26 \quad (4.16)$$

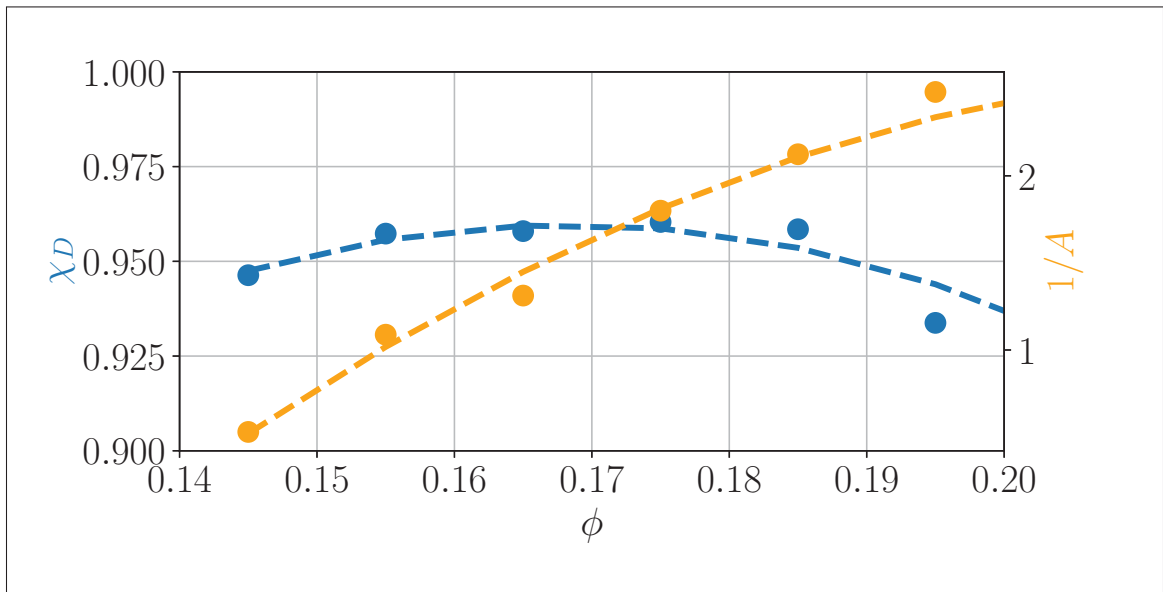


Figure 4.22 Évolution en fonction du coefficient de débit ϕ des paramètres χ_D (bleu) et $1/A$ (orange) : les symboles représentent les valeurs extraites des simulations, les lignes pointillées représentent les courbes de tendance pour la configuration *USI7*

Le coefficient de portance du profil est remplacé par le coefficient de portance de la pale, qui est obtenu en additionnant les coefficients de portance de 10 segments de pale. Pour chaque segment,

la portance est définie comme la composante de la force aérodynamique perpendiculaire à la vitesse relative locale de l'écoulement.

La Figure 4.23 montre la comparaison de l'évaluation obtenue pour les termes gauche et droite de l'équation (2.27) en fonction du coefficient de débit. La tendance obtenue par les deux estimations séparées est bien saisie. Cependant, les deux évaluations ne sont pas égales, et l'intensité du vortex semble 3 à 4 fois plus petite que le terme de droite associé à la fuite. Ces divergences peuvent être dues à l'évaluation de l'intensité du tourbillon elle-même, car la définition correcte de la surface d'intégration S_t n'est pas simple. En outre, l'équation (2.27) peut être considérée comme la conversion de la portance des pales en un tourbillon d'extrémité, comme pour une aile isolée d'envergure finie. Cependant, dans le cas d'un écoulement en bout d'aile, la structure tourbillonnaire est plus complexe et les tourbillons induit et de séparation, qui ne sont pas pris en compte dans le présent travail, peuvent également recueillir une partie de la force totale.

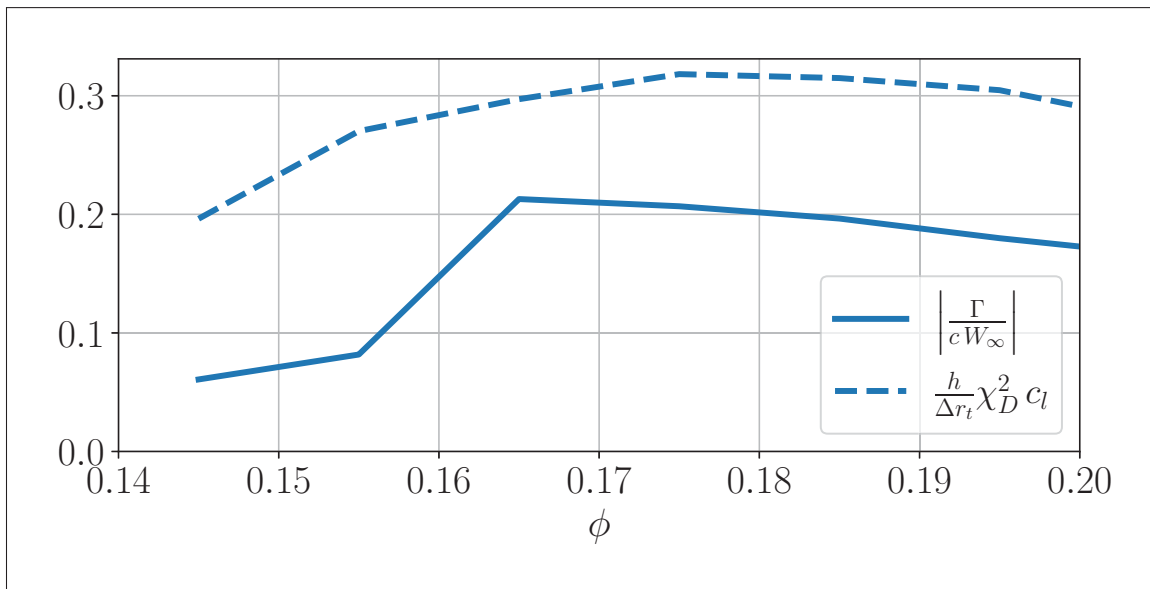


Figure 4.23 Évaluation de l'équation (2.27) entre la force du tourbillon et la quantité de mouvement du jet de fuite

4.2.6 Vérification du modèle de Deveaux

En utilisant l'équation (2.27) au carré, Deveaux *et al.* (2020) fournit un modèle de pertes de jeu qui peut être intéressant pour la conception des machines. En utilisant l'évaluation des pertes visqueuses et l'analyse de l'écoulement du jet de fuite en bout de pale des deux dernières sections, les termes gauche et droite de l'équation (4.17) sont comparés à la Figure 4.18. On voit bien un décalage constant entre les 2 estimations dans la Figure 4.23.

$$\zeta_t \approx A \left(\frac{h}{\Delta r_t} \right)^2 \chi_D^4 c_t^2 \quad (4.17)$$

4.2.7 Conclusion partielle

Dans la première partie de ce chapitre, l'écoulement de jeu et les pertes visqueuses qui lui sont associées sont analysées sur la configuration de grille rectiligne d'aubes de compresseur de l'installation expérimentale de Virginia Tech. Des simulations RANS réalisées pour différents angles d'écoulement permettent de bâtir une base de données pour analyser les pertes dans l'écoulement à différents coefficients de débit. Les pertes dans la grille sont également décomposées en deux contributions correspondant à l'écoulement visqueux des couches limites qui se développent sur la paroi de la pale et à l'écoulement de jeu qui se développe près du carter de cette configuration. Les pertes associées à l'écoulement de jeu sont majoritaires à faible coefficient de débit, tandis que les pertes associées à l'écoulement de couches limites sont majoritaires à haut débit. Afin de modéliser les pertes associées à l'écoulement de jeu en fonction du débit, le modèle empirique de Deveaux *et al.* (2020) est étendu. Pour ce faire, le tourbillon de jeu (TJ) est caractérisé par sa position et sa circulation. À l'aide des paramètres associés au TJ et des évaluations de la portance du profil et des pertes, on a pu étendre le modèle sur une plage de débit autour du point optimal de la grille d'aube.

Pour généraliser l'extension du modèle sur d'autres configurations, le modèle de Deveaux est testé sur la configuration USI7. Cette configuration a apporté des complexités, telles que

l'effet de la géométrie et l'effet de la variation du chargement sur l'envergure de la pale. Pour l'évaluation du modèle, les différentes hypothèses et quantités qui apparaissent dans le modèle sont évaluées en utilisant une large base de données RANS autour du point de rendement optimal de la configuration USI7. Bien que le modèle et les différentes quantités semblent fournir de bonnes tendances, le modèle ne peut pas fournir des évaluations précises des pertes pour cette configurations car les complexités de la configuration ont des effets non négligeables sur l'écoulement en général. Le modèle pourrait être amélioré en tenant compte de la complexité de l'écoulement proche du jeu en l'appliquant sur une gamme de machines plus variées.

En outre, la question du besoin de conception hors optimum peut être répondue de manière partielle. Pour répondre à cette question de manière totale, il faudrait l'utilisation d'une base de données de ventilateurs plus importante qui pourrait contribuer à un étalonnage plus précis du modèle de Deveaux.

CHAPITRE 5

ANALYSE INSTATIONNAIRE DE L'ÉCOULEMENT DANS LA GRILLE VT

Ce chapitre se concentre sur l'influence du débit sur les effets instationnaires de l'écoulement de jeu. L'objectif est de détecter l'apparition des structures modales mais également de caractériser les fréquences qui dominent l'écoulement de jeu lorsque le coefficient de débit décroît.

5.1 Influence du débit sur l'instationnarité de l'écoulement de jeu

La Figure 5.1 décrit la déviation standard de la pression statique normalisée par la pression de référence $C_{p'rms}$ du côté extrados de la pale pour les 3 points d'opération. La diminution du coefficient de débit entraîne une augmentation de l'espace influencée par les fluctuations turbulentes produites par l'écoulement de jeu. Au PRO, c'est seulement une petite portion de la partie proche du jeu de la pale (après 40% c) qui montre d'importantes fluctuations. Au PPD, les grandes fluctuations sont observées juste un peu après le bord d'attaque (environ 10% c) et occupe une plus large surface sur l'extrados de la pale. Au PDP, les grandes fluctuations sont présentes partout sur l'extrados de la pale, jusqu'à environ (40% à 50%) H proche du jeu. De plus, les grandes fluctuations peuvent être observées au niveau du bord d'attaque et partout sur l'envergure. Au points PRO et PPD, les fluctuations sont directement en lien avec le développement du tourbillon de jeu et des tourbillons secondaires. Les tourbillons induits autour du tourbillon de jeu tapent sur le côté extrados de la pale et cela augmente les fluctuations.

La Figure 5.2 décrit la déviation standard de la pression statique normalisée par la pression de référence $C_{p'rms}$ du côté intrados de la pale pour les 3 points d'opération. Au PRO, les fluctuations sont quasiment inexistantes sur l'intrados de la pale, car l'écoulement de jeu n'est pas assez fort pour que les structures atteignent la pale adjacente. Au PPD, des fluctuations de faible intensité sont visibles sur l'intrados de la pale à partir de la mi-corde. Ces fluctuations proviennent de l'écoulement de jeu qui devient de plus en plus fort et produit des zones de grands $C_{p'rms}$. Elles proviennent des structures turbulentes produit par l'écoulement jeu identifiées à la Figure 3.21 (b). Enfin, au PDP, 50% de l'intrados de la pale est caractérisé par de fortes fluctuations $C_{p'rms}$, allant

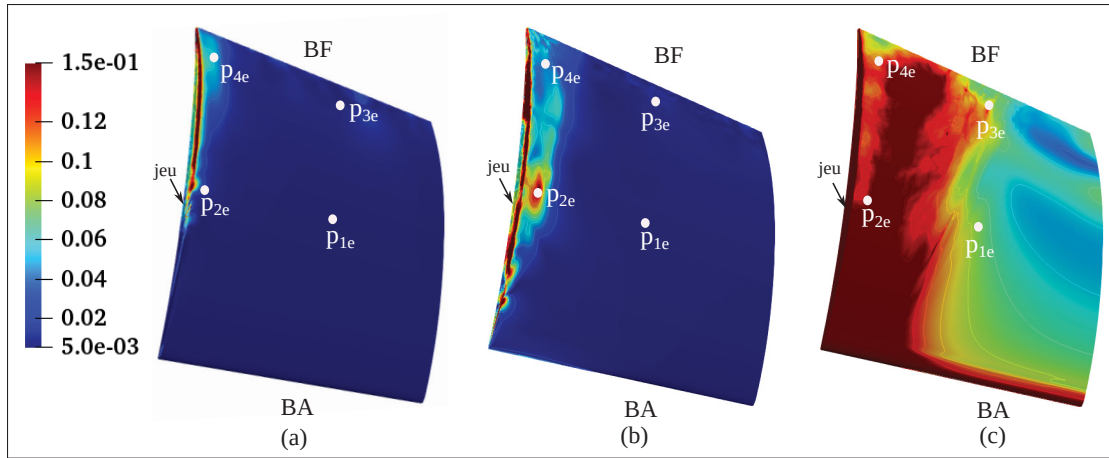


Figure 5.1 Le coefficient des fluctuations de pression rms ($C_{p'rms}$) sur l'extrados de la pale - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

du BA au BF. Ces fluctuations sont causées par les structures turbulentes de l'écoulement de jeu dans la zone décrochée.

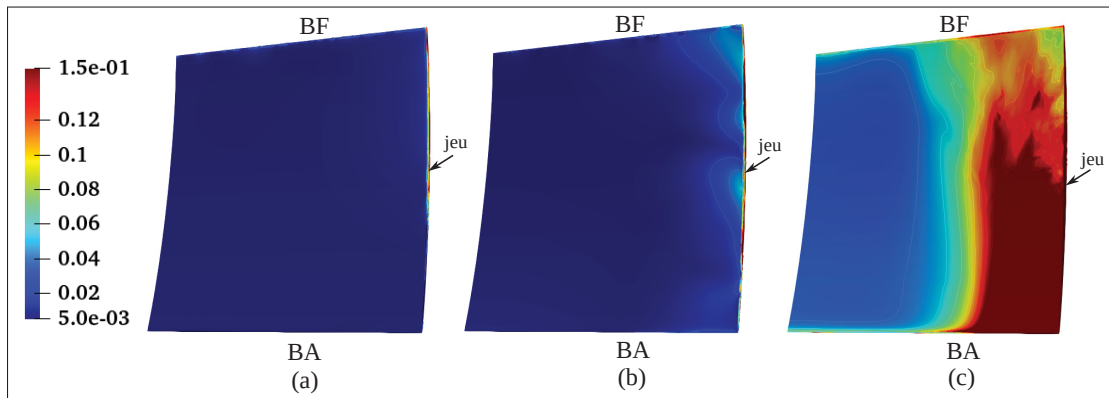


Figure 5.2 Le coefficient des fluctuations de pression rms ($C_{p'rms}$) sur l'intrados de la pale - (a) : $\phi = 0.464$ (PRO); (b) : $\phi = 0.384$ (PPD) et (c) : $\phi = 0.325$ (PDP)

Une analyse spectrale est réalisée sur 4 sondes de la surface extrados des pales (P_{1e} , P_{2e} , P_{3e} et P_{4e}) visibles sur la Figure 5.1. La technique utilisée pour l'estimation des spectres de pression est déjà décrit dans la section 2.6.5 de la partie méthodologie. Une pression de référence de $2 \times 10^{-5} Pa$ est utilisée pour définir l'échelle logarithmique. La Figure 5.3 montre les spectres de pression statique à la paroi pour les trois points d'opération aux différentes sondes.

À mi-envergure (P_{1e} et P_{3e}), sur les Figures 5.3(a, c), les niveaux de fluctuation pour le point d'opération PDP sont plus importants. Ce qui s'explique par le fait que l'écoulement de jeu affecte l'extrados de la pale jusqu'à environ $50\%H$. À ces positions, les points d'opération PRO et PPD montrent de manière similaire des niveaux de spectre faibles. La fréquence de 1 kHz des échappements tourbillonnaire identifiée dans la figure 3.29(d) est encore visible dans le spectre de PRO, où les fluctuations turbulentes sont faibles. Proche du jeu (P_{2e}), sur la Figure 5.3(b), le spectre de PPD est dominant pour les hautes fréquences. La sonde P_{2e} est localisée dans la position impactée par le passage d'un tourbillon induit, qui est propulsé par l'instabilité du tourbillon de jeu. Le spectre de PDP montre alors le plus grand niveau pour les basses fréquences à cause des larges structures visibles dans le passage (voir la Figure 3.21(c)). Proche du jeu, au bord de fuite (P_{4e}), sur la Figure 5.3(d), les trois spectres ont un niveau très similaire jusqu'à environ 800 Hz. Le spectre de PDP montre le plus grand niveau pour les basses fréquences et un déclin très rapide pour les hautes fréquences. Ceci est typiquement de la turbulence associée aux larges échelles tourbillonnaires. Le spectre de PPD reste plus haut que celui de PRO de 5 dB/Hz, ce qui est lié à la différence de la taille des tourbillons.

La Figure 5.4 montre le coefficient de pression instantané C_p pour les trois coefficients de débit à trois instants différents choisis sur un plan de coupe aube à aube à $5\%H$ proche du jeu. Au fur et à mesure que le coefficient de débit décroît, le champ d'écoulement devient perturbé. Au PRO, les trois photos prises entre les instants t , t_1 et t_2 sont très similaires, mettant en évidence qu'il n'y a pas d'instationnarités produits dans le noyau du tourbillon de jeu. Le tourbillon de jeu est identifié par la ligne en bleue qui se sépare de la pale à environ $40\%c$. La trace bleue est restée fixe entre les trois instants. Comme précédemment observé dans la littérature (Furukawa *et al.*, 2014), le tourbillon de jeu est stable au PRO. Au PPD, le noyau du tourbillon de jeu est identifié un peu plus tôt sur la pale à environ $10\%c$, avec une trajectoire plus proche du centre du passage de la pale. Le noyau du tourbillon de jeu change de position, de force et de forme aux différents instants, mettant en évidence une instabilité naturelle du tourbillon de jeu. Ce qui est aussi connu sous le nom de *vortex wandering* (Mailach *et al.*, 2000; Furukawa *et al.*, 2014). Au PDP, le noyau du tourbillon de jeu n'est plus visible entre les trois instants. Le champ de

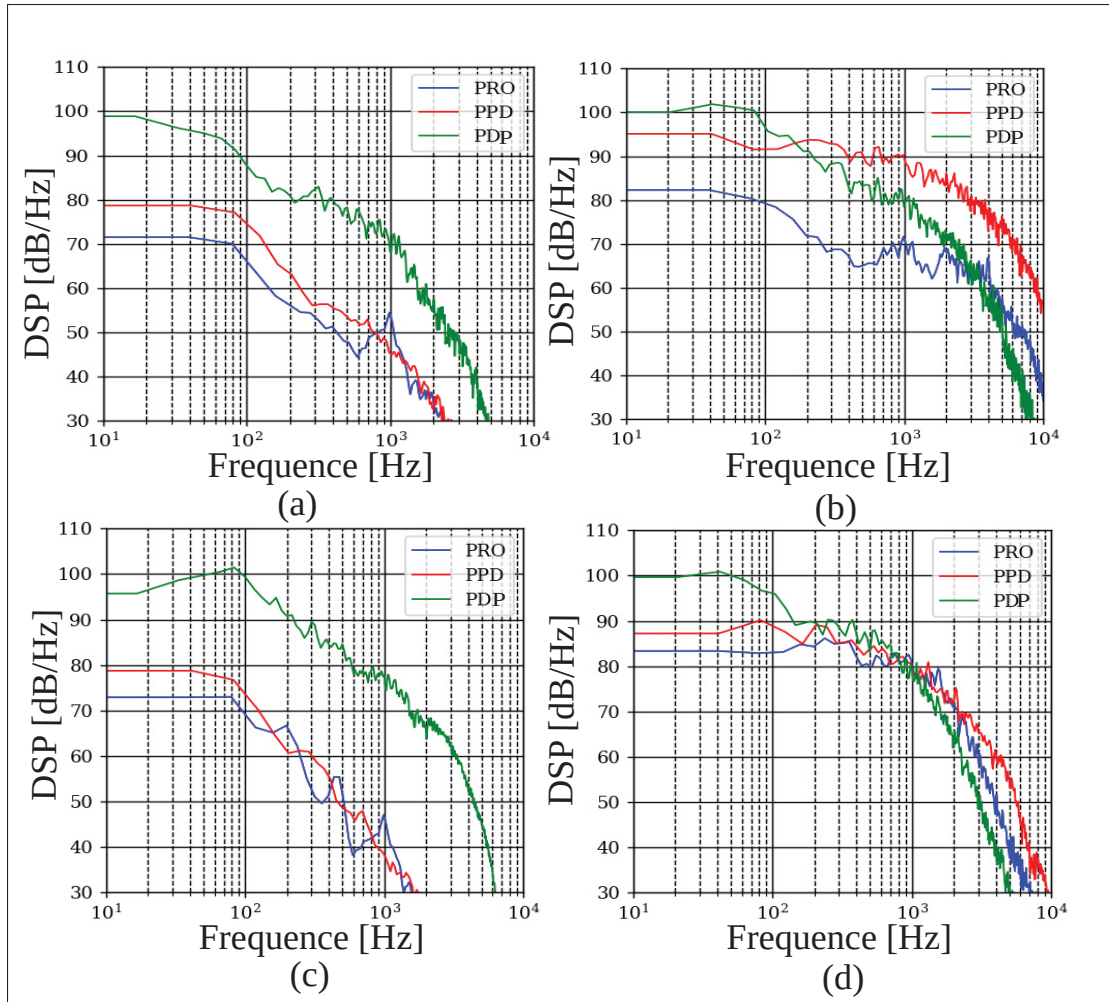


Figure 5.3 DSP de la pression statique - (a) : P_{1e} ; (b) : P_{2e} ; (c) : P_{3e} , (d) : P_{4e}

coefficient de pression instantané C_p diffère entre les instants au bord d'attaque de la pale. De fortes inhomogénéités instationnaires sont visibles. Ceci rappelle les observations faites par Vo (2010); Hewkin-Smith, Pullan, Grimshaw, Greitzer & Spakovszky (2019).

Dans le même plan de coupe et même instants que la Figure 5.4, le coefficient des fluctuations de pression $C_{p'}$ est montré pour trois coefficients de débit dans la Figure 5.5. Au PRO, les fluctuations sont identiques et sont visibles à partir de 40% c dans le passage du tourbillon de jeu aux différents instants. Au PPD, les fluctuations sont également visibles dans le passage du tourbillon de jeu. Elles se présentent sous la forme de taches plus intenses et apparaissent

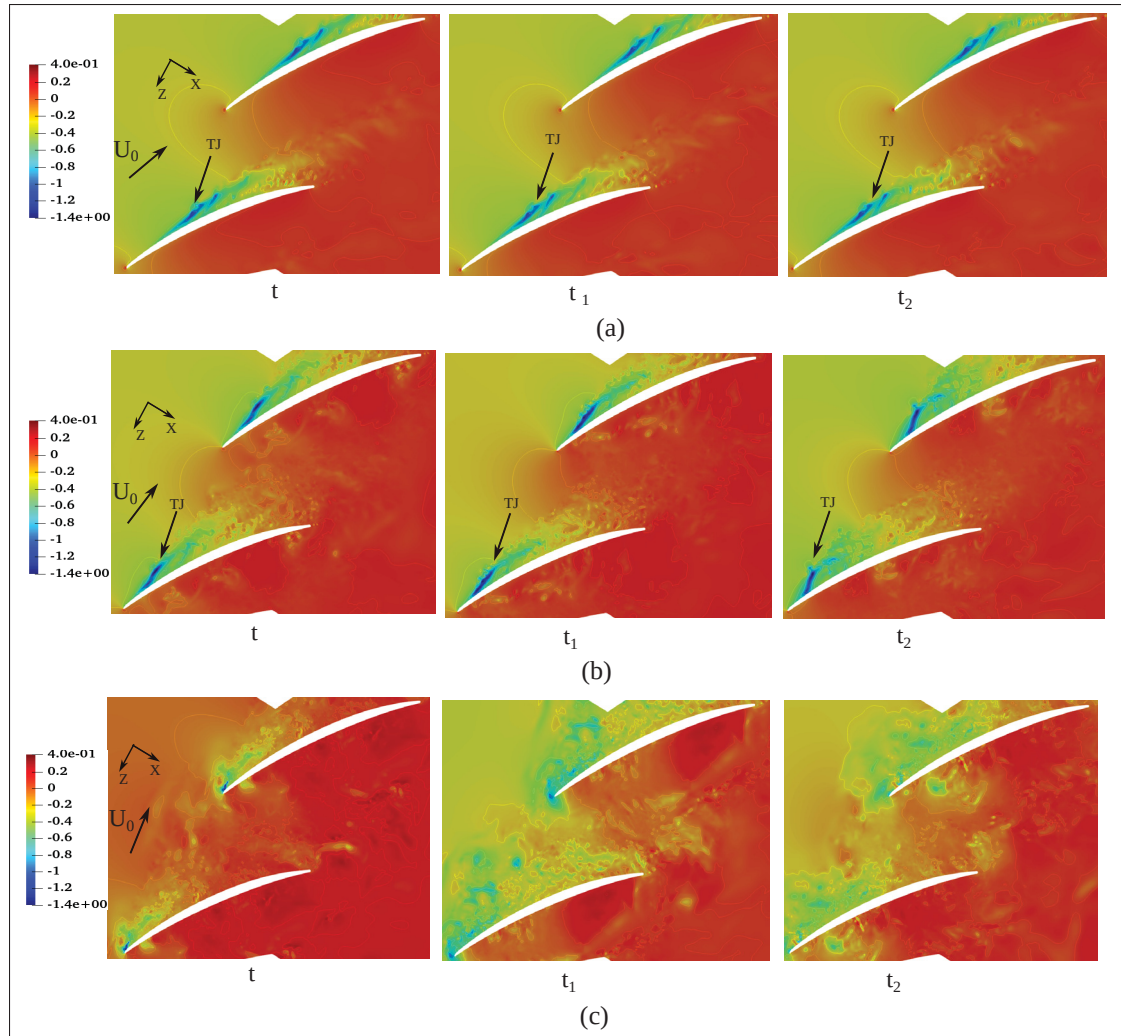


Figure 5.4 Le coefficient pression instantané (C_p) à $5\%H$ proche du jeu pour différents instants - (a) : $\phi = 0,464$ (PRO); (b) : $\phi = 0,384$ (PPD); (c) : $\phi = 0,325$ (PDP)

déjà après $10\%c$ du bord d'attaque. Les perturbations observées le long du côté intrados de la pale adjacente changent de taille et de position à différents instants. Les fluctuations forment de grands lobes positifs et négatifs cohérents qui se propagent en alternance, comme on peut le voir à partir des différents instants t , t_1 et t_2 . Au PDP, les fluctuations apparaissent partout de manière cohérente avec les tourbillons déjà identifiés à la Figure 3.21(c) et de grands niveaux d'intensité d'énergie cinétique turbulente couvrant tout le passage de la pale (voir la Figure 3.26(c)). Des fluctuations très intenses qui tapent le bord d'attaque de la pale adjacente commencent à

apparaître. Les lobes qui étaient identifiés sur le côté intrados de la pale adjacente pour le cas PPD réapparaissent avec des tailles caractéristiques beaucoup plus larges. Ce qui justifie les grands niveaux de spectre en faible fréquences observés à la Figure 5.3.

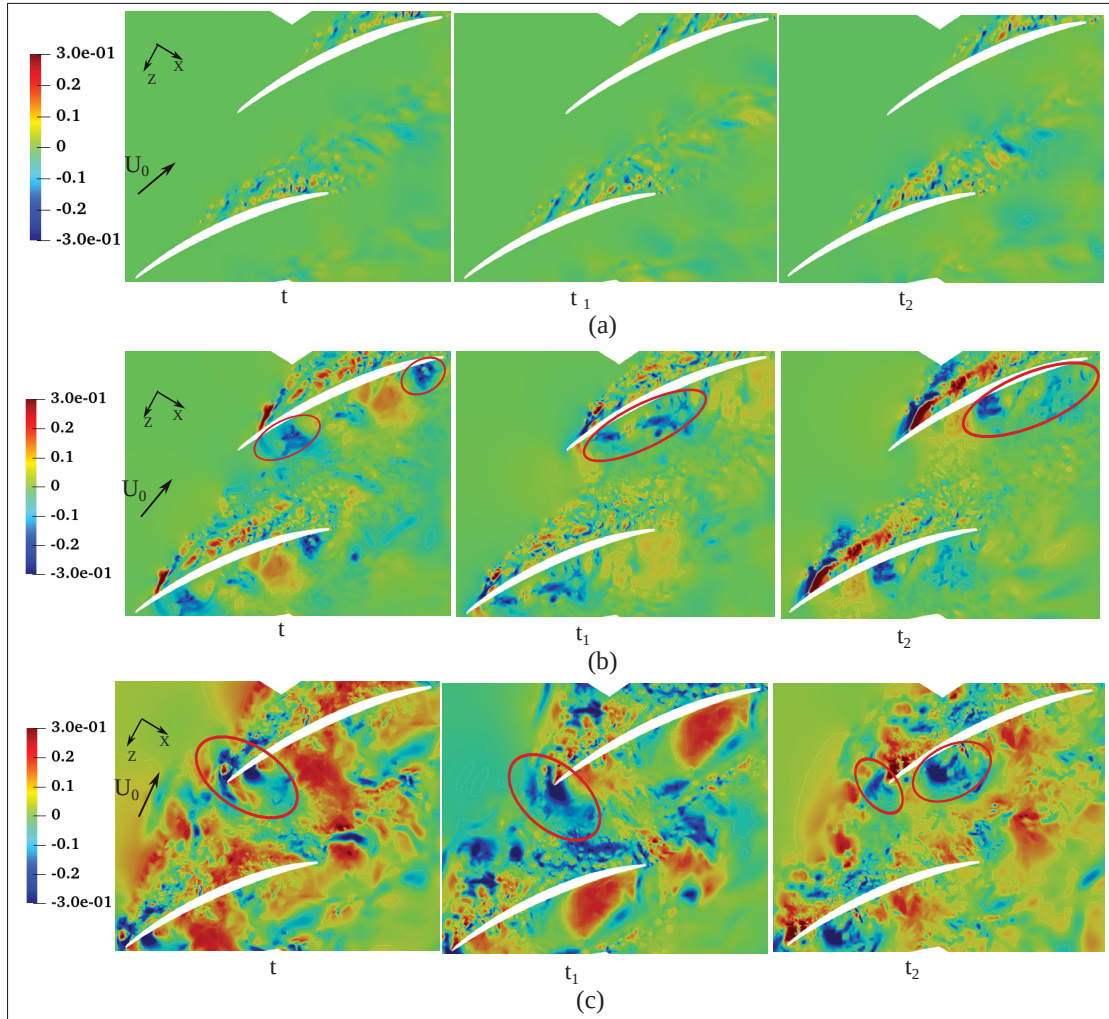


Figure 5.5 Le coefficient des fluctuations de pression ($C_{p'}$) à $5\%H$ proche du jeu pour différents instants - (a) : $\phi = 0,464$ (PRO) ; (b) : $\phi = 0,384$ (PPD) ; (c) : $\phi = 0,325$ (PDP)

L'analyse temporelle de la pression montre ainsi que le tourbillon est stable pour le point d'opération PRO. Au PPD, les fluctuations sur la pale augmentent et l'écoulement de jeu devient plus complexe. Le noyau du tourbillon de jeu identifié devient très instable, jusqu'à ce que sa rupture se produit. Au PDP, les fluctuations de pression occupent environ la moitié de

l'envergure de la pale. Le noyau du tourbillon de jeu n'est plus identifié et les effets instationnaires augmentent d'intensité dans les zones proche du jeu. Pour caractériser en effet ces mécanismes instationnaires, une analyse modale dynamique est réalisée dans la suite de cette de ce chapitre afin d'identifier et caractériser les fréquences dominantes associées aux instationnarités de l'écoulement de jeu à bas débit.

5.2 Analyse modale dynamique des structures dominantes de l'écoulement de jeu

Après avoir identifié l'instabilité du cœur tourbillonnaire et les instationnarités qui en découlent à bas coefficient de débit, il convient dans cette section de caractériser les différentes fréquences qui dominent l'écoulement aux points de fonctionnement PRO et PPD. Le point PDP n'est pas traité dans cette partie, car d'après les précédentes analyses et visualisations dans la section 5.1, l'écoulement est partiellement décroché et le phénomène de l'écoulement de jeu n'est plus identifié. De plus, le processus de la DMD est assez complexe et demande beaucoup de ressource en termes d'espace de stockage. L'objectif de cette section est alors de montrer de façon explicite les dynamiques des structures cohérentes qui sont associées à l'écoulement de jeu aux deux points de fonctionnement pour lesquels le noyau tourbillonnaire est identifiable.

5.2.1 Accumulation des données et paramètres de la DMD

La DMD est appliquée aux données numériques provenant des simulations instationnaires de l'approche SBES. Pour ce faire, plusieurs plans de coupe ont été sélectionnés, afin d'effectuer les mesures nécessaires pour la réalisation de la DMD aux zones d'intérêt. Ces différents plans peuvent être vérifiés à la section 2.4.3. Cette collection de données concerne dans ce chapitre le champ de pression statique. Pour l'acquisition des données et la réalisation de la DMD, le pas de temps des simulations est fixé à $\Delta t = 1.3 \times 10^{-5}$ s, une solution est ainsi décrite à toutes les $6\Delta t$, ce qui permet d'avoir environ 2019 instantanés pour réaliser la DMD. La longueur du signal pour la DMD est donc estimée à $T = 0.15$ s avec une fréquence de résolution de 6.66 Hz. Les résultats de la DMD sont ensuite présentés dans les paragraphes suivants.

5.2.2 Résultats de la DMD et sélection des fréquences d'analyse

La Figure 5.6 montre le spectre d'amplitude de pression statique pour les différents valeurs propres ou modes obtenus à partir de la DMD des données récoltées sur les parois (carter, pale, extrémité de la pale), et aux différents plans aube à aube et transverses (x_c^* et X/ca) au point de fonctionnement PRO. Il est possible d'identifier différentes fréquences avec des pics d'amplitudes. Sur les parois, on peut voir que les amplitudes modales sur l'extrémité de la pale sont 2 fois plus importantes que celles trouvées sur le carter et la pale. Sur les plans aube à aube, des amplitudes très importantes allant des plans proches du jeu vers les plans proche moyen sont observées. Les plus grandes amplitudes sont identifiées sur les plans les plus proche du jeu. Ces pics d'amplitudes sont généralement identifiés sur une bande de fréquences variant entre 100 Hz et 1000 Hz. À 50%H, le pic d'amplitude identifié est associé aux structures de l'écoulement dans le sillage. Les pics d'amplitudes identifiées sur le plan 0.8%H et le plan 2%H sont liés aux interactions entre les structures du sillage et de l'écoulement de jeu. Sur les plans x_c^* (perpendiculaires à la pale), les amplitudes les plus marquantes sont visibles entre les plans $x_c^* = 0.5$ et 0.88 . Ces plans coïncident aux positions où le chargement de la pale est affecté par l'écoulement de fuite (voir la Figure 3.36(b)). Entre les plans $x_c^* = 0.12$ et 0.38 , les amplitudes sont beaucoup trop faibles, car l'écoulement de fuite est moins abondant, et donc les structures sont moins dynamiques ou énergétiques. Sur les plans X/ca , les grandes amplitudes sont identifiées sur les plans 50%, 90% et 105% en raison de la présence des structures les plus énergétiques. Au plan amont de la pale, on identifie également des pics avec des amplitudes plus faibles ce qui est en lien avec les fluctuations de pression au point d'arrêt de la pale. Ces fluctuations sont associées aux variations de charge de la pale qui étaient identifiées à la Figure 3.19.

La Figure 5.7 montre le spectre d'amplitude de pression statique sur les surfaces (carter, pale, saumon), et aux différents plans d'aubes et transverses (x_c^* et X/ca) au point de fonctionnement PPD. À la différence du point PRO, les niveaux d'amplitudes des modes sont plus accentués et sont généralement 2 à 4 fois plus importantes. Dans cette configuration, il y a également l'amplification de 2 pics spécifiques captés par la plupart des surfaces ou plans de coupe.

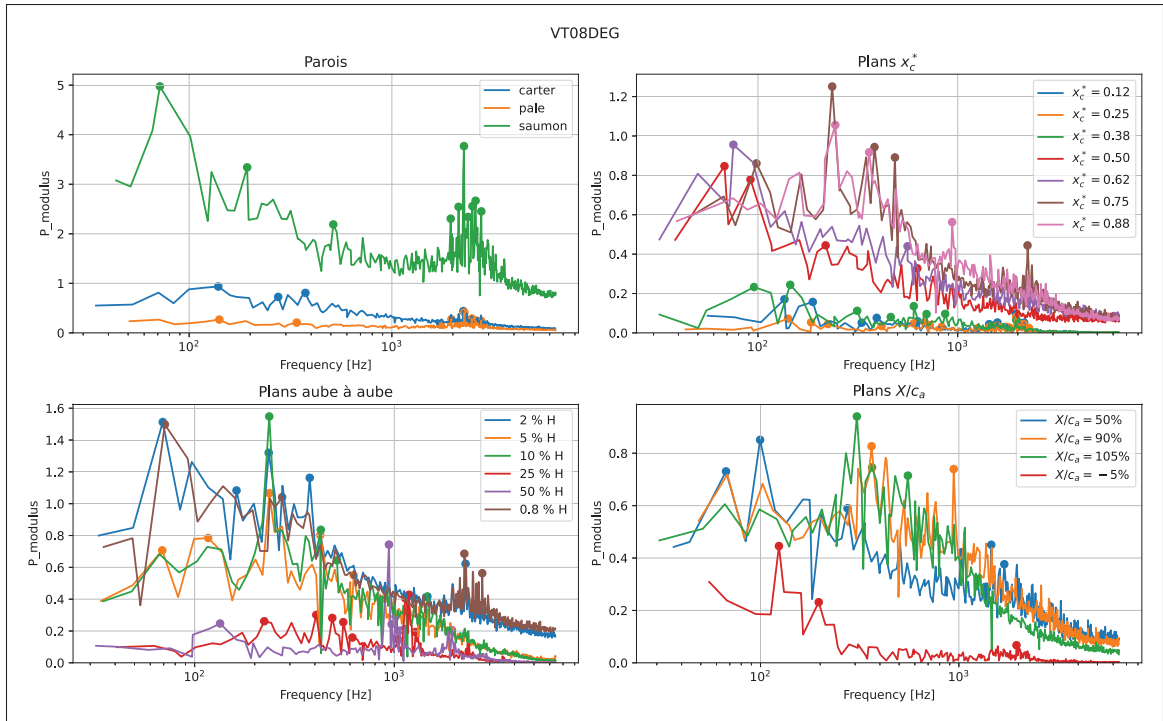


Figure 5.6 Spectre d'amplitude des modes obtenus par DMD avec la pression statique au PRO aux différents plans

L'amplification d'un premier pic à environ 90 Hz qui est beaucoup plus faible que le second qui apparaît à environ 180 Hz. Ces 2 pics dominent sur les différents spectres de pression sur les différents surfaces et plans de coupe au point PPD. Par contre, au plan aube à aube à 50% H, ces 2 pics n'apparaissent nulle part sur le spectre, car l'écoulement de jeu n'est plus ressenti sur cette position de coupe qui se situe à la mi-envergure de la pale. Pour les fréquences supérieures à 1000 Hz, les pics s'atténuent sur les spectres en raison de la disparition des interactions entre les structures de l'écoulement de jeu et le sillage.

Il peut être conclu que le PRO montre une dynamique complexe et caractérisée par plusieurs fréquences. Donc la dynamique n'est pas globale, c'est à dire qu'elle n'est pas visible sur tous les plans d'estimation de la DMD. Tandis que le PPD démontre clairement une instabilité majeure visible dans la plupart des plans évalués. Les mêmes fréquences sont identifiées sur l'essentiel des coupes.

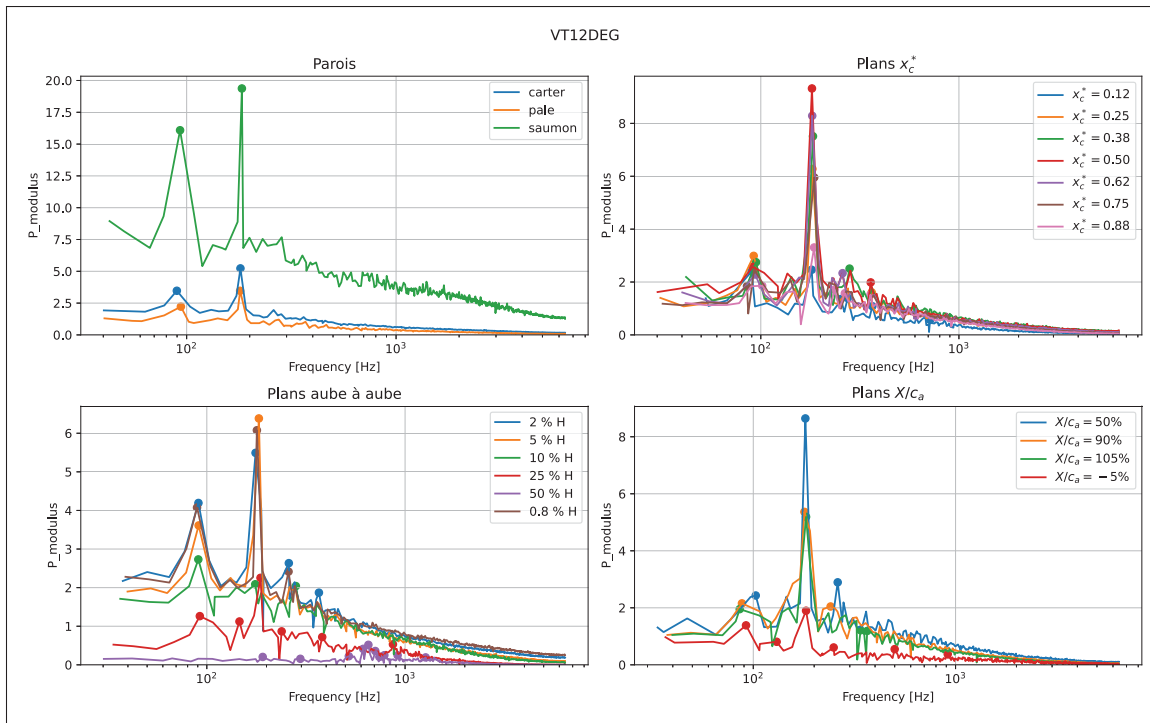


Figure 5.7 Spectres d'amplitude des modes obtenus par DMD avec la pression statique au PPD aux différents plans

Après avoir analysé les différents spectres provenant de la pression statique, on a identifié les modes les plus énergétiques et leur position dans la grille à travers plusieurs plans de coupe qui sont soit perpendiculaire ou parallèle à l'écoulement de jeu. Au PRO, il est difficile d'extraire ou de trouver une simple dynamique du fait que l'écoulement de jeu n'est pas le seul phénomène prépondérant. C'est pour cette raison que plusieurs pics d'amplitudes ressortaient dans la plupart des spectres analysés entre 100 Hz et 1000 Hz. En analysant les spectres du point PPD, deux fréquences spécifiques (90 Hz et 180 Hz) qui dominaient sur tous les spectres sont observées. Ces deux fréquences montrent que le phénomène de l'écoulement de jeu devient prépondérant sur les autres phénomènes. Elles restent également plus marquées sur les plans d'aubes les plus proche du jeu et les plans transverses les plus proche du bord de fuite. C'est pour cette raison dans la suite de ce chapitre, ces deux fréquences sont analysées pour la configuration PPD. Pour le point PRO, 2 à 3 fréquences appartenant à la gamme de fréquence entre 100 Hz et 1000 Hz sont analysés dans la suite. En ce qui concerne les positions de coupe, les positions

seront choisies selon le phénomène visualisé et selon le point de fonctionnement, afin d’avoir une bonne compréhension des différents modes dynamiques.

5.3 Reconstruction temporelle des modes dominants

Dans cette section, la reconstruction des modes identifiés dans les spectres de pression au PRO et au PPD est réalisée. Les différents plans d’application de la DMD sont illustrés à la section 2.4.3. L’objectif de cette reconstruction est d’identifier et de comprendre le mécanisme dynamique dominant dans l’écoulement à chaque fréquence sélectionnée.

5.3.1 Analyse des structures modales au point de rendement optimal (PRO)

La reconstruction des modes sur la coupe aube à aube à 5% H est présentée à la Figure 5.8 pour les fréquences 165 Hz, 235 Hz, 560 Hz, 1340 Hz. Ces quatre modes ont été choisis pour le point PRO, afin de caractériser les phénomènes présents dans l’écoulement de jeu. Comme mentionné dans la précédente section, au PRO la dynamique n’est pas globale, c’est pour cette raison plusieurs fréquences sont évaluées, afin de distinguer les phénomènes. À 165 Hz, l’ensemble des structures les plus énergétiques est identifié. Ces structures entrent en contact légèrement avec le bord de fuite de la pale adjacente créant de légères fluctuations de pression sur la pale. À 235 Hz, c’est essentiellement la structure du tourbillon de jeu qui est identifiée. La plupart des structures qui l’enroulent ne sont pas identifiées à cette fréquence. Cette fréquence montre qu’il n’existe pas d’interaction entre la structure du tourbillon de jeu et la pale adjacente. À 560 Hz, le tourbillon de jeu et le tourbillon de séparation sont toujours associés avec les petites structures qui ont été identifiées avec le critère Q à la Figure 3.21 (a). L’ensemble des structures de l’écoulement de jeu est en contact avec le sillage proche de la pale proche du jeu. À 1340 Hz, la structure du tourbillon de jeu est clairement déstabilisée permettant d’identifier la structure du tourbillon de séparation qui est plus proche de l’extrados de la pale. L’interaction entre la trajectoire du tourbillon de séparation et le sillage est également identifiée à cette fréquence. Ces structures se mélangent pour donner des structures plus énergiques dans le sillage.

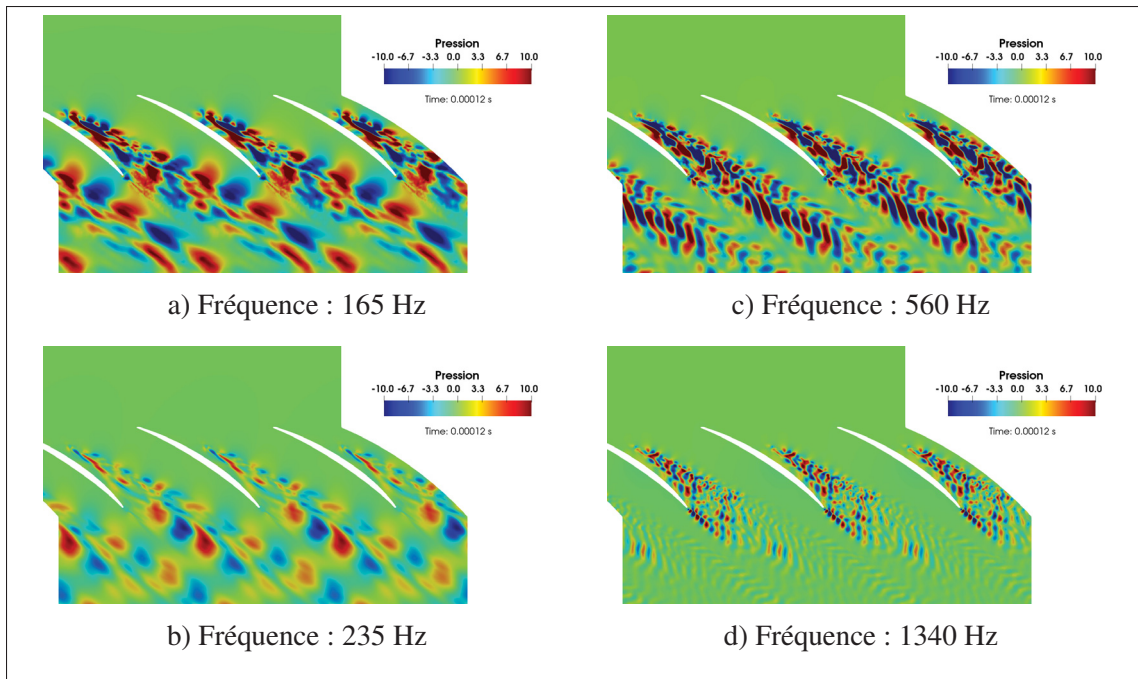


Figure 5.8 Reconstruction temporelle au plan aube à aube 5% H de la pression statique au PRO

Sur la Figure 5.9, la reconstruction des modes pour les fréquences 870 Hz et 940 Hz est montrée sur une coupe à 50% H proche du jeu. Globalement, l'empilement des structures est très différent selon la fréquence des structures d'échappement. À 870 Hz, les structures cohérentes dans le sillage sont identifiées à partir des lobes rouges et bleues ressemblant en une allée de Von Karman. Ces structures sont un peu larges et s'organisent en une opposition de phase dans la direction axiale ou dans la direction du sillage. Les noyaux complets de ces structures sont montrés avec le critère Q à la Figure 3.21 (a) et sont identifiés jusqu'au sillage lointain pour cette fréquence. À 940 Hz le sillage apparaît encore avec des lobes plus petits et moins prononcés. À cette fréquence, l'allée de Von Karman est moins accentuée et les petites structures identifiées s'arrêtent dans le sillage proche en raison du déraffinement du maillage dans le sillage lointain. Ces structures sont responsables des différents pics observés sur la Figure 3.24.

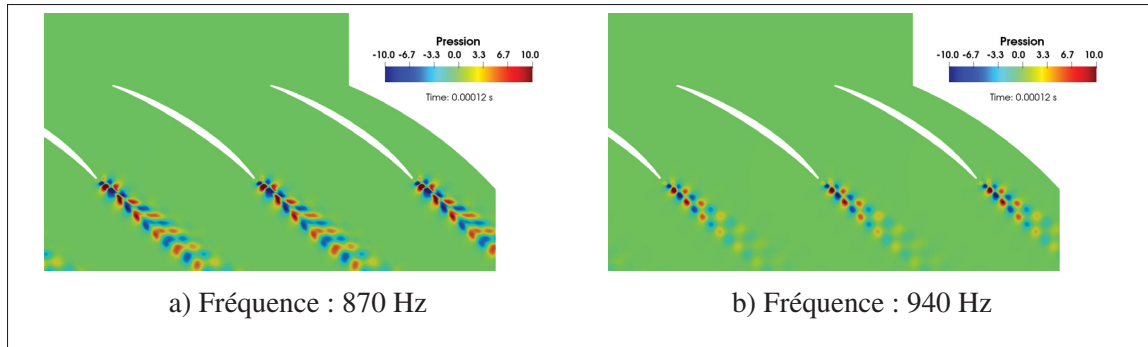


Figure 5.9 Reconstruction temporelle au plan aube à aube 50% H proche du jeu de la pression statique au PRO

Il est également possible de réaliser une reconstruction des modes sur les coupes transverses x_c^* perpendiculaires à la corde de la pale. La reconstruction est faite à $x_c^* = 0.62$ et $x_c^* = 0.75$ pour assurer de se situer dans la zone où le jet sortant du jeu est plus développé.

La Figure 5.10 représente la reconstruction des modes pour les fréquences 165 Hz et 235 Hz au PRO en $x_c^* = 0.62$. Le noyau du tourbillon de jeu est stable et visible sur le côté extrados de la pale (à droite des Figure 5.10 (a) et (b)) pour ces 2 fréquences. Il est décalé de la surface de la pale d'une certaine distance. Son tourbillon induit en opposition de phase (rouge) est quant à lui en contact avec la paroi du carter. À ces fréquences, quelques instabilités sont également identifiées dans le jeu et juste à la sortie du jeu. Ces instabilités sont en lien avec la fuite très importante identifiée à partir de la forme du $\overline{C_p}$ à la Figure 3.36.

En $x_c^* = 0.75$, sur la Figure 5.11, le noyau du tourbillon de jeu est encore identifié avec son tourbillon induit en rouge proche du carter (à droite des Figure 5.11 (a) et (b)). Le tourbillon de jeu reste toujours stable à cette position. De petites fluctuations sont constatées dans la zone du tourbillon de jeu. Les instabilités détectées précédemment dans le jeu en $x_c^* = 0.62$ disparaissent en raison d'une fuite moins importante à cette position de coupe, qui est plus proche du bord de fuite.

La reconstruction des modes au PRO sur quelques plans choisis a démontré que la dynamique de l'écoulement de jeu est portée par divers phénomènes. D'une part, l'idée que le cœur du

tourbillon de jeu est stable est confirmée par la reconstruction des modes aux plans transverses x_c^* . D'autre part, la dynamique comme le couplage du tourbillon de jeu et le sillage et les instabilités dans le jeu sont également démontrés. Il convient maintenant d'évaluer les dynamiques qui dominent pour le point PPD.

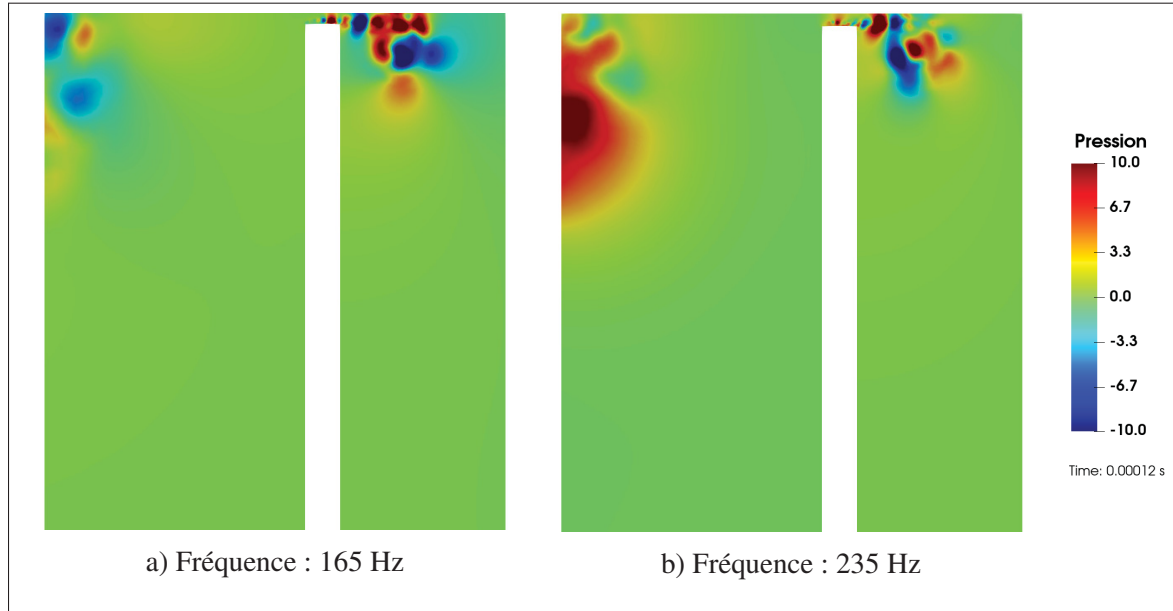


Figure 5.10 Reconstruction temporelle au plan $x_c^* = 0.62$ de la pression statique au PRO

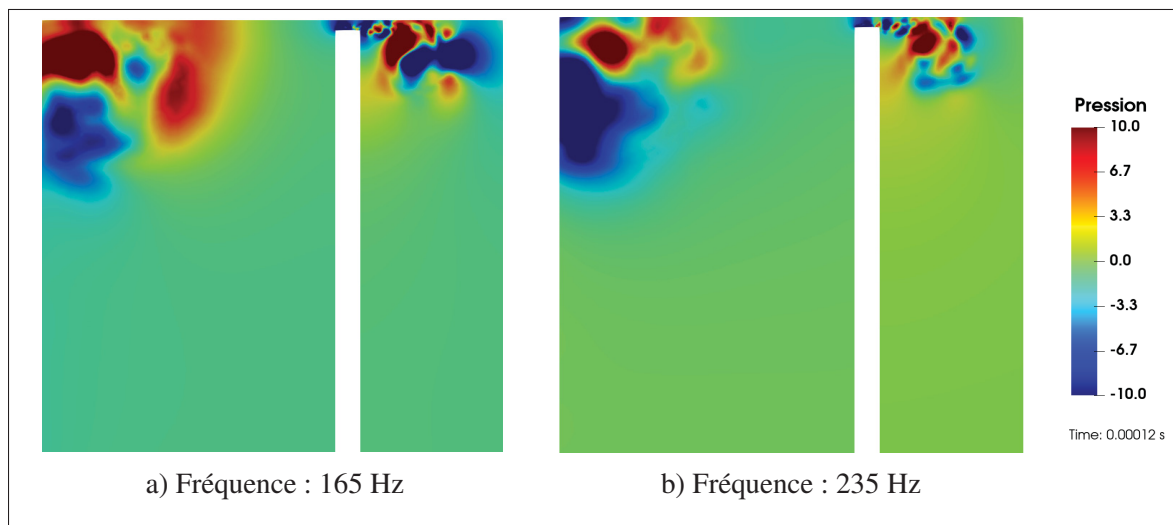


Figure 5.11 Reconstruction temporelle au plan $x_c^* = 0.75$ de la pression statique au PRO

5.3.2 Analyse des structures modales au point proche décrochage (PPD)

Au point de fonctionnement PPD, la dynamique de l'écoulement est très différente de celle au PRO. Dans le spectre des modes de pression statique établi à la Figure 5.7, deux principaux modes qui dominent essentiellement l'écoulement de jeu sont relevés. Ils sont obtenus autour des fréquences 90 Hz et 180 Hz. Dans cette section, on analysera la reconstruction temporelle des modes de ces deux fréquences à différentes positions de coupe.

La reconstruction des modes pour la fréquence 90 Hz sur les coupes aube à aube à 2% H, 5% H, 10% H et 25% H est présentée à la Figure 5.12. La principale dynamique mise en avant à bas débit est le développement et l'amplification des instationnarités dans le passage de la pale, marqué également par la rupture du tourbillon de jeu qui n'est pas évident à identifier dans les plans aube à aube. Ces instationnarités restent en contact avec la surface des pales et provoquent des fluctuations instationnaires qui impactent le chargement de la pale. Leurs tailles sont plus accentuées que celles montrées au PRO. Dans cette configuration, le bord d'attaque est également influencé par ces structures instationnaires, modifiant la forme du chargement de la pale présenté la Figure 3.36(b). La forme modale est peut modifiée entre 2% H et 10% H et leur intensité reste intact jusqu'à 25% H. À 10% H et 25% H, l'orientation des modes change à la sortie du passage et sont maintenant alignés à la direction axiale. À 2% H et 5% H, les modes restent inclinés comme dans le passage de la pale.

La reconstruction des modes pour la fréquence 180 Hz sur les coupes aube à aube à 2% H, 5% H, 10% H et 25% H est présentée à la Figure 5.13. À 2% H, les structures ont des formes plus cohérentes que celles identifiées à la Figure 5.12. L'inclinaison des modes est différente et conservée au-delà du bord de fuite à toutes les hauteurs de coupe. Le bord d'attaque est très influencé par le passage de ces instationnarités et la totalité de l'espace inter-aube est également couvert par ces instationnarités. À 5% H et 10% H, le jeu est toujours caractérisé par ces structures, mais elles impactent moins le bord d'attaque comparées aux structures de la fréquence 90 Hz. Ces structures ont aussi une influence sur la variation de chargement de la pale.

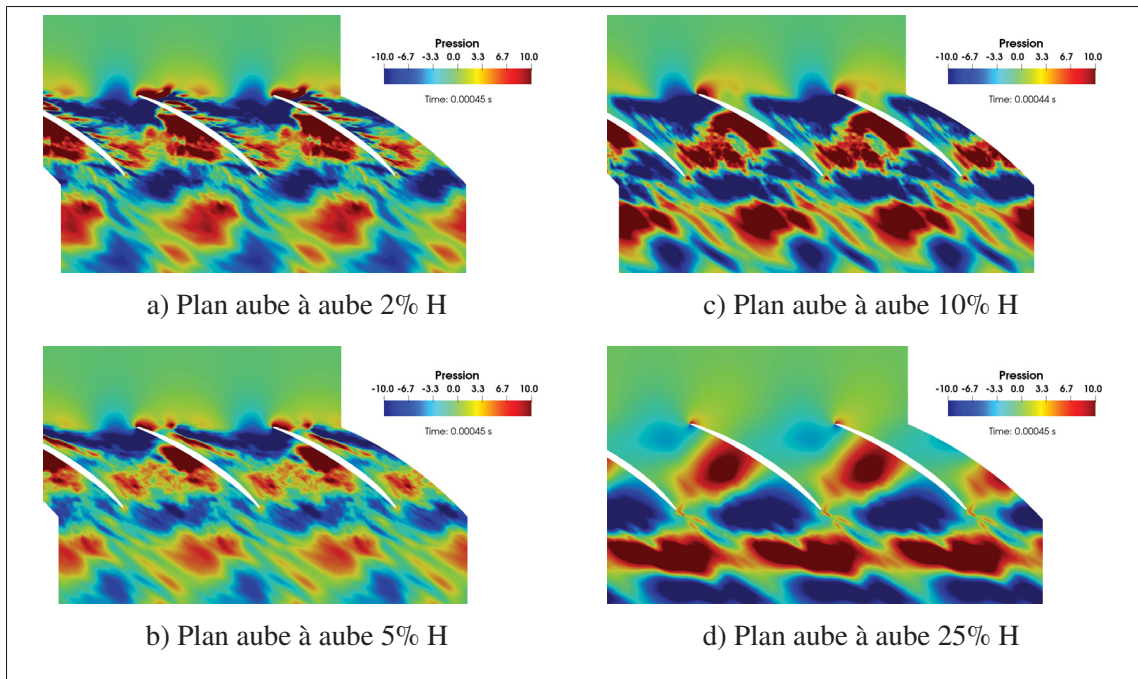


Figure 5.12 Reconstruction temporelle de la pression statique à la fréquence 90 Hz au PPD

À 25% H, la présence des structures instationnaires dans le jeu est toujours identifiée, mais avec un bord d'attaque moins impacté.

La reconstruction est également faite sur les plans perpendiculaires à la pale. En $x_c^* = 0.38$, sur la Figure 5.14, l'impact du tourbillon de jeu sur l'intrados (à gauche des Figures 5.14(a) et (b)) est identifié pour ces 2 fréquences. La hauteur de pale impactée par les instationnarités sur l'intrados de la pale est plus importante que celle du côté extrados de la pale (à droite des Figures 5.14(a) et (b)). À cette position de coupe, le cœur tourbillonnaire (à droite des Figures 5.14(a) et (b)) est encore visible pour les 2 fréquences. Ce qui permet de comprendre que le mécanisme de rupture du tourbillon décrit par Furukawa *et al.* (2014) n'intervient pas à cette position de coupe. En $x_c^* = 0.62$, sur la Figure 5.15, l'essentielle de la dynamique est pilotée par le passage des instationnarités. Le noyau du tourbillon de jeu (à droite des Figures 5.15(a) et (b)) n'est plus visible en raison de sa rupture qui intervient à une position amont non identifiée par les plans choisis. Les structures instationnaires se propagent un peu plus dans l'envergure de la pale. Enfin,

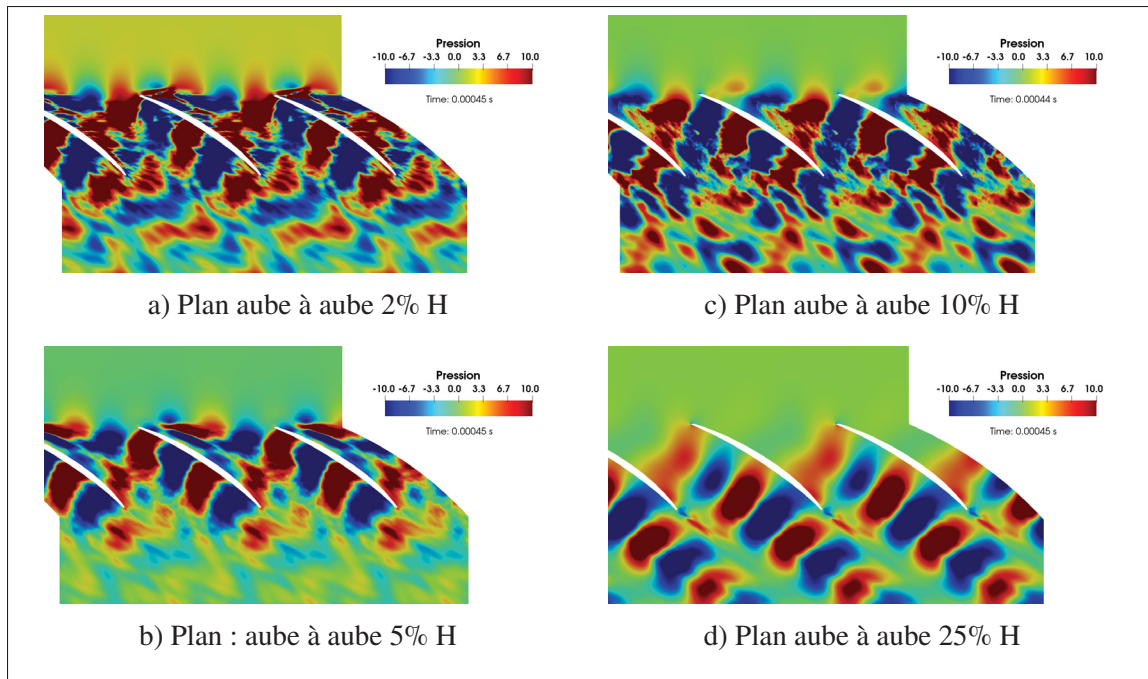


Figure 5.13 Reconstruction temporelle de la pression statique à la fréquence 180 Hz au PPD

proche du bord de fuite, en $x_c^* = 0.88$ sur la Figure 5.16, le cœur tourbillonnaire n'est plus identifié puisque que la rupture est déjà intervenue en amont. Les effets instationnaires s'intensifient et une plus grande hauteur de la pale est affectée par l'écoulement de jeu instationnaire. L'impact du sillage et son interaction avec les instationnarités de l'écoulement de jeu sont également visibles (à gauche des Figures 5.16(a) et (b)). Dans ces plans de coupe, il n'est pas évident de voir explicitement le mécanisme de rupture du tourbillon de jeu couvert par la plupart des références (Yamada *et al.*, 2009; Du *et al.*, 2013; Hah *et al.*, 2014), mais les instationnarités qui surviennent après le mécanisme de rupture du tourbillon de jeu sont clairement identifiées au PPD.

En résumé, au PPD l'analyse des différentes positions de coupe aube à aube montre que, pour les fréquences (90 Hz et 180 Hz) visualisées, la forme des structures instationnaires change peu dans le passage des pales. De plus, l'analyse des plans transverses montre que le cœur tourbillonnaire disparaît dans le passage en raison du mécanisme de la rupture du tourbillon de jeu qui a principalement eu lieu en amont de la mi-corde de la pale. Ce mécanisme de rupture du

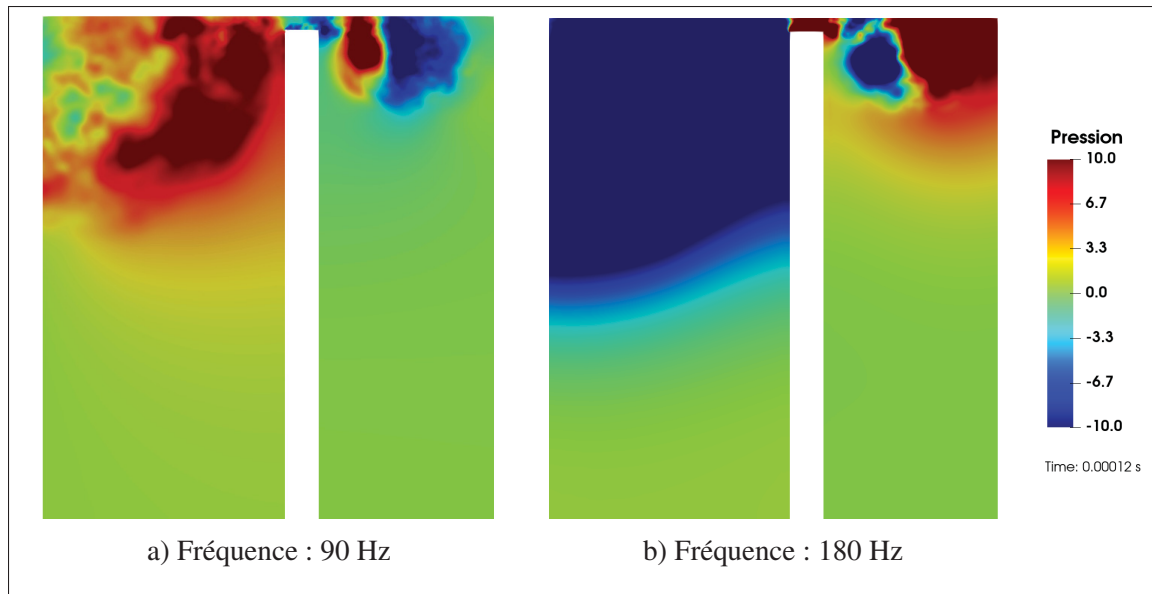


Figure 5.14 Reconstruction temporelle de la pression statique pour le PPD aux plans transverses $x_c^* = 0.38$

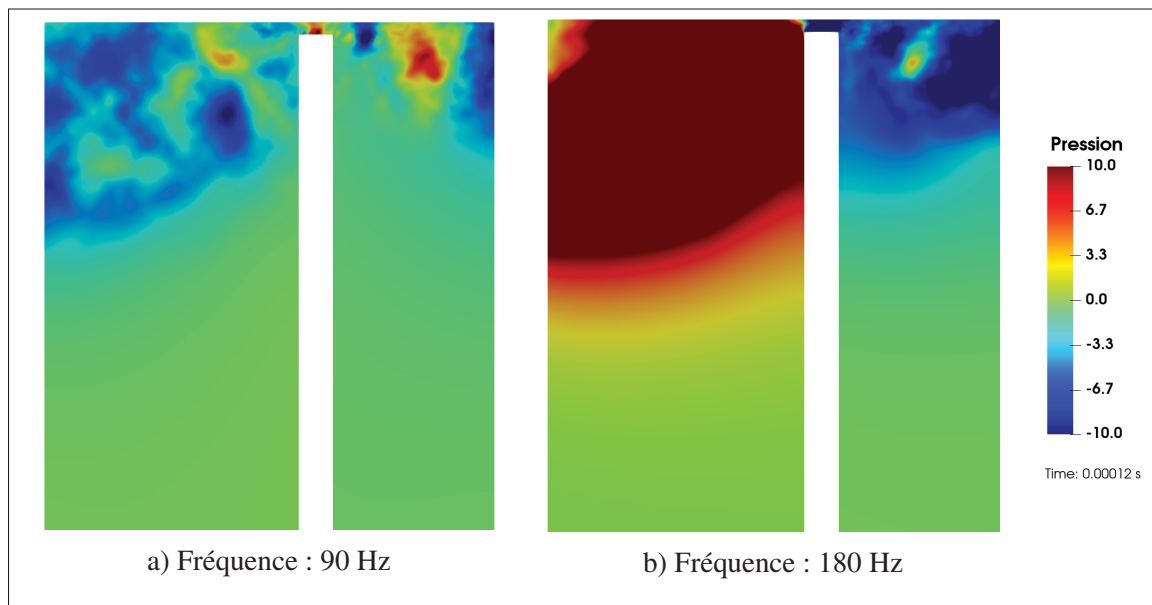


Figure 5.15 Reconstruction temporelle de la pression statique pour le PPD aux plans transverses $x_c^* = 0.62$

tourbillon est identifié comme le facteur qui amplifie l'effet des instationnarités dans le passage inter-aube.

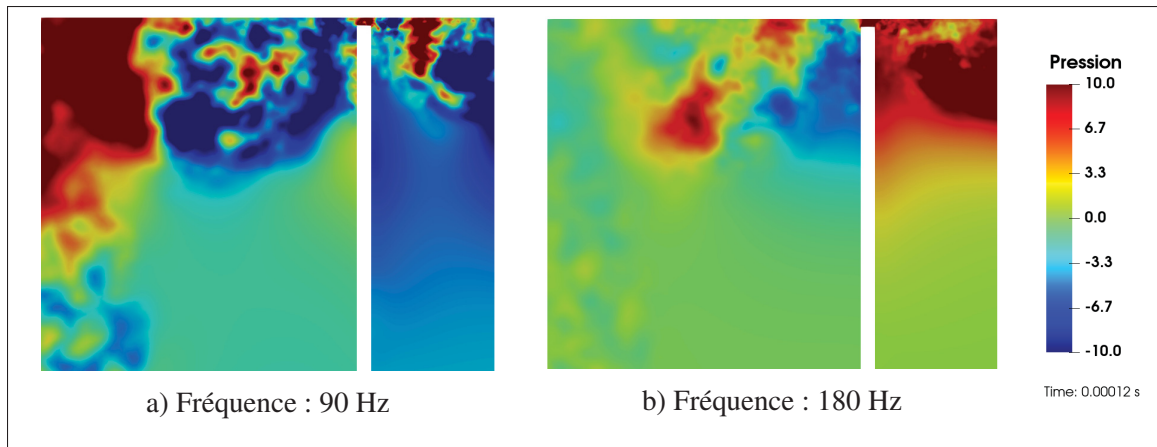


Figure 5.16 Reconstruction temporelle de la pression statique pour le PPD aux plans transverses $x_c^* = 0.88$

5.4 Conclusion partielle

L'application de la technique du DMD au PRO et au PPD a montré que dans le jeu plusieurs phénomènes dynamiques interviennent à plusieurs fréquences. Ces fréquences permettent de caractériser les différents phénomènes qui composent la complexité de l'écoulement de jeu. La technique retourne une riche base de données pour la compréhension de l'état instationnaire de l'écoulement de jeu.

Au PRO, en choisissant quelques fréquences dans le spectre des modes de la pression statique, il est démontré qu'il existe un tourbillon de jeu stable qui tourne sur lui-même à différentes fréquences 165 Hz et 235 Hz. La DMD a également prouvé qu'il existe une fréquence d'interaction entre le tourbillon de séparation et le sillage proche à la fréquence 1340 Hz (voir Figure 5.8(d)). Tous ces phénomènes participent à la complexité de l'écoulement de jeu et présentent les mêmes impacts pour le compresseur au PRO.

Pour le point PPD, l'application de la DMD a permis de montrer qu'il existe une amplification des phénomènes instationnaires caractérisés essentiellement par l'apparition de deux fréquences qui dominent l'écoulement sur environ 30% à 40% de l'envergure de la pale selon la position de coupe transverse. Ces deux fréquences sont autour de 90 Hz et 180 Hz et sont essentiellement

en lien avec la disparition du noyau du tourbillon de jeu ou la rupture du tourbillon de jeu. La visualisation de ces instationnarités sur différents plans de coupe transverse dans le domaine à ces 2 fréquences montre que cette rupture du tourbillon a eu lieu en amont de la mi-corde de la pale.

CHAPITRE 6

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Cette thèse s'est intéressée aux compresseurs basse vitesse qui sont utilisés dans plusieurs domaines et plus spécifiquement sur deux problématiques : le problème d'efficacité et d'instationnarité lors de leur utilisation en dehors du point de fonctionnement optimal. L'écoulement de jeu en turbomachine est identifié comme l'une des causes de ces dysfonctionnements. Pour cette raison, on s'est intéressé à l'écoulement de jeu dans un compresseur axial. Les objectifs de cette thèse étaient le développement d'une modélisation fiable des sources de pertes en dehors du point de conception et l'amélioration de la compréhension des instationnarités. Plus spécifiquement, ces travaux ont tenté de répondre à deux questions essentielles dans le compresseur en fonctionnement hors optimum :

Comment faudrait-il paramétrer l'écoulement de jeu afin de modéliser les pertes liées à l'écoulement de jeu ?

En faisant varier le point de fonctionnement vers le décrochage, comment évolue et se caractérise le système du tourbillon de jeu ?

Pour répondre à ces questions, deux configurations de turbomachines ont été utilisées : une configuration de turbomachine simplifiée avec une riche base de données pour assurer la comparaison et la validation des résultats et une deuxième configuration représentative d'une machine réelle pour ajouter quelque complexité dans l'écoulement de jeu.

Dans le chapitre 1 de cette thèse, une revue de littérature a été présentée. Cette revue de littérature a mis en avant les caractéristiques de l'écoulement de jeu. La formation du tourbillon de jeu et les différents paramètres qui l'influencent ont été mis en avant. Également, la notion de pertes et les différents modèles des pertes, telles que les modèles de Rains (1954) et Deveaux *et al.* (2020) disponibles dans la littérature ont été résumés. Dans ce chapitre les phénomènes instationnaires tels que l'aspect instationnaire du TJ, sa rupture et les instabilités tournantes qui en découlent à bas débit ont été détaillés et expliqués. Dans le chapitre 2, la méthodologie de recherche est présentée. Les différentes approches numériques qui sont utilisées dans cette thèse sont décrites.

Les détails géométriques et d'opération des deux configurations et les différents moyens de post-traitement sont également détaillés dans cette partie.

Le chapitre 3 est une étape qui a aidé à réaliser une validation des approches utilisées dans cette thèse au point de rendement optimal (PRO). La validation a été faite à partir d'une comparaison entre RANS, SBES, SGE et les données expérimentales. Par la suite, l'approche RANS a été utilisée pour la vérification et l'extension du modèle de Deveaux en raison de son bas coût de calcul, qui facilite la simulation de plusieurs points d'opération, pour obtenir suffisamment de point et assurer la précision des résultats de l'extension du modèle. Pour l'analyse instationnaire, le choix s'est porté sur l'approche SBES en raison de son coût de calcul plus faible comparé à l'approche SGE, afin de construire des bases de données temporelles sur un très long temps physique. Elle permet également de résoudre avec précision les instationnarités dans les zones d'intérêt et facilite l'accès aux champs instationnaires. L'utilisation de cette approche à 3 points d'opération a permis de comprendre que l'écoulement de jeu affecte la totalité du passage de la pale jusqu'à ce que le décrochage se produise. L'analyse du champ moyen provenant de cette approche a également aidé à démontrer que la formation des tourbillons (TJ, TI, TS) est l'une des causes du blocage qui existe dans les zones proches du jeu.

Le chapitre 4 met en évidence la modélisation des pertes en fonction du point de fonctionnement, afin de mieux répondre aux besoins de fonctionnement hors optimum des compresseurs basse vitesse. Dans ce chapitre, le modèle de Deveaux choisi est testé sur 2 configurations : la configuration de la grille VT et la configuration USI7. Sur la configuration de grille VT, une analyse des pertes a été réalisée avec la base de données RANS. Il a été démontré que les pertes associées à l'écoulement de jeu sont majoritaires à faible coefficient de débit. Le modèle de Deveaux est également vérifié et étendu pour les points d'opérations autour du point optimum. Pour poursuivre l'extension de ce modèle, l'idée est de réaliser la même approche sur la configuration USI7 pour apporter quelques complexités liées à la géométrie et à la variation du chargement. Ces complexités ne facilitent pas l'applicabilité du modèle, car les tendances obtenues ne permettent pas d'obtenir des évaluations précises des pertes. Le modèle devra ainsi être amélioré en tenant compte des complexités des turbomachines en général. En résumé, la

question du besoin de conception hors optimum peut être répondu partiellement avec l'extension du modèle de Deveaux *et al.* (2020). Pour répondre à cette question de manière totale, il serait important d'utiliser une base de données plus importante et plus fidèle que les modélisations RANS.

Le chapitre 5 étudie les instationnarités associées à l'écoulement de jeu. Ce chapitre a pour objectif d'apporter des compréhensions à la stabilité des machines à bas coefficient de débit. Pour cela, à la section 5.1 du chapitre une analyse temporelle a été réalisée, afin d'identifier l'aspect instable du tourbillon de jeu et l'apparition des structures modales à partir de la visualisation du champ de pression instationnaire. Puis à la section 5.2, la technique de la DMD est appliquée aux données de l'écoulement de jeu aux points PRO et PPD, afin d'identifier les structures qui dominent l'écoulement de jeu, lorsque le coefficient de débit devient faible. L'application de la technique sur le champ de pression statique a permis de déterminer les différents modes de l'écoulement de jeu. Au PRO, les modes (165 Hz et 235 Hz) observées sont généralement associées à la structure du tourbillon de jeu et les tourbillons induits alimentés par l'écoulement de fuite. En plus de l'écoulement de jeu, la dynamique au PRO est également influencée par l'écoulement de sillage autour de 800 Hz et 1000 Hz. Ces 2 phénomènes sont couplés à la fréquence 1340 Hz sur certaines coupes aube à aube proche du jeu. Au PPD, le spectre des modes a démontré l'existence de 2 modes globaux correspondant aux fréquences 90 Hz et 180 Hz. Ces deux fréquences sont associées à un phénomène d'amplification des instationnarités qui surviennent après le mécanisme de la rupture du tourbillon de jeu, identifié en amont de la mi-corde de la pale.

Les études effectuées dans cette thèse constituent des avancées dans la compréhension de l'écoulement de jeu et les pertes qui lui sont associées. L'extension du modèle de Deveaux *et al.* (2020) aux points de fonctionnement hors optimum permet d'évaluer les pertes de jeu en turbomachine et il dépend des paramètres du tourbillon de jeu. L'extension proposée permettra ainsi au concepteur de turbomachine de l'utiliser dans les outils de préconceptions, afin d'améliorer la précision des dimensionnements pour les nouvelles générations de turbomachines. Également, la technique de la DMD a aidé à identifier 2 fréquences (90 Hz et 180 Hz) qui

marquent une amplification des instationnarités dans le jeu lorsque le coefficient de débit devient faible.

En plus de notre contribution, quelques perspectives peuvent être proposées. La comparaison entre les approches RANS, SBES et SGE ont permis d'identifier des désaccords sur la distribution de l'énergie cinétique de la turbulence dans le jeu et le sillage. Il serait important de mieux comprendre ces différences dans les futurs travaux. Néanmoins, l'anisotropie de la turbulence est bien captée par les approches. Une autre proposition, c'est de travailler sur l'amélioration du modèle de Deveaux *et al.* (2020), en impliquant d'autres configurations éventuellement, afin d'améliorer la précision de l'extension pour les configurations complexes. Il serait également très intéressant de réaliser des études instationnaires sur la configuration USI7, afin de vérifier les mécanismes instationnaires détectés sur la configuration de grille VT aux points de fonctionnement hors optimum. La dernière suggestion concerne toujours les instationnarités qui surviennent à bas coefficient débit. Il sera important de réaliser des études acoustiques, enjeux majeur pour les machines employées en ventilation, qui permettraient de comprendre et quantifier les niveaux sonores de ces instationnarités qui apparaissent aux points de fonctionnement hors optimum.

BIBLIOGRAPHIE

- Aero Engine Academy of China & Sun, W. (2022). ASSESSMENT OF RANS AND SBES METHODS FOR THE PREDICTION OF CORNER SEPARATION IN AXIAL FLOW COMPRESSORS. *GPPS Xi'an21*. doi : 10.33737/gpps21-tc-341.
- Anderson, J. D. (2017). *Fundamentals of Aerodynamics* (éd. Sixth edition). New York, NY : McGraw Hill Education.
- ANSYS, Inc. (2022). *CFX-Solver Theory Guide* (Rapport n°2022.R2). Canonsburg, PA.
- Arroyo Ramo, A. & Moreau, S. (2023). Acoustic Far-Field Prediction of a Controlled Diffusion Airfoil Self-Noise. *Canadian Society for Mechanical Engineering (CSME) / Computational Fluid Dynamics Society of Canada (CFD Canada). International Congress (2023 : Université de Sherbrooke, Québec)*, 6, ID 41.
- Bamberger, K. (2015). *Aerodynamic Optimization of Low-Pressure Axial Fans*. Aachen : Shaker Verlag.
- Baumgartner, M., Kameier, F. & Hourmouziadis, J. (1995). Non-Engine Order Blade Vibration in a High Pressure Compressor. *Twelfth International Symposium on Airbreathing Engines*.
- Bindon, J. P. (1989). The Measurement and Formation of Tip Clearance Loss. *Journal of Turbomachinery*, 111(3), 257–263. doi : 10.1115/1.3262264.
- Blazek, J. (2015). *Computational Fluid Dynamics : Principles and Applications, Second Edition*. Germany : Elsevier Ltd.
- Carolus, T. (2022). *Fans : Aerodynamic Design - Noise Reduction - Optimization*. Wiesbaden, Germany [Heidelberg] : Springer Vieweg.
- Carolus, T., Zhu, T. & Sturm, M. (2015). A Low Pressure Axial Fan for Benchmarking Prediction Methods for Aerodynamic Performance and Sound. *Noise Control Engineering Journal*, 63(6), 537–545. doi : 10.3397/1/376347.
- Cebeci, T. & Cousteix, J. (2005). *Modeling and Computation of Boundary-Layer Flows. Hauptbd., 2* (éd. 2., rev. and extended ed). Berlin Heidelberg : Springer.
- CERFACS. (2024). Dynamic Mode Decomposition — antares 2.2.0 documentation. Repéré le 2024-07-26 à https://cerfacs.fr/antares/src/api/signal_processing/dmd.html.

- Chakraborty, P., Balachandar, S. & Adrian, R. J. (2005). On the Relationships between Local Vortex Identification Schemes. *Journal of Fluid Mechanics*, 535, 189–214. doi : 10.1017/S0022112005004726.
- Chassaing, P. (2000). *Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Toulouse : Cépaduès-éd.
- Chen, G. T., Greitzer, E. M., Tan, C. S. & Marble, F. E. (1991). Similarity Analysis of Compressor Tip Clearance Flow Structure. *Journal of Turbomachinery*, 113(2), 260–269. doi : 10.1115/1.2929098.
- Chen, N. (2011). *Aerothermodynamics of Turbomachinery : Analysis and Design*. John Wiley & Sons.
- Cotteleer, L., Longo, R., Debaste, F. & Parente, A. (2024). Flow-Based Stress-Blended Eddy Simulation : A Local RANS/LES Turbulence Model for Urban Flow CFD Simulations. *Results in Engineering*, 21, 101679. doi : 10.1016/j.rineng.2023.101679.
- Denton, J. D. (1993). Loss Mechanisms in Turbomachines. *Volume 2 : Combustion and Fuels ; Oil and Gas Applications ; Cycle Innovations ; Heat Transfer ; Electric Power ; Industrial and Cogeneration ; Ceramics ; Structures and Dynamics ; Controls, Diagnostics and Instrumentation ; IGTI Scholar Award*, pp. V002T14A001. doi : 10.1115/93-GT-435.
- Deveaux, B., Fournis, C., Brion, V., Marty, J. & Dazin, A. (2020). Experimental Analysis and Modeling of the Losses in the Tip Leakage Flow of an Isolated, Non-Rotating Blade Setup. *Experiments in Fluids*, 61(5), 126. doi : 10.1007/s00348-020-02957-z.
- Deveaux, B. (2020). *Analyse et contrôle de l'écoulement de jeu d'une aube fixe isolée*. (Thèse de doctorat, École Normale supérieure des Arts et Métiers (ESAM), Paris).
- Dixon, S. L. & Hall, C. A. (2014). *Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery* (éd. Seventh edition). Amsterdam ; Boston : Butterworth-Heinemann is an imprint of Elsevier.
- Drame, A. & Sanjose, M. (2023). Analyse, classification et modélisation des pertes dans une grille rectiligne de compresseur avec jeu. *Computational Fluid Dynamics Canada International Congress*, pp. 6.
- Du, J., Lin, F., Chen, J., Nie, C. & Biela, C. (2013). Flow Structures in the Tip Region for a Transonic Compressor Rotor. *Journal of Turbomachinery*, 135(031012). doi : 10.1115/1.4006779.

- Eckart, C. & Young, G. (1936). The Approximation of One Matrix by Another of Lower Rank. *Psychometrika*, 1(3), 211–218. doi : 10.1007/BF02288367.
- Egorov, Y., Menter, F. R., Lechner, R. & Cokljat, D. (2010). The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 2 : Application to Complex Flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85(1), 139–165. doi : 10.1007/s10494-010-9265-4.
- Ferziger, J. H., Perić, M. & Street, R. L. (2020). *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Cham : Springer International Publishing. doi : 10.1007/978-3-319-99693-6.
- Fiore, M., Daroukh, M. & Montagnac, M. (2021). Loss Assessment of a Counter Rotating Open Rotor Using URANS/LES with Phase-Lagged Assumption (Draft). *Computers & Fluids*, 105025. doi : 10.1016/j.compfluid.2021.105025.
- Fiore, M., Daroukh, M. & Montagnac, M. (2022). Loss Assessment of the NASA SDT Configuration Using LES with Phase-Lagged Assumption. *Computers & Fluids*, 234, 105256. doi : 10.1016/j.compfluid.2021.105256.
- Furukawa, M., Saiki, K., Yamada, K. & Inoue, M. (2014). Unsteady Flow Behavior Due to Breakdown of Tip Leakage Vortex in an Axial Compressor Rotor at Near-Stall Condition. *ASME Turbo Expo 2000 : Power for Land, Sea, and Air*. doi : 10.1115/2000-GT-0666.
- Gouvernement du Canada, R. (2018). Climatisation des véhicules. <https://ressources-naturelles.canada.ca/efficacite-energetique/efficacite-energetique-transports-carburants-remplacement/vehicules-personnels/choisir-bon-vehicule/conseils-lachat-dun-vehicule-ecoenergetique/climatisation-des-vehicules>.
- Hah, C., Hathaway, M. & Katz, J. (2014). Investigation of Unsteady Flow Field in a Low-Speed One and a Half Stage Axial Compressor : Effects of Tip Gap Size on the Tip Clearance Flow Structure at Near Stall Operation. *Volume 2D : Turbomachinery*, pp. V02DT44A040. doi : 10.1115/GT2014-27094.
- Hewkin-Smith, M., Pullan, G., Grimshaw, S. D., Greitzer, E. M. & Spakovszky, Z. S. (2019). The Role of Tip Leakage Flow in Spike-Type Rotating Stall Inception. *Journal of Turbomachinery*, 141(061010). doi : 10.1115/1.4042250.
- Hunt, J., Wray, A. & Moin, P. (1988). Eddies, Streams, and Convergence Zones in Turbulent Flows. *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases*, 193–208.
- Improving Fan System Performance. (2003). *Improving Fan System Performance - A Sourcebook for Industry*. United States : <https://www.osti.gov/biblio/15003715>.

- Inoue, M. & Kuroumaru, M. (1989). Structure of Tip Clearance Flow in an Isolated Axial Compressor Rotor. *Journal of Turbomachinery*, 111(3), 250–256. doi : 10.1115/1.3262263.
- Inoue, M., Kuroumaru, M. & Fukuhara, M. (1986). Behavior of Tip Leakage Flow Behind an Axial Compressor Rotor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 108(1), 7–14. doi : 10.1115/1.3239889.
- Intaratep, N., Devenport, W. J., Ng, W. F., Neu, W. L., Simpson, R. L. & Thole, K. A. (2006). *Formation and Development of the Tip Leakage Vortex in a Simulated Axial Compressor with Unsteady Inflow*. (Thèse de doctorat, Virginia Polytechnic Institute, Blacksburg, Virginia).
- Kameier, F. & Neise, W. (1997). Experimental Study of Tip Clearance Losses and Noise in Axial Turbomachines and Their Reduction. *Journal of Turbomachinery*, 119(3), 460–471. doi : 10.1115/1.2841145.
- Khalid, S. A., Khalsa, A. S., Waitz, I. A., Tan, C. S., Greitzer, E. M., Cumpsty, N. A., Adamczyk, J. J. & Marble, F. E. (1999). Endwall Blockage in Axial Compressors. *Journal of Turbomachinery*, 121(3), 499–509. doi : 10.1115/1.2841344.
- Koch, R. (2021). *Identification des sources de bruit aérodynamiques liées aux écoulements de jeu en tête de pale de soufflante de turboréacteur*. (Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie mécanique, Sherbrooke, Canada).
- Koch, R., Sanjosé, M. & Moreau, S. (2021). Aerodynamic Investigation of a Linear Cascade with Tip Gap Using Large-Eddy Simulation. *Journal of the Global Power and Propulsion Society*, 5, 39–49. doi : 10.33737/jgpps/133601.
- Lakshminarayana, B. (1980). An Axial Flow Research Compressor Facility Designed for Flow Measurement in Rotor Passages. *Journal of Fluids Engineering*, 102(4), 402–411. doi : 10.1115/1.3240712.
- Lakshminarayana, B. (1996). *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery*. New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore : A Wiley-Interscience Publication.
- Lakshminarayana, B. & Horlock, J. H. (1962). Tip-Clearance Flow and Losses for an Isolated Compressor Blade.
- Lakshminarayana, B. & Horlock, J. H. (1965). Leakage and Secondary Flows in Compressor Cascades.

- Lakshminarayana, B. & Ravindranath, A. (1982). Interaction of Compressor Rotor Blade Wake With Wall Boundary Layer/Vortex in the End-Wall Region. *Journal of Engineering for Power*, 104(2), 467–478. doi : 10.1115/1.3227302.
- Lakshminarayana, B., Davino, R. & Pouagare, M. (1982a). Three-Dimensional Flow Field in the Tip Region of a Compressor Rotor Passage—Part II : Turbulence Properties. *Journal of Engineering for Power*, 104(4), 772–781. doi : 10.1115/1.3227343.
- Lakshminarayana, B., Pouagare, M. & Davino, R. (1982b). Three-Dimensional Flow Field in the Tip Region of a Compressor Rotor Passage—Part I : Mean Velocity Profiles and Annulus Wall Boundary Layer. *Journal of Engineering for Power*, 104(4), 760–771. doi : 10.1115/1.3227342.
- Lamidel, D. (2022). *Aerodynamic noise sources of the tip flow in fan stage of turbofan engines*. (Thèse de doctorat, Université de Lyon, École Centrale de Lyon).
- Liu, B., Wang, H., Liu, H., Yu, H., Jiang, H. & Chen, M. (2004). Experimental Investigation of Unsteady Flow Field in the Tip Region of an Axial Compressor Rotor Passage at Near Stall Condition With Stereoscopic Particle Image Velocimetry. *Journal of Turbomachinery*, 126(3), 360–374. doi : 10.1115/1.1748367.
- Liu, B., Yu, X., Wang, H., Liu, H., Jiang, H. & Chen, M. (2008). Evolution of the Tip Leakage Vortex in an Axial Compressor Rotor. *ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea, and Air*, pp. 503–514. doi : 10.1115/GT2004-53703.
- Liu, Y., Zhong, L. & Lu, L. (2019). Comparison of DDES and URANS for Unsteady Tip Leakage Flow in an Axial Compressor Rotor. *Journal of Fluids Engineering*, 141(121405). doi : 10.1115/1.4043774.
- Lu, B., Teng, J., Zhu, M., Qiang, X. & Ma, W. (2019). A Study of Corner Separation in a Linear Compressor Cascade Based on SBES Model. *Volume 4 : Dynamics, Vibration, and Control*, pp. V004T05A042. doi : 10.1115/IMECE2019-10536.
- Mailach, R., Lehmann, I. & Vogeler, K. (2000). Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating From the Fluctuating Blade Tip Vortex. *Journal of Turbomachinery*, 123(3), 453–460. doi : 10.1115/1.1370160.
- Menter, F. (2018). Stress-Blended Eddy Simulation (SBES)—A New Paradigm in Hybrid RANS-LES Modeling. *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*, (Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design), 27–37. doi : 10.1007/978-3-319-70031-1_3.
- Menter, F. R. (1994). Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal*, 32(8), 1598–1605. doi : 10.2514/3.12149.

- Menter, F. R. & Egorov, Y. (2010). The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1 : Theory and Model Description. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85(1), 113–138. doi : 10.1007/s10494-010-9264-5.
- Menter, F. R., Kuntz, M., Langtry, R. et al. (2003). Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. *Turbulence, heat and mass transfer*, 4(1), 625–632.
- Moore, J. & Tilton, J. S. (1988). Tip Leakage Flow in a Linear Turbine Cascade. *Journal of Turbomachinery*, 110(1), 18–26. doi : 10.1115/1.3262162.
- Moreau, S., Henner, M., Iaccarino, G., Wang, M. & Roger, M. (2003). Analysis of Flow Conditions in Freejet Experiments for Studying Airfoil Self-Noise. *AIAA Journal*, 41(10), 1895–1905. doi : 10.2514/2.1905.
- Muthanna, C. & Devenport, W. J. (2004). Wake of a Compressor Cascade with Tip Gap, Part 1 : Mean Flow and Turbulence Structure. *AIAA Journal*, 42(11), 2320–2331. doi : 10.2514/1.5270.
- Muthanna, C. (1998). *Flowfield Downstream of a Compressor Cascade with Tip Leakage*. (Thèse de doctorat, Université de Floride, Virginia Technology).
- NISCO. (2016). How to Improve Fan System Performance. <https://nisco.ca/>.
- Philippe. (2023). Qu'est-ce qui consomme le plus d'énergie dans un datacenter? <https://www.euclyde.com/datacenter-consommation-energie/>.
- Pope, S. B. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge university press.
- Proakis, J. G. (2007). *Digital Signal Processing : Principles, Algorithms, and Applications*, 4/E. Pearson Education India.
- Pullan, G., Young, A. M., Day, I. J., Greitzer, E. M. & Spakovszky, Z. S. (2015). Origins and Structure of Spike-Type Rotating Stall. *Journal of Turbomachinery*, 137(051007). doi : 10.1115/1.4028494.
- Rains, D. A. (1954). *TIP CLEARANCE FLOWS IN AXIAL FLOW COMPRESSORS AND PUMPS* : (Thèse de doctorat, Defense Technical Information Center, Fort Belvoir, VA).
- Ruden, P. (1944). *Investigation of Single Stage Axial Fans*. (Thèse de doctorat, National Advisory Committee For Aeronautics, Washington, D.C.).

- Saathoff, H. (2001). *Rotor-Spaltströmungen in Axialverdichtern (Rotor Tip Clearance Flows in Axial-Flow Compressors)*. (Thèse de doctorat, Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, Germany).
- Sanjosé, M. & Pépin, P. (2022). Aeroacoustic Analysis of an Axial Fan. *International Conference on Fan Noise, Aerodynamics, Applications and Systems*.
- Sanjosé, M., Koch, R., Drame, A. B. & Hakizimana, S. (2021). Tip Leakage Flow Characterization in a Rectilinear Cascade at Various Angle of Attack. *The 29th Annual Conference of the Computational Fluid Dynamics Society of Canada*, pp. 8.
- Schrapp, H., Stark, U. & Saathoff, H. (2009). Unsteady Behaviour of the Tip Clearance Vortex in a Rotor Equivalent Compressor Cascade.
- Shin, S. (2001). Reynolds-Averaged Navier-Stokes Computation of Tip Clearance Flow in a Compressor Cascade Using an Unstructured Grid. 176.
- Shur, M. L., Spalart, P. R., Strelets, M. K. & Travin, A. K. (2008). A Hybrid RANS-LES Approach with Delayed-DES and Wall-Modelled LES Capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(6), 1638–1649. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.07.001.
- Shur, M. L., Spalart, P. R., Strelets, M. K. & Travin, A. K. (2015). An Enhanced Version of DES with Rapid Transition from RANS to LES in Separated Flows. *Flow, turbulence and combustion*, 95, 709–737.
- Sirovich. (1987). Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, 45(3), 561–571.
- Smith, S. (2013). *Digital Signal Processing : A Practical Guide for Engineers and Scientists*. Elsevier.
- Stoica, P. & Moses, R. L. (2005). *Spectral Analysis of Signals*. Upper Saddle River, N.J : Pearson/Prentice Hall.
- Storer, J. A. & Cumpsty, N. A. (1991). Tip Leakage Flow in Axial Compressors. *Journal of Turbomachinery*, 113(2), 252–259. doi : 10.1115/1.2929095.
- Taira, K., Brunton, S. L., Dawson, S. T. M., Rowley, C. W., Colonius, T., McKeon, B. J., Schmidt, O. T., Gordeyev, S., Theofilis, V. & Ukeiley, L. S. (2017). Modal Analysis of Fluid Flows : An Overview. *AIAA Journal*, 55(12), 4013–4041. doi : 10.2514/1.J056060.

- Tissot, G., Cordier, L., Benard, N. & Noack, B. R. (2014). Model Reduction Using Dynamic Mode Decomposition. *Comptes Rendus Mécanique*, 342(6), 410–416. doi : 10.1016/j.crme.2013.12.011.
- Vavra, M. H. (1960). Aero-Thermodynamics and Flow in Turbomachines. (*No Title*), 351.
- Vo, H. D. (2010). Role of Tip Clearance Flow in Rotating Instabilities and Nonsynchronous Vibrations. *Journal of Propulsion and Power*, 26(3), 556–561. doi : 10.2514/1.26709.
- Vo, H. D., Tan, C. S. & Greitzer, E. M. (2008). Criteria for Spike Initiated Rotating Stall. *Journal of Turbomachinery*, 130(011023). doi : 10.1115/1.2750674.
- Wang, Y. & Devenport, W. J. (2004). Wake of a Compressor Cascade with Tip Gap, Part 2 : Effects of Endwall Motion. *AIAA Journal*, 42(11), 2332–2340. doi : 10.2514/1.5272.
- Welch, P. (1967). 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*, 15(2), 70–73. doi : 10.1109/TAU.1967.1161901.
- Wu, Y., Li, Q., Chu, W., Zhang, H. & Su, Z. (2010). Numerical Investigation of the Unsteady Behaviour of Tip Clearance Flow and Its Possible Link to Stall Inception. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 224(1), 85–96. doi : 10.1243/09576509JPE793.
- Yamada, K., Funazaki, K. & Sasaki, H. (2009). Numerical Investigation of Relation Between Unsteady Behavior of Tip Leakage Vortex and Rotating Disturbance in a Transonic Axial Compressor Rotor. *ASME Turbo Expo 2008 : Power for Land, Sea, and Air*, pp. 425–436. doi : 10.1115/GT2008-50779.
- You, D., Wang, M., Moin, P. & Mittal, R. (2006). Effects of Tip-Gap Size on the Tip-Leakage Flow in a Turbomachinery Cascade. *Physics of Fluids*, 18(10), 105102. doi : 10.1063/1.2354544.
- You, D., Wang, M., Moin, P. & Mittal, R. (2007a). Large-Eddy Simulation Analysis of Mechanisms for Viscous Losses in a Turbomachinery Tip-Clearance Flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 586, 177–204. doi : 10.1017/S0022112007006842.
- You, D., Wang, M., Moin, P. & Mittal, R. (2007b). Vortex Dynamics and Low-Pressure Fluctuations in the Tip-Clearance Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 129(8), 1002–1014. doi : 10.1115/1.2746911.

- Younsi, M., Djerrada, A., Belamri, T. & Menter, F. (2008). Application of the SAS Turbulence Model to Predict the Unsteady Flow Field Behaviour in a Forward Centrifugal Fan. *International Journal of Computational Fluid Dynamics - INT J comput fluid dynamics*, 22, 639–648. doi : 10.1080/10618560802432944.
- Zhang, G., Zhu, M., Liu, H., Qiang, X. & Teng, J. (2024). The Impact of Variable Fillets on Corner Separation in a Liner Compressor Cascade. *Journal of the Global Power and Propulsion Society*, 8, 240–254. doi : 10.33737/jgpps/187994.
- Zhang, H., Deng, X., Chen, J. & Huang, W. (2005). Unsteady Tip Clearance Flow in an Isolated Axial Compressor Rotor. *Journal of Thermal Science*, 14(3), 211–219. doi : 10.1007/s11630-005-0004-4.
- Zhao, H., Wang, Z. & Xi, G. (2017). Unsteady Flow Structures in the Tip Region for a Centrifugal Compressor Impeller before Rotating Stall. *Science China Technological Sciences*, 60(6), 924–934. doi : 10.1007/s11431-016-9005-3.
- Zhu, T. & Carolus, T. H. (2018). Axial Fan Tip Clearance Noise : Experiments, Lattice–Boltzmann Simulation, and Mitigation Measures. *International Journal of Aeroacoustics*, 17(1-2), 159–183. doi : 10.1177/1475472X17743627.
- Zhu, T. & Carolus, T. H. (2014). Experimental and Unsteady Numerical Investigation of the Tip Clearance Noise of an Axial Fan. *ASME 2013 Turbine Blade Tip Symposium*. doi : 10.1115/TBTS2013-2034.
- Zhu, T. & Carolus, T. H. (2015). Experimental And Numerical Investigation Of Tip Clearance Noise Of An Axial Fan Using A Lattice Boltzmann Method. *FAN 2015*, pp. 12.