



HAL
open science

Méthodologie pour la modélisation du contrôle actif d'écoulement dans un compresseur axial

Clémence Rannou

► **To cite this version:**

Clémence Rannou. Méthodologie pour la modélisation du contrôle actif d'écoulement dans un compresseur axial. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. HESAM Université, 2023. Français. NNT : 2023HESAE071 . tel-04352324

HAL Id: tel-04352324

<https://pastel.hal.science/tel-04352324v1>

Submitted on 19 Dec 2023

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

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

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR
Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille - Campus de Lille

THÈSE

présentée par : **Clémence RANNOU**

soutenue le : **10 Novembre 2023**

pour obtenir le grade de : **Docteur d'HESAM Université**

préparée à : **École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers**

Spécialité : **Mécanique des Fluides**

Méthodologie pour la modélisation du contrôle actif d'écoulement dans un compresseur axial

THÈSE dirigée par :

M. DAZIN Antoine

et co-encadrée par :

M. MARTY Julien

M. TANGUY Geoffrey

Mme Paola CINNELLA

Professeure, Sorbonne-Université

M. Eric GONCALVES

Professeur, ENSMA

M. Nicolas BINDER

Professeur, DAEP, ISAE-SUPAERO

M. Fabrizio FONTANETO

Associate Professor, VKI

M. Antoine DAZIN.

Julien MARTY

M. Geoffrey TANGUY

M. Pierre PEURIERE

Professeur, LMFL, ENSAM Lille
Ingénieur de recherche, ONERA Meudon
Ingénieur de recherche, ONERA Lille
Expert Technique, DGA

Jury

Présidente

Rapporteur

Rapporteur
Examineur

Directeur de thèse
Co-encadrant
Co-encadrant
Invité

**T
H
È
S
E**

RÉSUMÉ

La plage de fonctionnement des compresseurs axiaux est limitée par la présence d'écoulements instables dont l'origine est localisée au niveau du jeu, entre le rotor et le carter. Ces instabilités peuvent conduire au décrochage tournant et au pompage, réduisant considérablement le domaine d'opérabilité des compresseurs. Ces phénomènes empêchent également le compresseur d'atteindre des taux de compression plus élevés et d'obtenir de meilleurs rendements. Les systèmes de contrôle de l'écoulement offrent alors une solution pour augmenter la marge au pompage par la voie de dispositifs passifs ou actifs. Des études récentes ont montré sur une taille de jeu donnée, que le contrôle actif par injection d'air en amont du bord d'attaque du rotor permettait de retarder l'apparition du décrochage et d'augmenter la marge au pompage. L'impact du contrôle sur différentes tailles de jeux reste encore à explorer. Or les calculs CFD se heurtent aujourd'hui à la complexité des écoulements et des dispositifs de contrôle rendant difficile la prévision de l'écoulement contrôlé.

Cette thèse porte sur l'effet de la taille de jeu sur la performance et l'opérabilité des compresseurs ainsi que sur l'efficacité des systèmes de contrôle actif. Une méthodologie de simulation numérique sera notamment proposée pour étudier ce type de configurations. Le but est de mieux prévoir et de mieux comprendre l'écoulement contrôlé en s'appuyant sur une validation avec des données expérimentales. Les expériences sont menées sur le banc d'essai du compresseur mono-étage CME2, situé au Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille et les simulations numériques sont basées sur le code elsA, développé à l'ONERA. D'autre part, une analyse est présentée sur l'effet de taille du jeu sur les mécanismes physiques intervenant dans l'apparition du décrochage tournant et sur leur modification suite au contrôle par soufflage au carter.

Mots clés : Compresseur, Marge au pompage, Contrôle par soufflage, Décrochage tournant

ABSTRACT

The operating range of axial compressors is limited by the presence of unstable flows originating in the clearance between the rotor and the casing. These instabilities can lead to rotating stall and surge, considerably reducing the compressors' operating range. These phenomena also prevent the compressor from achieving high compression ratios and higher efficiencies. Flow control systems therefore offer a solution for increasing surge margin by means of passive or active devices (requiring an external power source). Recent studies have shown for a given tip gap size that active control by injecting air upstream of the rotor leading edge can delay the onset of stall and increase surge margin. The impact of control on different tip gap sizes remains to be explored. However, CFD calculations come currently up against the complexity of the flows involved and of the control devices, making it difficult to predict the controlled flow.

This thesis focuses on the effect of the clearance size on the performance and operability of compressors, as well as on the efficiency of active control systems. A methodology for conducting numerical simulation in such configurations will be proposed. This will aim to predict and better understand controlled flow, based on validation with experimental data. Experiments are carried out on the CME2 single-stage compressor test bench, located at the Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille, and numerical simulations are based on the elsA code, developed at ONERA. On the other hand, an analysis is presented of the effect of clearance size on the physical mechanisms involved in the onset of rotating stall, and their modification following control by blowing.

Keywords : Compressor, Stall margin, Air flow control, Rotating stall

REMERCIEMENTS

Je remercie avec une sincère reconnaissance, Antoine Dazin et Julien Marty, respectivement mes directeur et co-directeur de thèse, de m'avoir entraînée dans cette aventure scientifique et humaine. Grâce à leur disponibilité pour discuter des résultats, et leur suivi régulier, ce projet a pu être achevé. Je suis également reconnaissante envers Geoffrey Tanguy, mon encadrant, pour ses conseils avisés tout au long de cette thèse. Les points hebdomadaires avec chacun m'ont apporté un enrichissement précieux.

Je tiens aussi à exprimer mes remerciements aux membres du jury d'avoir accepté d'examiner le présent travail, et à Pierre Peuriere d'avoir montré de l'intérêt pour la thèse. Je tiens aussi à témoigner ma gratitude à l'AID et l'ONERA pour avoir financé cette thèse. Je remercie également les partenaires industriels du Consortium Industrie Recherche en Turbomachine.

Cette thèse m'a permis de naviguer entre plusieurs bureaux, et ainsi j'ai eu l'opportunité de rencontrer plusieurs équipes de l'ONERA : H2T à Meudon, dirigée par Biel Ortun ; et ELV à Lille, dont à sa tête successivement Quentin Gallas, Eric Garnier et Geoffrey Tanguy. Mes remerciements vont en particulier à Lionel Castillon, pour son suivi régulier et son soutien technique dans la mise en place des simulations. Au sein des Arts et Métiers de Lille, j'ai pu compter sur l'avis perspicace de Francesco Romano pour le numérique. J'ai pu aussi mener à bien les essais grâce aux conseils précieux d'Olivier Roussette et Pierric Joseph. Le CME2 est une créature dont les sons sont à écouter attentivement ... Je remercie également Mickaël Milo pour son soutien dans la réalisation des essais dans des délais records. Ces différents lieux m'ont permis de côtoyer les doctorants de ces unités, rendant plus coloré les journées et les congrès. J'ai également apprécié les échanges fructueux avec les membres du projet ACONIT, et notamment de l'université de la Bundeswehr Munich.

Enfin, l'énergie apportée par mes proches m'aura permis d'accomplir ce projet digne d'un marathon.

NOMENCLATURE

Acronymes

<i>BPF</i>	Blade Passage Frequency (Fréquence de passage des aubages) (Hz)
<i>CAO</i>	Conception Assistée par Ordinateur
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>PB</i>	Power Balance (Bilan énergétique) (%)
<i>SM</i>	Stall Margin (Marge au pompage)
<i>SMI</i>	Stall Margin Improvement (Amélioration de la marge au pompage)
<i>SBC</i>	Single Blade Channel (Mono-canal)
<i>TLV</i>	Tip-Leakage Vortex (Tourbillon de jeu)
<i>(U)RANS</i>	(Unsteady) Reynolds-Averaged Navier-Stokes

Symboles grecs

∞	État de référence infini (-)
α_{inj}	Angle d'injection ($^{\circ}$)
β	Angle relatif du soufflage ($^{\circ}$)
δ	Épaisseur de la couche limite (mm)
Δ	Variation (-)
η	Rendement isentropique (-)
λ	Amplitude du coefficient de frottement ($kg/m/s^2$)
Ω	Vitesse de rotation du CME2 (tr/min)
Ω_{ij}	Tenseur tourbillon normalisé par $\frac{U_{\infty}}{c}$ (-)
ω_x	Vorticité axiale normalisée par $\frac{U_{\infty}}{c}$ (-)
Π	Taux de compression (-)
S_{ij}	Tenseur des taux de déformation normalisé par $\frac{U_{\infty}}{c}$ (-)

τ	Taille de jeu (mm)
τ_{ij}	Tenseur de Reynolds normalisé par $P_{s\infty}$ (-)
$\tilde{\tau}_{ij}$	Tenseur de Reynolds cinétique normalisé par U_∞^2 (-)
ρ	Densité ($\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$)
φ	Coefficient de débit : $\frac{\dot{m}/\rho A}{U}$ (-)
Ψ	Coefficient de pression : $\frac{\Delta P_s}{\rho U^2}$ (-)
ν	Viscosité cinématique normalisée par cU_∞ (-)
μ	Viscosité dynamique normalisée par $\frac{cP_{s\infty}}{U_\infty}$ (-)

Symboles latins

A	Surface de la section droite annulaire à l'entrée du rotor ($A = 0,1029 \text{ m}^2$)
c	Corde axiale (mm)
k	Énergie cinétique de la turbulence normalisée par U_∞^2 (-)
M	Nombre de Mach (-)
\dot{m}	Débit massique (kg/s)
P	Puissance nominale du compresseur (W)
$P_{s,t,r}$	Pression statique, totale, relative (Pa)
Q_{inj}	Débit massique injecté global (kg/s)
Q	Critère Q (s^{-2})
r	Constante spécifique du gaz ($r = 287 \text{ J/K/kg}$)
R	Rapport de la taille de jeu sur la corde axiale (-)
S	Entropie ($J/kg/K$)
T_t	Température totale (K)
t	Temps physique (s)
T	Période temporelle (s)
U_∞	Vitesse de la condition limite d'entrée (m/s)
U	Vitesse d'entraînement du rotor en tête (au carter) (m/s)
V_{jet}^*	Vitesse du jet adimensionnée (-)
V_x	Vitesse absolue axiale (m/s)
x, y, z	Coordonnées cartésiennes (m)

Table des matières

Résumé.....	iii
Abstract.....	v
Remerciements	vii
Nomenclature.....	ix
Table des matières	xiii
Liste des tableaux	xv
Liste des figures	xxii
Introduction	1
1 Étude Bibliographique	5
1.1 Fonctionnement d'un compresseur	6
1.1.1 Au sein d'un turboréacteur	6
1.1.2 Généralités aérodynamiques d'un compresseur axial	7
1.1.3 Performances d'un compresseur axial.....	10
1.2 Écoulements au sein d'un compresseur	13
1.2.1 Physique des écoulements instationnaires en turbomachines.....	13
1.2.2 Écoulement de jeu	13
1.2.3 Approches expérimentales utilisées pour étudier l'écoulement de jeu	18
1.2.4 Prévission de l'écoulement de jeu par modélisation numérique	19
1.3 Le décrochage tournant	24
1.3.1 Les précurseurs	25
1.3.2 Mécanismes de déclenchement du décrochage 'Spike'	28
1.4 Système de contrôle de l'écoulement	30
1.4.1 Mécanismes de contrôle et concepts physiques	31
1.4.2 Simulations numériques pour le contrôle	38
1.5 Conclusion	40
2 Moyens et Méthodes	41
2.1 Dispositif expérimental.....	42
2.1.1 Description du banc d'essai du CME2 et conditions d'essais	42
2.1.2 Description du dispositif du contrôle actif d'écoulement	43
2.1.3 Présentation de l'instrumentation	46
2.2 Méthodes numériques	53
2.2.1 Présentation du modèle numérique	53

2.2.2	Modélisation numérique d'un actionneur fluïdique dédié au contrôle d'écoulement	58
2.2.3	Conclusion	77
3	Effet de la taille du jeu d'un compresseur axial : performance et transition vers le décrochage tournant	79
3.1	Présentation du domaine de calcul et des conditions aux limites	80
3.2	Cas de référence et validation avec les données expérimentales	84
3.3	Analyse des performances	88
3.4	Analyse de la topologie d'écoulement	92
3.4.1	Conditions nominales : $\varphi = 0,53$	93
3.4.2	Conditions à $\varphi = 0,43$	94
3.4.3	Conditions à $\varphi = 0,41$	95
3.4.4	Conditions à $\varphi < 0,41$	96
3.5	Comparaison des deux configurations : 'mono-canal' et $2\pi 10$ avec simulations stationnaires	97
3.5.1	Évaluation des performances	97
3.5.2	Évaluation de la topologie de l'écoulement	100
3.6	Conclusion	103
4	Effet de la taille de jeu sur la performance d'un étage de compresseur axial avec et sans contrôle actif de l'écoulement	105
4.1	Présentation du domaine de calcul et des conditions aux limites avec injecteurs....	107
4.2	Référence sans contrôle : évaluation des performances avec présence d'injecteurs sans soufflage.....	109
4.2.1	Conditions de fonctionnement spécifiques pour les rapports $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$	110
4.2.2	Résultats entre les conditions nominales et les dernières conditions stables pour les rapports $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$	111
4.3	Performance avec injection continue à différentes tailles de jeu	112
4.3.1	Analyse des performances expérimentales et numériques avec contrôle	112
4.3.2	Approfondissement sur les écarts des simulations RANS avec les données expérimentales	114
4.4	Topologie de l'écoulement avec contrôle activé à différentes tailles de jeu	119
4.5	Efficacité du contrôle d'injection	121
4.6	Impact des paramètres de contrôle d'injection	124
4.7	Conclusion	127
5	Effet de la taille de jeu sur la dynamique de l'écoulement de jeu avec et sans contrôle ..	129
5.1	Présentation du domaine de calcul pour la configuration 360°	131
5.1.1	Configuration 360°	131
5.1.2	Analyse des performances numériques avec et sans contrôle	133
5.2	Fonctionnement au régime nominal	136
5.2.1	Effet de taille de jeu	136
5.2.2	Effet d'angle	146
5.3	Fonctionnement au dernier point stable avant le décrochage	152
5.3.1	Effet du contrôle sur le développement du décrochage	153
5.3.2	Effet de la taille de jeu	161
5.4	Fonctionnement en régime transitoire jusqu'au décrochage	168
5.4.1	Analyse temps-fréquence dans le régime transitoire	168

5.4.2	Champs de pression instationnaire dans le transitoire.....	176
5.5	Conclusion	178
Conclusions et perspectives		181
Bibliographie		187

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques géométriques du CME2	43
2.2	Caractéristiques aérodynamiques du CME2 à 3200 rpm	43
2.3	Caractéristiques géométriques du système du contrôle actif	45
2.4	Incertitudes sur les mesures stationnaires pour la performance du CME2	48
2.5	Conditions aux limites de la plaque plane avec un injecteur	60
2.6	Coûts numériques du maillage	76
3.1	Conditions aux limites du domaine sans injecteurs	83
3.2	Tailles de jeu analysées lors des simulations RANS	89
3.3	Marge au pompage pour trois tailles de jeux aux deux configurations SBC et $2\pi/10$	91
4.1	Conditions aux limites du domaine avec injecteurs	109
4.2	Nouvelle matrice de calculs numériques URANS	128

Table des figures

1	Objectif zero-carbone dans l'avion d'ici 2050 [2]	1
2	Compresseur axial et agrandissement de l'emplacement du jeu [5]	2
1.1	Schématisation d'une turbomachine et cycle thermodynamique idéal de Brayton [8]	7
1.2	Localisation schématique du rotor et du stator au sein d'un moteur de type LEAP développé par Safran Aircraft Engine et GE au sein de CFM d'après [9] [10]	8
1.3	Triangle des vitesses dans un compresseur axial [14]	9
1.4	Représentation de la courbe caractéristique d'un compresseur en fonction de sa vitesse de rotation [7]	10
1.5	Décrochage du compresseur en terme de performance et schématisation de la région décrochée en rotation [6]	11
1.6	Représentation schématique d'une cellule de décrochage en terme d'écoulement [6]	12
1.7	Représentation du pompage survenant à faible débit [16]	12
1.8	Comportement de l'écoulement de jeu en extrémité d'aubes [19]	14
1.9	Écoulement de jeu en tête d'aube selon son épaisseur [20]	15
1.10	Effet de la taille de jeu sur l'augmentation de la pression [11]	16
1.11	Valeur optimale du jeu : pour des valeurs inférieures, le blocage domine ; pour des valeurs supérieures le déversement de l'écoulement de jeu domine [12]	17
1.12	Relevés de pression statique d'instabilités tournantes [34]	19
1.13	Comparaison des différentes approches numériques (simulation et modélisation du spectre de turbulence) [35]	21
1.14	A gauche : Lignes de courant de l'écoulement principal en tête de l'aube (simulation LES) à gauche [36]. A droite : Cœur du tourbillon de jeu coloré par la vitesse relative et hélicité normalisée et lignes de courant dans le jeu avec la distribution de la pression à la paroi du carter (lignes noires dans le passage) à $t=100s$ pour $\phi = 0.3$ [38]	22
1.15	Écart-type normalisé de la pression de paroi et distribution de vitesse normalisée de l'écoulement de jeu moyenné dans les résultats de la CFD proche décrochage à deux tailles de jeu (2.6% ; 4.3%) [40]	24
1.16	Illustration de la valeur de l'amortissement, paramètre (c) dans une perturbation modale [43]	25
1.17	Mesures expérimentales de vitesse montrant la formation d'un décrochage modal [44]	26
1.18	Mesures expérimentales montrant la formation d'une cellule de décrochage en présence d'une perturbation spike [44]	27
1.19	Modèle de Camp et Day sur le mécanisme de formation du décrochage [44]	28
1.20	Formation du spike [37]	30
1.21	a) Déversement de l'écoulement de jeu au bord d'attaque et b) Reflux [26]	30
1.22	Illustration des effets du contrôle actif sur les caractéristiques d'un compresseur [52]	32
1.23	Représentation de la SMI [6]	33

1.24	Techniques de contrôle passif par traitement du carter a) et par boucles de recirculation b) [6]	34
1.25	Illustration des différents angles pour définir le soufflage [6]	35
1.26	Influence de la position axiale pour une injection dans le jeu et du nombre d'injecteurs, par Suder <i>et al.</i> , et colorié par Li <i>et al.</i> [53]	36
1.27	Effet de la quantité totale d'air injecté et quantité d'air par injecteur [60]	37
1.28	Variation de l'entropie à 90% de la hauteur d'aube en cas contrôlé (en bas) ou non (en haut) à différents points de fonctionnement [62]	39
2.1	CAO du banc de test du CME2 et focus sur la partie du compresseur [6]	42
2.2	Électrovannes et définition du schéma pneumatique du système de contrôle actif [51]	44
2.3	Système du contrôle actif du CME2 : vue longitudinale [6]	45
2.4	Coupe radiale du contrôle actif du CME2 [6]	46
2.5	Définition de l'angle absolu d'injection et vue de la CAO de l'orientation possible de l'angle de lacet des injecteurs : ici α_{jet} est positif [51]	46
2.6	Positions des capteurs stationnaires de pression et température en mm [6]	48
2.7	Débit volumique unitaire pour deux pressions d'alimentation différentes [6]	49
2.8	Positions des capteurs instationnaires pour des configurations azimutales	50
2.9	Positions des capteurs instationnaires pour des configurations axiales	51
2.10	Système de vannage [6]	52
2.11	CAO de l'injecteur étendue en configuration plaque plane	59
2.12	Configuration de plaque plane avec un injecteur	61
2.13	Focus sur le maillage structuré	62
2.14	Focus sur le maillage non-structuré et hybride	62
2.15	Injecteur et interface avec la plaque plane pour maillages structurés et hybrides/non-structurés	63
2.16	a) et b) Plans longitudinaux ($x = 0$ mm) et transversaux ($y = 0, -5, -10, -15, -20$ mm). c) Plans spécifiques longitudinaux ($x = 0$ mm) et transversaux ($y = 280$ mm). Écoulement dans le sens y décroissant	64
2.17	Nombre de Mach absolu pour les différents modèles de turbulence ($k-\epsilon$, $k-l$, $k-\omega$, SA) testés pour la plaque plane en maillage structuré, pour un jet débouchant dans une couche limite	64
2.18	Profil de couche limite pour le cas structuré, comparé aux données expérimentales	66
2.19	Vue transversale au plan $y = -10$ mm et à $y = -22$ mm des champs de vitesse $ V $ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)	67
2.20	Vue longitudinale au plan $x = 0$ mm des champs de vitesse $ V $ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)	67
2.21	Profil de couche limite pour le maillage hybride comparé aux données expérimentales	69
2.22	Vue transversale au plan $y = -10$ mm et à $y = -22$ mm des champs de vitesse $ V $ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)	70
2.23	Vue longitudinale au plan $x = 0$ mm des champs de vitesse $ V $ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)	71
2.24	Profil de couche limite pour le maillage non-structuré comparé aux données expérimentales	72
2.25	Vue transversale au plan $y = -10$ mm et à $y = -22$ mm des champs de vitesse $ V $ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)	73
2.26	Vue longitudinale au plan $x = 0$ mm des champs de vitesse $ V $ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)	73

2.27	Profil de vitesse pour les différentes approches de maillage (structuré, non-structuré, hybride) comparé aux données expérimentales le long de l'axe normal à la plaque plane.....	76
3.1	Domaine de calcul en configuration 'mono-canal' (SBC) (à gauche) et en $2\pi/10$ dupliquée (à droite)	81
3.2	Plans de post-traitement	83
3.3	Comparaison des performances obtenues par simulations en configuration SBC (RANS) et $2\pi/10$ ((U)RANS) avec les données expérimentales au jeu $R = 0,6\%$..	85
3.4	Étude de convergence - Résidus et débit massique normalisé au plan amont, aval et au plan 10 correspondant au plan de mélange (MXPL) en conditions de décrochage dans une configuration $2\pi/10$ (RANS), à $R = 0,6\%$ à $\varphi = 0,41$	86
3.5	Comparaison entre a) les données expérimentales au carter [65], et champs RANS de pression relative simulée (Pa) à 99% de la hauteur de veine pour les configurations b) SBC et c) $2\pi/10$, à $\varphi = 0,53$	87
3.6	Comparaison entre a) les données expérimentales au carter [65], et champs RANS de pression relative simulée (Pa) à 99% de la hauteur de veine pour les configurations b) SBC et c) $2\pi/10$, à $\varphi = 0,43$	88
3.7	Comparaison des performances obtenues par CFD pour trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, $R = 2,4\%$) en calculs RANS (en configuration SBC et $2\pi/10$) et URANS (en $2\pi/10$) avec les données expérimentales disponibles à $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$	91
3.8	Comparaison du rendement isentropique obtenu par CFD pour trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, $R = 2,4\%$) avec calculs RANS (en configuration SBC et $2\pi/10$) et URANS (en $2\pi/10$)	92
3.9	Coefficient et lignes de frottement en configuration RANS $2\pi/10$ à différents débits ($\varphi = 0,53$, $\varphi = 0,43$, $\varphi = 0,41$, à iso-débit du cas de référence pour $\varphi < 0,41$) pour $R = 0,6\%$ en haut, $R = 1,2\%$ au milieu et $R = 2,4\%$ en bas, à l'extrados du rotor	93
3.10	Entropie (J/kg/K) en configuration RANS $2\pi/10$ à différents débits ($\varphi = 0,53$, $\varphi = 0,43$, $\varphi = 0,41$, à iso-débit du cas de référence pour $\varphi < 0,41$) pour les trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $1,2\%$ et $2,4\%$) en sortie du rotor (plan 15).....	94
3.11	Champs de pression statique (Pa) pour a) $R = 0,6\%$ b) $R = 1,2\%$, et c) $R = 2,4\%$ à $\varphi = 0,43$ (en haut) et $\varphi = 0,41$ (en bas) à 97% de la hauteur d'aube en configuration RANS $2\pi/10$	96
3.12	Courbes de performance (RANS) pour les trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, $R = 2,4\%$)	98
3.12	Courbes de performance (RANS) pour les trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, $R = 2,4\%$).....	99
3.13	Courbes de rendement isentropique pour $R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, et $R = 2,4\%$ en configuration RANS a) 'mono-canal' et b) $2\pi/10$	100
3.14	Comparaison de la vitesse axiale (m/s) pour $R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, et $R = 2,4\%$ en configuration RANS : a) 'mono-canal' et b) $2\pi/10$ (plan 11).....	101
3.15	Comparaison de coupes de pression statique (Pa) pour $R = 1,2\%$ en configuration RANS 'mono-canal' SBC et $2\pi/10$, à 97% de la hauteur d'aube, en condition proche décrochage	102
3.16	Comparaison de coupes d'entropie (J/kg/K) pour $R = 1,2\%$ en configuration RANS 'mono-canal' SBC et $2\pi/10$, à conditions nominales et proches décrochage, en sortie du rotor	103

4.1	Modification de la marge au pompage SMI : objectif du contrôle actif	106
4.2	Aubes de rotor usinées au jeu $R = 2,4\%$	107
4.3	Configurations 'mono-canal' et $2\pi/10$ avec injecteurs	108
4.4	Différentes configurations de maillage à $\alpha_{inj} = 0^\circ$ et -30°	110
4.5	Performance du CME2 aux jeux $R = 2,4\%$ (vert) et $R = 0,6\%$ (rouge) sans débit d'injection : pour des simulations RANS en configuration $2\pi/10$, à angle d'injection $\alpha_{inj} = 0^\circ$ (losange), comparées aux données expérimentales (tirés-points)	111
4.6	Courbe de performance à $\alpha_{inj} = -30^\circ$ ($Q_{inj} = 2,0\%$) dans une configuration RANS $2\pi/10$	113
4.7	Profils RANS de la vitesse absolue axiale au jeu $R = 0,6\%$, à certaines conditions de fonctionnement, obtenus dans le plan 2 pour le rotor et le plan 3 pour le stator, en configuration $2\pi/10$	115
4.8	Profils RANS de la vitesse absolue axiale au jeu $R = 2,4\%$, à certaines conditions de fonctionnement obtenus dans le plan 2 pour le rotor et le plan 3 pour le stator, en configuration $2\pi/10$	116
4.9	Champs RANS de la vitesse absolue axiale pour $R = 0,6\%$ à $\varphi = 0,38$ et $R = 2,4\%$ à $\varphi = 0,365$, à 50% de hauteur de veine du rotor et du stator, en configuration $2\pi/10$	117
4.10	Champs RANS de la vitesse absolue axiale pour $R = 0,6\%$ à $\varphi = 0,38$ et $R = 2,4\%$ à $\varphi = 0,365$, à 50% de hauteur de veine du rotor et du stator, en configuration $2\pi/10$	118
4.11	Champ RANS de la pression statique pour $R = 2,4\%$ dans différentes conditions d'opérabilité avec les configurations $2\pi/10$ suivantes : sans contrôle et avec contrôle ($\alpha_{inj} = -30^\circ$ et $Q_{inj} = 2,0\%$)	120
4.11	Champ de pression statique pour $R = 2,4\%$ dans différentes conditions d'opérabilité avec les configurations $2\pi/10$ suivantes : sans contrôle et avec contrôle ($\alpha_{inj} = -30^\circ$ et $Q_{inj} = 2,0\%$)	121
4.12	Calculs de : a) SMI et b) Bilan énergétique (Power Balance)	122
4.13	Régions intéressantes en termes de SMI et de bilan énergétique (PB)	123
4.14	<i>SMI</i> (%) et bilan énergétique (PB) (%) du système de contrôle à partir des données expérimentales à $R = 0,6\%$ et $2,4\%$ pour $\alpha_{inj} = -30^\circ$ avec 20 et 40 injecteurs	123
4.15	Représentation des deux tailles de jeu par rapport à l'épaisseur du jet de l'injecteur avec une coupe schématique de l'aube du rotor (BA : Bord d'attaque; BF : Bord de fuite)	125
4.16	Courbes de performance expérimentales à $R = 2,4\%$ pour $0^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ$: avec a) 20 injecteurs et b) 40 injecteurs	126
4.17	<i>SMI</i> (%) et bilan énergétique (PB) (%) du système de contrôle à partir des données expérimentales à $R = 2,4\%$ pour $0^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ$ avec 40 injecteurs	126
4.18	<i>SMI</i> (%) et angle de soufflage relatif β ($^\circ$) à $R = 2,4\%$ pour $\alpha_{inj} = 0^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ$ avec 40 injecteurs	127
5.1	Configuration 360° avec injecteurs	131
5.2	Orientation des angles d'injection	132
5.3	Représentation sur les courbes de performance des points de fonctionnement étudiés, dans les cas avec et sans contrôle	133
5.4	Performance du compresseur dans le cas sans contrôle, via les simulations (U)RANS, en configuration $2\pi/10$ et 360° , comparées aux données expérimentales : $\alpha_{inj} = -30^\circ$, pour $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$	134

5.5	Performance du compresseur dans le cas avec contrôle, via les simulations (U)RANS en configuration $2\pi/10$ et 360° , comparées aux données expérimentales : $\alpha_{inj} = -30^\circ$, pour $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$	135
5.6	Champs de pression statique à 99% de la hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 0,6\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, à $t = 3T$	137
5.7	Champs de pression statique à 99% de la hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 2,4\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, à $t = 3T$	138
5.8	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle au point A : $R = 0,6\%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	140
5.9	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle au point A' : $R = 0,6\%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	141
5.10	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle au point A : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	143
5.11	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle au point A' : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	144
5.12	Champs de vitesse axiale (m/s) à 97% de hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 0,6\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	145
5.13	Champs de vitesse axiale (m/s) à 97% de hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 2,4\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	145
5.14	Champs de pression statique à 99% de la hauteur de veine, aux conditions nominales (aux points A et A'), en sortie d'injecteur, au niveau des aubes du rotor : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	146
5.15	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement A) : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	148
5.16	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement A') : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	149
5.17	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement A) : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	150
5.18	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement A') : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	151
5.19	Champs de vitesse axiale (m/s) à 97% de hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 2,4\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	152
5.20	Champs de vitesse axiale (m/s) à 97% de hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 2,4\%$, $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$	152
5.21	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement B) : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	154
5.22	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement B') : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	155

5.23	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement C') : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	157
5.24	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement C) : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	158
5.25	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement B') : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	160
5.26	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement C') : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	161
5.27	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement B) : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	162
5.28	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement B') : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	163
5.29	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement C') : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	165
5.30	Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement C) : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$	167
5.31	Transformée par ondelettes du régime stable : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)	169
5.32	Transformée par ondelettes du régime stable : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)	170
5.33	Transformée par ondelettes du régime transitoire : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)	172
5.34	Transformée par ondelettes du régime transitoire : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)	173
5.35	Transformée par ondelettes sans contrôle pour deux régimes différents (stable et transitoire) : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = 0^\circ$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)	175
5.36	Champs de pression instationnaires juste avant le décrochage : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure à 323°	177
5.37	Effet du contrôle sur la courbe de performance du compresseur et sur le tourbillon de jeu (TLV)	179

Dans un contexte concurrentiel, augmenter les performances des moteurs aéronautiques suppose notamment une constante amélioration du rendement. Pour autant, la prise de conscience écologique oblige les constructeurs à réaliser des économies de carburant et s'orienter vers une diminution de l'impact écologique du système propulsif tout en limitant les coûts de fabrication.

Ainsi, l'objectif d'atteindre la neutralité carbone d'ici 2050 a été décidé tant dans le secteur étatique comme l'OACI (Organisation de l'aviation civile internationale), que privé via le groupe ATAG (Air Transport Aviation Group) [1] (Figure 1). Cette décarbonation des avions implique ainsi tous les acteurs de l'industrie aéronautique.

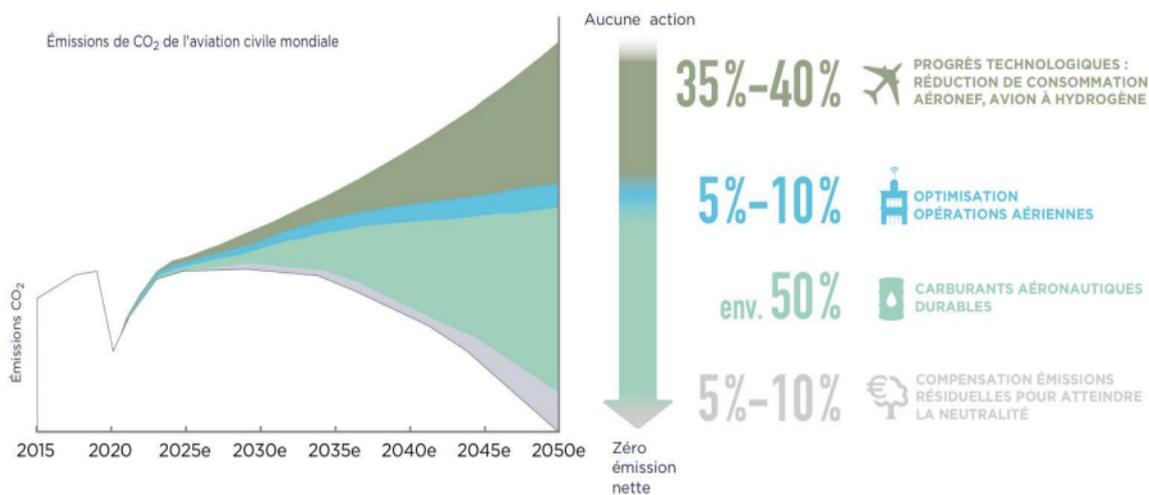


Figure 1 – Objectif zero-carbone dans l'avion d'ici 2050 [2]

À titre d'exemple, le motoriste français SAFRAN vise cet objectif en proposant de nouvelles architectures de moteurs plus légères avec des carburants durables et a pris part au programme européen CLEAN Aviation [2]. Ce programme de recherche et d'innovation à la fois privé et

public finance de nombreux projets dans le but de proposer des solutions pour réduire l'impact carbone de l'aviation.

On peut citer notamment le projet ACONIT, présenté lors de la conférence EASN en 2020, qui face aux besoins de diminuer la consommation spécifique des moteurs, recherche à augmenter le taux de compression, élément essentiel d'une turbine à gaz grâce au système de contrôle d'écoulement [3][4]. En effet, des phénomènes instationnaires comme le décrochage tournant ou le pompage qui prennent souvent leur origine dans l'écoulement de jeu (espace entre le rotor et le carter du moteur visible sur la figure 2), peuvent empêcher le compresseur d'atteindre des zones de taux de compression élevés. La plage d'utilisation stable de la machine est donc limitée et dépend notamment du débit et du rapport de pression : à haut débit, le compresseur est sujet au blocage de l'écoulement ; à faible débit, le décrochage tournant empêche d'atteindre les plages de fonctionnement de hauts taux de compression et de meilleur rendement.

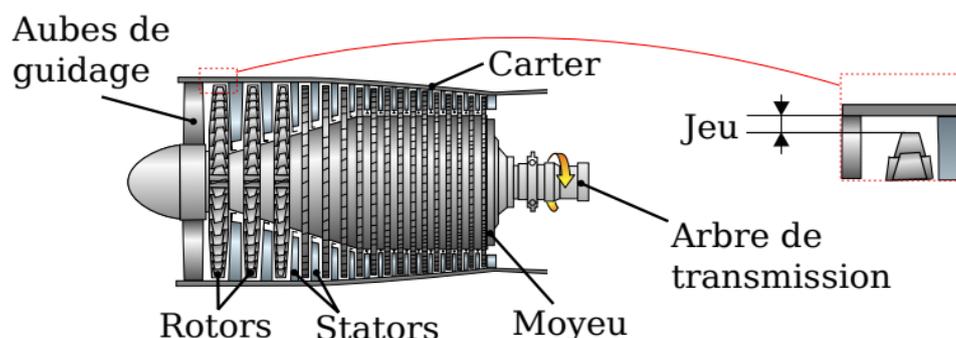


Figure 2 – Compresseur axial et agrandissement de l'emplacement du jeu [5]

Une solution explorée par ce projet européen consiste ainsi à injecter de l'air au niveau du jeu entre le rotor et le carter pour stabiliser l'écoulement de jeu et retarder l'apparition du décrochage tournant. Ce système, appelé contrôle actif par soufflage, permettrait finalement d'augmenter la plage de fonctionnement du compresseur. Or le jeu est susceptible de varier au cours du cycle de vie du moteur, **qu'en est-il donc de l'impact du soufflage avec des tailles de jeu différentes sur le domaine de fonctionnement stable du compresseur ?** Aucune étude récente ne s'est intéressée à cette problématique en se limitant à des analyses portant sur une seule taille de jeu fixe.

Positionnement de l'étude Cette thèse s'inscrit donc dans cette démarche d'augmenter les performances du compresseur au moyen du contrôle par injection d'air. Une méthode numé-

rique capable de capturer l'écoulement contrôlé est mise en œuvre afin de prévoir le décrochage tournant pour différentes tailles de jeu. Les paramètres d'intérêt pour le choix de la méthode numérique explorent le domaine de calcul, le maillage, les méthodes numériques et la modélisation de l'écoulement. Une étude de l'écoulement non contrôlé avec une description de l'écoulement de jeu, en se basant sur différentes tailles de jeu fera l'objet d'un premier axe de réflexion. Suite à ces premiers résultats numériques, une nouvelle taille de jeu sera définie pour une campagne d'essais sur un compresseur axial et permettra l'analyse de l'effet de l'injection continue d'air au carter avec conjointement l'étude de l'effet de la taille de jeu. Ainsi, ce travail de recherche permet un approfondissement des mécanismes d'interaction entre les écoulements issus des actionneurs et l'écoulement en tête d'aubes afin de mieux comprendre la physique des écoulements contrôlés avec jeu variable.

Dans le cadre de la partie expérimentale, des mesures sont prévues au Laboratoire de mécanique des Fluides de Lille, sur le banc d'essai du compresseur axial mono étage, basse vitesse le CME2, afin de d'enrichir la base de données en écoulement proche pompage avec fonctionnement du contrôle actif par injection d'air au carter ou non. Ce travail s'inscrit clairement dans la continuité d'une collaboration existante entre l'équipe H2T de l'ONERA et le LMFL, portant sur le contrôle actif des écoulements de jeu, ayant débuté avec les travaux de l'ANR Numerics (Thèse de G. Margalida [6] et B. Deveaux [5]), et s'est poursuivie dans le cadre du projet ACONIT, cité précédemment.

Organisation du manuscrit Ce travail de thèse a été retranscrit en cinq chapitres dont trois liant les résultats numériques et expérimentaux.

Le chapitre 1 est consacré à une recherche bibliographique rassemblant les principales avancées tant numériques qu'expérimentales sur la compréhension des instabilités au sein d'un compresseur et plus précisément celles se développant dans l'écoulement de jeu. Ensuite, le mécanisme du décrochage tournant est décrit en ciblant notamment le rôle des précurseurs dans son développement. Enfin, une synthèse sur le système de contrôle de l'écoulement est présentée mettant en évidence le bénéfice du contrôle actif avec soufflage.

Le chapitre 2 détaille les outils à la fois numériques et expérimentaux utilisés dans la présente étude. En première partie, le banc d'essai du CME2, compresseur axial mono étage, est décrit. Ensuite, la deuxième partie présente le modèle numérique et justifie le choix des paramètres mis en place, notamment en se focalisant sur la méthode de maillage des injecteurs du système de contrôle.

Une étude sur l'effet de la taille de jeu fait l'objet du chapitre 3. Ce travail prépare une campagne d'essais du CME2 pour laquelle une nouvelle taille de jeu plus large a été choisie suite aux résultats numériques. Les performances du compresseur sont reliées au comportement de l'écoulement notamment à différentes conditions de fonctionnement, et spécifiquement au régime proche décrochage.

Les résultats de la campagne d'essais sont présentés en chapitre 4 au travers d'une analyse de l'impact du contrôle sur les performances du compresseur avec jeux variables. Les paramètres du système d'injection offrant des performances satisfaisantes pour le compresseur sont explorés en mettant en exergue l'amélioration du bilan énergétique du système.

Enfin, le chapitre 5 étudie plus précisément la dynamique de l'écoulement via les simulations complètes du compresseur axial avec ou sans contrôle au regard des données instationnaires obtenues avec la campagne d'essais. Une étude du transitoire est aussi proposée en s'intéressant à la transition du régime stable du compresseur jusqu'à l'établissement du décrochage.

Le manuscrit se termine par une dernière partie afin de synthétiser le présent travail et à aboutir sur les principales conclusions et perspectives des différents axes de recherche.

CHAPITRE 1

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1	Fonctionnement d'un compresseur	6
1.1.1	Au sein d'un turboréacteur	6
1.1.2	Généralités aérodynamiques d'un compresseur axial	7
1.1.3	Performances d'un compresseur axial	10
1.2	Écoulements au sein d'un compresseur	13
1.2.1	Physique des écoulements instationnaires en turbomachines.....	13
1.2.2	Écoulement de jeu	13
1.2.3	Approches expérimentales utilisées pour étudier l'écoulement de jeu	18
1.2.4	Prévision de l'écoulement de jeu par modélisation numérique	19
1.3	Le décrochage tournant	24
1.3.1	Les précurseurs	25
1.3.2	Mécanismes de déclenchement du décrochage 'Spike'	28
1.4	Système de contrôle de l'écoulement	30
1.4.1	Mécanismes de contrôle et concepts physiques.....	31
1.4.2	Simulations numériques pour le contrôle	38
1.5	Conclusion	40

Ce chapitre introduit les principaux concepts physiques concernant les écoulements internes aux turbomachines, notamment en se focalisant sur les compresseurs axiaux et leur fonctionnement régi par des concepts aérodynamiques. Nous présenterons tout d'abord les généralités physiques associées au fonctionnement d'un compresseur axial. Ensuite, les écoulements caractéristiques seront détaillés et en particulier celui se formant dans le jeu, entre le carter et le rotor. Nous consacrerons une section sur les diverses études numériques qui ont appréhendé la complexité de cet écoulement au travers des possibilités apportées par la mécanique des fluides numérique (CFD). Après cette présentation, nous nous concentrerons sur le phénomène du décrochage tournant qui se développe dans le jeu. Enfin, nous analyserons les différents types de contrôle d'écoulement visant à modifier le comportement de l'écoulement de jeu afin de prévenir le décrochage tournant.

1.1 Fonctionnement d'un compresseur

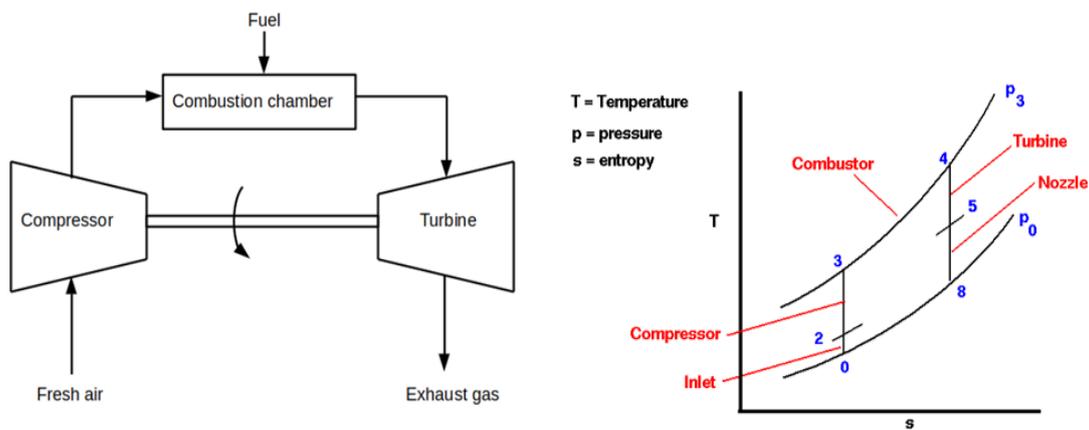
1.1.1 Au sein d'un turboréacteur

Le turboréacteur est un système de propulsion servant à générer de la poussée principalement pour les applications aéronautiques. Il est basé sur le cycle idéal de Brayton d'une turbomachine comprenant les principales étapes : compression, combustion et détente d'un gaz afin d'en récupérer l'énergie calorifique (Figure 1.1). En particulier :

- La compression, première étape du cycle, permet d'augmenter l'enthalpie de l'air. Pour un compresseur axial, le flux s'écoule le long de l'axe de rotation et devient de plus en plus comprimé. Le taux de compression des compresseurs est déterminé notamment par la vitesse de rotation, le nombre d'étages et la charge aérodynamique de chacun d'entre eux. Les premiers moteurs reposaient sur un seul long compresseur à plusieurs étages tournant à la même vitesse, appelés turboréacteurs à mono-corps. L'introduction d'une deuxième turbine et la séparation du compresseur en deux modules, un dédié à une section basse pression et un autre tournant à une vitesse plus élevée pour une section haute pression, a permis une amélioration significative de l'efficacité et une forte baisse de la consommation de carburant. Cette nouvelle conception est mise en oeuvre au sein des turboréacteurs à double-corps (ou turbofan) [7].
- L'objectif de la chambre de combustion est de chauffer l'air sortant du dernier étage du compresseur haute pression afin de lui fournir l'énergie nécessaire pour faire tourner la

ou les turbines et générer une poussée suffisante dans la tuyère. La combustion apporte de l'énergie calorifique à l'air en brûlant les gaz (kérosène) à des températures de près de 2273,15 K. Il est essentiel que cette combustion soit la plus complète possible et que la répartition des températures dans les gaz soit la plus homogène possible en sortie de chambre de combustion [7].

- La détente permet l'expansion des gaz : les gaz chauds passent dans la turbine haute pression pour fournir une puissance mécanique, en faisant ainsi tourner le compresseur haute pression. Ces gaz accèdent ensuite à la turbine basse pression entraînant à son tour le compresseur basse pression et la soufflante. Enfin, la détente dans la tuyère permet de générer de la poussée grâce à une vitesse en sortie du moteur plus élevée qu'en entrée [7].



1.1.2 Généralités aérodynamiques d'un compresseur axial

Un compresseur axial est composé d'une suite d'étages disposés en série, chacun comprenant une roue à aubes mobiles (rotor) et une roue à aubes fixes (stator), explicités dans la figure 1.2. En particulier, le rotor aspire et accélère dans le repère absolu l'écoulement d'air en le déviant par rapport à l'axe du moteur tandis que le stator le redresse dans l'axe et le ralentit en transformant une partie de sa vitesse en pression statique. Les étages suivants reproduisent le même processus. En général, pour un turboréacteur civil, le taux de compression pour un seul étage de compresseur axial est idéalement aux alentours de 1,5 à 2. Plusieurs paramètres caractérisent les performances d'un compresseur à savoir : le débit d'air, le taux de compression ou rapport de pression, et le rendement (section 1.1.3) [7].

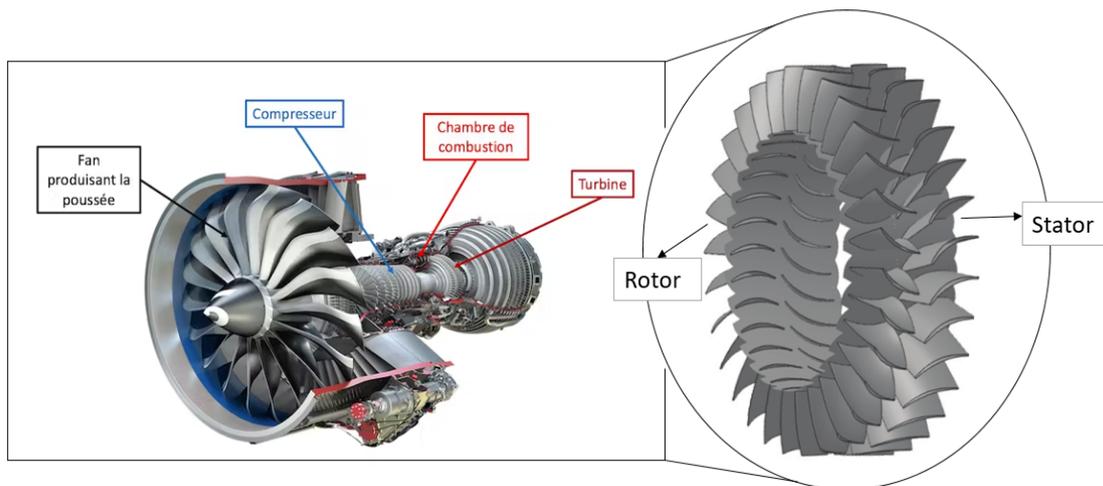


Figure 1.2 – Localisation schématique du rotor et du stator au sein d'un moteur de type LEAP développé par Safran Aircraft Engine et GE au sein de CFM d'après [9] [10]

1.1.2.1 Rôle du rotor

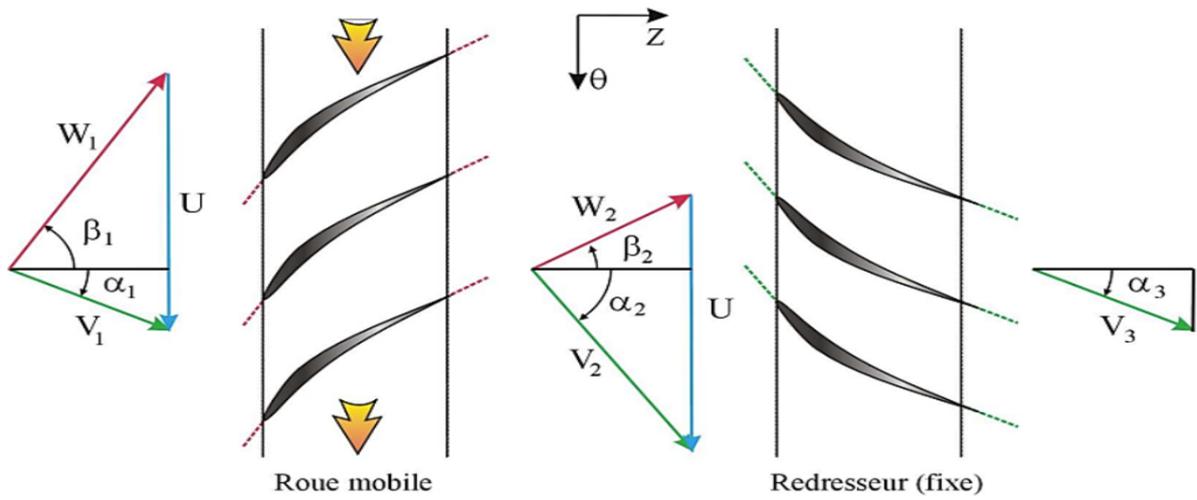
Dans les roues mobiles d'un compresseur, le travail mécanique est convertie en l'énergie cinétique. Les aubes des roues mobiles accélèrent et dévient l'écoulement. La section suivante explique plus en détail ce mécanisme (section 1.1.2.2). Il est à noter aussi que le jeu entre le sommet de l'aube du rotor (mobile) et le carter du compresseur (fixe) joue un rôle majeur dans la performance et la stabilité aérodynamique du moteur [11][12]. L'écoulement qui traverse cet espace est appelé l'écoulement de jeu. Dans des récentes études, l'écoulement de jeu est, dans bien des cas, responsable du déclenchement du décrochage tournant [13]. C'est pour cette raison que de nombreux travaux tentent de comprendre et de contrôler les effets de l'écoulement de jeu sur le compresseur axial. Ce phénomène sera expliqué dans la section 1.2.2.

1.1.2.2 Triangle des vitesses

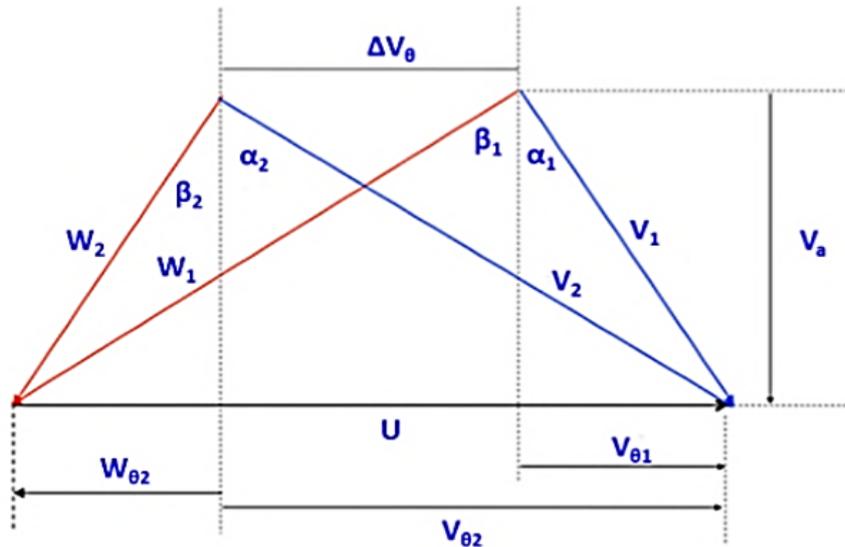
Sur un étage de compresseur, le triangle des vitesses de l'écoulement représente la répartition des vitesses dans les repères relatif et absolu de l'écoulement, comme suit :

$$\vec{V} = \vec{W} + \vec{U} \quad (1.1)$$

Avec \vec{V} , la vitesse absolue dans le repère fixe, \vec{W} , la vitesse relative dans le repère tournant avec la roue mobile et \vec{U} , la vitesse d'entraînement de la roue entre le repère tournant et le repère fixe [7].



a) Triangle des vitesses reporté aux aubes [14]



b) Triangle des vitesses combiné

Figure 1.3 – Triangle des vitesses dans un compresseur axial [14]

Les équations à considérer reposent donc sur la conservation du débit, la conservation de la quantité de mouvement, et la conservation de l'énergie. A partir du triangle des vitesses, illustré en figure 1.3 qui est une visualisation vectorielle des vitesses absolue, relative et d'entraînement dans le même plan, et en appliquant les équations de conservation, nous obtenons le Théorème d'Euler [7]. La vitesse de rotation de l'aube est supposée la même en entrée et en sortie, i.e pas de variation du rayon de l'aube [15] :

$$\Delta h_i = U \cdot \Delta V_\theta \quad (1.2)$$

Avec Δh_i : variation d'enthalpie massique génératrice absolue entre l'entrée et la sortie du stator.

En d'autres termes, pour un compresseur, le travail mécanique permet d'augmenter Δh_i et d'apporter de l'énergie au fluide par déviation.

1.1.3 Performances d'un compresseur axial

Obtenir un fonctionnement optimal d'un compresseur suppose de ne pas dépasser sa limite de stabilité pour ne pas endommager les composants du moteur. L'enjeu est aussi de conserver un rendement du moteur satisfaisant pour ne pas sur-consommer du carburant par la suite [2]. Nous nous appuyons ainsi sur la carte du compresseur présentée en figure 1.4 permettant de déterminer la courbe caractéristique de performances pour une vitesse de rotation donnée. A fort débit, le compresseur est limité par le blocage aérodynamique. À vitesse constante, le taux de compression augmente avec la diminution du débit massique. Cependant, à débit faible, l'incidence sur les aubes des rotors devient importante et augmente les pertes aérodynamiques, limitant le rapport de pression et affectant le rendement isentropique. Le risque supplémentaire est de générer des instabilités aérodynamiques apparaissant sous la forme de décrochage tournant précédant généralement le pompage. A plus fort débit, le risque est le blocage du compresseur [7].

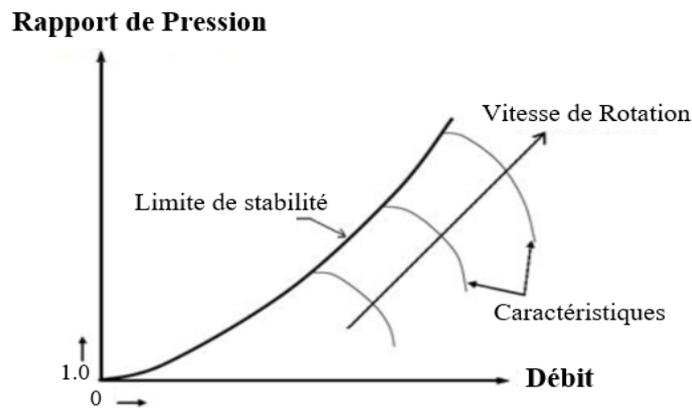


Figure 1.4 – Représentation de la courbe caractéristique d'un compresseur en fonction de sa vitesse de rotation [7]

1.1.3.1 Le décrochage tournant

Le décrochage tournant est un phénomène d'instabilité du compresseur caractérisé par la formation de cellule de déficience de vitesse qui tourne autour de la circonférence du compresseur à une fraction de la vitesse du rotor. Une chute du rapport de pression se produit dans le compresseur après le point S (Figure 1.5), dernier point stable, à faible débit et caractérisé par un maximum de surpression totale à statique [13]. À travers ces cellules en rotation comme illustré en figure 1.6, le décrochage tournant se définit donc par la séparation de l'écoulement de l'extrados des aubes à cause de l'incidence beaucoup trop élevée : nous assistons à une série de décollement-recollement entraînant la rotation du décrochage dans le compresseur à une vitesse inférieure à celle de rotation du compresseur Ω . [13]

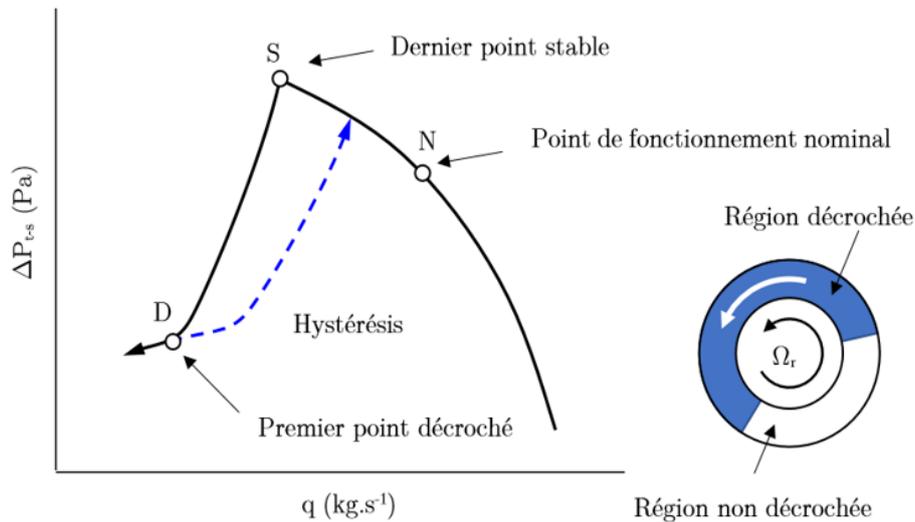


Figure 1.5 – Décrochage du compresseur en terme de performance et schématisation de la région décrochée en rotation [6]

Les performances du compresseur sont donc diminuées. Les pièces du moteur peuvent également subir une usure précoce dues aux vibrations engendrées par la rotation des cellules décrochées à très grande vitesse et le déséquilibre de chargement des aubes [13].

1.1.3.2 Le pompage

Le pompage est une instabilité caractérisée par une oscillation axiale, axisymétrique de l'écoulement du compresseur affectant l'ensemble du moteur à faible débit [7]. Ce phénomène peut survenir après le décrochage tournant lorsque le compresseur atteint sa limite de stabilité et

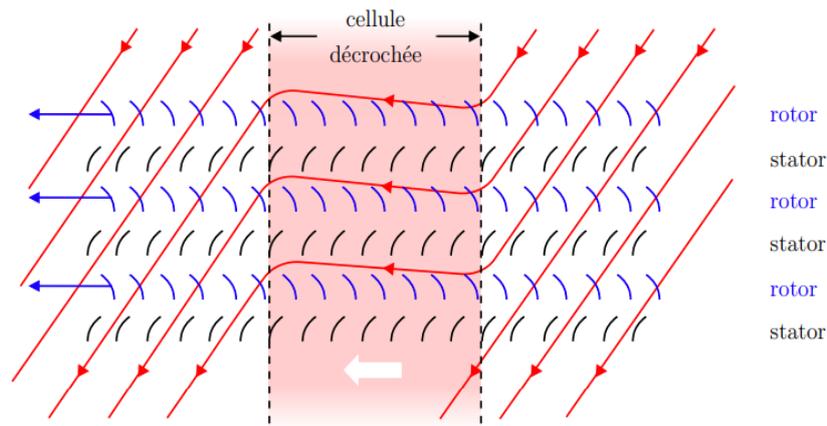


Figure 1.6 – Représentation schématique d’une cellule de décrochage en terme d’écoulement [6]

n’arrive plus à maintenir la pression dans la chambre de combustion. Ces grandes fluctuations de débit peuvent même provoquer une inversion de l’écoulement dirigé vers l’amont du compresseur, dans le cas de figure d’un pompage profond. En termes de performances, le pompage classique est illustré en figure 1.7, à une vitesse de rotation donnée. Il est représenté comme une fluctuation du point de fonctionnement autour d’un point de fonctionnement moyen. En outre, cette instabilité présente une forte hystérésis, faisant référence au cycles de pompage. Dans les conditions réelles, le pompage survient lors de manœuvres critiques, telles que le décollage où la puissance du moteur est maximale. Une perte instantanée de puissance du moteur en est la conséquence et cause souvent des dommages au moteur selon les travaux de Day [13].

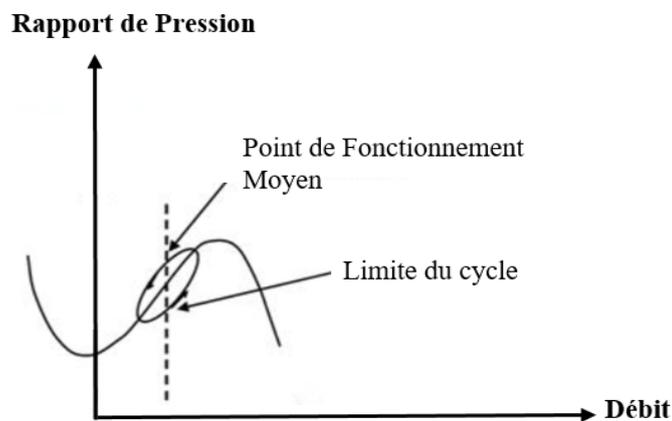


Figure 1.7 – Représentation du pompage survenant à faible débit [16]

1.2 Écoulements au sein d'un compresseur

Comprendre la complexité de l'écoulement au sein d'un compresseur est crucial pour définir les paramètres qui influencent les pertes aérodynamiques. Après une présentation globale des écoulements instationnaires intervenant dans un compresseur, nous nous centrerons sur les structures aérodynamiques associées au jeu, entre les aubes et le carter, espace critique générant des perturbations.

1.2.1 Physique des écoulements instationnaires en turbomachines

En turbomachines, l'écoulement est de nature instationnaire, turbulente et tridimensionnelle. Deux classes distinctes de structures instationnaires sont identifiées [17] :

- les phénomènes non périodiques (transitoires comme le démarrage, l'arrêt de la turbomachine, ou le comportement chaotique d'un écoulement turbulent),
- les phénomènes périodiques (interactions roue mobile-stator, pompage, décollement tournant).

Ces interactions roue mobile-stator peuvent être présentes sous forme d'effets potentiels, d'ondes de choc, d'effets de sillage, ou généralement d'écoulements secondaires. La section suivante se concentre sur un écoulement hautement tridimensionnel et secondaire se développant au dessus des aubes mobiles : l'écoulement de jeu. Nous nous pencherons ensuite sur les méthodes employées pour l'étudier tant d'un point de vue expérimental que numérique.

1.2.2 Écoulement de jeu

Cet écoulement est instationnaire et se forme dans le jeu, entre le carter et les aubes mobiles. Il est fonction de la taille du jeu, de la couche limite incidente, et du mouvement des rotors lié à la vitesse de rotation [12][18][19]. Les écoulements de jeu sont ainsi souvent impliqués dans les pertes par frottements visqueux. L'intérêt de la recherche sur l'écoulement de jeu est donc crucial en raison de son influence sur les pertes et sur le développement du décrochage. Une meilleure compréhension peut conduire à des conceptions plus efficaces et à des méthodes de prévision plus précises.

1.2.2.1 Physique de l'écoulement de jeu

En raison de la charge aérodynamique de l'aube, selon Storer et Cumpsty [18], un gradient de pression est généré, entraînant l'air présent du côté intrados vers le côté extrados à travers l'espace de jeu en extrémité d'aube. En se rapportant au schéma en figure 1.8, proposé par Inoue et Kuroumaru [19], pour lequel le mouvement de rotation se fait de droite à gauche, le jet de l'écoulement de jeu en extrémité d'aube s'oppose à la direction de l'écoulement entrant (caractéristique propre au compresseur, contrairement aux turbines pour lesquelles les écoulements sont coopératifs).

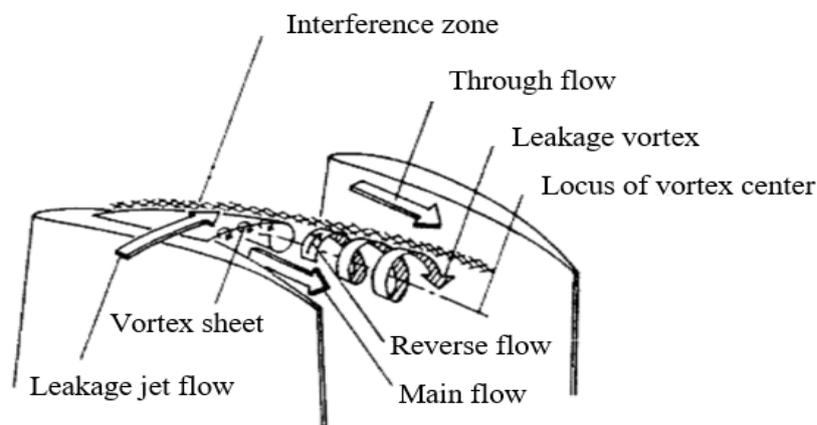


Figure 1.8 – Comportement de l'écoulement de jeu en extrémité d'aubes [19]

Ces deux écoulements se rencontrent dans la zone dite d'interférence. Du fait de cette confrontation, une interface se forme entre l'écoulement de jeu et l'écoulement principal, s'enroulant alors pour former le tourbillon jeu, phénomène fortement instationnaire. Ce tourbillon initie des pertes générées par cette recirculation de l'écoulement, entraînant une baisse du travail local fourni par le rotor [18]. Il est à noter que ce tourbillon peut aussi migrer vers l'amont en créant des perturbations au bord d'attaque de l'aube adjacente.

Le comportement de l'écoulement de jeu peut être modifié selon l'épaisseur de l'aube par rapport à la hauteur de jeu (Figure 1.9). En effet, l'écoulement de jeu se sépare du bord de l'intrados lors de son entrée dans le jeu, provoquant deux scénarios possibles :

- Pour des cas d'aubes relativement épaisses, l'écoulement décollé se rattache à la paroi de l'aube comme illustré sur le schéma de la figure 1.9, créant une bulle de décollement en tête d'aube.
- Pour des aubes plus fines, l'écoulement forme une vena contracta, i.e. l'écoulement est

accélééré pour former une région contractée. Storer a notamment constaté que le rattachement de l'écoulement se produit si le rapport hauteur / largeur de l'aube (hauteur de jeu / épaisseur maximale de l'aube) est inférieur à 0.4 [18].

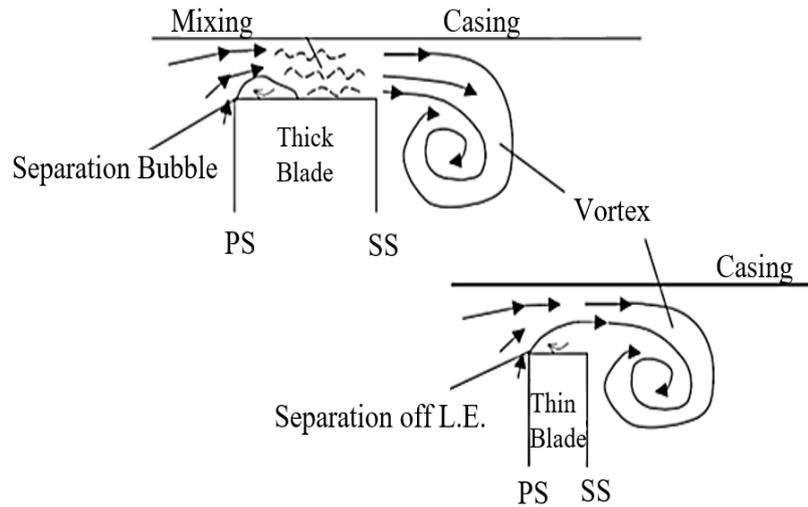


Figure 1.9 – Écoulement de jeu en tête d'aube selon son épaisseur [20]

Cet écoulement peut être influencé aussi par la taille de jeu provoquant des modifications de topologie d'écoulement et de performances. L'étude de ce paramètre fait l'objet de la section suivante.

1.2.2.2 Influence de la taille de jeu sur les performances

L'écoulement de jeu se développe dans un espace de hauteur d'environ 1% à 2% de la corde. Cet interstice ne reste pas constant pendant tout le cycle de vie d'un moteur d'avion notamment à cause de l'usure. En effet, cette hauteur de jeu subit les changements de vitesse du rotor, de température interne et les variations d'inerties thermiques des composants de la machine comme l'énonce Baghdadi [21].

La taille de jeu est donc un paramètre variable qui peut influencer les performances du compresseur. En effet, selon les travaux de Cumpsty [22], l'augmentation du rapport $R = \frac{\tau}{c}$, défini par la taille de jeu τ sur la corde axiale c , de 0.9% à 3.4%, réduit considérablement l'efficacité isentropique et le domaine d'opérabilité en raison d'une réduction de près de 10% de la marge de sécurité. Dans une étude expérimentale récente, Doukelis *et al.* [23], ont concentré leurs recherches sur une cascade d'un compresseur pour quatre tailles de jeu différentes. Ils ont observé une augmentation des pertes dans la région du jeu lorsque la taille du jeu s'agrandissait.

Cet effet était principalement dû à l'accroissement de la taille du tourbillon de jeu. Comme vu précédemment, ce tourbillon est défini comme un phénomène hautement instable, formé par l'interaction entre l'écoulement de jeu et l'écoulement principal. Doukellis *et al.* [23] ont ainsi montré que le point de séparation du tourbillon de jeu se déplaçait vers le bord de fuite pour des tailles de jeu plus importantes. Inoue *et al.* [19] ont également noté ce comportement avec des variations plus légères que celles observées par [24] avec des tailles de jeu supérieures à 4%. Pour des jeux compris entre 1% et 4% de la longueur de corde, Chen [25] a démontré que la diminution de l'efficacité et la charge de l'aube varient linéairement avec la taille du jeu. Enfin, Smith [11] a proposé le rapport entre la taille de jeu et la longueur de corde en tant que paramètre adimensionnel afin de corrélérer l'effet du jeu sur l'augmentation de la surpression pour les fans et les compresseurs axiaux. Il a ainsi montré que l'augmentation de pression maximale d'une aube est inversement proportionnelle à la taille de jeu avec 4% de pertes de pression supplémentaires pour chaque pourcentage d'augmentation de la taille de jeu comme l'illustre la figure 1.10.

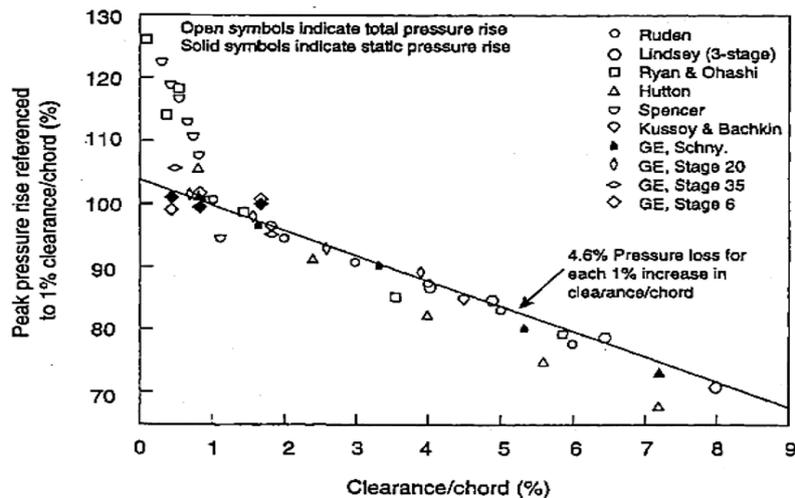


Figure 1.10 – Effet de la taille de jeu sur l'augmentation de la pression [11]

Du point de vue de l'opérabilité du compresseur, Hewkin-Smith [12] a montré sur la base de simulations numériques, qu'il existe une taille de jeu optimale (Figure 1.11). Ainsi, la marge de sécurité maximale au décrochage serait obtenue pour une petite taille de jeu. En effet, depuis un cas avec une taille optimale (au centre du graphique) à un cas sans taille de jeu, la diminution de la marge de sécurité serait due à l'existence d'un décollement de l'écoulement au niveau du carter, qui augmenterait avec la réduction de la taille de jeu. Dans cette zone, le tourbillon de jeu dynamise l'écoulement et réduit la séparation de l'écoulement au niveau du carter, ce qui permet d'améliorer ainsi les conditions d'incidence de l'écoulement.

Pour des tailles de jeu supérieures à la taille optimale, le tourbillon de jeu devient plus intense, ce qui est cohérent avec les travaux de Storer et Cumpsty [18]. En résumé, Hewkin-Smith *et al.* [12] ont caractérisé :

- les cas avec de grande dimension de taille de jeu, définis par un mécanisme d'écoulement de jeu pour lequel les blocages de l'écoulement de jeu sont atténués par le dynamisme de l'écoulement, engendrant d'éventuels reflux.
- les cas liés à des tailles de jeu réduites, dominés par un décollement de coin au carter. Dans ce dernier cas, l'apparition d'un décrochage tournant est due à l'absence de déversement d'écoulement et donc à des blocages près du bord de fuite, induisant une incidence élevée de l'écoulement.

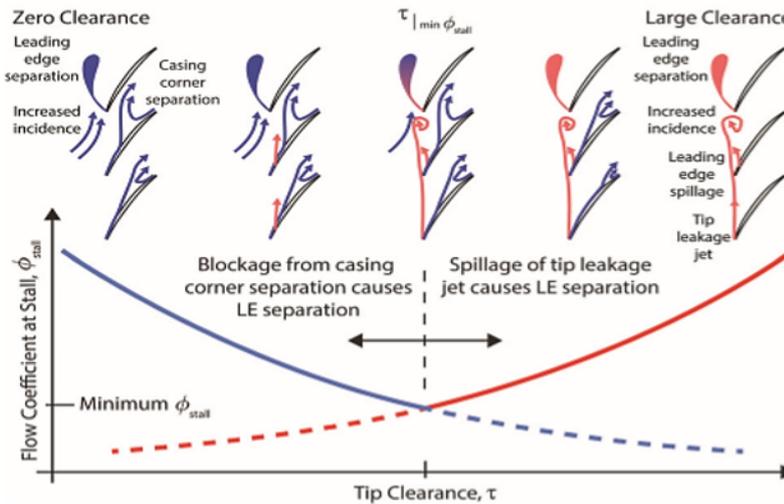


Figure 1.11 – Valeur optimale du jeu : pour des valeurs inférieures, le blocage domine ; pour des valeurs supérieures le déversement de l'écoulement de jeu domine [12]

En outre, les études numériques de Vo *et al.* [26] se sont concentrées sur des tailles de jeu plus importantes pour les compresseurs axiaux à faible vitesse. Ils se sont basés sur une configuration 'mono-canal' (Single Blade Channel) et sur une autre avec plusieurs canaux. Ceci a permis de décrire la formation d'une perturbation spike, précurseur du décrochage tournant. En effectuant une comparaison entre les deux configurations, les auteurs ont aussi souligné la réelle nécessité de la simple configuration 'mono-canal' pour comprendre le décrochage du compresseur. Récemment, Brion [27] a étudié de manière expérimentale l'écoulement de jeu sur un profil isolé NACA0012. L'objectif de l'étude était principalement d'analyser les instabilités tourbillonnaires en faisant varier la taille de jeu.

Pour des tailles de jeu inférieures à 2%, l'écoulement de jeu est pratiquement perpendiculaire à la corde et le tourbillon se forme loin de l'aube du rotor, à proximité du moyeu, le jeu étant élargi au moyeu. Les travaux de Deveaux [5] ont ainsi montré que pour ces tailles de jeu, un élargissement du jeu, un épaissement de la couche limite au carter ou encore une augmentation du chargement de l'aube ont pour conséquence un éloignement du tourbillon de jeu de l'aube.

La taille de jeu influence donc le comportement du vortex mais aussi la topologie de l'écoulement dans son ensemble. Kang et Hirsch [24] ont analysé des jeux de 1%, 2% et 3.3% à l'aide d'observations expérimentales sur des aubes de type NACA65. Un type différent de tourbillon a été observé, le tourbillon en fer à cheval qui n'a été détecté que pour les petites tailles de jeu. En conséquence, l'évolution des différentes topologies d'écoulement affecte directement les pertes dues aux différentes tailles de jeu.

Suivant l'ensemble de ces études, une taille de jeu petite est souvent privilégiée afin d'optimiser les performances du compresseur et de réduire l'impact négatif de l'écoulement de jeu, ceci en accord avec les possibilités industrielles en tenant effectivement en compte les contraintes mécaniques comme les vibrations, ou la déformation des aubes à cause des fortes contraintes thermiques [28].

1.2.3 Approches expérimentales utilisées pour étudier l'écoulement de jeu

Les études sur l'écoulement dans les compresseurs ont été réalisées à la fois en utilisant des cascades d'aubes pour simplifier la géométrie et des compresseurs à basse ou haute vitesse pour des conditions plus réalistes comme dans les travaux de Storer et Cumpsty [18], Kang et Hirsch [24], et Saathoff *et al.* [29]. Les expériences en cascade permettent d'étudier facilement la structure de l'écoulement et du tourbillon de jeu, mais elles présentent des limitations telles que l'absence de l'effet centrifuge des couches limites des aubes en raison de leur immobilité. Les tests sur les compresseurs à basse ou haute vitesse sont préférables, mais ils peuvent être coûteux et complexes à réaliser.

La plupart des travaux de recherche se basent sur des mesures de sondes de pression à cinq trous et de l'anémométrie Doppler laser (LDA) ou d'anémométrie à fil chaud prises en aval de la rangée du rotor comme dans les études de Celestina *et al.* [30], Lakshminarayana *et al.* [31] et Inoue [19]. Elles se concentrent notamment sur les instabilités tourbillonnaires qui naissent de l'enroulement de l'écoulement de jeu et son interaction avec la couche limite de la paroi du carter et le sillage du rotor.

Des travaux récents sur un compresseur axial à basse vitesse ont permis de mener des essais

sur différentes tailles de jeu (ratio de 1.1% et 2.2% de la corde) en changeant le carter du compresseur [32]. Ils ont examiné l'instabilité rotative de l'écoulement de jeu, caractérisée par une large zone dans les spectres de pression en dessous de la fréquence de passage des aubes, près de la limite de stabilité du compresseur [32]. Cette instabilité peut-être considérée comme une perturbation pré-décrochage apparaissant en tête d'aubes comme ont pu aussi l'observer Mailach [33], et Young [34]. Figure 1.12 illustre ces irrégularités de la pression statique au carter à différentes positions circonférentielles (3,3 % de taille de jeu, et 75% d'excentricité). Les perturbations apparaissent au niveau des taches bleues à chaque point de mesure tous les deux ou trois passages du rotor, car elles se propagent à un peu moins de 50 % de la vitesse du rotor.

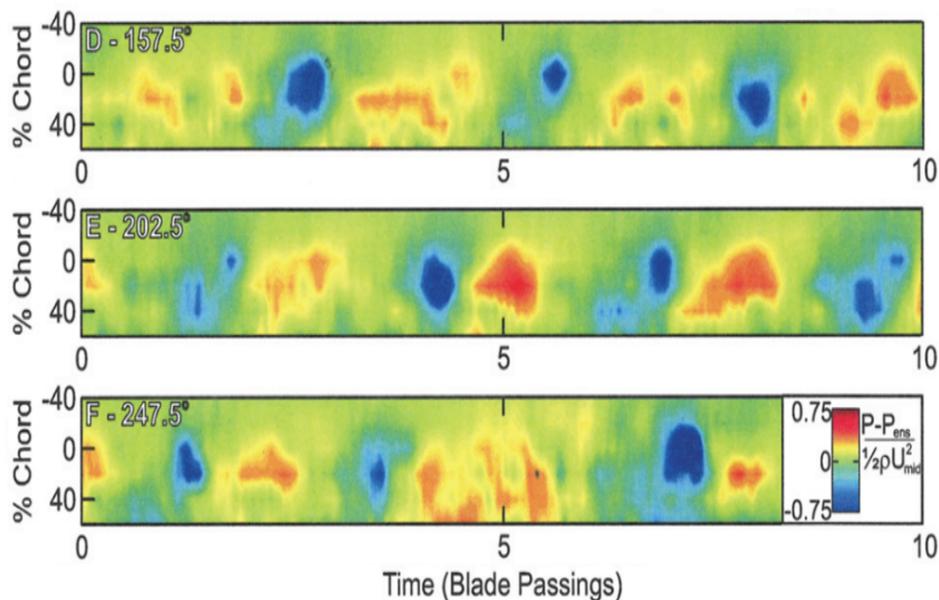


Figure 1.12 – Relevés de pression statique d'instabilités tournantes [34]

Cependant, les résultats dépendent des dispositifs expérimentaux utilisés et sont limités notamment par l'implantation des capteurs et la résolution spatiale des écoulements. Il est aussi possible de mettre en œuvre des simulations numériques pour s'épargner des contraintes que supposent une campagne d'essais. Quelles sont donc les avancées en numérique pour prévoir correctement l'écoulement de jeu ?

1.2.4 Prédiction de l'écoulement de jeu par modélisation numérique

Dans le cadre de l'écoulement de jeu, la qualité des calculs numériques n'a cessé d'augmenter, mais il n'est toujours pas possible de prévoir finement l'effet de l'écoulement de jeu sur les

performances du compresseur. La difficulté réside à capturer l'écoulement dans des conditions proches du décrochage.

1.2.4.1 Récapitulatif des méthodes numériques

Rappelons brièvement les diverses approches numériques possibles afin de comprendre les avantages et inconvénients qui leur incombent respectivement. Il faut aussi garder en tête ces paramètres dans le choix d'une méthode pour modéliser l'écoulement turbulent car la CFD (sauf le cas DNS explicité ci-après) ne remplace pas l'expérimentation, elle la complète. En effet, plus nous souhaitons augmenter en précision, plus la turbulence est simulée comme dans le cas DNS, et moins modélisée comme pour les cas RANS/URANS (Figure 1.13). Or ceci a un coût numérique non négligeable à prendre en compte.

- La méthode RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) considère un écoulement moyenné dans le temps. Il consiste à modéliser les fluctuations turbulentes par le tenseur de Reynolds, τ_{ij} représentant le transport de quantité de mouvement par la turbulence avec u' , le champ de vitesse :

$$\tau_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j \rangle \quad (1.3)$$

La méthode URANS permet de résoudre les cas instationnaires avec de larges fluctuations temporelles de l'écoulement prenant en compte les phénomènes purement instationnaires tels que les écoulements de jeu, les décollements tournants ou même les interactions entre les roues d'un étage.

- La méthode LES (Large Eddy Simulation) permet de modéliser les échelles de turbulence plus petites que la taille du maillage et/ou du filtre utilisé alors que les grandes échelles contenant principalement l'énergie de l'écoulement, sont résolues. La contribution des petites échelles aux équations de Navier-Stokes filtrées est alors modélisée par le "modèle de sous-maille". Il est nécessaire de discrétiser finement en proche paroi à cause des petites échelles de turbulence dans la mince couche limite. Il s'agit alors de Wall Resolved LES (WRLES). Dans le cas contraire, une part de modélisation est ajoutée pour tenir compte des effets de la paroi (Wall Modeled LES (WMLES)).
- Les méthodes hybrides, comme la DES (Detached Eddy Simulation), la Delayed Detached Eddy simulation (DDES), et la ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation) associent une

résolution LES loin des parois et une modélisation RANS dans la couche limite attachée afin de modéliser des géométries complexes : une meilleure résolution de la turbulence est obtenue, sans discrétiser excessivement à la paroi.

- La méthode DNS (Direct Numerical Simulation) résout le spectre complet de la turbulence sans modélisation, grâce à un maillage fin, mais requiert un coût de calcul très élevé.

Ainsi, dans le contexte industriel en turbomachines, les méthodes RANS peuvent être utilisées pour des calculs initiaux en raison de leur bonne prévision des forces moyennes agissant sur un corps. Leur faible coût de calcul est aussi un avantage. Ces méthodes perdent cependant en information avec des fluctuations temporelles perdues. Au contraire, les méthodes DNS sont préférées dans leur prévision fine des forces moyennes et instantanées, et des dissipation des sillages. En effet, elles conservent les fluctuations temporelles malgré un coût de calcul élevé. Il est primordial de bien définir les objectifs des simulations selon l'application en réfléchissant au compromis entre le coût de calcul et les informations qui découlent des simulations [35].

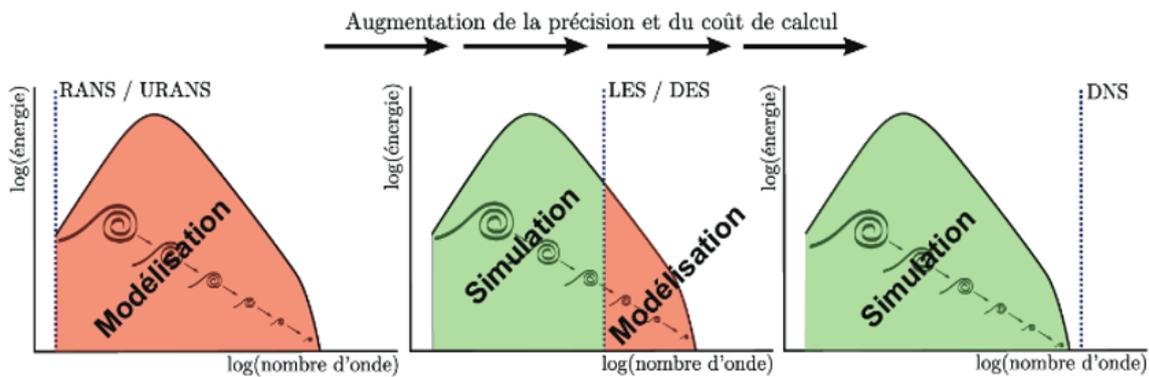


Figure 1.13 – Comparaison des différentes approches numériques (simulation et modélisation du spectre de turbulence) [35]

1.2.4.2 Modélisation et simulation de l'écoulement de jeu

Les simulations s'appuient principalement sur les équations de Navier-Stokes résolues notamment par le modèle RANS. Les études antérieures se sont intéressées à l'écoulement en tête du rotor dans les compresseurs, en se basant sur des simulations numériques RANS. Suder et Celestina ont étudié l'interaction entre les chocs inter-aubes du rotor (NASA Rotor 37) et le tourbillon de jeu dans le déclenchement du décrochage tournant à des angles d'incidence élevés [30]. Ils ont constaté la tridimensionnalité de l'écoulement de jeu en mettant en évidence une

région de blocage élevée dans le passage inter-aube qui s'agrandissait radialement et transversalement avec une augmentation de la charge du rotor. L'interaction entre les sillages périodiques du stator et le tourbillon de jeu a également été prise en compte par Mailach *et al.* [33], qui ont observé l'apparition de tourbillons contrarotatifs dans le tourbillon de jeu.

Les simulations LES seraient plus adaptées pour les phénomènes instationnaires mais sont plus coûteuses. Les travaux de Boudet [36] ont montré, à l'aide d'une simulation LES, la topologie des structures tourbillonnaires dans la région du jeu du rotor, avec notamment l'existence du tourbillon de jeu, source majeure de vorticité dans le passage et d'un tourbillon induit (résultat de l'interaction entre le tourbillon de jeu et la couche limite du carter) qui tournent dans des sens opposés (Figure 1.14 à gauche). D'autres études ont confirmé que le tourbillon de jeu est la structure tourbillonnaire dominante dans la région du jeu, avec une forte énergie cinétique turbulente. Après son décollement, le tourbillon se diffuse et son rayon augmente, entraînant une diminution de la vorticité en aval. Dans le but d'analyser son développement, et plus particulièrement les effets de pression dans la région du jeu, Pullan *et al.* [37], ont aussi utilisé une simulation LES avec différentes tailles de jeu 1.53%, 3.06% et 6.11% de la corde axiale. Pour toutes les configurations, le tourbillon de jeu prédomine. Si la taille de jeu est augmentée, le développement du tourbillon est retardé vers l'aval et l'angle entre la corde et le cœur du vortex augmente. D'autres structures tourbillonnaires ont aussi été observées pour de larges tailles de jeu.

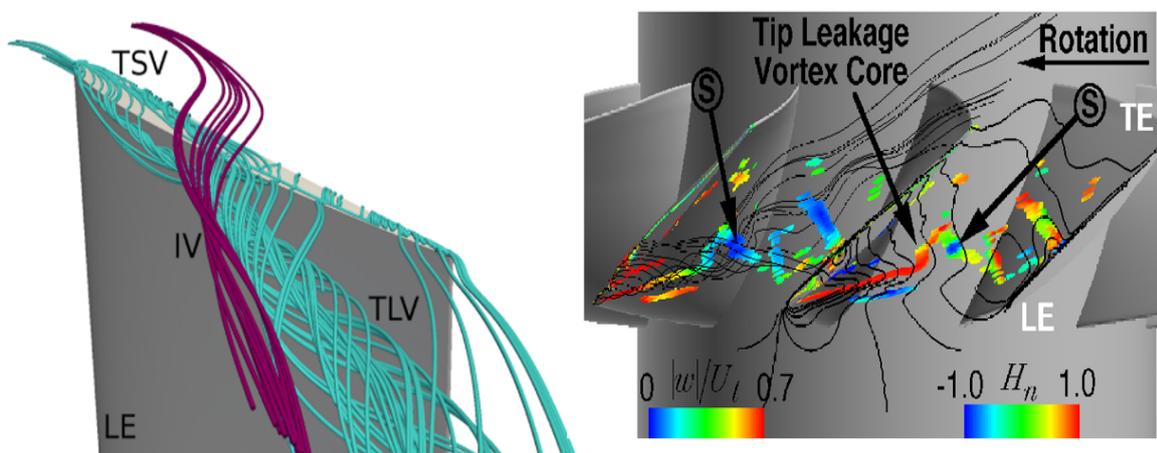


Figure 1.14 – A gauche : Lignes de courant de l'écoulement principal en tête de l'aube (simulation LES) à gauche [36]. A droite : Cœur du tourbillon de jeu coloré par la vitesse relative et hélicité normalisée et lignes de courant dans le jeu avec la distribution de la pression à la paroi du carter (lignes noires dans le passage)   $t=100s$ pour $\phi = 0.3$ [38]

Similairement, les simulations par DES ont été explorées, et ont corroboré la dépendance du comportement du tourbillon de jeu à la taille de jeu. En effet, grâce à ce type de simulation (Figure 1.14 à droite), Yamada a constaté que la nature du décrochage dépendait de la taille du jeu, avec une diffusion du vortex pour une grande taille de jeu (ratio de 3%) et un début de décrochage de type spike pour une petite taille de jeu (ratio de 1%)[38]. L'approche Zonal DES (ZDES) utilisée dans la thèse de Montsarrat [39] peut être aussi évoquée, pour analyser l'effet de la taille de jeu sur l'écoulement de jeu. Cette méthode consiste en des zones préalablement déterminées qui seront traitées en RANS et d'autres par hybridation RANS/LES selon le type d'écoulement. Cette étude sur trois tailles de jeu différentes a permis de constater une augmentation de la circulation du tourbillon de jeu avec ce paramètre, ainsi qu'un élargissement du cœur du tourbillon. Le phénomène de double écoulement de jeu (interaction entre le tourbillon de jeu et l'écoulement de jeu qui se développe dans l'espace de l'aube voisine dans des conditions de forte charge) est aussi largement influencée par la taille de jeu et devient plus intense lorsque celles-ci sont plus larges.

A l'instar des études expérimentales, les instabilités rotatives ont été aussi identifiées numériquement en analysant l'effet de la taille de jeu grâce à une approche LES zonale pour trois tailles de jeu (1.3%, 2.6% et 4.3%). L'étude de Chen *et al.* a mis en évidence ce phénomène en utilisant un unique étage de rotor [25]. Pour analyser les données numériques, ils ont appliqué une méthode de décomposition en modes dynamiques (DMD). Le phénomène d'instabilité rotative a été détecté dans les configurations présentant des niveaux de jeu moyens à élevés (2.6% et 4.3%). Cette instabilité serait ainsi causée par une onde de pression qui se propagerait dans la région de jeu. Cette instabilité impacte l'écoulement en provoquant des perturbations et en modifiant la distribution de la pression.

Ces méthodes restent cependant assez longues à mettre en place tandis que les méthodes URANS offrent un compromis plus rapide entre précision et coût. Ainsi des simulations URANS ont également été utilisées pour étudier les effets de taille de jeu dans un rotor de compresseur à basse vitesse pour des cas avec ou sans jeu [41]. Leur étude a montré aussi que l'instabilité rotative se développerait en présence de jeu et serait associée au tourbillon transverse dans chaque passage d'aube et au détachement périodique de tourbillons près du bord de fuite.

1.2.4.3 Bilan des méthodes

La complexité inhérente des phénomènes turbulents rend particulièrement ardue l'analyse des structures tourbillonnaires. De nombreuses méthodes de modélisation ont été développées : de

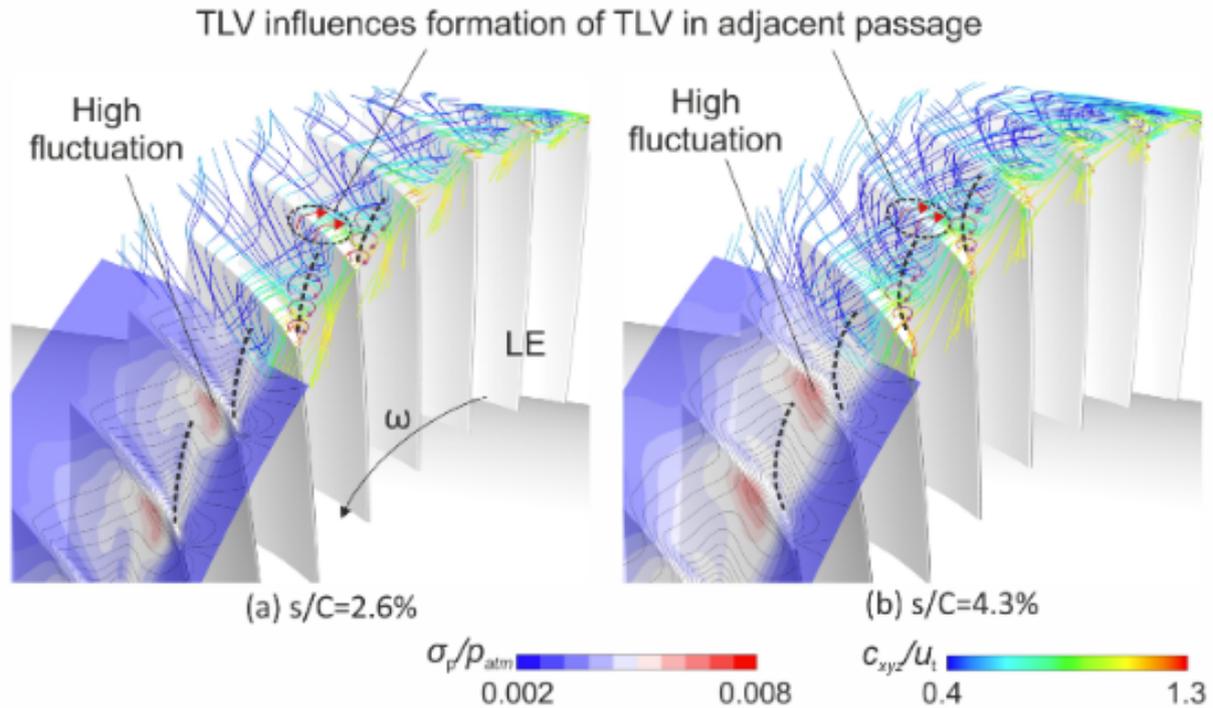


Figure 1.15 – Écart-type normalisé de la pression de paroi et distribution de vitesse normalisée de l'écoulement de jeu moyenné dans les résultats de la CFD proche décrochage à deux tailles de jeu (2.6% ; 4.3%) [40]

l'approche RANS avec une turbulence intégralement modélisée à la LES qui diminue grandement la part de modélisation en résolvant les larges structures turbulentes et ne modélisant que les plus petites structures proches de la zone dissipative. Malheureusement, le coût de calcul est un critère d'utilisation crucial devant des méthodes de plus en plus complexes.

Aujourd'hui, la méthode RANS peinerait à simuler correctement les structures tourbillonnaires et les décollements de l'écoulement de jeu, donnant lieu à une surestimation de la pression statique et une sous-estimation de la vitesse longitudinale. Quant aux prévisions réalisées par LES et les méthodes hybrides, les résultats montrent de meilleures estimations avec une diffusion du tourbillon de jeu plus faible concordant avec les mesures expérimentales, en dépit du coût de calcul élevé [42].

1.3 Le décrochage tournant

Cette section présente les principales recherches menées sur le décrochage tournant se développant dans les compresseurs axiaux dans le cadre des turboréacteurs.

1.3.1 Les précurseurs

Les études précédentes [13] ont déterminé deux sortes de précurseurs au décrochage tournant qui sont des perturbations :

- À grande longueur d'onde à l'origine du décrochage, dites 'modales' (modal stall inception),
- À courte longueur d'onde ou 'spike', causant le décrochage 'spike' (spike stall inception).

1.3.1.1 Oscillation dite 'modale' : perturbation de pressions ondulatoires

Le décrochage modal est caractérisé par l'apparition d'une perturbation avec une longueur d'onde de l'ordre de la circonférence du rotor. Cette perturbation transitionne en une cellule de décrochage tournant en 10 à 40 révolutions de la roue. Elle dépend de l'amortissement de perturbations naturelles. Moore et Greitzer [43] ont montré analytiquement que ces perturbations sont atténuées lorsque l'amortissement (paramètre c) est positif due à la pente négative de la courbe caractéristique de pression totale-à-statique (Figure 1.16).

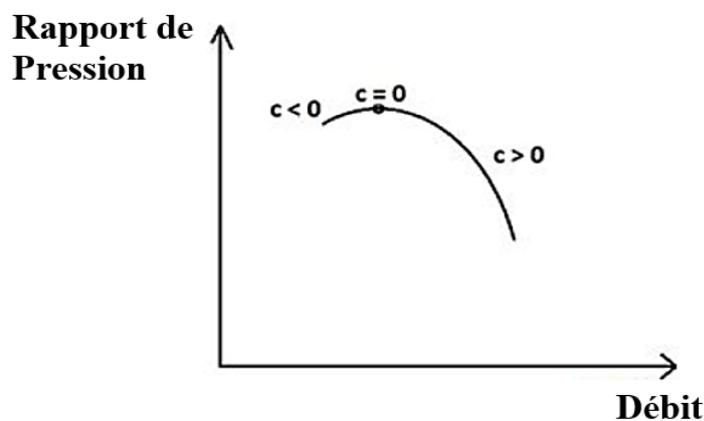


Figure 1.16 – Illustration de la valeur de l'amortissement, paramètre (c) dans une perturbation modale [43]

Ainsi, l'amortissement est nul au sommet de la courbe caractéristique et devient négatif lorsque la pente de la courbe caractéristique est positive. En conséquence, les perturbations sont amplifiées provoquant le décrochage modal [43].

Camp et Day [44] a aussi mis en évidence l'apparition et la rotation d'une perturbation de type modale en présentant les mesures de vitesse, adimensionnelles à plusieurs positions azimutales en amont d'un rotor de compresseur axial (Figure 1.17). La pente de la courbe

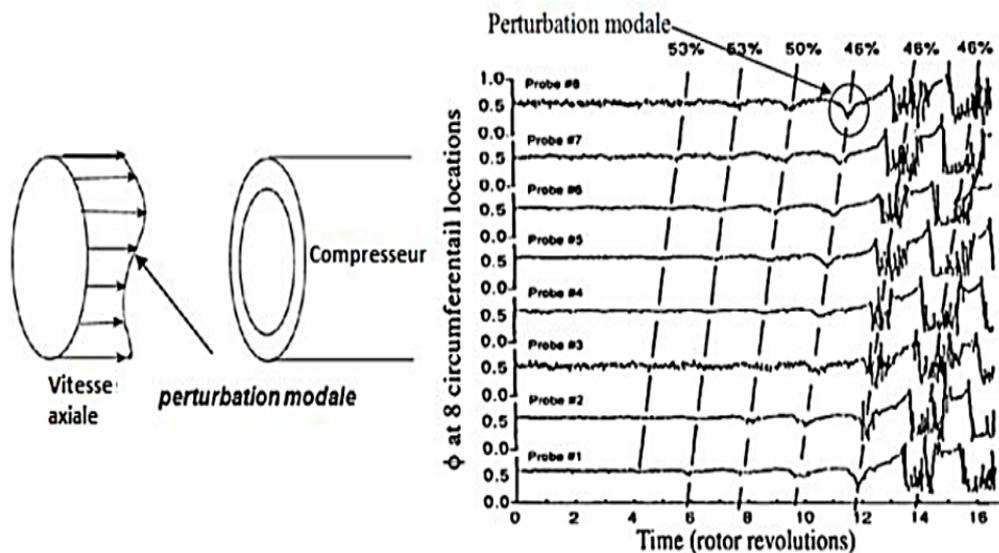


Figure 1.17 – Mesures expérimentales de vitesse montrant la formation d’un décrochage modal [44]

caractéristique de pression totale-à-statique constitue donc un critère d’occurrence du décrochage modal si elle devient nulle ou légèrement positive [44].

1.3.1.2 Spike : perturbation de courte longueur d’onde

Explicité par les recherches de Day, le spike est un phénomène encore complexe pour la communauté scientifique contrairement aux oscillations modales [13]. Il se caractérise par l’apparition d’une brusque perturbation à courte longueur d’onde, couvrant deux à trois passages d’aube, localisée en tête d’aube du rotor. Le décrochage tournant se développe alors en seulement deux à trois révolutions. La figure 1.18 montre ce pic net apparaissant sur les signaux de vitesse, se propageant rapidement autour de la circonférence, généralement entre 60% et 50% de la vitesse du rotor. Lorsque cette perturbation commence à se propager, sa taille augmente rapidement et sa vitesse de rotation diminue.

Lorsque la pente de la courbe caractéristique de pression totale-à-statique est encore négative, ce phénomène peut survenir avant l’apparition du décrochage modal. La prévision de cette perturbation semble numériquement possible grâce à des simulations multi-étages et à l’acquisition de la caractéristique de pression totale-à-statique du compresseur. Comme il a été montré par simulations [26], le spike se produit lorsque le tourbillon de jeu à l’extrémité de l’aube du rotor s’aligne avec le bord d’attaque et se déverse sur l’aube suivante. Le spike peut alors se

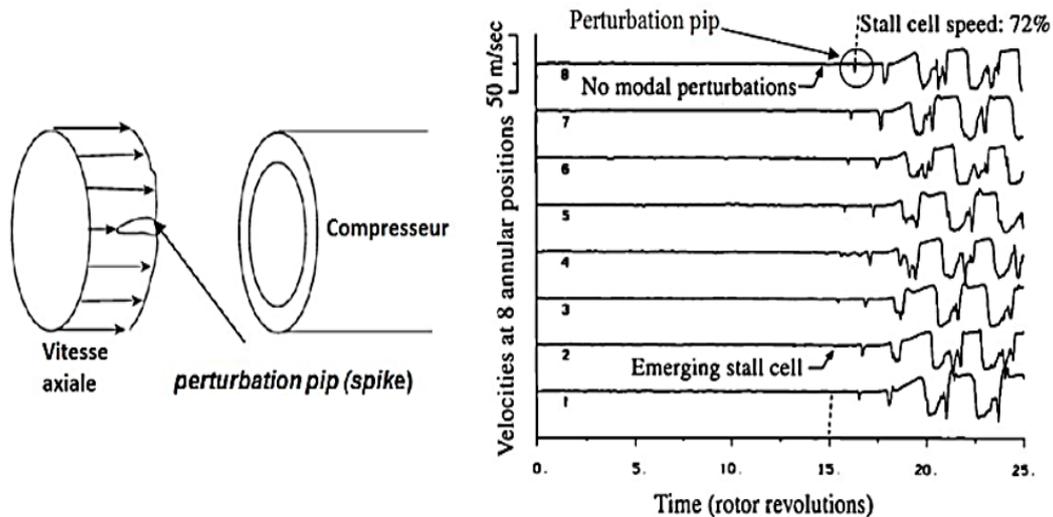


Figure 1.18 – Mesures expérimentales montrant la formation d’une cellule de décrochage en présence d’une perturbation spike [44]

développer et entraîner un décrochage tournant dans un compresseur à grand nombre d’étages [45].

1.3.1.3 Synthèse des précurseurs

Le modèle générique de Camp et Day [44] offre la possibilité de déterminer le type de précurseur qui se développera au sein d’un compresseur. En effet, expérimentalement, en variant l’incidence du rotor, les résultats ont donné que les cas de décrochage spike survenaient lorsque l’angle d’incidence au sommet de l’aube de rotor semblait être $\pm 0.5^\circ$ autour d’une valeur fixe : le spike est donc généré quand l’angle d’incidence atteint une valeur critique à l’origine du décollement de la couche limite en tête d’aubes, entraînant le décrochage tournant. Le dernier point stable se trouve à droite du maximum de pression de la caractéristique du compresseur. En prolongeant leur réflexion, ils ont ainsi défini un modèle de prévision sur le mécanisme de décrochage comme illustré sur la figure 1.19 : le décrochage spike est la conséquence de l’angle d’incidence critique atteint pour un débit massique plus élevé que celui correspondant au sommet de la courbe caractéristique du compresseur ; le décrochage modal s’applique au cas contraire. Dans cette dernière configuration, les points de fonctionnement sont dans une zone instable. Enfin, on peut noter que la formation d’un spike est également possible par les oscillations générées par les modes.

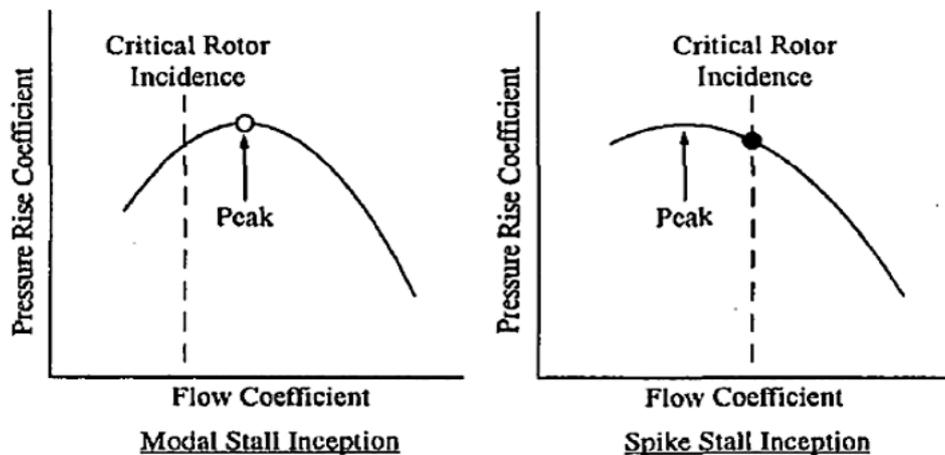


Figure 1.19 – Modèle de Camp et Day sur le mécanisme de formation du décrochage [44]

1.3.2 Mécanismes de déclenchement du décrochage 'Spike'

Lorsque le décrochage se produit dans un compresseur, la pression augmente à travers la rangée du rotor, ce qui entraîne une augmentation de la différence de pression maximale à travers l'extrémité de l'aube du rotor. Cela provoque un renforcement du débit de l'écoulement de jeu et la génération d'un tourbillon de jeu. Les mécanismes proposés pour décrire le déclenchement du décrochage de type 'spike' sont bien associés à ce tourbillon de jeu. Trois étapes principales peuvent être recensées :

- La croissance du blocage : tout d'abord, selon les travaux d'Adamczyk *et al.* [46], et de Celestina [30], il existe une relation entre la croissance du blocage et le début du décrochage. Le blocage se réfère ici à une région où la vitesse de l'écoulement est significativement réduite, ce qui diminue la zone d'écoulement principal. Le décrochage se produit généralement dans des régions de fort blocage, et la présence de tourbillons de jeu contribue à ce blocage. La croissance du blocage redirige l'écoulement, augmentant l'incidence de l'écoulement aux extrémités des aubes et jouant un rôle dans le déclenchement du décrochage de type 'spike'. D'autres zones de blocage, telles que les décollements du côté extrados des aubes de rotor, l'écoulement près de la paroi du carter et la rupture du tourbillon de jeu, ont également été identifiées comme impliquées dans le début de ce décrochage.
- L'incidence critique : cette deuxième étape fait référence au point où le décrochage spike se produit lorsque la valeur d'incidence à l'extrémité des aubes du rotor est dépassée (mo-

dèle de Camp [44] vu en Figure 1.19). Si la valeur critique de l'incidence est atteinte, alors le spike aurait pour origine un décollement local de l'écoulement que décrit le modèle d'Emmons *et al.* [47] expliquant également la propagation de perturbations à courte longueur d'onde. Simpson et Longley ont soutenu aussi l'hypothèse d'incidence critique en accord avec Camp et Day, selon laquelle l'augmentation de l'incidence du rotor est liée au déclenchement du décrochage spike. Cependant, ils ont constaté que l'incidence critique n'était pas une valeur fixe, mais dépendait de l'environnement du rotor, notamment de la distribution radiale de l'écoulement et des décollements aux moyeux. Aussi, le critère de Spakovszky peut aider à prévoir le type de précurseur en fonction de paramètres géométriques du compresseur [48] :

$$\frac{\Delta x}{R} > \frac{\pi}{n^2} \frac{1}{\tan(\alpha)} \quad (1.4)$$

Avec : Δx , l'espace inter roues (m), R , le rayon de la roue (m), α , l'angle absolu en sortie de rotor et n , le mode spatial du précurseur.

Néanmoins, cette hypothèse d'incidence critique est sujette à débat dans la littérature. Certains chercheurs ont observé des décollements du côté extrados de la pale de rotor liés au début du décrochage [19] [37], tandis que d'autres études ont exclu cette explication [49]. Pullan *et al.* ont par exemple observé numériquement la formation de tourbillons radiaux comme illustré sur la figure 1.20 à l'extrados de l'aube du rotor. Il est cependant établi que les variations de l'incidence du rotor ont une influence sur le début du décrochage. Il est possible que l'augmentation de l'incidence puisse provoquer des effets instables jouant un rôle tout aussi important dans le déclenchement du décrochage que les décollements de l'écoulement.

- Le déversement de l'écoulement vers l'avant : cette hypothèse est basée sur des observations numériques instationnaires [50] [25] et expérimentales [29] selon lesquelles le tourbillon de jeu oscille vers la zone du bord d'attaque du rotor à l'approche du décrochage, et s'aligne avec le plan du bord d'attaque du rotor. Cela crée une instabilité de l'écoulement qui initie le décrochage 'spike'. Une étude numérique [26] a également identifié deux événements nécessaires pour l'apparition du décrochage 'spike' :

1. le déversement vers l'avant de l'écoulement de jeu,
2. le reflux de l'écoulement de jeu une fois éloigné de l'aube : celui-ci se déplace et se

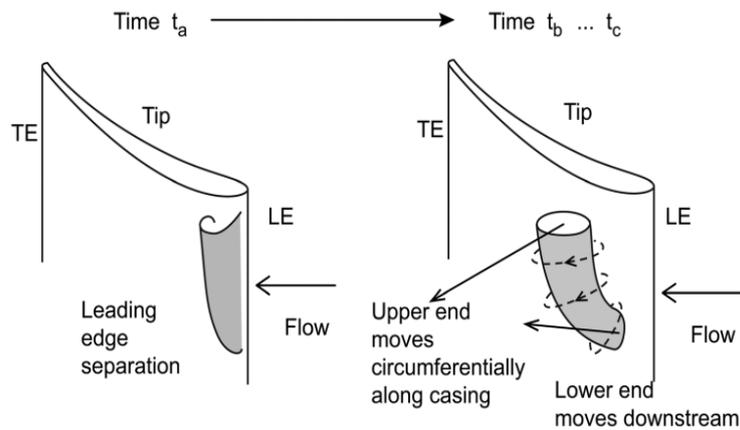


Figure 1.20 – Formation du spike [37]

déverse vers l'aval du bord de fuite de l'aube adjacente, puis inverse sa trajectoire pour heurter la surface, côté intrados, de l'aube adjacente.

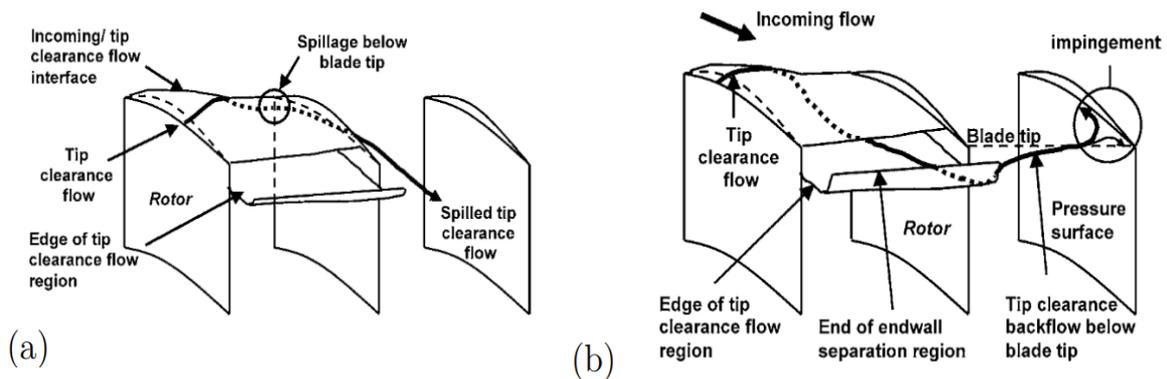


Figure 1.21 – a) Déversement de l'écoulement de jeu au bord d'attaque et b) Reflux [26]

Les résultats numériques doivent cependant être interprétés avec prudence car ces régions de décollements et de gradients de pression sont difficiles à capturer avec précision dans des conditions stationnaires et encore plus difficilement en instationnaires. Ainsi, des recherches supplémentaires sont nécessaires sur le mécanisme de déclenchement du décrochage de type 'spike'.

1.4 Système de contrôle de l'écoulement

Améliorer le rendement des compresseurs axiaux représente un défi considérable à cause des limitations des performances liées aux instabilités telles que le décrochage tournant et le

pompage. Les systèmes de contrôle de l'écoulement offrent une solution pour augmenter la marge au pompage par la voie de dispositifs passifs (modification de la géométrie sans apport d'énergie) ou actifs (besoin d'une source d'énergie externe). Des études récentes ont montré que le contrôle actif par injection d'air en amont du bord d'attaque du rotor permettait de retarder l'apparition du décrochage [51][6].

1.4.1 Mécanismes de contrôle et concepts physiques

Les techniques du contrôle de l'écoulement répondent aux besoins d'agir sur les instabilités et a minima de retarder leur développement. Il s'agit d'éloigner la limite de stabilité et donc la marge de sécurité. Cette marge se définit comme la distance du point de fonctionnement nominal par rapport à la limite de stabilité et est communément appelée Marge au Pompage ou SM (Stall Margin).

1.4.1.1 Amélioration de la marge au pompage

L'enjeu est d'élargir la plage de fonctionnement du compresseur et au-delà du moteur en augmentant cette marge afin d'assurer un gain de performance permettant d'atteindre de meilleurs taux de compression à débit plus faible comme l'illustre la zone grisée sur la figure 1.22.

Cette réflexion fut menée par Epstein *et al.* [52], qui chercha à éloigner le point de décrochage plutôt que d'élaborer un nouveau point de fonctionnement du moteur, grâce à un système de contrôle actif. Que ce soit un contrôle actif ou passif, la stratégie de contrôle peut intervenir sur deux axes principaux :

- Réguler le débit traversant le jeu en diminuant le coefficient de décharge représentant les pertes dans le jeu liées au décollement dans le jeu ou en réduisant le chargement aérodynamique en extrémité d'aube.
- Minimiser le tourbillon de jeu par diffusion ou augmenter le déficit de vitesse axiale, dû à son évolution dans le jeu.

La littérature définit plusieurs approches pour quantifier la marge au pompage. La définition donnée par Dixon [15] analyse celle-ci comme la différence entre le taux de compression, au point de fonctionnement nominal sur la ligne de fonctionnement et le taux de compression, à iso-débit sur la ligne de pompage (Figure 1.23 a)). Quand la limite de stabilité du point nominal est éloignée, il s'agit d'Amélioration de la Marge au Pompage ou Stall Margin Improvement (SMI). Plus utilisée notamment par Suder *et al.*, Cassina *et al.*, Li *et al.*, et facile à mettre en œuvre,

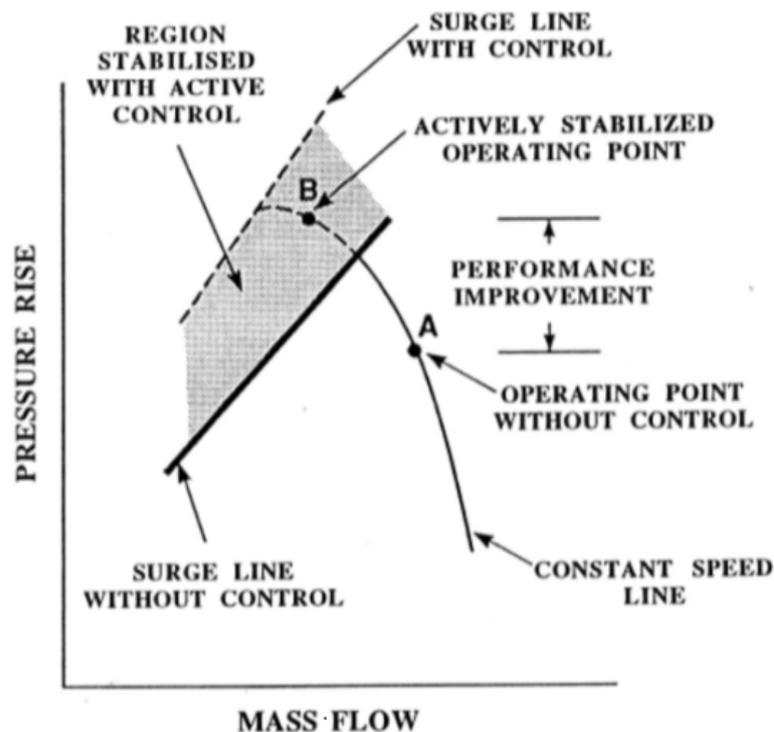


Figure 1.22 – Illustration des effets du contrôle actif sur les caractéristiques d'un compresseur [52]

la définition basée sur la différence de débit massique circulant dans le compresseur entre le point de fonctionnement nominal et le dernier point stable s'applique à un étage de compression à une vitesse de rotation constante [53] [54] [30] (Figure 1.23 b)). La combinaison du taux de compression et du débit est aussi utilisée pour définir cette marge [6] (Figure 1.23 c)).

Nous allons maintenant aborder dans les deux sections suivantes les différentes techniques qui permettent cette amélioration de la marge au pompage.

1.4.1.2 Contrôle passif

Le contrôle passif regroupe les techniques de modification de la géométrie ne nécessitant pas d'apport d'énergie extérieure et dont le but est de modifier l'écoulement et retarder le décrochage tournant.

La stratégie est donc d'une part d'éliminer les blocages en sortie de canaux par aspiration des écoulements peu énergétiques, ou d'autre part d'énergiser encore l'écoulement en amont des aubes. Il s'agit donc principalement de traitement du carter comme : des rainures et fentes axiales, (avec ou sans inclinaison en roulis et en lacet), des perforations et nids d'abeille, ou des générateurs de tourbillons [55] [56] [57]. Ces modifications de la forme de l'extrémité d'aube

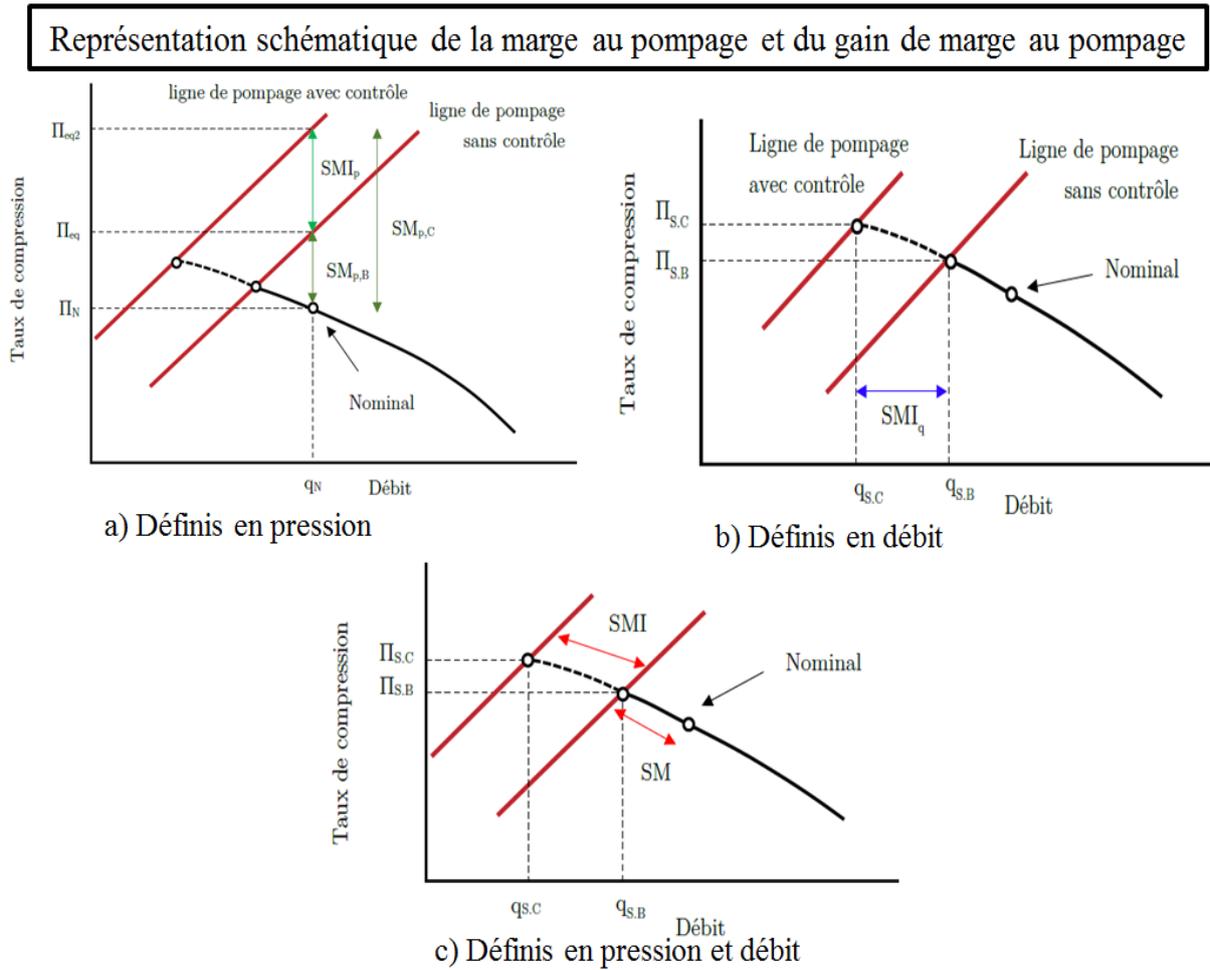


Figure 1.23 – Représentation de la SMI [6]

réduisent jusqu'à 20% le coefficient de décharge ou les pertes de pression totale. Enfin, des boucles de recirculation entre l'aval et l'amont du compresseur permettent un contrôle de l'écoulement [58]. La figure 1.24 résume les principales techniques citées précédemment [6].

Malheureusement, ces concepts présentent de nombreux inconvénients comme la détérioration des performances du moteur en générant des pertes et une baisse du rendement (dues aux transferts d'énergie, aux recirculations de l'écoulement liées aux traitements de carter).

1.4.1.3 Contrôle actif

Le contrôle actif offre une solution plus efficace contrairement au contrôle passif qui requiert une géométrie complexe, coûteuse en termes de fabrication, ne s'adaptant pas au cycle et régime du moteur et aux problèmes d'usure au niveau du jeu. Cette méthode est assez pertinente surtout lors du démarrage ou d'une phase d'accélération de la machine, en permettant de maintenir

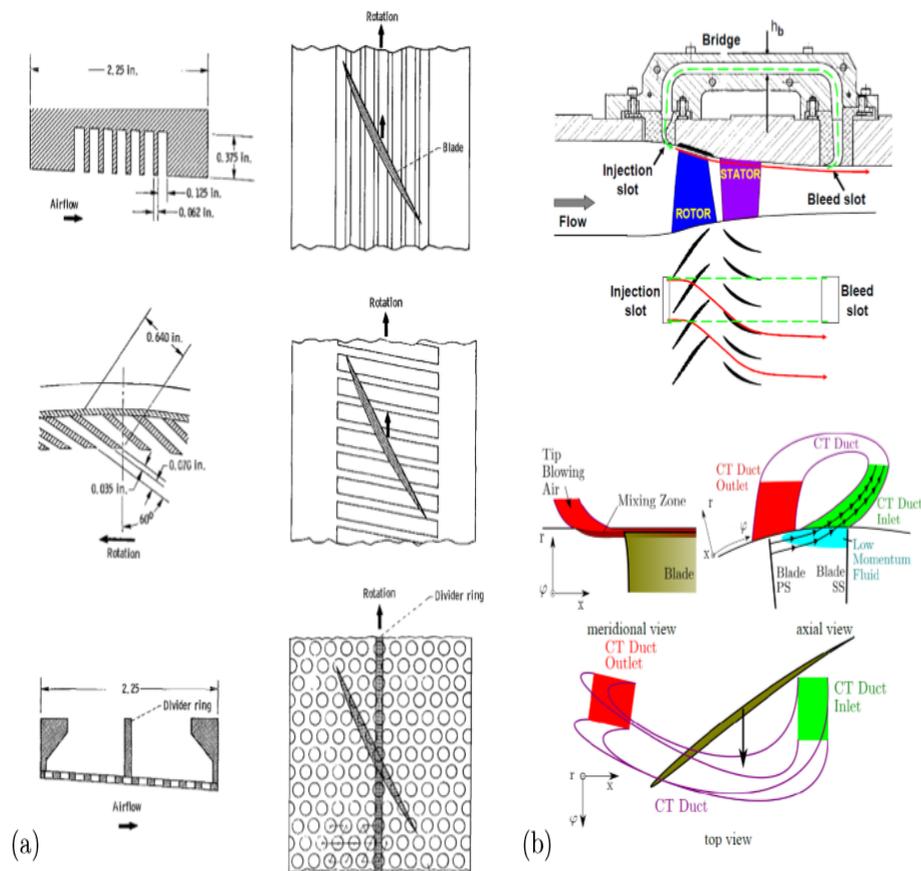


Figure 1.24 – Techniques de contrôle passif par traitement du carter a) et par boucles de recirculation b) [6]

l'incidence au bord d'attaque éloignée d'une valeur critique. Il existe différents types de solution : soit l'utilisation d'aubes de la roue directrice d'entrée (RDE) à calage variable, soit travailler sur le débit en injectant ou en prélevant de l'air. Dans ce dernier cas, le principe repose sur la création d'un canal au carter, ou encore à la sortie d'une roue qui recueille une fraction du débit principal du compresseur si la pression statique augmente trop, assurant la stabilité du compresseur. Par exemple, pour contrôler un décollement de coin, l'aspiration au carter peut être envisagée. L'injection du débit au carter est aussi une solution. La zone de jeu est ainsi visée dans le but de diminuer le coefficient de décharge (rapport entre le débit réel traversant le jeu et le débit théorique, qui correspond au débit d'un écoulement non visqueux, bidimensionnel autour de l'aube et en l'absence de décollement sur l'extrémité de l'aube) et l'incidence de l'écoulement notamment en tête d'aube. Il s'agit d'éviter d'atteindre une valeur critique. Ce principe est aussi similaire à celui des aubes à calage variable car cette technologie est adaptable au fonctionnement du moteur. Le contrôle actif se divise en trois principaux concepts : les actionneurs fluidiques,

les actionneurs à plasma, et les actionneurs mécaniques via des distributeurs à angle variable et des plaques vibrantes [6].

Dans le cadre de cette thèse, l'injection d'air en paroi du carter a été retenue pour mener les essais. Cette technique regroupe différents types d'injection à savoir par jets soit continus, soit pulsés ou bien encore synthétiques. Afin d'analyser ce système de contrôle actif, nous distinguons trois principaux paramètres régissant les mécanismes de son fonctionnement :

- Les paramètres géométriques (nombre d'injecteurs, position axiale, position angulaire, section d'injection, couverture angulaire, orientation du jet liée à l'angle de lacet, l'angle de tangage, l'angle de roulis (les différents angles sont représentés sur la figure 1.25))

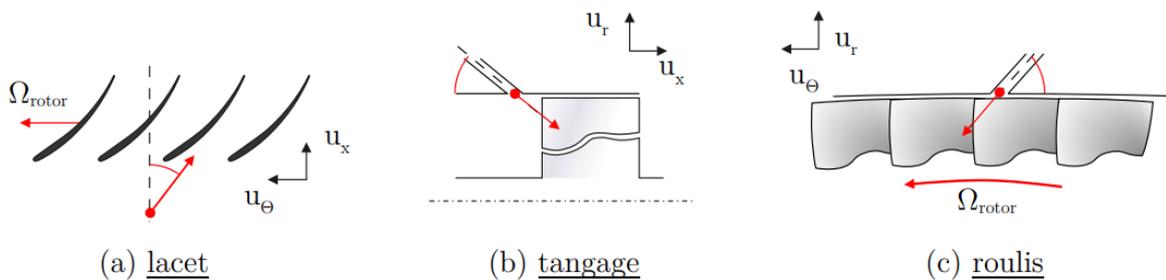


Figure 1.25 – Illustration des différents angles pour définir le soufflage [6]

- Les paramètres fluidiques (débit massique total, débit massique par injecteur, vitesse d'injection, quantité de mouvement totale, quantité de mouvement par injecteur, température)
- Les paramètres temporels (injection continue, pulsée, fréquence, rapport cyclique).

Il est utile de noter notamment les travaux de Li *et al.* [53] [54], Kefalakis *et al.* [59] qui traitent de ces différents facteurs pour une optimisation du contrôle actif. Les sections suivantes aborderont en détails chacun de ces paramètres.

1.4.1.4 Influence des paramètres géométriques pour le contrôle actif

Selon les travaux de Li *et al.* [53], les principaux paramètres géométriques ayant de l'influence sur le gain de performance de l'injection :

- Position axiale : l'injection est performante si elle se produit proche du bord d'attaque, avec de meilleur résultat à +/- 10% de la corde selon la figure 1.26.

- Angle de lacet : il est positif lorsque le soufflage est dans le sens de rotation du rotor. Si l'angle de l'injection est négatif, alors la vitesse d'injection relative est augmentée. Par ailleurs, une valeur optimale serait proche de l'angle de calage en tenant compte du triangle des vitesses.
- Angle de tangage : si les jets sont qualifiés de non-intrusifs, i.e. affluant à la paroi du carter alors le gain de la marge au pompage augmente.
- Position angulaire : le nombre d'injecteurs et leur disposition influe sur ce paramètre et joue sur la couverture et la qualité de l'injection, comme présenté dans la figure 1.26. Les fentes sont souvent utilisées afin de garantir un meilleur mélange entre l'écoulement principal et le jet.

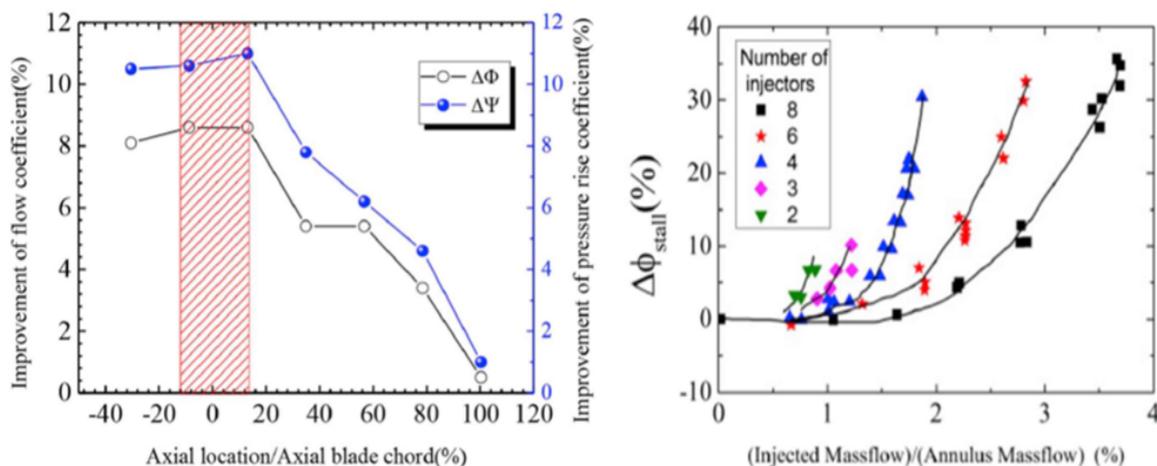


Figure 1.26 – Influence de la position axiale pour une injection dans le jeu et du nombre d'injecteurs, par Suder *et al.*, et colorié par Li *et al.* [53]

1.4.1.5 Influence des paramètres fluidiques pour le contrôle actif

Les travaux de Suder *et al.* ont exploré l'influence du type d'injection, de la quantité totale d'air par injecteurs et notamment la vitesse ou moment d'injection [60]. Les principales conclusions sont explicitées ci-dessous :

- La vitesse d'injection : si la valeur augmente alors l'incidence de l'écoulement diminue, la formation des blocages diminue également, due à l'énergisation répétée de l'écoulement, permettant le déchargement des aubes du rotor en tête. Le micro-soufflage offre aussi un

faible gain de SMI par rapport à un macro-soufflage, mais le coût d'énergie de ce dernier n'est pas anodin.

- La quantité de mouvement totale injectée : cette grandeur dépend de l'optimisation de la vitesse et du débit d'injection comme le montre la figure 1.27. Deux quantités totales d'air injecté peuvent générer une même SMI en fonction du nombre d'injecteur.
- Nombre d'injecteur : un certain nombre d'injecteur doit être utilisé afin de garantir la couverture angulaire.

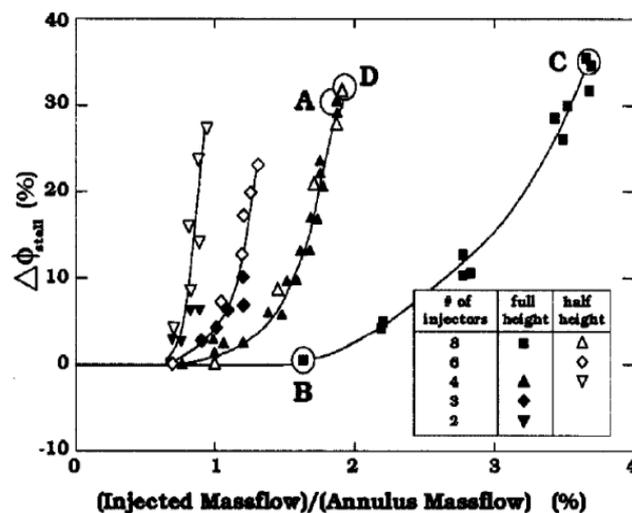


Figure 1.27 – Effet de la quantité totale d'air injecté et quantité d'air par injecteur [60]

1.4.1.6 Influence des paramètres temporels pour le contrôle actif

Selon les recherches de Margalida [6], les paramètres temporels sont des facteurs clés pouvant jouer un rôle important dans l'optimisation du contrôle, à savoir :

- La fréquence au soufflage : soit le soufflage continu ou bien pulsé est utilisé. Dans ce dernier cas, il est possible de jouer à retarder l'apparition de structures tourbillonnaires voir tendre vers la suppression du décollement sur l'aube. Selon les études de Moubogha *et al.* [51], le soufflage continu semble être une meilleure option à envisager que l'injection pulsée. Dans cette thèse, tous les essais ont donc été réalisés avec un soufflage continu.
- Le profil du signal injecté (créneau, triangle, sinusoïdale) : la forme peut être modifiée afin de rendre l'injection optimale.

- Le rapport cyclique (définir la durée d'action du système durant une période) : le temps effectif de soufflage permet de rendre optimal le débit injecté. Il est à noter aussi que la SMI dépend de t_{off} (temps sans soufflage, comme fonction du rapport cyclique et de la fréquence de pulsation).

1.4.2 Simulations numériques pour le contrôle

Un des enjeux du contrôle est de réduire les effets négatifs de l'écoulement de jeu. Par exemple, Bae a analysé numériquement le mécanisme de jets synthétiques situés au niveau de la zone de jeu sur le tourbillon de jeu pour une rangée d'aubes [61]. Le procédé permet de dévier l'écoulement, d'améliorer le mélange, de réduire l'influence du tourbillon de jeu et d'augmenter la pression statique de sortie. D'autres types de contrôle sont analysés sur le plan numérique afin d'améliorer la marge au pompage. Le but est de réduire l'intensité du tourbillon de jeu afin qu'il se mélange plus rapidement avec l'écoulement principal. Récemment, Geng *et al.* [49] ont analysé, grâce à une simulation URANS sur une rangée isolée d'un rotor, l'utilisation de la micro-injection d'air en tête de rotor. L'injection est réalisée en amont du bord d'attaque afin de dévier le tourbillon. Ce type d'injection affaiblit le tourbillon de jeu et augmente la marge au pompage.

Citons d'autres exemples d'études sur l'impact du contrôle par injection d'air : Marty *et al.* ont aussi analysé le soufflage en amont et en aval du rotor [62] via le projet européen ACONIT en montrant le bénéfice de l'injection pour retarder le décrochage. La figure 1.28 illustre cet effet du contrôle par comparaison avec le cas sans contrôle (a, b, c, d) : après cinq tours, pour le cas contrôlé (f) il n'y a pas de cellules bloquées grâce au débit injecté au niveau du carter contrairement à la configuration de base (b) sur laquelle sont visibles des blocages. Le contrôle permet de repousser le domaine d'opérabilité du compresseur.

Par ailleurs, ils ont suggéré qu'un système de contrôle dédié à une taille de jeu peut être encore efficace pour d'autres tailles de jeu à condition que le processus de contrôle des pertes visqueuses reste le même [62]. Neuhaus et Neise [63] se sont concentrés sur l'injection continue d'air pour différentes configurations, en montrant les bénéfices sur la réduction du bruit avec de petits débits d'injection ou sur les performances avec de plus grands débits d'injection.

Tous ces systèmes peuvent réduire efficacement la zone de pertes générées par le tourbillon de jeu, tout en tenant compte de l'énergie requise pour leur fonctionnement et la difficile faisabilité d'implémenter tels systèmes sur de vrais compresseurs. Contrairement au contrôle actif, le contrôle passif comme le traitement au carter peut donc être plus adapté d'un point de vue

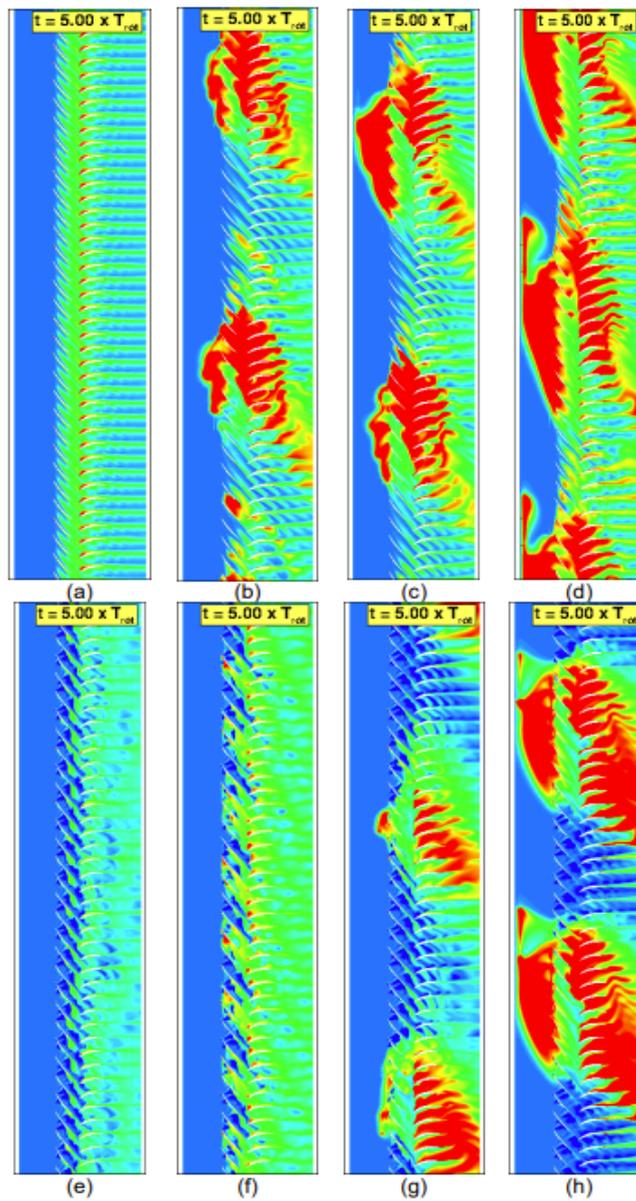


Figure 1.28 – Variation de l'entropie à 90% de la hauteur d'aube en cas contrôlé (en bas) ou non (en haut) à différents points de fonctionnement [62]

industriel. Nous pouvons ainsi nous référer aux travaux de Schoenweitz *et al.* [64], qui ont comparé des résultats numériques et expérimentaux d'un rotor équipé avec des fentes axiales au sein du carter sur un compresseur multi-étages. Ils ont montré un réel impact positif du traitement au carter avec une augmentation de la pression jusqu'à 60% de la hauteur radiale en influant sur le tourbillon de jeu. Malheureusement, les études numériques sont encore confrontées à un manque de précision des résultats.

1.5 Conclusion

L'enjeu de cet état de l'art est de mieux comprendre les mécanismes physiques intervenant dans l'apparition du décrochage tournant, et de pouvoir appréhender les diverses structures tourbillonnaires au sein de l'écoulement de jeu. Au travers de cette étude bibliographique, nous avons pu dégager les principales caractéristiques de l'écoulement de jeu défiant les objectifs industriels afin d'augmenter la performance des compresseurs.

Dans la première partie consacrée à la physique d'un compresseur, l'écoulement de jeu est apparu encore bien plus complexe à interpréter et à capturer correctement même à partir de simulations numériques longues et coûteuses comme la méthode LES ou DES. Les calculs (U)RANS restent ainsi des solutions rapides à déployer dans le contexte d'un bureau d'étude afin de prévoir globalement le décrochage. L'impact de la taille de jeu sur les performances d'un compresseur a été traité à partir de configurations simples à mettre en œuvre de type mono-canal ou à multiples canaux. La thèse s'inspire de ces études avec pour objectif d'élaborer la méthodologie de ces configurations afin de capturer au mieux l'effet de la taille de jeu.

Ensuite, nous avons constaté que l'enjeu du contrôle que ce soit actif ou passif, est de modifier le comportement de l'écoulement de jeu. Il s'agit d'intervenir sur le tourbillon de jeu ou bien de réduire le débit de l'écoulement de jeu afin d'atténuer les structures tourbillonnaires présentes. L'objectif est de retarder le développement du décrochage tournant. Le contrôle avec soufflage a fait l'objet de quelques travaux en montrant son bénéfice à retarder le décrochage, mais l'impact de la taille de jeu sur l'écoulement de jeu avec contrôle reste à éclaircir. Peu d'études ont cherché effectivement à identifier les phénomènes à l'origine du développement du décrochage avec des tailles de jeu variable au sein d'un compresseur.

La présente thèse s'attache à répondre à ces interrogations. Elle s'appuie sur de la simulation numérique (U)RANS d'une géométrie d'un compresseur axial et est confrontée à une base de données expérimentales réalisées sur la même configuration. Ainsi, la fidélité numérique de l'écoulement de jeu avec ou sans contrôle est validée tout au long des travaux. Il s'agit de mieux comprendre l'écoulement contrôlé retardant ainsi le décrochage tournant.

CHAPITRE 2

MOYENS ET MÉTHODES

2.1	Dispositif expérimental	42
2.1.1	Description du banc d'essai du CME2 et conditions d'essais	42
2.1.2	Description du dispositif du contrôle actif d'écoulement	43
2.1.3	Présentation de l'instrumentation	46
2.2	Méthodes numériques	53
2.2.1	Présentation du modèle numérique	53
2.2.2	Modélisation numérique d'un actionneur fluide dédié au contrôle d'écoulement	58
2.2.3	Conclusion	77

Ce chapitre a pour but de présenter dans un premier temps le dispositif expérimental dédié au compresseur mono-étage de cette étude, le CME2. Nous nous intéresserons notamment à son architecture, et aux procédures d'essais réalisés dans le cadre d'une campagne expérimentale. Dans un second temps, les méthodes numériques employées pour l'analyse CFD sont détaillées.

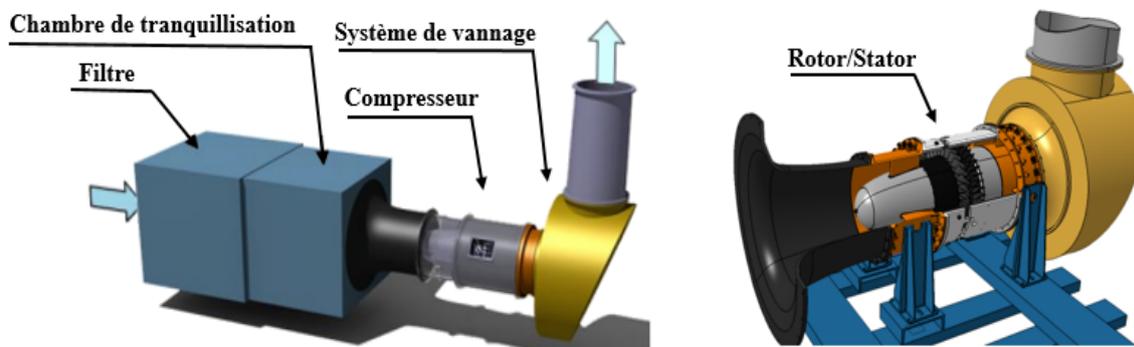
2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Description du banc d'essai du CME2 et conditions d'essais

Le banc d'essai considéré est le CME2, compresseur axial à un étage à basse vitesse. Il est situé au Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille. Une vue d'ensemble de l'installation est reportée sur la figure 2.1. La vitesse maximale est celle nominale, et la valeur est de $\Omega = 6330$ tr/min. Cependant, un nombre important d'essais ont été réalisés à une vitesse de rotation à 3200 tr/min. Les nombres des aubes du rotor et du stator sont respectivement 30 et 40 donnant une périodicité spatiale de $2\pi/10$.

En suivant le sens de l'écoulement, le CME2 est constitué :

- en amont, d'une chambre de tranquillisation en bleu,
- d'un convergent en noir,
- d'un étage avec une unique rangée de roues mobiles pour le rotor et d'une rangée de redresseurs pour le stator,
- du système de vannage, en jaune présenté ci-après en section 2.1.3.5.



Les principales caractéristiques géométriques du CME2 sont résumées dans le tableau 2.1 et celles aérodynamiques dans le tableau 2.2. Pour plus d'informations, le lecteur est invité à se référer à [65] [6]. Le débit massique nominal est égal à 5,3 kg/s. La vitesse du rotor en tête est de 94 m/s, et la vitesse axiale au bord d'attaque est de 43 m/s. Le compresseur CME2 a notamment un jeu initial de 0,5 mm ou en termes de ratio, $R = \frac{\tau}{c} = 0,6\%$, défini par la taille de jeu τ sur la corde axiale c .

Tableau 2.1 – Caractéristiques géométriques du CME2

Diamètre du carter	550 mm
Jeu du rotor	0,5 mm
Corde du rotor en tête	84 mm
Angle de calage du rotor en tête	54°
Rapport rayons moyeu/ carter, bord d'attaque	0,75
Rapport rayons moyeu/ carter, bord de fuite	0,78

Tableau 2.2 – Caractéristiques aérodynamiques du CME2 à 3200 rpm

Vitesse de rotation	3200 rpm
Débit nominal	5,3 kg/s
Vitesse axiale en tête du rotor	42,7 m/s
Vitesse d'entraînement en tête de rotor	94 m/s
Taux de compression	1,03

2.1.2 Description du dispositif du contrôle actif d'écoulement

Le système d'injection d'air du CME2 est constitué de 40 actionneurs regroupés par paires de 20 blocs, répartis uniformément autour de la circonférence du compresseur (Figure 2.2). Les injecteurs sont alimentés par un système de compression externe qui permet de régler le débit massique injecté, avec notamment une pression d'alimentation entre 0 et 8 bars pour chaque injecteur.

Schématiquement, le système du contrôle actif est résumé en figure 2.2. Précisément, un compresseur à vis (A) génère une pression de 15 bars, suivi d'un filtre séparateur d'eau (B), relié

à une vanne s'ouvrant sur une cuve d'une capacité de 500L (C) stockant l'air comprimé et qui est reliée à une vanne (D) raccordée à un détendeur (E). Celui-ci établit la pression d'alimentation et donc définit les paramètres de soufflage (débit total d'air injecté), mesurés par un débitmètre (F). Ensuite, l'air injecté est stocké dans deux réservoirs tampons (G) dont un permet la mesure de pression statique (H) et de la température (I). Enfin, l'air est réparti jusqu'à des répartiteurs. Ceux-ci assemblés entre eux permettent de relier chaque bloc d'injection à la même source de pression, générant une pression homogène en amont des électrovannes des injecteurs.

De plus, grâce au système d'acquisition LabView®), chaque bloc d'injection peut être piloté un à un contrairement aux actionneurs.

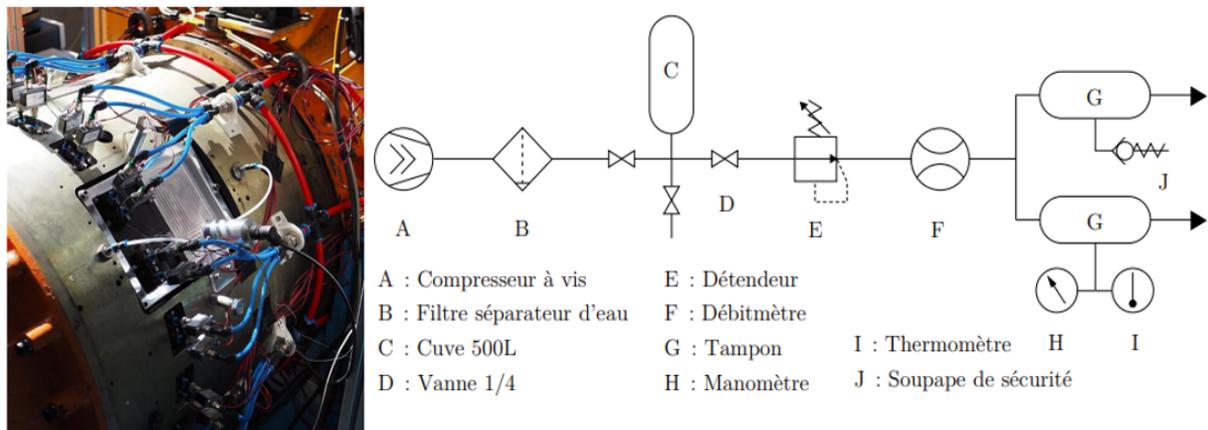


Figure 2.2 – Électrovannes et définition du schéma pneumatique du système de contrôle actif [51]

Dans cette thèse, nous nous intéresserons à l'injection d'air en mode continu, i.e. avec des paramètres d'injection constants ou proportionnels dans le temps. En effet, il a été montré dans [51], que par rapport à l'injection pulsée avec un soufflage alternatif reposant sur une fréquence et un rapport cyclique, cette méthode était plus performante. Pour ce soufflage continu, nous disposons d'un canal d'injection incurvé à sa sortie afin de permettre l'effet Coandă, et ainsi de générer une sortie d'air tangentielle à la paroi, le jet restant collé à la paroi du carter comme illustré en figure 2.3.

Le centre des actionneurs est situé à 10 mm du bord d'attaque du rotor. La fente d'injection est large de 10 mm avec une vitesse d'injection jusqu'à 200 m/s. Le tableau 2.3 présente les caractéristiques générales du système de contrôle actif. Deux blocs d'injecteur sont éloignés de 13° , et chaque injecteur de chaque paire de 5° (Figure 2.4). Par ailleurs, l'orientation des injecteurs est réglable par pas de 15° . Ainsi, l'angle d'injection absolu est modifiable et se définit

comme suit : l'angle est positif (négatif) lorsque la composante tangentielle de la vitesse du jet est dans la même direction (sens opposé) que la vitesse de rotation (Figure 2.5) [6].

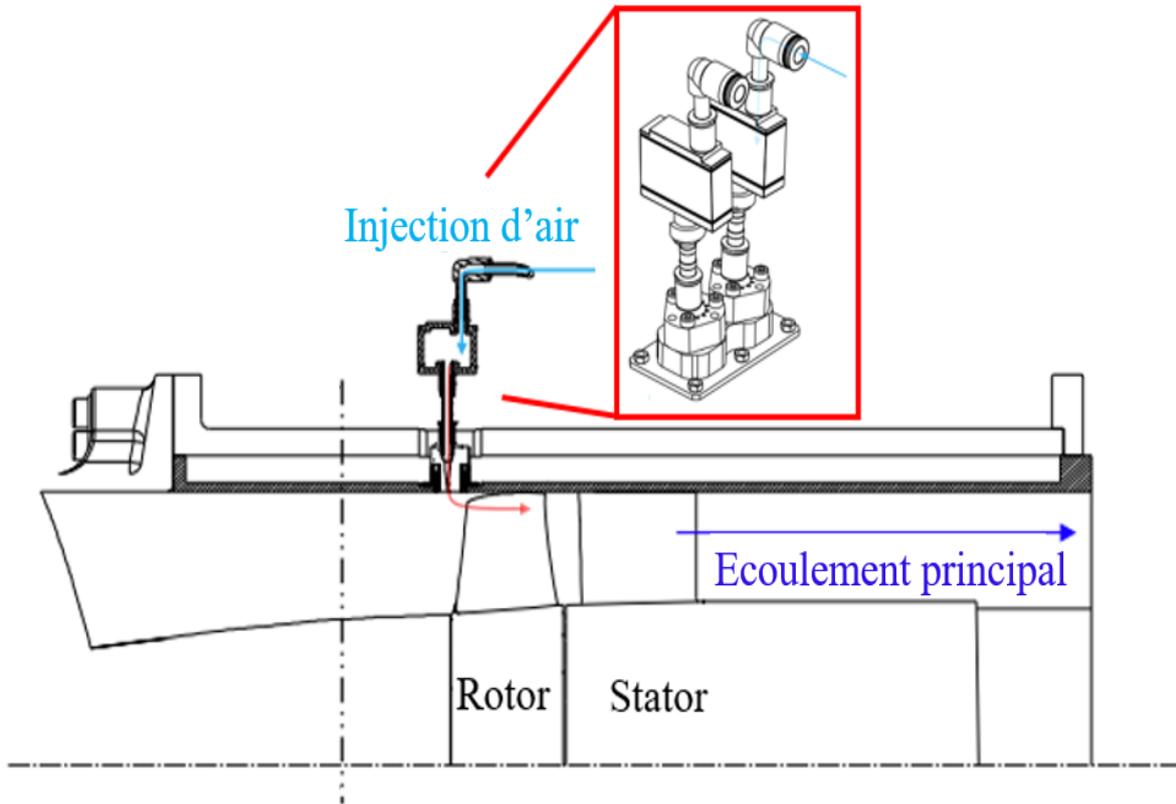


Figure 2.3 – Système du contrôle actif du CME2 : vue longitudinale [6]

Tableau 2.3 – Caractéristiques géométriques du système du contrôle actif

Nombre d'injection	40
Position axiale	-10mm
Angle d'inclinaison	0°
Section de sortie	5 mm ²

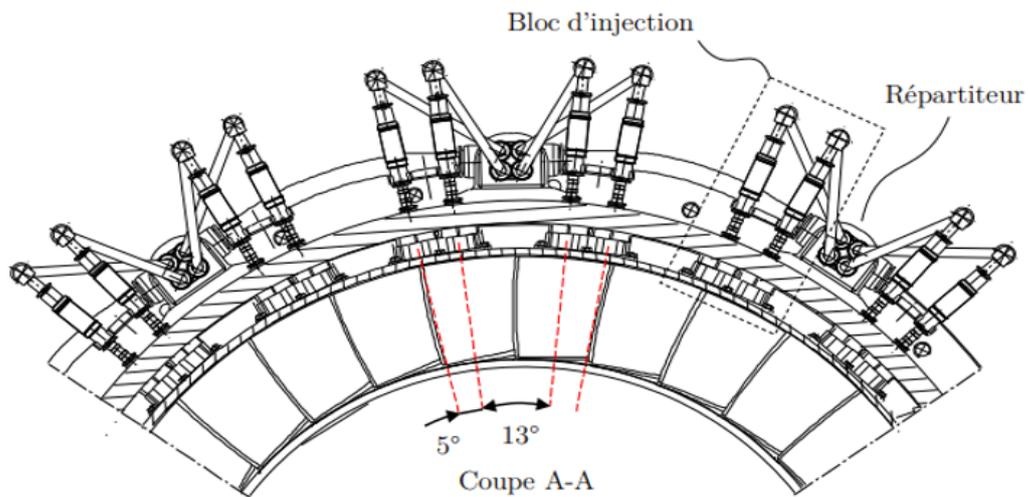


Figure 2.4 – Coupe radiale du contrôle actif du CME2 [6]

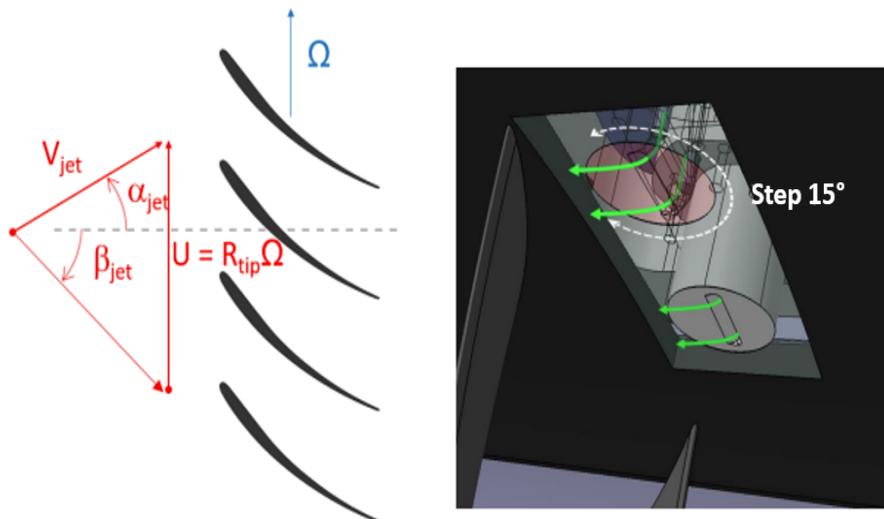


Figure 2.5 – Définition de l'angle absolu d'injection et vue de la CAO de l'orientation possible de l'angle de lacet des injecteurs : ici α_{jet} est positif [51]

2.1.3 Présentation de l'instrumentation

2.1.3.1 Mesures stationnaires pour le calcul de performance

La figure 2.6 présente les différentes prises de pression sur le banc du CME2, offrant la possibilité de suivre les performances globales de l'étage (ΔP_s et débit Q). Nous recensons :

- le premier emplacement au centre de la chambre de tranquillisation permettant la prise de pression totale P_{t01} et de température totale T_{t01} (sonde et tube de Pitot),

- le deuxième au niveau de la section terminale du convergent donnant une pression statique pariétale circulairement P_{s02} : en supposant l'écoulement incompressible et isentropique entre les deux stations 01 et 02 (en condition nominale, la vitesse axiale en sortie de convergent est d'environ de 20 m/s), le capteur permet d'obtenir une pression dynamique à la station 02, ceci permettant d'obtenir le débit massique. D'après le théorème de Bernouilli,

$$P_{t01} = \frac{1}{2} \cdot \rho v_{02}^2 + P_{s02} = P_{t02} \quad (2.1)$$

soit

$$Q_{02} = S_{02} \cdot \sqrt{2\rho(P_{t01} - P_{s02})} \quad (2.2)$$

avec respectivement S_{02} , v_{02} , la section du convergent et la vitesse en 02, et ρ , la masse volumique de l'air obtenue grâce aux mesures de la pression statique et de la température de la chambre de tranquillisation.

- le troisième à 7,3 cm à l'amont du bord d'attaque de l'aube du rotor relevant la pression statique pariétale P_{s10} en station 10,
- le dernier à 7,3 cm de l'aval du bord de fuite des aubes du stator équivalent à une prise de pression statique pariétale P_{s20} en station 20.

Ainsi, ce montage de mesures permet d'obtenir les pressions totales P_{t10} et P_{t20} en supposant un écoulement axial entre l'amont et l'aval de l'étage, et la différence de pression statique ΔP_s de l'étage comprenant le rotor et le stator (station 10 et 20) :

$$\Delta P_s = P_{s20} - P_{s10} \quad (2.3)$$

Enfin, un codeur incrémental permet d'établir la vitesse (Ω_r) et l'orientation (α_r) du rotor.

2.1.3.2 Incertitudes de mesures statiques

Étage du CME2 : Lors d'un essai, nous distinguons notamment une source d'erreur au dernier point stable pour les capteurs de pression différentielle au niveau de l'étage du compresseur ($\pm 0,05$ kg/s en termes de débit et ± 70 Pa en termes de ΔP_s). L'étalonnage réalisé à l'ONERA Lille [6] sur ces capteurs, a permis de définir les erreurs réelles de stabilité à $\pm 0,002$ kg/s en débit et $\pm 1,3$ Pa en ΔP_s et de diminuer l'erreur mesurée lors de l'essai.

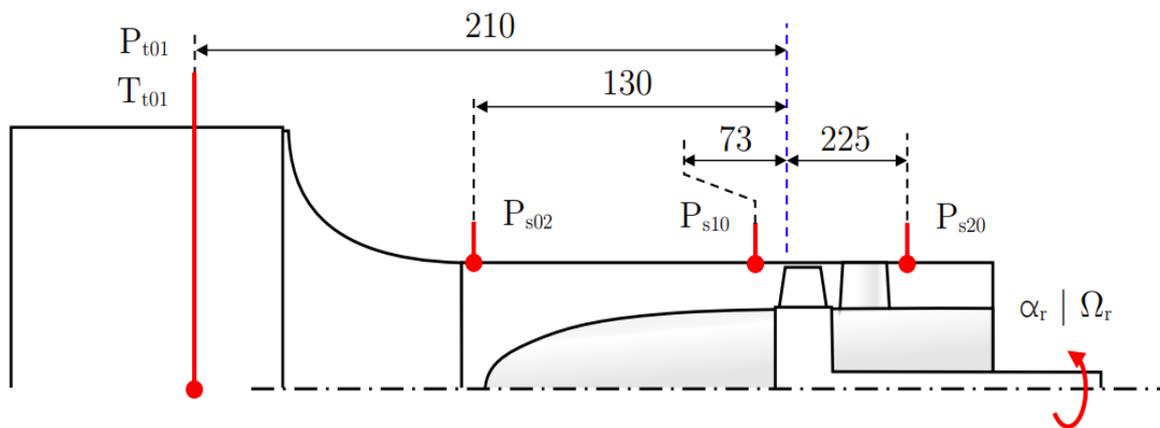


Figure 2.6 – Positions des capteurs stationnaires de pression et température en mm [6]

Ensuite, il convient de définir l'erreur due à la prise de mesure des différents points de fonctionnement et notamment du dernier point stable : malgré une moyenne des mesures effectuée sur 1 seconde à 100 kHz, ce qui représente 100 000 points, une faible fluctuation ($\pm 0,01$ kg/s) du débit du point de fonctionnement est notée. Cependant, celle du ΔP_s est négligeable selon les études numériques conduites par l'ONERA de Meudon [6]. De plus, ces études ont permis d'évaluer plusieurs positions angulaires pour mesurer ΔP_s , et un écart maximum de 2% (soit 50 Pa) par rapport à la mesure localisée lors de l'essai a été observé.

Il est à noter également que le facteur température pourrait influencer la prise de mesure ($\pm 0,006$ kg/s en débit et ± 3 Pa en ΔP par degré de différence par rapport à 25°C). Or, la température lors des essais est relativement constante aussi cette erreur est négligeable.

Ainsi, l'erreur de mesure totale est résumée dans le tableau 2.4 pour le débit et la surpression de l'étage en différenciant l'erreur systématique (prévisible) et l'erreur aléatoire (imprévue).

Tableau 2.4 – Incertitudes sur les mesures stationnaires pour la performance du CME2

	Débit	ΔP
Erreur systématique	$\pm 0,006$ kg/s/ $^\circ\text{C}$	± 50 Pa ± 3 Pa/ $^\circ\text{C}$
Erreur aléatoire	[+0,002 ; -0,012 kg/s]	$\pm 1,3$ Pa

Système d'injection : Concernant le système d'injection, les prises de mesures sont effectuées par deux débitmètres (un relève le débit total injecté ($\pm (3\% \text{ mesure} + 0,3\% \text{ FS})$) et l'autre le

débit injecté dans chaque injecteur ($\pm (2\% \text{ mesure} + 1\% \text{ FS})$), un capteur de pression ($\pm 0,8\% \text{ FSO}$) et un de température ($\pm 0,45\% \text{ FSO}$). Pour indication, FS (Full Scale en anglais) est définie comme la valeur finale de la magnitude à mesurer qui est la plus élevée lors d'un réglage de l'instrument de mesure. Full Scale Output consiste en la différence algébrique entre la valeur finale (FS) et la valeur initiale (en anglais Offset). Au cours de l'essai, la pression d'alimentation est relevée grâce à un détendeur (manomètre à aiguille) et un capteur de pression à membrane et un capteur de température dans un des réservoirs tampons afin d'établir les pertes de charges avant l'injection dans les actionneurs. Enfin, la quantité de débit d'air a été analysée, celle alimentant chaque couple d'injecteur notamment pour deux pressions d'injection [6]. Il a été montré pour n'importe quelle paire d'injecteurs que le débit est constant, et donc le système est bien homogène avec une variation de 1%, i.e. un écart type jusqu'à 1,05 L/min (Figure 2.7).

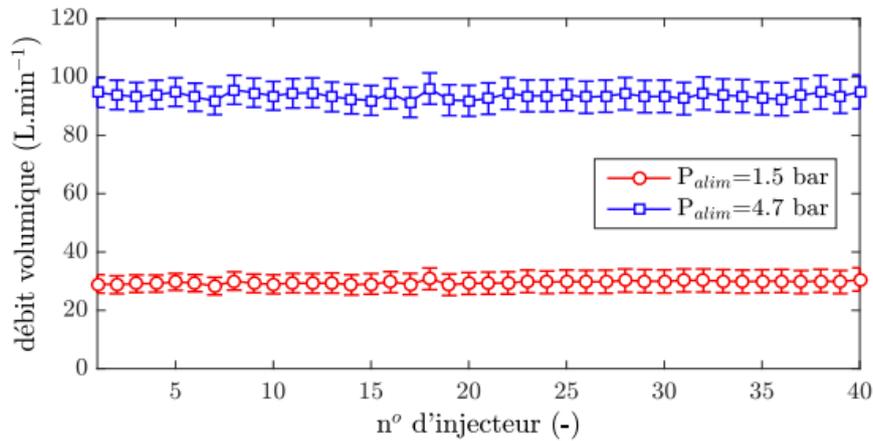


Figure 2.7 – Débit volumique unitaire pour deux pressions d'alimentation différentes [6]

2.1.3.3 Mesures instationnaires du CME2

Le compresseur est équipé aussi de capteurs instationnaires, relevant la pression statique instantanée en paroi du carter à différentes positions axiales et angulaires. Des champs de pression en moyenne de phase ont été réalisés à l'aide d'un nombre limité de capteurs positionnés en différents points de la fenêtre d'observation au niveau du rotor et du stator (Figure 2.8).

Ces capteurs sont des capteurs ENDEVCO® piézo-résistifs, qui sont reliés à des conditionneurs amplifiant et filtrant le signal. Le filtre utilisé est celui de Butterworth à l'ordre 4 avec une fréquence de coupure à 10 kHz. Une centrale d'acquisition National Instruments® connecte chacun des conditionneurs. L'acquisition est réalisée à partir de LabView® avec une fréquence d'acquisition de 100 kHz et un temps d'acquisition de 5 secondes afin de capter suffisamment

le transitoire vers le décrochage et d'obtenir des signaux raffinés. Cette méthode permet aussi de mieux observer le canal inter-aubes et de pouvoir se comparer aux essais qui ont été réalisés auparavant dans la littérature.

Deux configurations ont été définies afin d'observer le comportement du compresseur proche décrochage. Les figures suivantes présentent les configurations azimuthales et axiales retenues.

- **Configurations azimuthales** : 7 capteurs sont positionnés tout autour de la circonférence du compresseur à la position axiale à $x = 24$ mm, à différents angles θ soit : 0° , 89° , 134° , 174° , 224° , 264° et 323° .

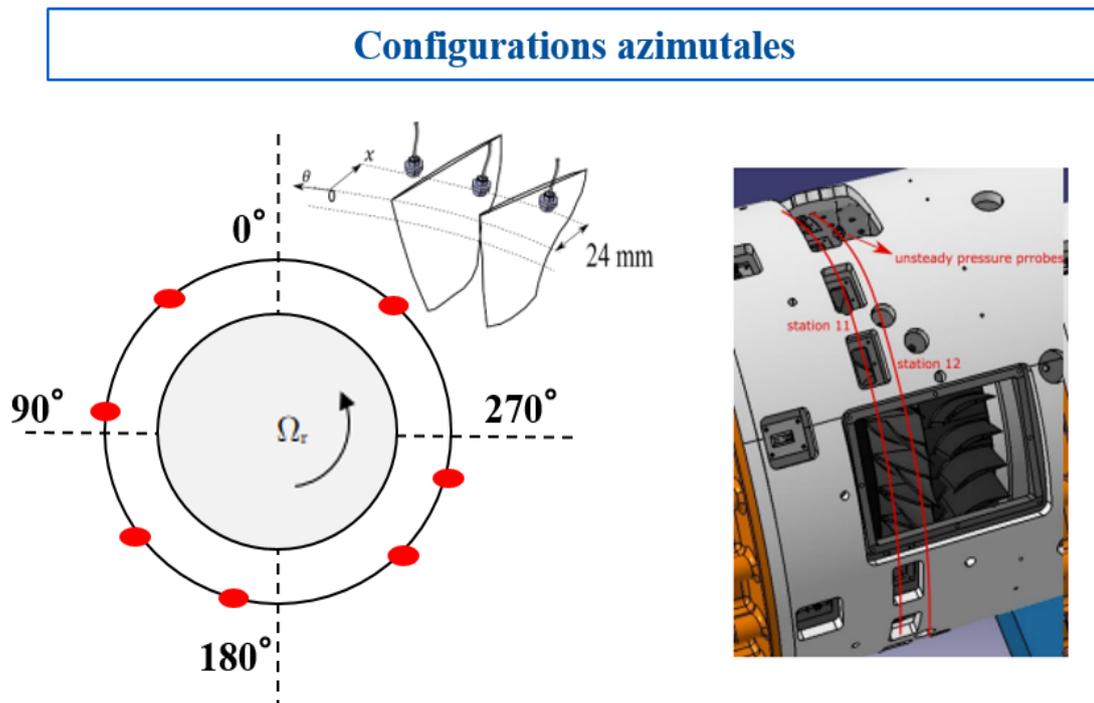


Figure 2.8 – Positions des capteurs instationnaires pour des configurations azimuthales

- **Configurations axiales** : 7 capteurs sont positionnés sur la fenêtre d'observation du banc d'essai, au-dessus des aubes du rotor en $\theta = 323^\circ$. Ils sont espacés de 6 mm, et localisés à 0 mm, 6 mm, 12 mm, 18 mm, 24 mm, 30 mm, 36 mm.

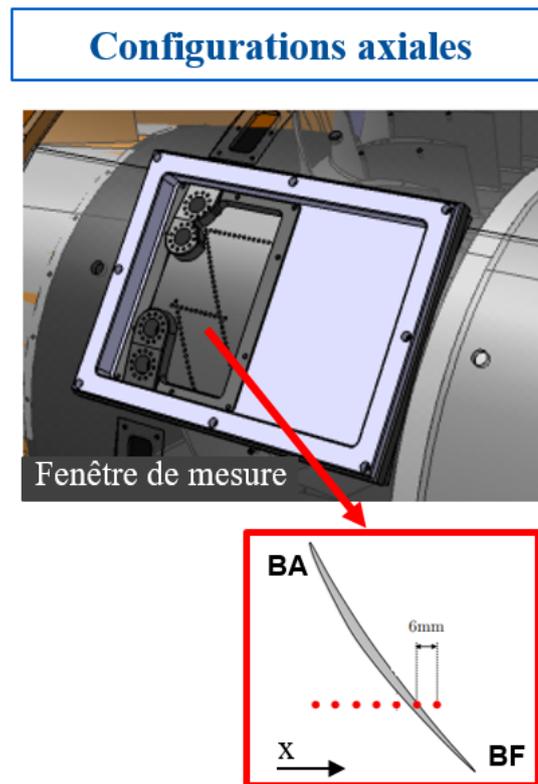


Figure 2.9 – Positions des capteurs instationnaires pour des configurations axiales

2.1.3.4 Incertitudes de mesures instationnaires

Concernant les capteurs de pression instantanée, l'erreur temporelle régissant la synchronisation des capteurs est très importante pour l'analyse des signaux de pression. Or, grâce au système d'acquisition qui synchronise les signaux de pression via un traitement du signal analogique en numérique par FPGA (Field Programmable Gate Array) et d'horloges internes propres aux cartes d'acquisition, des signaux synchronisés sont obtenus. L'erreur liée à la position des aubes au cours de l'acquisition temporelle est générée par un codeur incrémental situé sur l'axe du rotor : à 3200 tr/min, nous obtenons donc un écart de $\pm 5,10^6$ s, correspondant à 0,8% de la durée entre deux passages d'aube. L'erreur de mesure s'étend de 0,5% à 1,5% de l'étendue de mesure, i.e. un écart jusqu'à 100 Pa. Également, la variation de sensibilité est négligeable car la fréquence de résonance de ces capteurs est 55 kHz, et le présent travail utilise une fréquence de passage des aubages (1,62 kHz) bien moins importante que la plage préconisée par le constructeur.

2.1.3.5 Procédure d'essais et système d'acquisition

Procédure d'essais : Le déroulement d'un essai consiste à réduire le débit de la veine principale jusqu'au décrochage de la machine. Seule la vanne qui est un système d'obturation en aval du compresseur commandé par un moteur, est à contrôler manuellement afin d'obtenir le débit visé (Figure 2.10). A l'approche du décrochage, le débit d'entrée du compresseur est en général en dessous de 4,2 kg/s et une petite variation du débit par exemple de 0,1 kg/s peut être requise afin d'obtenir une meilleure précision et capturer le dernier point stable du compresseur juste avant le décrochage. Une fois le dernier point stable obtenu et si la vanne est légèrement fermée, le compresseur décroche. La vanne doit être alors ouverte à nouveau afin de revenir à un régime stable jusqu'à 4,8 kg/s à cause de l'hystérésis du cycle du décrochage.

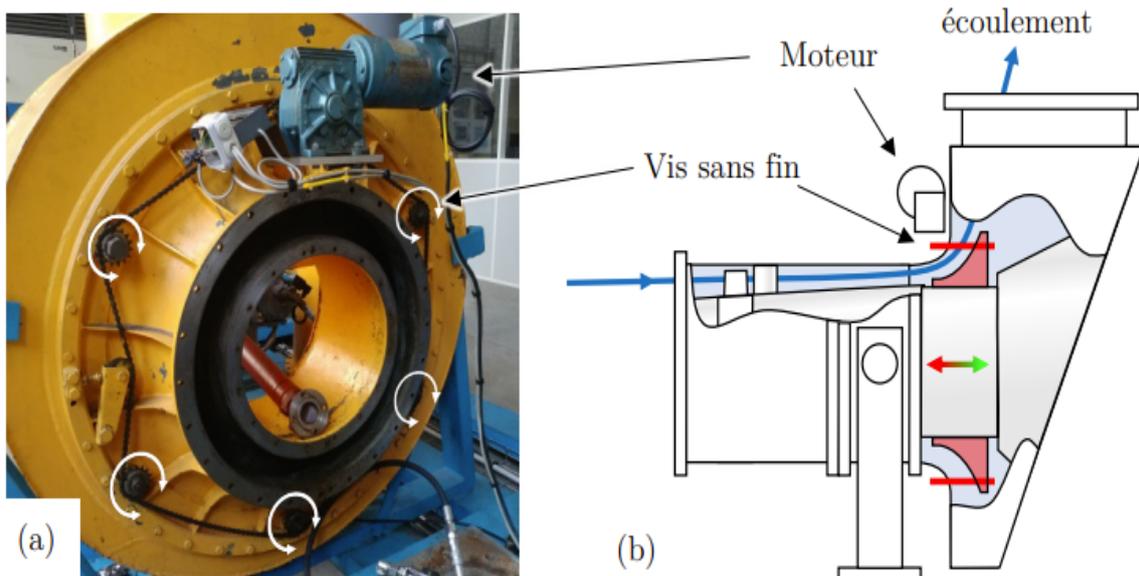


Figure 2.10 – Système de vannage [6]

Système d'acquisition : Il est programmé sous LabView® et permet d'obtenir les points de performance du compresseur associés et de contrôler le soufflage en mode continu. Le système calcule automatiquement le débit et la vitesse de rotation, tous deux corrigés à partir de la pression et température de la chambre du compresseur. Tous les essais ont été réalisés à la même vitesse de rotation et le système d'acquisition corrige donc cette vitesse et le débit. A partir des valeurs de références P_{ref} et T_{ref} et des mesures obtenues dans la chambre de tranquillisation (P_{t01} et T_{t01}), nous obtenons :

$$\Omega_c = \Omega_r \cdot \sqrt{\frac{T_{ref}}{T_{t01}}} \quad (2.4)$$

$$Q_c = Q \cdot \frac{P_{ref}}{P_{t01}} \cdot \sqrt{\frac{T_{t01}}{T_{ref}}} \quad (2.5)$$

Concernant le système d'injection, nous pouvons piloter les électrovannes deux par deux grâce à cinq cartes de contrôle. Une centrale d'acquisition National Instruments traite les signaux analogiques des 40 injecteurs en passant par une carte PXIe-6738. Ainsi grâce au logiciel LabView®[®], les blocs d'injection qui nous intéressent, peuvent être sélectionnés (soit 10 paires d'injection ou 20 paires d'injection) et sauvegarder les données des capteurs (in)stationnaires.

2.2 Méthodes numériques

2.2.1 Présentation du modèle numérique

En mécanique des fluides, nous cherchons à résoudre les équations de Navier-Stokes. Or nous avons constaté dans le chapitre 1 qu'en termes de modélisation physique et de résolution numérique de la turbulence, les simulations haute fidélité de type DNS ou LES ont un coût numérique élevé. Aussi dans le présent travail, les équations de Navier-Stokes compressibles moyennées par l'opérateur de moyenne de Reynolds sont utilisées afin de modéliser entièrement la turbulence.

Pour les simulations stationnaires RANS (compressible), les mêmes paramètres numériques ont été appliqués pour tous les types de maillages en utilisant le code CFD elsA (Ensemble de Logiciels pour la Simulation en Aérodynamique), développé par l'Onera [66], à savoir :

- la résolution s'effectue par volumes finis, sur des valeurs moyennées dans des cellules de discrétisation et localisées au centre de celles-ci.
- le modèle de turbulence Spalart-Allmaras (1994) est utilisé [67].
- le schéma d'intégration temporelle est le schéma d'Euler rétrograde, avec l'utilisation d'un pas de temps local.
- le schéma numérique pour les flux convectifs est celui de Roe [68].

En outre, nous faisons l'hypothèse que :

- le gaz est considéré comme un gaz parfait du point de vue thermique et calorique.

- les chaleurs spécifiques pour une pression constante, C_p et un volume constant, C_v sont considérées comme constantes avec un rapport $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,4$. Le gaz est ainsi simplifié comme un gaz diatomique.
- de l'hypothèse précédente, en découle une équation d'état pour la pression, définie comme telle : $P = \rho r T$ avec r , la constante spécifique du gaz ($r = 287 \text{ J/K/kg}$).

En se rapportant aux recherches de Wilcox sur les modèles de turbulence [69], présentons donc ces équations RANS utilisées pour le domaine de calcul défini par un volume V de frontière δV . Elles sont illustrées pour un corps fixe, qui n'est pas en rotation comme dans le cas présenté en section 2.2.2. La vitesse d'entraînement est donc omise dans un souci de simplifier les équations. Par contre, cette vitesse est bien prise en compte dans le code pour le cas tournant quand il s'agira de simuler le CME2.

Elles s'intègrent de la manière suivante :

$$\frac{d}{dt} \int \int \int_V (W \cdot dV) + \int \int_{\delta V} (\mathcal{F}_C[W] + \mathcal{F}_d[W]) \cdot \vec{n} \cdot dS = 0 \quad (2.6)$$

Avec :

- W le vecteur des variables conservatives :

$$W = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{u} \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Avec ρE , l'énergie totale.

- \mathcal{F}_C , le terme de flux convectifs calculés aux interfaces des cellules grâce au schéma numérique décentré d'ordre deux de Roe (schéma à différences de flux) [68] :

$$\mathcal{F}_C[W] = \begin{pmatrix} \rho \vec{u} \\ \rho \vec{u} \otimes \vec{u} + P_s \cdot \bar{\mathbf{1}} \\ (\rho E + P_s) \cdot \vec{u} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

- \mathcal{F}_d , le terme de flux diffusifs calculés grâce à un schéma centré :

$$\mathcal{F}_d[W] = \begin{pmatrix} 0 \\ -(\overline{\tau^v} + \overline{\tau}) \\ -(\overline{\tau^v} + \overline{\tau}) \cdot \vec{u} + \vec{q} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Avec $\overline{\tau}$, le tenseur de Reynolds, exprimant le transport de quantité de mouvement par la turbulence (comme présenté dans le chapitre 1, section 1.2.4.2), $\overline{\tau^v}$, le tenseur des contraintes visqueuses et \vec{q} , le flux de chaleur.

En utilisant la méthode des volumes finis, nous obtenons la forme discrétisée, à savoir pour un volume élémentaire hexaédrique V_{ijk} ,

$$V_{ijk} \cdot \frac{d}{dt} W_{ijk} + \sum_{\xi=1}^6 S_{\xi} \cdot (\mathcal{F}_C|_{ijk,\xi} + \mathcal{F}_d|_{ijk,\xi}) \cdot \vec{n}_{\xi} = 0 \quad (2.10)$$

Nous appelons $R_{ijk} = \sum_{\xi=1}^6 S_{\xi} \cdot (\mathcal{F}_C|_{ijk,\xi} + \mathcal{F}_d|_{ijk,\xi}) \cdot \vec{n}_{\xi}$ les résidus, qui doivent vérifier $R_{ijk} \approx 0$ pour obtenir une solution stationnaire.

Quant à l'intégration temporelle, le schéma d'Euler implicite est utilisé tel que :

$$W_{ijk}^{n+1} - W_{ijk}^n = -\frac{\Delta t}{V_{ijk}} \cdot R_{ijk}^{n+1} \quad (2.11)$$

Un pas de temps local est imposé pour obtenir une convergence plus rapide.

$$\Delta t = \min(\Delta t_c, \Delta t_d) \quad (2.12)$$

Avec Δt_c le pas de temps permettant d'obtenir la stabilité des calculs des flux convectifs via la condition de CFL ; et Δt_d pour les calculs des flux diffusifs.

2.2.1.1 Modélisation de la turbulence

Les équations RANS nécessitent des modèles de fermeture afin de résoudre le système. En effet, le tenseur de Reynolds fait intervenir 6 inconnues appelant à des modèles de fermeture de premier ordre ou second ordre.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons au premier ordre. L'hypothèse de Boussinesq permet ainsi de traiter ces modèles en définissant une loi de comportement linéaire entre le tenseur de Reynolds cinétique $\tilde{\tau}_{ij}$ défini par :

$$\tilde{\tau}_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle \quad (2.13)$$

et le tenseur des taux de déformation S_{ij} [70] grâce à l'introduction de la viscosité turbulente, comme l'exprime l'équation suivante :

$$\tilde{\tau}_{ij} = \nu_T S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.14)$$

Nous obtenons alors deux inconnues pour le système à savoir l'énergie cinétique turbulente k et la viscosité turbulente ν_T . Les équations correspondantes sont donc une équation de transport de l'énergie cinétique turbulente et une autre de transport correspondant :

- soit à une échelle de longueur l caractéristique de la turbulence,
- soit au taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente,
- ou encore au taux de dissipation spécifique [69].

A titre informatif, les modèles du second ordre reposent sur la résolution des équations de transport des tensions de Reynolds comme avec l'approche RSM (Reynolds Stress Models) utilisée par [5] pour l'étude de l'écoulement de jeu.

Le modèle de Spalart-Allmaras : Ce modèle a été retenu dans les simulations numériques de l'étude du fait de sa robustesse et aussi de sa précision relativement satisfaisante pour les écoulements de jeu [71] [39]. Le modèle de Spalart-Allmaras repose en effet sur une seule équation de transport de type 'convection = production + destruction + diffusion', correspondant à celle de la viscosité turbulente ν_T [67]. Cette équation suffit en négligeant l'énergie cinétique turbulente k dans la loi de comportement [67].

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + U_k \cdot \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} = c_{b1} \cdot \tilde{S} \tilde{\nu} - c_{w1} \cdot f_w \cdot \left(\frac{\tilde{\nu}^2}{d} \right) + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_k} [(\nu + \tilde{\nu}) \cdot \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k}] + \frac{c_{b2}}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \quad (2.15)$$

La viscosité turbulente est donnée par la formulation suivante avec $\tilde{\nu}$ la viscosité transportée :

$$\nu_t = \tilde{\nu} \cdot f_{\nu_1} \quad (2.16)$$

Ce modèle est dit 'Bas Reynolds', afin de pouvoir être utilisé dans les régions de paroi. Aucune loi de paroi n'est donc nécessaire. Il est assez répandu dans le milieu industriel du fait de sa capacité à résoudre de manière performante les écoulements attachés mais il reste assez simple pour prévoir une large gamme d'écoulements.

Le modèle de $k - \epsilon$: Ce modèle standard de Launder et Spalding [72] repose sur l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente, définie par :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} = P - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.17)$$

Avec ϵ , le taux de dissipation dont l'équation complexe de transport fut simplifiée par une autre équation. Selon Wilcox, déterminée par Harlow et Nakayama (1968) et Hanjalic (1970), l'hypothèse de simplification a été de considérer la structure de cette équation comparable à celle de k avec les termes de convection, production, destruction, et de diffusions visqueuses et turbulentes donnant ainsi :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_k \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} = C_{\epsilon 1} \frac{P_\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right] \quad (2.18)$$

Avec P le terme de production, et la viscosité turbulente, caractérisés respectivement par :

$$P = 2\nu_t \cdot S_{ij} S_{ij} \quad (2.19)$$

et

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.20)$$

Les constantes sont déterminées expérimentalement et analytiquement ($C_\mu = 0,09$; $C_{\epsilon 1} = 1,44$; $C_{\epsilon 2} = 1,92$; $\sigma_k = 1$; $\sigma_\epsilon = 1,3$), et grâce à la fermeture du système les contraintes turbulentes sont définies :

$$\overline{u_i u_j} = -2\nu_t S_{ij} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.21)$$

Le modèle de $k - \omega$: Se basant sur les travaux de Kolmogorov, le modèle de Wilcox utilise l'échelle caractéristique de fréquence ω . La viscosité turbulente se définit par le produit du taux spécifique de dissipation ω et de l'énergie cinétique turbulente k [69]. Le jeu d'équations de transport proposé est alors :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_k \cdot \frac{\partial k}{\partial x_k} = P - \beta' k \omega + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_k \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_k} = C_{\omega 1} \cdot \frac{P_\omega}{k} - C_{\omega 2} \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] \quad (2.23)$$

Avec les constantes : $\beta' = 0.09$; $C_{\omega 1} = 5/9$; $C_{\omega 2} = 3/40$; $\sigma_k = 2$; $\sigma_\omega = 2$.

Le modèle $k - \omega$ BSL (BaSeLine) de Menter permet de réduire la sensibilité du modèle à la condition limite aux frontières des couches limites et sillages, imposée à la dissipation ω . Nous obtenons ainsi un modèle bi-couche, avec à la fois le modèle $k - \omega$ dans la région interne de la couche limite et le modèle $k - \epsilon$ à l'extérieur de la couche limite [73]. La correction SST peut être adjointe pour limiter la viscosité turbulente.

Le modèle de $k - l$: Le modèle de Smith [11] est basé sur les travaux de Rotta afin de calculer de manière simplifiée l'énergie cinétique turbulente dans la sous-couche visqueuse. Nous nous intéressons ainsi à la variable l équivalente à $\frac{k^{3/2}}{\epsilon}$, avec les deux quantités k et ϵ s'annulant à la paroi. Comparé au modèle $k - \epsilon$, ce modèle permet de prendre en compte plus précisément les effets de compressibilité et est connu pour sa stabilité pour traiter les cas d'écoulements transsoniques. Les équations de transport se définissent par :

$$\frac{D\bar{\rho}k}{Dt} = P_k - \bar{\rho}C_\nu \frac{k^{3/2}}{l} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.24)$$

$$\frac{D\bar{\rho}l}{Dt} = \alpha_l \bar{\rho} P_k \frac{l}{k} - \beta_l \bar{\rho} \sqrt{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_l} \right) \frac{\partial l}{\partial x_i} \right] \quad (2.25)$$

Avec $\bar{\rho}$ la valeur moyenne de la masse volumique.

2.2.2 Modélisation numérique d'un actionneur fluïdique dédié au contrôle d'écoulement

Des simulations d'un injecteur seul dédié par la suite au contrôle sur le CME2, ont été réalisées avec différentes stratégies de maillage de type structuré, non-structuré, et hybride. L'objectif est de définir une méthode numérique précise et réutilisable sur l'ensemble des injecteurs du CME2. La démarche consiste donc à comparer les résultats de la simulation numérique avec ceux des essais de caractérisation de l'injecteur obtenus sur le banc d'essai de l'ONERA Lille, dans l'optique ensuite de reproduire une géométrie complète d'un étage du CME2 avec 20 paires d'injecteurs.

2.2.2.1 Domaine de calcul de l'injecteur sur une plaque et conditions aux limites

Pour les simulations, l'injecteur a été maillé à partir de la CAO initiale comme la figure 2.11 l'illustre. Le jet débouche dans un écoulement avec une vitesse fixée selon le cas de l'étude. Il

s'agit de s'intéresser notamment au jet débouchant dans une couche limite, qui s'est développée à partir d'un écoulement se déplaçant à une vitesse représentative du banc du CME2 ($U_\infty = 40$ m/s).

Ainsi, une configuration dite de 'plaque plane' a été réalisée avec le logiciel Pointwise®. Afin de viser une épaisseur de couche limite réaliste avec les essais expérimentaux, le domaine en amont de l'injecteur a été étendu pour éloigner la condition d'entrée.

Cette configuration préliminaire a été conçue avec les dimensions suivantes : $(L_x, L_y, L_z) = (1400, 600, 300)$ mm pour la plaque avec un jet en couche limite à $U_\infty = 40$ m/s pour correspondre aux données expérimentales.

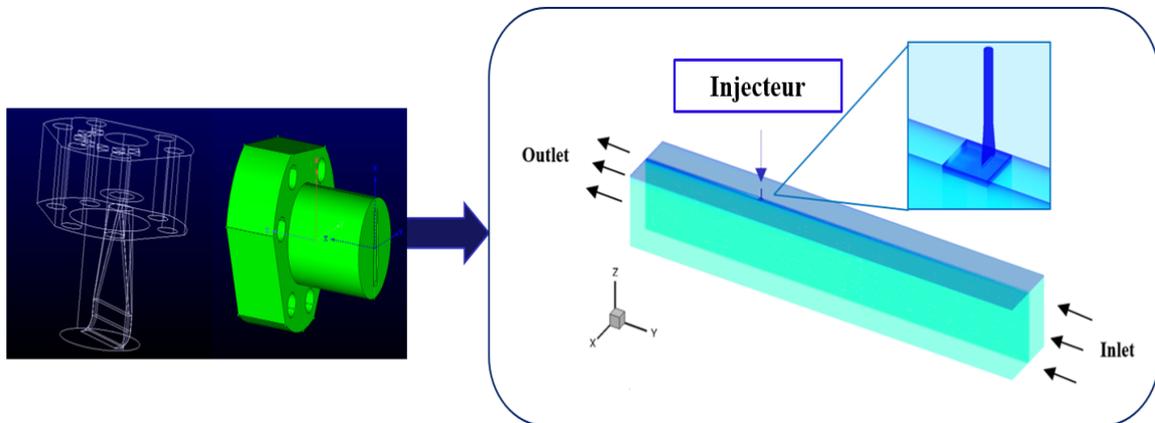


Figure 2.11 – CAO de l'injecteur étendue en configuration plaque plane

Les calculs ont été réalisés avec les méthodes et modèles définis dans la section 2.2.1. Le pas de temps local est également appliqué pour améliorer la vitesse de convergence dans des conditions d'écoulement stationnaire. Les conditions aux limites qui ont été mises en œuvre sont résumées dans le tableau 2.5.

La figure 2.12 illustre les différentes parties du domaine associées à une couleur pour chaque condition aux limites. Les parois (*Wall*) sont représentées en bleu, la sortie (*Outlet*) du domaine est présentée en rouge, les frontières adjacentes (*Wall Slip*) sont colorées en vert, l'entrée d'injection est en orange, et en vert foncé l'entrée (*Inlet*) du domaine.

Afin de faciliter la lecture, pour les différentes configurations traitées dans le présent travail, les conditions aux limites qui peuvent être similaires à celles de la plaque plane, mais avec quelques différences, sont rappelées à chaque introduction d'une nouvelle configuration dans les chapitres suivants.

Tableau 2.5 – Conditions aux limites de la plaque plane avec un injecteur

Entrée du domaine (bleu-vert foncé)	Condition d'entrée subsonique avec pression totale prescrite : - Écoulement axial - $P_t = 101325$ Pa, $T_t = 288$ K
Entrée de l'injecteur (orange)	Condition d'entrée subsonique avec débit injecté prescrit : - Écoulement normal à la frontière - $Q_{inj} = 20, 50, 80$ L/min, $T_t = 288$ K
Sortie du domaine (rouge)	Condition de sortie subsonique avec pression statique prescrite telle que $P_{s\infty}$ donne $U_\infty = 40$ m/s
Parois de la plaque plane et de l'injecteur (bleu)	Conditions de parois adiabatiques
Frontières adjacentes de la plaque plane (vert clair)	Conditions de glissement sur les frontières latérales et extérieures

2.2.2.2 Stratégie de maillage

Différents types de maillages ont été entrepris afin d'identifier la meilleure stratégie pour le cas CME2. Les maillages considérés sont respectivement soit structurés (Figure 2.13), non-structurés et hybrides (Figure 2.14). Ils se caractérisent comme suivant :

- Structuré : la taille de la première cellule de paroi est de $5 \mu\text{m}$, et le nombre de couches pour la couche limite de 35. Le maillage coïncide avec les hexaèdres. Le nombre de cellules utilisé est de $16 \cdot 10^6$.
- Non-structuré : il résulte du maillage hybride avec la partie structurée qui a été traitée par conversion des éléments en non-structuré sous Pointwise®. La partie injecteur et l'interface sont donc composées de hexaèdres et prismes / pyramides / tétraèdres respectivement. Le nombre de mailles utilisées est de $33,29 \cdot 10^6$ cellules.
- Hybride : le maillage a été réalisé avec une première taille de cellule de paroi de 5

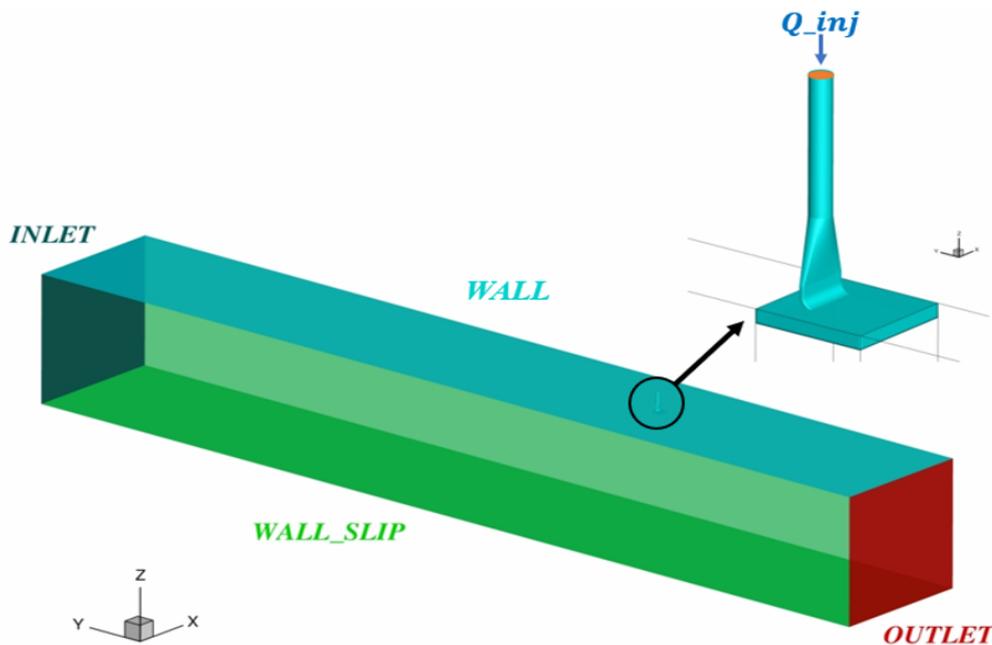


Figure 2.12 – Configuration de plaque plane avec un injecteur

μm et un nombre de couches dans la couche limite de 35. Le maillage est composé de prismes/pyramides/tétraèdres à l'interface entre l'injecteur et la plaque plane. Tout l'injecteur est maillé avec des hexaèdres et a été traité en méthode non-structurée par le logiciel Pointwise®. Le reste est composé d'hexaèdres pour la plaque plane considérée comme la partie structurée. Il est composé de $33,29 \cdot 10^6$ cellules.

Pour ces maillages de référence, la valeur de y^+ est inférieure à 1, près des parois. La figure 2.15 présente l'interface entre la plaque plane et l'injecteur entre le maillage hybride/non-structuré et structuré. Les parties difficiles à mailler peuvent être également remarquées : celles-ci ont nécessité une attention particulière, notamment au niveau du bord circulaire de l'injection avec la forme angulaire particulière. Des lignes de construction subsidiaires de types courbes de Bézier ont été nécessaires afin de pouvoir réaliser le maillage sous le logiciel Pointwise®. Une étude de la convergence en maillage a été menée afin d'étudier le compromis entre le coût de calcul et la précision pour chaque type de maillage.

2.2.2.3 Cas de référence basé sur la méthode du maillage structuré

Le cas de référence correspond à la configuration du maillage structuré car cette approche a fourni par le passé d'excellents résultats avec le code elsA [74]. La plage de débits massiques

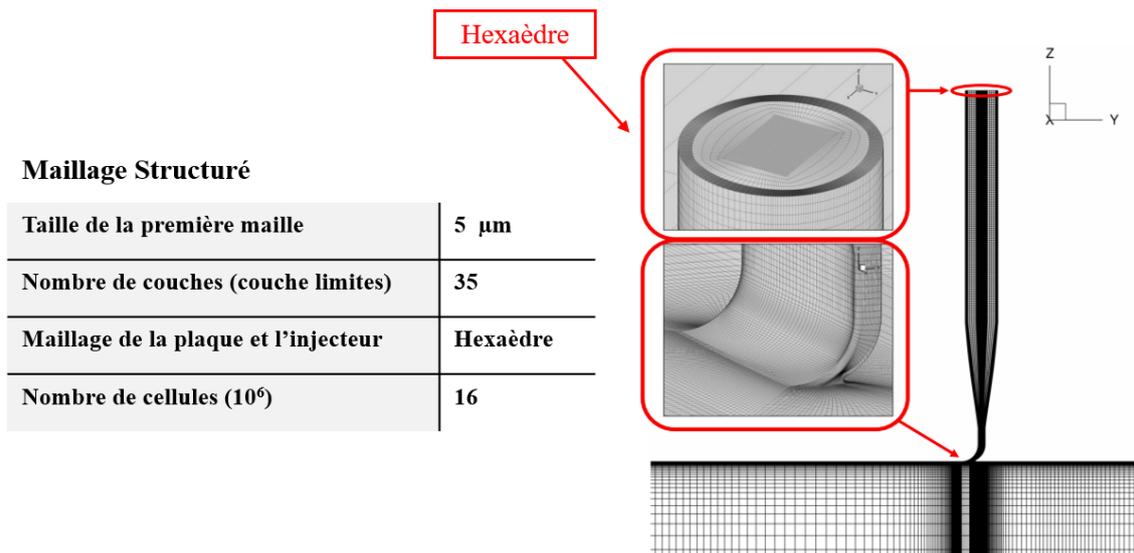


Figure 2.13 – Focus sur le maillage structuré

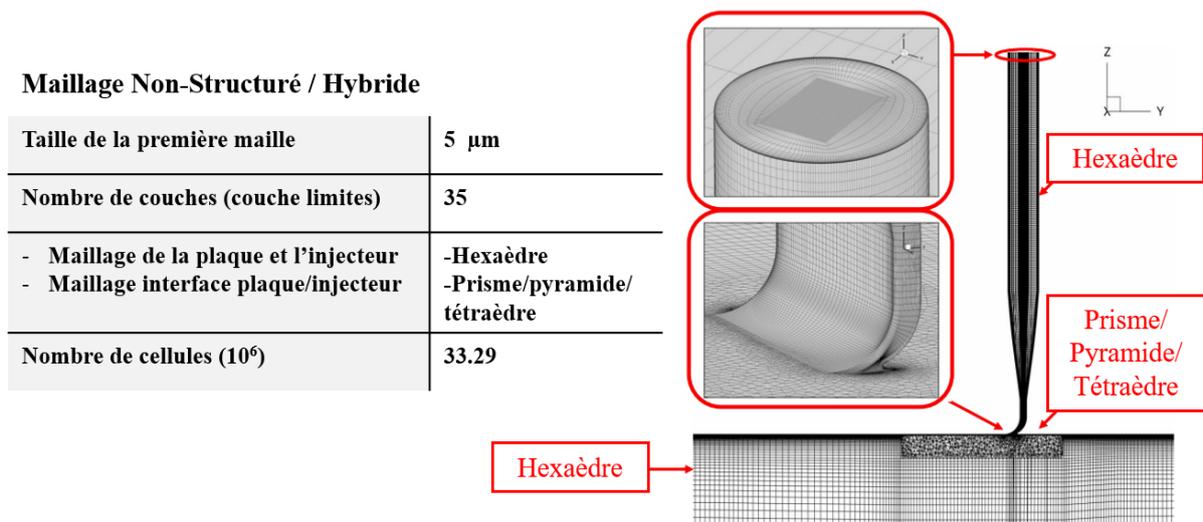


Figure 2.14 – Focus sur le maillage non-structuré et hybride

des simulations pour l'injecteur correspond aux cas de la campagne d'essais expérimentaux : $Q_{inj} = 20 \text{ L/min}$, 50 L/min , 80 L/min . Il s'agit d'un jet dans une couche limite, à une vitesse extérieure représentative du banc CME2, fixée à $U_{\infty} = 40 \text{ m/s}$. Dans ces conditions, les champs longitudinaux et transversaux ont été post-traités à ces trois débits massiques. Il faut remarquer que $z = 0 \text{ mm}$ correspond à une position à $0,3 \text{ mm}$ de la paroi afin de correspondre aux données expérimentales. La figure 2.16 a) et b) présente les plans utilisés pour l'analyse de la topologie de l'écoulement en aval de l'injecteur, alors que la figure 2.16 c) se concentre sur le plan en $y = 280 \text{ mm}$, afin d'étudier la couche limite en amont de l'injecteur qui sera comparée avec les

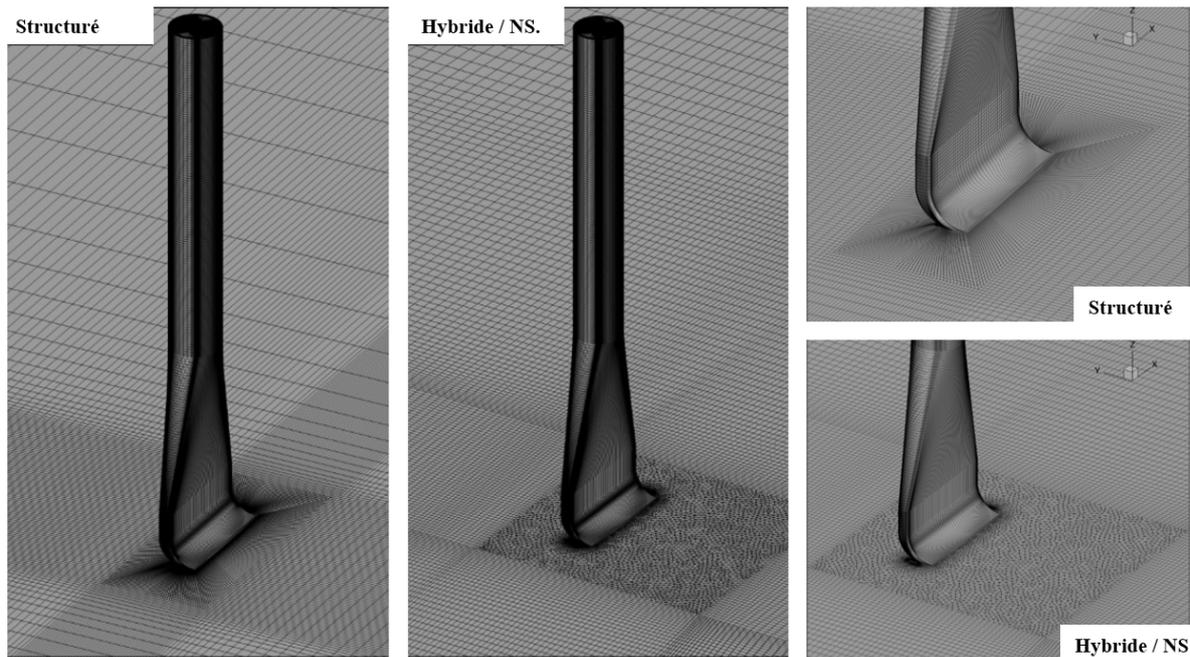


Figure 2.15 – Injecteur et interface avec la plaque plane pour maillages structurés et hybrides/non-structurés

données expérimentales.

- **Effet du modèle de turbulence**

Comme vu précédemment, le modèle de Spalart-Allmaras (SA) a été choisi en raison de sa robustesse. Ce choix est justifié en comparant différents modèles de turbulence, à savoir le modèle à deux équations $k-l$ de Smith, basé sur les travaux de Rotta afin de calculer de manière simplifiée l'énergie cinétique turbulente dans la sous-couche visqueuse, le modèle $k-\omega$ SST de Menter avec la correction SST pour limiter la viscosité turbulente, et le modèle $k-\epsilon$ de Launder et Sharma. Seuls les cas pour 20 l/min de débit d'injection sont rapportés dans la figure 2.17. Les champs du nombre de Mach sont présentés pour les différents modèles de turbulence et pour les cas avec jet en couche limite.

En utilisant les modèles Spalart-Allmaras, et $k-\omega$ SST, le jet est maintenu au plus près de la paroi contrairement aux autres modèles, en s'appuyant sur les coupes longitudinales et transversales (Figure 2.17). Par ailleurs, pour des débits plus élevés, notamment à 100 L/min, le modèle de Spalart-Allmaras converge mieux comparé à l'ensemble des modèles.

Ainsi, ce modèle présente toujours une qualité de convergence plus fine et conserve un jet plus collé à la paroi par rapport aux autres approches. Les futures simulations sont donc réalisées

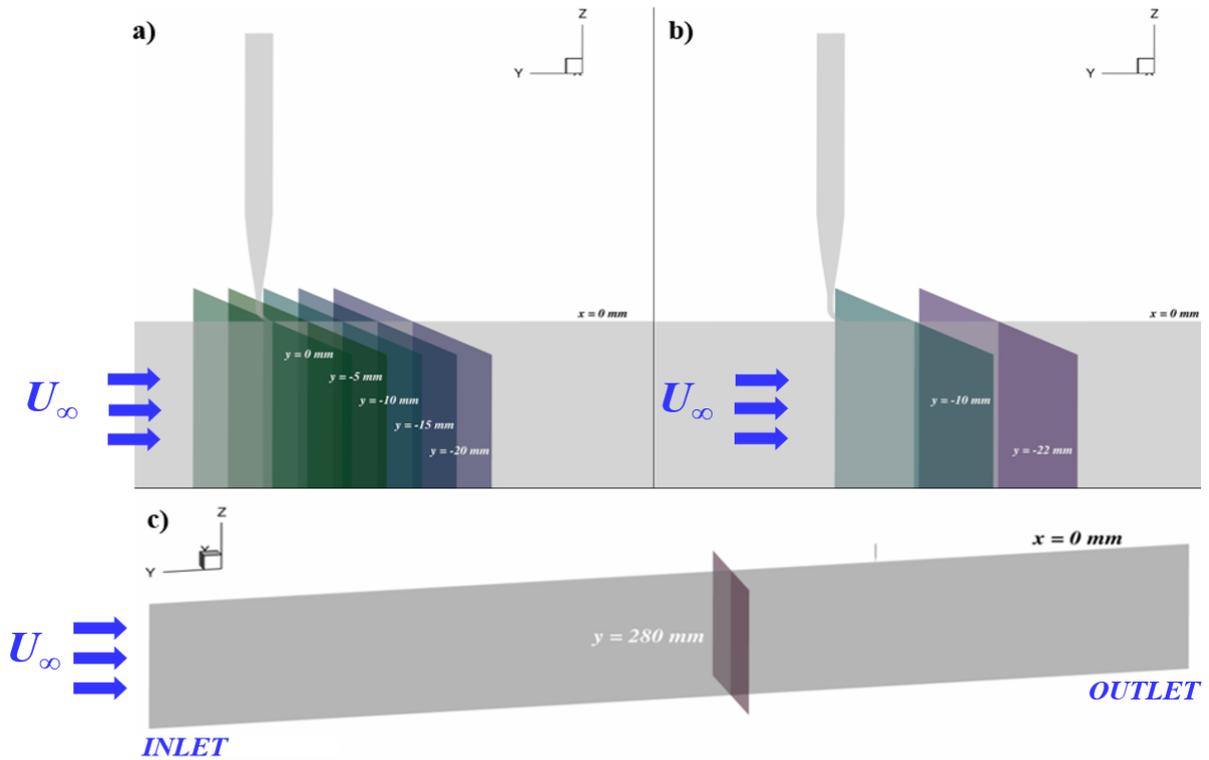


Figure 2.16 – a) et b) Plans longitudinaux ($x = 0 \text{ mm}$) et transversaux ($y = 0, -5, -10, -15, -20 \text{ mm}$). c) Plans spécifiques longitudinaux ($x = 0 \text{ mm}$) et transversaux ($y = 280 \text{ mm}$).
Écoulement dans le sens y décroissant

avec ce modèle.

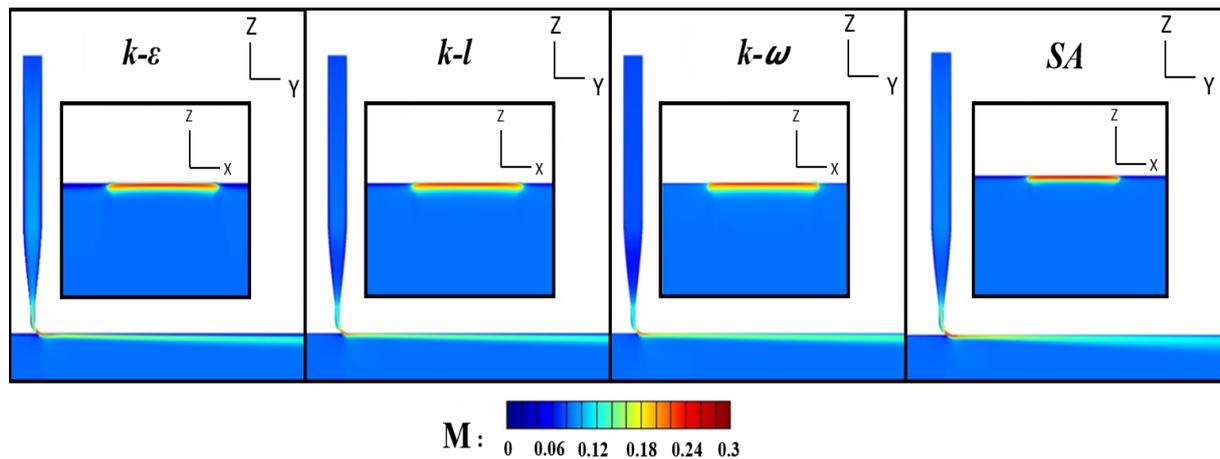


Figure 2.17 – Nombre de Mach absolu pour les différents modèles de turbulence ($k-\epsilon$, $k-l$, $k-\omega$, SA) testés pour la plaque plane en maillage structuré, pour un jet débouchant dans une couche limite

- Analyse de la couche limite

A partir du banc d'essai de l'Onera, une caractérisation de la vitesse d'écoulement a été fournie à vitesse fixe ($U_\infty = 40$ m/s). Le post-traitement a été effectué dans les mêmes conditions que les données expérimentales. La figure 2.18 compare les résultats expérimentaux aux résultats numériques avec le maillage structuré, en traçant U/U_∞ en fonction de Z/δ . Ici, les valeurs expérimentales et numériques de U et Z sont adimensionnées respectivement par une même valeur fixe $U_\infty = 40$ m/s et $\delta = 20$ mm pouvant expliquer les petits écarts visibles sur la figure 2.18. Les trois cas correspondant aux débits massiques ($Q_{inj} = 20$ L/min, 50 L/min, 80 L/min) sont rapportés mais l'injection n'interfère pas avec les résultats car le post-traitement est en amont de l'injecteur.

Les résultats sont en accord avec la couche limite expérimentale : l'épaisseur est presque atteinte à $Z/\delta = 1$ correspondant à une distance de 20 mm, avec une tendance identique à celle des conditions réelles. Cependant, il peut être remarqué une légère surestimation des données numériques par rapport aux données expérimentales à partir de U/U_∞ égal à 0,5 à 0,95 pouvant être dû au facteur de forme (rapport entre l'épaisseur de déplacement et l'épaisseur de quantité de mouvement) fixé dans les valeurs numériques et variant légèrement pour les données expérimentales. Au-delà, les données numériques sont plus faibles avec un écart inférieur à 1%.

Les résultats obtenus pour le cas de référence basé sur un maillage structuré démontrent ainsi un assez bon accord avec les données expérimentales pour l'estimation de la couche limite. La topologie de l'écoulement en aval de l'injecteur est présentée dans la section suivante afin de confirmer si le jet en couche limite est correctement capturé.

- **Analyse de la topologie de l'écoulement**

Pour déterminer l'évolution de l'écoulement, deux plans transversaux ($y = -10, -22$ mm) ont été traités ainsi que dans un plan longitudinal à $x = 0$ mm.

La figure 2.19 présente les champs de la norme de la vitesse $|V|$ dans les plans transversaux avec les données expérimentales à gauche et les résultats RANS à droite, aux mêmes conditions d'essais (20 L/min, 50 L/min, 80 L/min). Les champs de vitesse aux plans $y = -10$ mm et -22 mm sont bien capturés par les données numériques.

En regardant les données expérimentales, nous constatons que le profil n'est pas parfaitement symétrique sur toute la longueur de la fente. La présence de lobes est également visible de part et d'autre de la position à $x = 0$ mm, signe que le jet est enroulé sur lui-même.

En analysant les résultats RANS, un bon accord est effectivement obtenu avec ces données expérimentales pour le champ de vitesse transverse. En effet, cette caractérisation particulière du

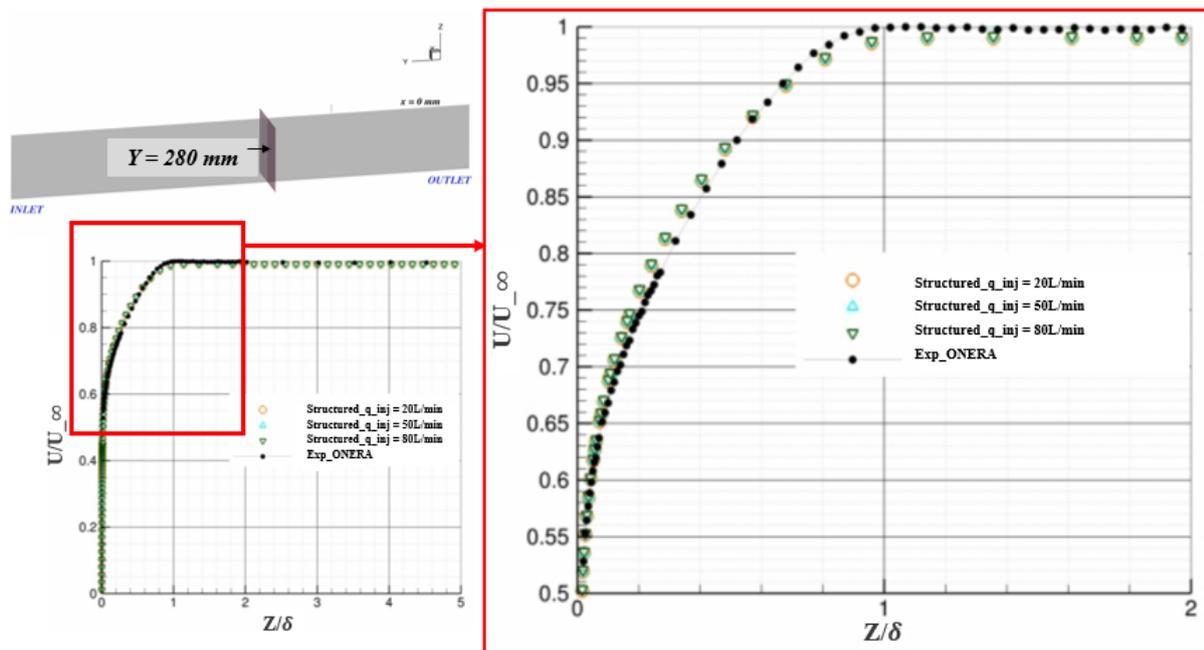


Figure 2.18 – Profil de couche limite pour le cas structuré, comparé aux données expérimentales

jet s'enroulant en lobes, est encore remarquée. Le changement de forme du canal d'injection peut expliquer ce comportement d'écoulement particulier en forme de lobes : l'entrée de l'injecteur commençant par une section circulaire de 4 mm et se terminant par une section oblongue [6]. Nous remarquons également que le jet effectif n'occupe pas la totalité de la fente conçue avec une section oblongue de $10 \times 0,5$ mm en sortie [6], mais couvre un peu moins de 8 mm dans les cas à plus fort débit d'injection dans les essais et aussi dans les simulations : une légère différence se remarque notamment à 50 L/min, dans le cas à $y = -22$ mm pour lequel le jet de la simulation couvre un peu de moins de 6 mm par rapport aux données expérimentales. La couche limite de l'injecteur doit agir sur le jet en sortie provoquant cet effet et non forcément la géométrie de l'injecteur [6].

La figure 2.20 présente trois champs de la norme de la vitesse $|V|$ en coupe longitudinale aux trois débits massiques distincts avec les résultats expérimentaux à gauche et numériques à droite. La géométrie particulière courbée de la sortie de l'injecteur permet l'effet Coandă à chaque débit massique.

En effet, en sortie, le jet sort à grande vitesse et suit la paroi, permettant l'injection à un angle d'inclinaison proche de zéro. De même, le jet numérique émerge dans l'écoulement principal et reste généralement proche de la paroi, en étant plus légèrement évasé par rapport aux données expérimentales, probablement dû à un effet de maillage avec un manque de point dans cette zone.

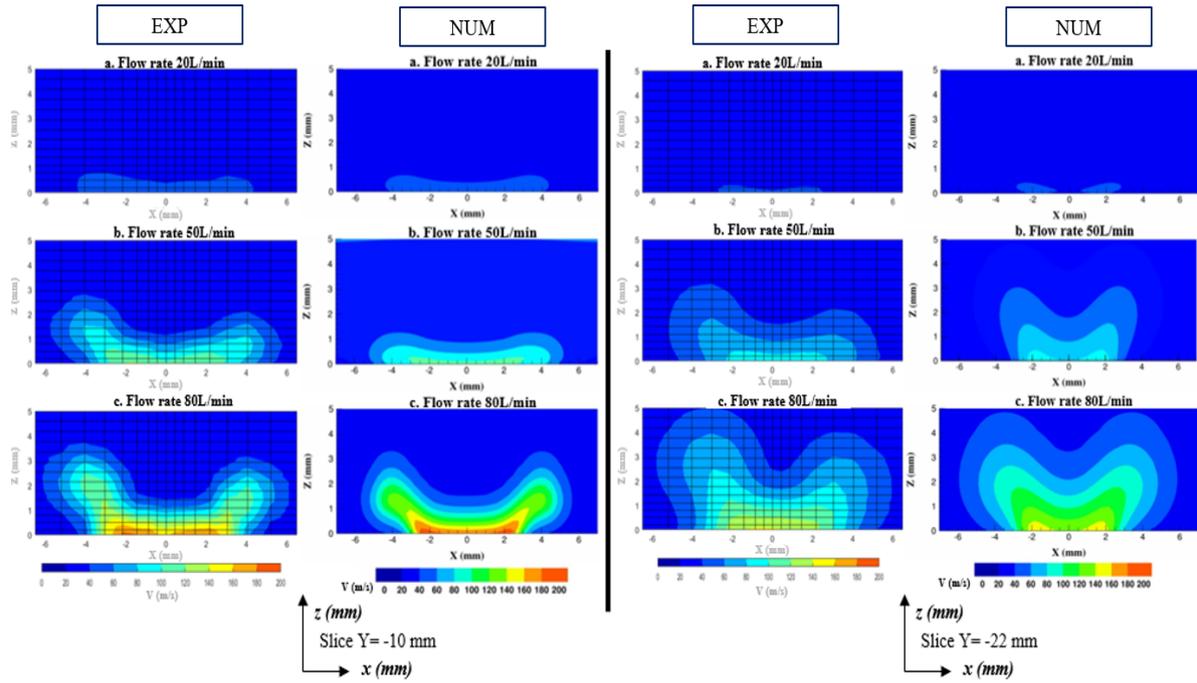


Figure 2.19 – Vue transversale au plan $y = -10$ mm et à $y = -22$ mm des champs de vitesse $|V|$ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)

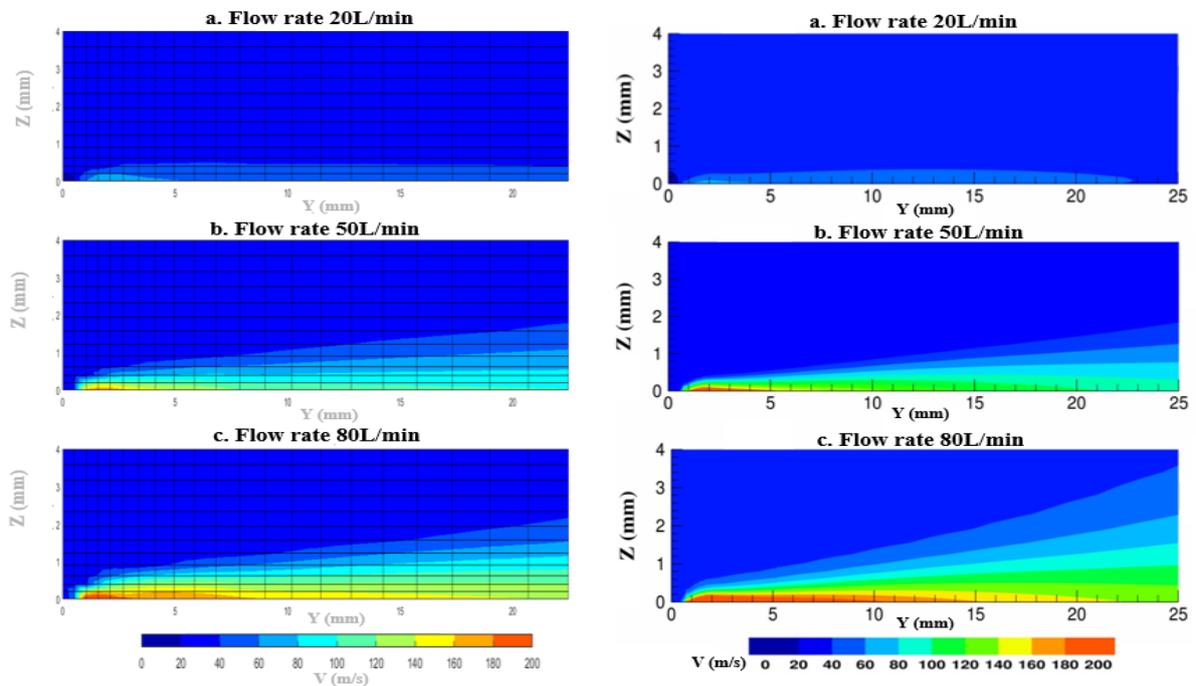


Figure 2.20 – Vue longitudinale au plan $x = 0$ mm des champs de vitesse $|V|$ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)

Il est à rappeler que c'est une configuration de plaque plane assez longue en sortie d'injecteur, et que pour une configuration 360° , le rotor sera à -10 mm de l'injecteur, n'ayant pas ce défaut de jet trop diffus.

De plus, il semble qu'à des débits massiques plus élevés, la vitesse du jet est beaucoup plus élevée dans les résultats numériques que dans les résultats expérimentaux. Ceci est particulièrement remarqué en sortie d'injecteur notamment à 50 L/min et 80 L/min. Pour ce dernier cas, le jet parcourt une distance plus longue à une vitesse supérieure à 180 m/s (près de 5 mm) par rapport au jet expérimental (près de 3 mm).

Les résultats numériques semblent donc surestimer légèrement la vitesse mais suivent globalement la même évolution que celle des données expérimentales. Par conséquent, le cas avec le maillage structuré fournit de bons résultats par rapport aux données expérimentales et capture bien le comportement de l'écoulement du jet dans une couche limite.

2.2.2.4 Application à la configuration du banc d'essai du CME2

- **Complexité géométrique du CME2 et adaptation du maillage**

En abordant la configuration 360° du CME2, il est nécessaire de considérer d'autres complications géométriques. Par exemple, la configuration cylindrique du CME2 et le rayon du rotor doivent être pris en compte comme contraintes pour réaliser le maillage de la configuration 360° . Ceci conduit à envisager des techniques spécifiques de maillage afin de les satisfaire. Des investigations ont été menées sur des maillages non-structurés et hybrides.

Le maillage non-structuré est simple à effectuer pour ce type de géométrie avec l'interface entre l'injecteur et la surface du bloc amont, ce qui nécessite une attention particulière au niveau des surfaces courbées. Cela peut être simplement mis en œuvre avec des éléments de types prismes/ pyramides/ tétraèdres. Cependant, le calcul de cette stratégie pourrait être relativement coûteux. En effet, l'approche non-structurée est plus coûteuse à l'itération et cette méthode requiert plus de cellules que pour le structuré. Le dernier paragraphe de cette section discutera plus en détails du compromis de coût de calcul pour chaque maillage.

Quant à l'hybride, il a l'avantage de pouvoir conserver le maillage structuré de la veine et d'ajouter l'injecteur, grâce à un maillage non-structuré à la zone d'intersection avec la veine (cette zone est très limitée dans l'espace). Le léger surcoût du calcul généré (car peu de cellules sur le total du calcul) devrait être compensé par la qualité des résultats, basés sur le travail numérique réalisé dans le projet ACONIT [75]. En effet, si le nombre de cellules non-structurées

est relativement inférieur à celui des cellules structurées, le coût CPU supplémentaire lié au non-structuré sera sans doute compensé.

Une autre approche peut être envisagée, à savoir la méthode chimère qui est une stratégie basée sur des volumes qui se chevauchent et sur des interpolations entre eux. Dans ce cas, il nécessite un bloc tampon ce qui conduit à un nombre de cellules supérieur à celui du maillage hybride et pose la question de la mémoire affectée au calcul avec le code elsA lorsqu'il s'agit de configuration 360° : l'utilisation de blocs tampons coûtera plus que pour la méthode hybride [75]. De plus, la principale préoccupation est que la méthode n'est pas conservatrice en termes de débit massique et une variation de quelques grammes par seconde peut être problématique. Par conséquent, cette technique ne sera pas étudiée pour le cas CME2.

• Résultats numériques avec le maillage hybride

La figure 2.21 compare les résultats expérimentaux aux résultats numériques en traçant U/U_∞ en fonction de Z/δ pour le maillage hybride.

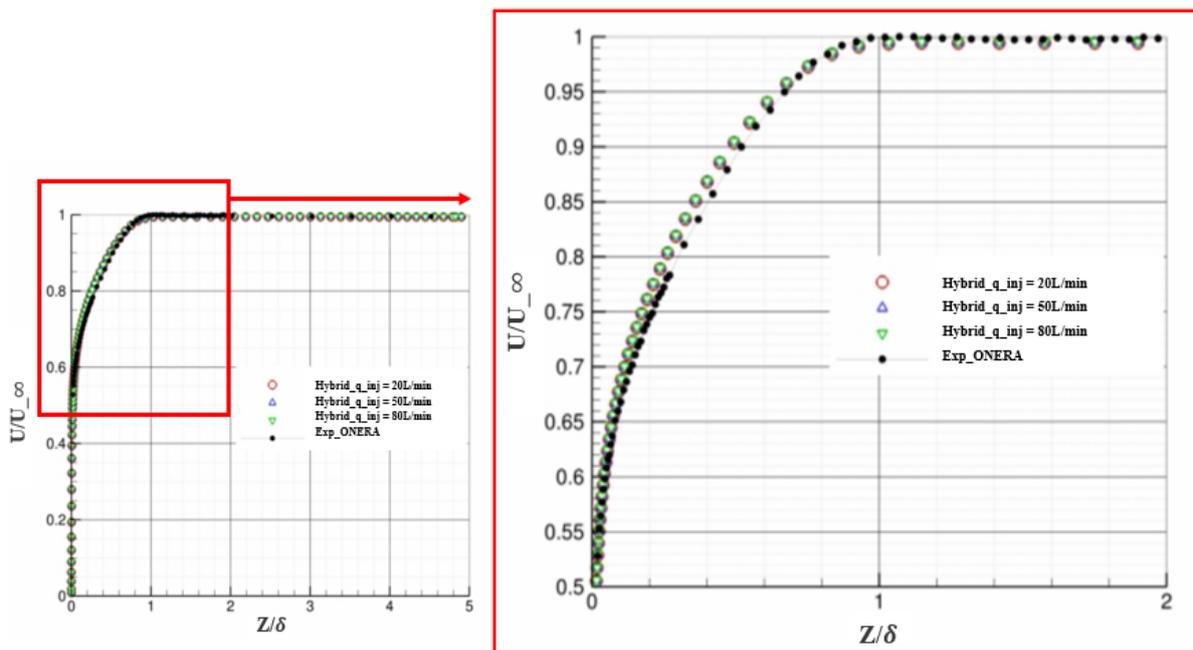


Figure 2.21 – Profil de couche limite pour le maillage hybride comparé aux données expérimentales

Nous pouvons remarquer que les résultats RANS sont légèrement supérieurs aux données expérimentales concernant U/U_∞ , de 0,53 à 0,98 avec un écart de près de 1%. Entre 1 et 2 pour Z/δ , les données expérimentales sont supérieures par rapport aux résultats numériques, avec

une petite différence de 1% probablement dû à l'adimensionnement par une valeur fixe $U_\infty = 40$ m/s.

Globalement, les données RANS correspondent aux données expérimentales et fournissent des résultats satisfaisants. De plus, le cas hybride semble correspondre au cas du maillage structuré avec une légère surestimation du rapport de vitesse de 0,5 à 0,95. Au-dessus de 0,95, il semble donner de meilleurs résultats en sous-estimant moins les données numériques. De bons accords avec les données expérimentales ont ainsi été fournis par le maillage hybride.

De plus, la topologie de l'écoulement peut être analysée et comparée aux données expérimentales. La figure 2.22 illustre l'écoulement au niveau des plans transversaux avec les données expérimentales à gauche et les résultats RANS à droite, à 20 L/min, 50 L/min, 80 L/min.

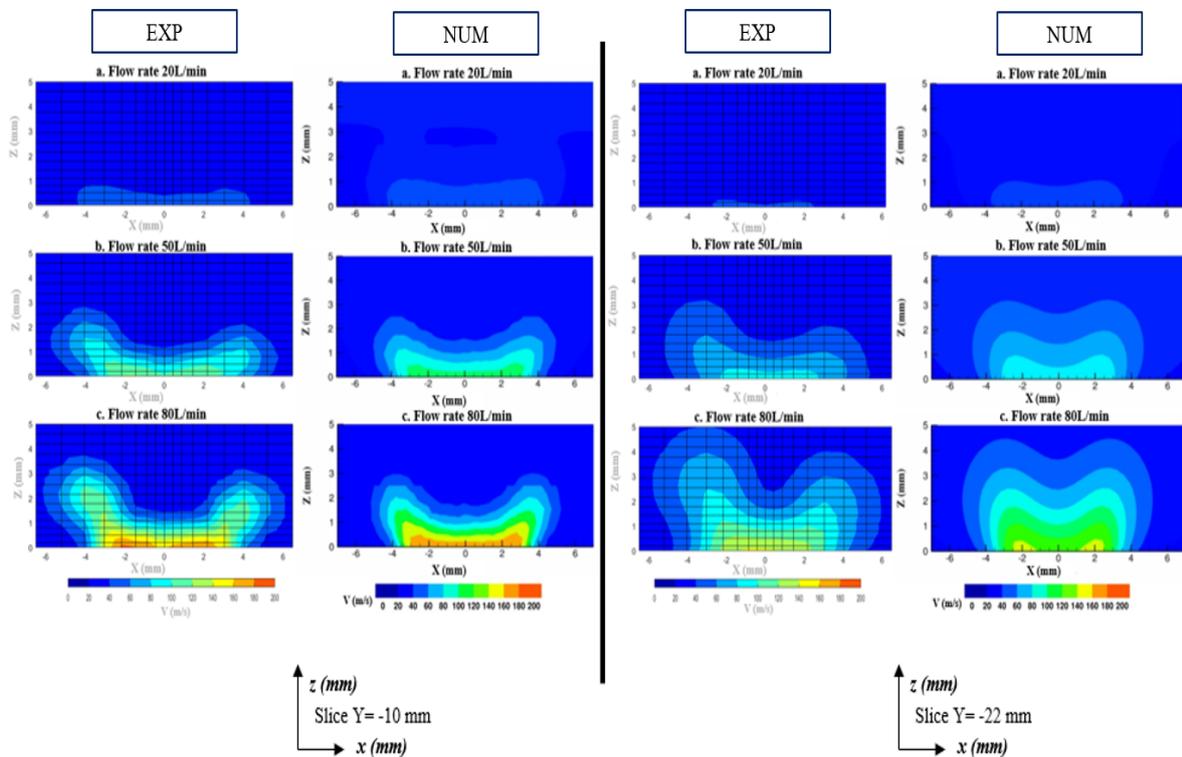


Figure 2.22 – Vue transversale au plan $y = -10$ mm et à $y = -22$ mm des champs de vitesse $|V|$ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)

En regardant les simulations, le champ de la norme de vitesse $|V|$ présente des caractéristiques très proches avec les données expérimentales quelle que soit la configuration numérique considérée. Au regard du maillage structuré, les champs présentent aussi les mêmes lobes spécifiques de part et d'autre de la position à $x = 0$ mm. Cela signifie que le comportement du jet roulant sur lui-même est bien capturé. Ceci est observable pour les deux coupes à $y = -10$ et à $y = -22$ mm.

A 20 L/min, une région caractéristique de faible vitesse relative est visible pour chaque coupe comme pour les données expérimentales, et respecte la longueur du jet. En regardant les cas à 50 L/min et 80 L/min, les cas expérimentaux et numériques couvrent près de 8 mm au niveau du centre de la fente avec une meilleure précision des simulations du maillage hybride sur cet aspect que celles du maillage structuré.

De plus, la vitesse est plus élevée dans les données numériques par rapport aux données expérimentales, comme il a été spécifié aussi pour le maillage structuré.

D'après les champs de vitesses longitudinaux, présentés par la figure 2.23 pour 20 L/min, 60 L/min, 100 L/min, avec les résultats expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite). Comme constaté pour le maillage structuré, l'effet Coandă est bien capturé à chaque débit massique. Le jet numérique est proche de la paroi surtout pour le débit massique le plus faible. Pour 80 L/min, le jet est plus diffus par rapport aux données expérimentales.

De plus, les simulations RANS surestiment légèrement la vitesse. Cette tendance est également observée pour le maillage structuré. En effet, à 80 L/min, la longueur du jet numérique, qui est à une vitesse supérieure à 180 m/s est d'environ 5 mm par rapport au jet expérimental d'une longueur de près de 3 mm. Le cas hybride semble donc surestimer légèrement les données de vitesse par rapport au cas structuré.

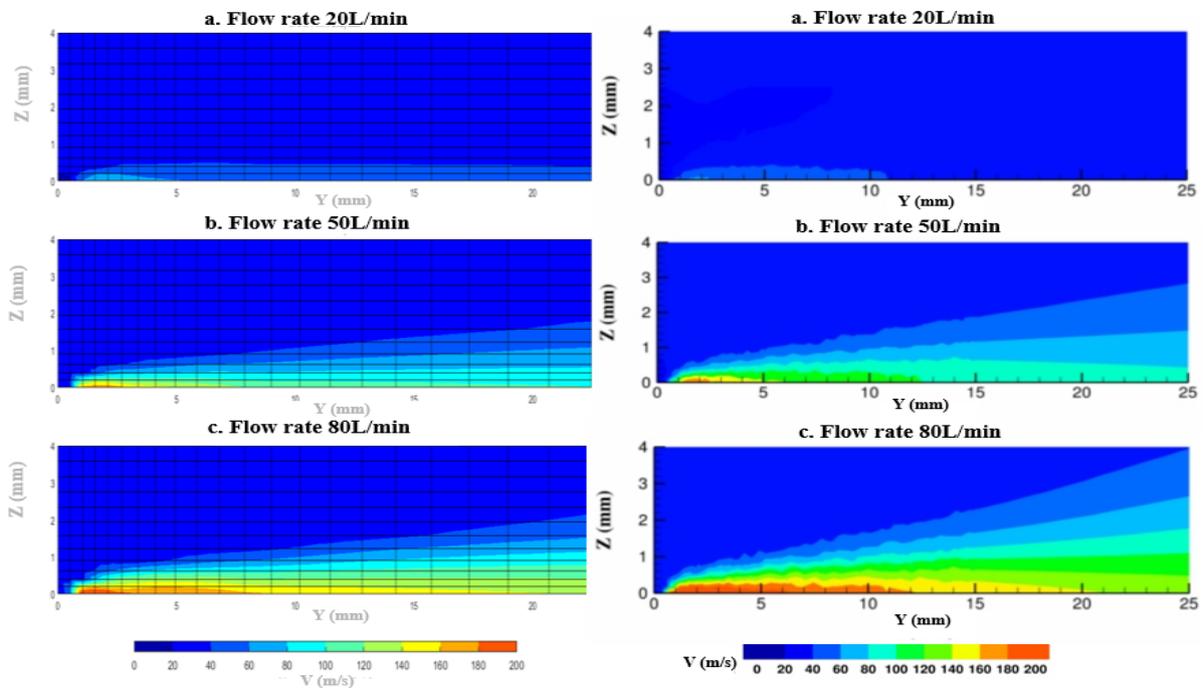


Figure 2.23 – Vue longitudinale au plan $x = 0$ mm des champs de vitesse $|V|$ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)

- Résultats numériques avec le maillage non-structuré

Le cas non-structuré a également été analysé en termes de couche limite au regard de la figure 2.24. Les résultats RANS sont légèrement similaires à ceux du cas du maillage hybride. Les valeurs sont surestimées par rapport aux données expérimentales avec un écart de près de 1% par rapport à U/U_∞ de 0,5 à 0,95. Au-dessus de cette limite, les données expérimentales sont légèrement supérieures aux données numériques.

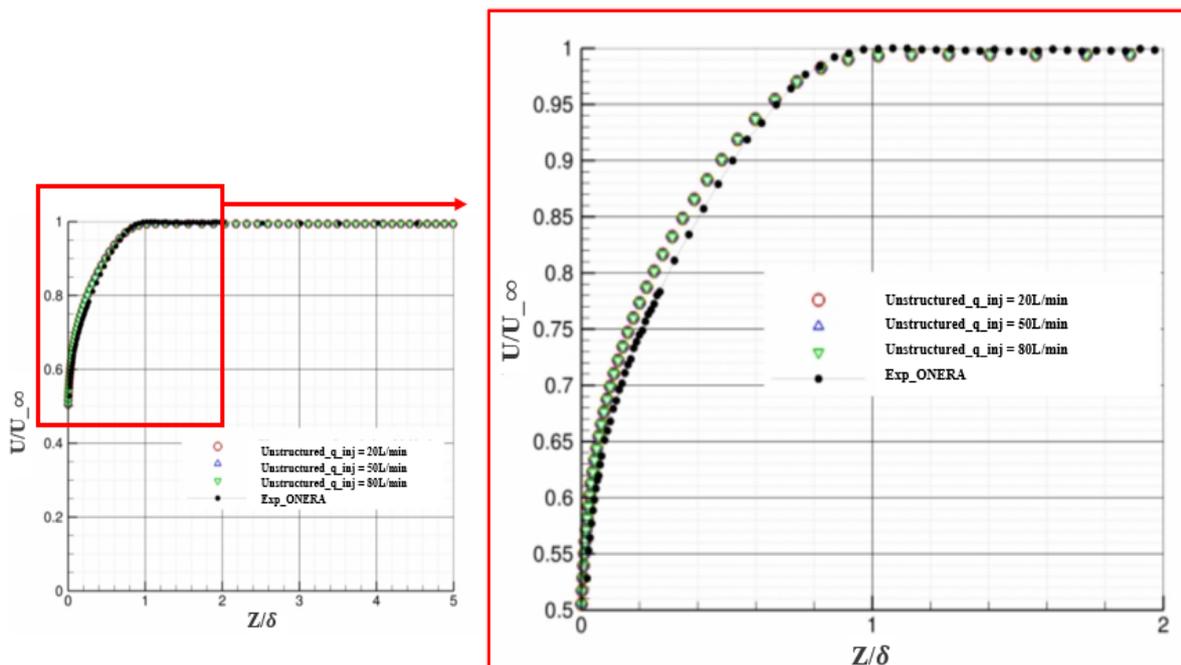


Figure 2.24 – Profil de couche limite pour le maillage non-structuré comparé aux données expérimentales

La figure 2.25 fournit les champs de la norme de vitesse $|V|$ des simulations à droite aux différents plans transversaux ainsi que ceux des données expérimentales à gauche. Le cas non-structuré génère des résultats similaires comparés aux données expérimentales quelle que soit la configuration numérique considérée. Cependant, le maillage non-structuré présente un défaut de visualisation avec l'outil Tecplot® avec des oscillations présentes sur les figures. De même, la figure 2.26 montre la vitesse d'écoulement dans les plans longitudinaux avec données expérimentales à gauche et résultats RANS à droite, à différents débits massiques (20 L/min, 50 L/min, 80 L/min). Les résultats sont similaires à ceux du maillage hybride et correspondent aux résultats expérimentaux.

- Comparaison des champs de vitesse pour les différents cas de maillage

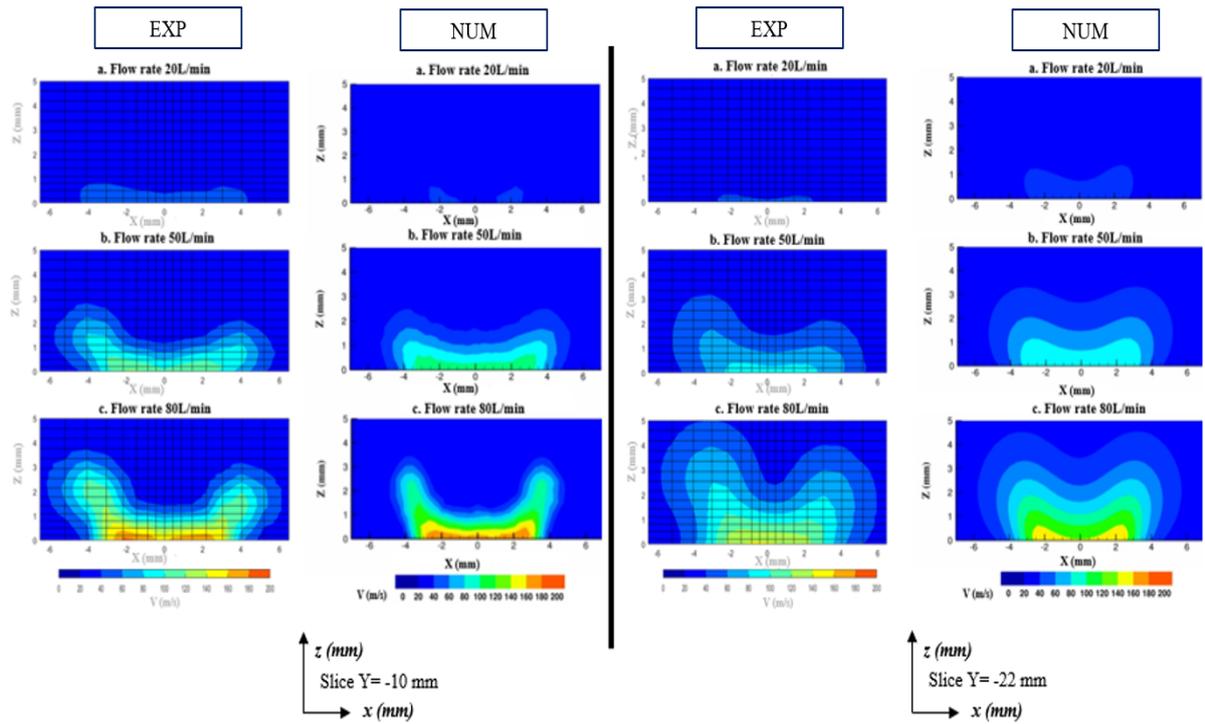


Figure 2.25 – Vue transversale au plan $y = -10$ mm et à $y = -22$ mm des champs de vitesse $|V|$ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)

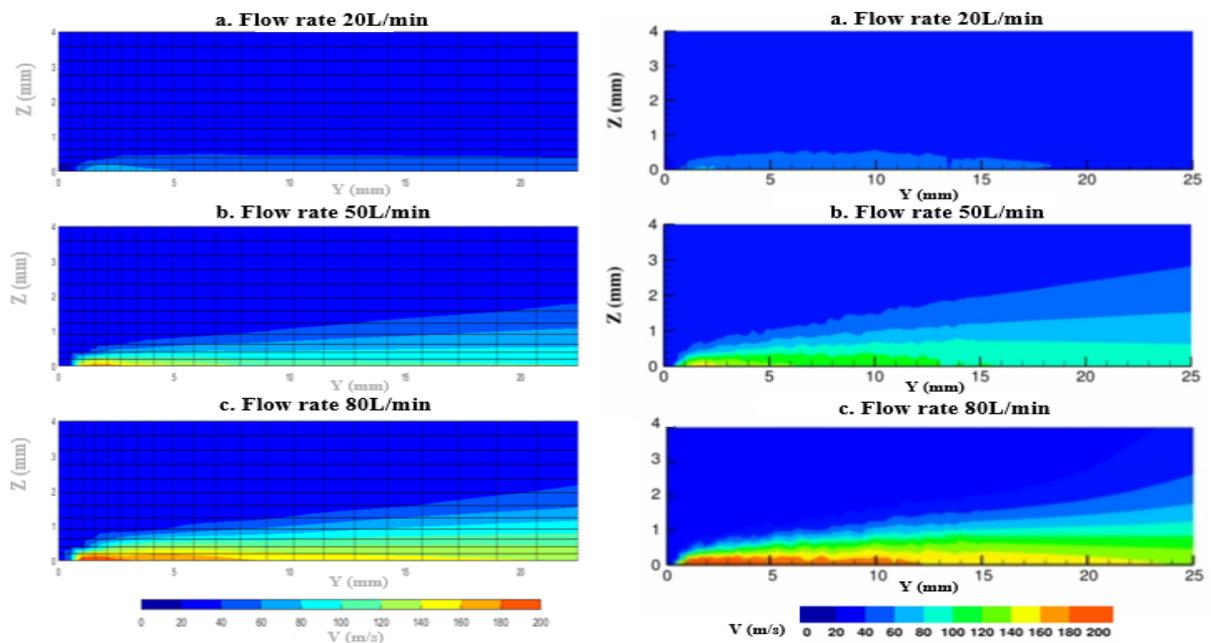


Figure 2.26 – Vue longitudinale au plan $x = 0$ mm des champs de vitesse $|V|$ expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite)

Dans cette section, afin de se comparer aux données expérimentales, le profil de la vitesse a

été analysé en figure 2.27 pour trois positions distinctes à savoir :

- $(x; y) = (0; 0)$,
- $(x; y) = (0; -22)$,
- $(x; y) = (0; -10)$.

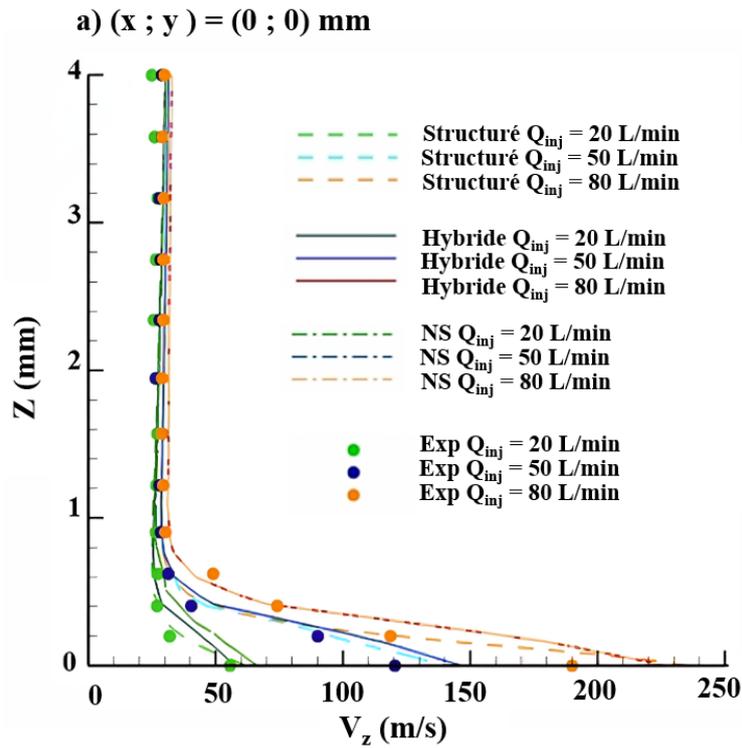
Un accord acceptable est atteint pour tous les cas : à chaque débit massique (20, 50, 80 L/min), les courbes suivent la même tendance que les données expérimentales.

- Les valeurs des maillages hybrides et non-structurés sont presque les mêmes et sont généralement supérieures aux données expérimentales. De plus, il y a un écart plus élevé entre le cas du maillage structuré et ceux du maillage hybride et non-structuré du fait de la meilleure qualité de maillage pour le premier.
- Le cas structuré fournit des résultats globalement plus précis avec des valeurs de vitesses similaires aux données expérimentales avec une légère différence car les résultats numériques sont légèrement plus élevés.
- Pour chaque approche de maillage, les écarts avec les données expérimentales sont accentués lorsque le débit massique est plus élevé, en particulier en regardant les coupes transversales dans la région de z entre 0 à 1 mm. Pour z supérieur à 1 mm, d'excellents résultats sont obtenus avec des données expérimentales correspondantes aux données numériques dans l'ensemble.

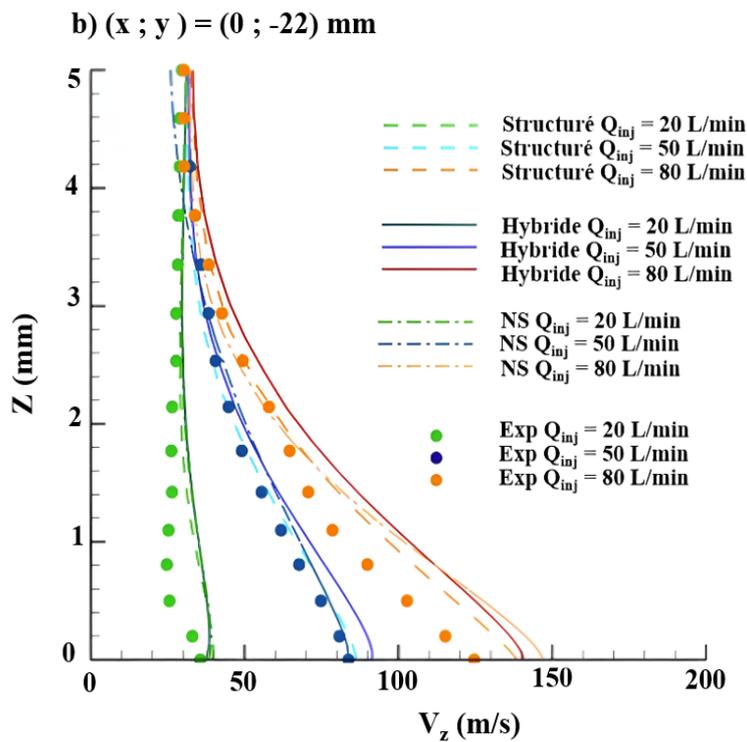
- **Comparaison du coût de calcul**

Les coûts CPU relatifs et les besoins en mémoire allouée sont présentés en fonction des cas spécifiés de calculs structurés, hybrides et non-structurés. En effet, le coût CPU relatif tient compte du nombre de cellules correspondant à chaque stratégie de maillage, du nombre d'itérations, de cœurs alloués pour les calculs et du coût d'une itération alors que le coût de mémoire relatif est uniquement défini par le nombre de cellules et du choix de type de maillage. Le tableau 2.6 résume les principales caractéristiques des performances numériques. Selon ce tableau, certaines conclusions peuvent être tirées comme suit :

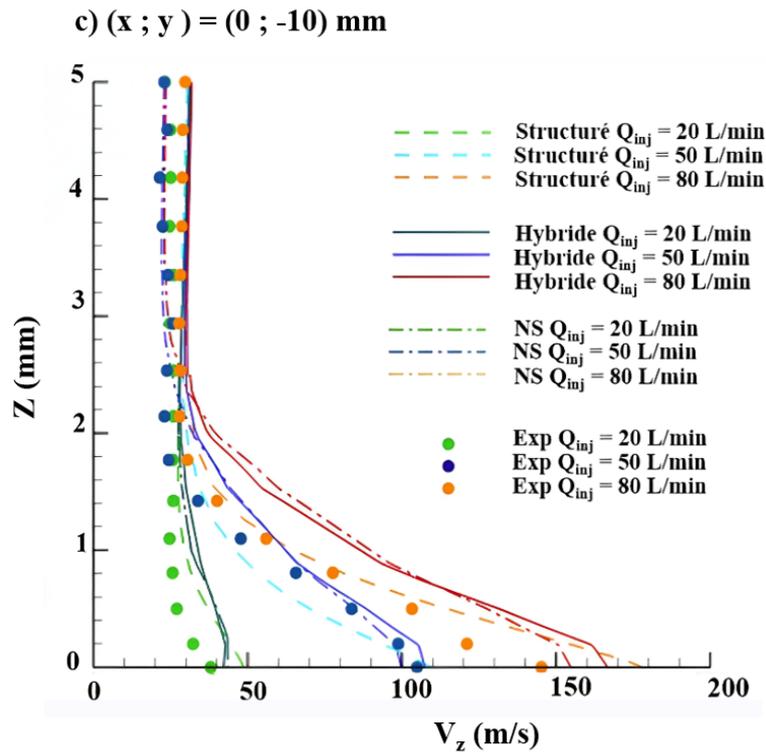
- Le cas non-structuré est l'approche de maillage la plus longue et la plus coûteuse en mémoire : elle représente le triple du coût de maillage structuré en terme de mémoire de calcul pour un ratio du nombre de cellules.



a) $(x ; y) = (0 ; 0)$



b) $(x ; y) = (0 ; -22)$



c) $(x ; y) = (0 ; -10)$

Figure 2.27 – Profil de vitesse pour les différentes approches de maillage (structuré, non-structuré, hybride) comparé aux données expérimentales le long de l'axe normal à la plaque plane

- Les méthodes de maillage hybride et structuré (type de de maillage ayant la moitié du nombre de mailles du cas hybride) ont l'avantage de présenter un coût CPU similaire et le plus faible par rapport au cas non-structuré. Il en est de même pour la consommation en mémoire.

Tableau 2.6 – Coûts numériques du maillage

	Structuré	Hybride	Non-Structuré
Nombre de cellule (10^6)	16,0	33,29	33,29
Ratio du nombre de cellule (-)	1	2,08	2,08
Coût CPU relatif (-)	1,0	1,0	1,61
Coût en mémoire relative (-)	1,0	2,03	3,13

Stratégiquement, le choix raisonnable se tourne plutôt vers le structuré au regard de la qualité des résultats et du temps de calcul et du coût de la mémoire de calcul par rapport aux autres

méthodes de maillage. Cependant, en raison de la complexité de la géométrie CME2, le maillage hybride sera choisi pour les calculs futurs car le coût de calcul est proche du maillage structuré et les résultats numériques sont satisfaisants par rapport à ceux de la campagne de tests.

2.2.3 Conclusion

Des maillages préliminaires ont été réalisés sur une configuration de type plaque plane avec un injecteur qui comprend des parties délicates à mailler. Trois types de maillages ont été étudiés tels que le structuré, l'hybride et le non-structuré. Chaque type de maillage a fourni des résultats numériques conduisant aux conclusions suivantes :

- Le maillage structuré est le maillage de référence fournissant d'excellents résultats en accord avec les données expérimentales. En effet, le multi-bloc structuré est une stratégie pour la configuration de plaque plane et offre de meilleurs avantages que les deux autres stratégies (non-structurée et hybride) en tenant compte de la convergence et des paramètres numériques.
- Le maillage hybride était plus difficile à générer contrairement au maillage structuré reposant sur une technique particulière à mettre en œuvre pour exécuter l'interface constituée de prismes. Néanmoins, cette méthode génère des résultats satisfaisants par rapport aux données expérimentales avec un bon compromis en termes de coût de calcul. De plus, elle peut être réalisée pour des géométries complexes en maillant avec une approche non-structurée et en préservant la qualité du maillage structuré pour les géométries simples. Cette méthode est donc retenue pour la configuration complète du CME2 avec injecteurs.
- Le non-structuré est plus onéreux en termes de coûts numériques à implémenter. Cette option est donc exclue pour continuer avec une configuration 360°.

Ainsi, ce chapitre 1 nous a permis d'introduire le CME2 et sa géométrie qui impose des contraintes pour le maillage avec l'insertion des injecteurs. Le cas simplifié de la plaque plane nous a contribué à définir une stratégie de maillage afin de l'introduire sur la géométrie 360° du compresseur. Nous présenterons tout d'abord en chapitre 3, une configuration du CME2 sans injecteurs avec les résultats associés à l'effet de la taille de jeu sur le CME2 sans contrôle. Ceci nous servira de cadre de référence afin de pouvoir comparer ces simulations avec celles présentées en chapitre 4, incluant le système de contrôle.

CHAPITRE 3

EFFET DE LA TAILLE DU JEU D'UN COMPRESSEUR AXIAL : PERFORMANCE ET TRANSITION VERS LE DÉCROCHAGE TOURNANT

3.1	Présentation du domaine de calcul et des conditions aux limites	80
3.2	Cas de référence et validation avec les données expérimentales	84
3.3	Analyse des performances	88
3.4	Analyse de la topologie d'écoulement	92
3.4.1	Conditions nominales : $\varphi = 0$, 53	93
3.4.2	Conditions à $\varphi = 0$, 43	94
3.4.3	Conditions à $\varphi = 0$, 41	95
3.4.4	Conditions à $\varphi < 0$, 41	96
3.5	Comparaison des deux configurations : 'mono-canal' et $2\pi 10$ avec simulations stationnaires	97
3.5.1	Évaluation des performances	97
3.5.2	Évaluation de la topologie de l'écoulement	100
3.6	Conclusion	103

Comme nous avons pu le constater dans le chapitre 1, pour les compresseurs axiaux, le jeu entre le carter et le rotor joue un rôle important dans les performances, tant aux conditions de fonctionnement nominal que pour les conditions hors adaptation. De plus, le jeu peut varier au cours du cycle de vie du moteur. **Dans ce chapitre, l'objectif est donc de présenter un cas de base numérique sans contrôle pour trois tailles de jeu différentes. Il s'agit de tester une méthodologie numérique pour la mise en place des simulations avec contrôle et jeu variable. En effet, avec les outils actuels, la CFD est-elle capable de reproduire les performances d'un compresseur avec différentes tailles de jeu ?**

Nous évaluons ainsi la capacité de deux méthodologies numériques basées sur des simulations RANS et URANS avec deux configurations différentes. L'objectif est de prévoir la courbe de performance d'un compresseur axial pour des tailles de jeu variables. Ces méthodes sont comparées aux données expérimentales afin de déterminer laquelle est la plus satisfaisante.

En effet, une configuration simple doit être choisie permettant de reproduire correctement les performances du compresseur et de s'affranchir des coûts de calculs supplémentaires d'une configuration complète de compresseur. La modification de l'écoulement induite par la variation du jeu est également évaluée. Cette étude numérique a également été menée afin d'identifier une nouvelle taille de jeu pour préparer une campagne expérimentale sur le banc d'essais CME2. C'est donc une phase basée sur l'étude paramétrique avec différentes tailles de jeu. L'analyse permettra de choisir une taille de jeu plus large et de changer les aubes du CME2 avec celle-ci. Par rapport à l'étude de Vo *et al.* [26], le chapitre se concentre donc sur des tailles de jeu plus petites, proche du jeu optimal défini par Hewkin-Smith [12].

Le chapitre est organisé comme suit : tout d'abord, la méthodologie développée pour capturer le comportement de l'écoulement est décrite dans le cadre d'une analyse CFD. Ensuite, les mécanismes d'écoulement et leurs effets sur la performance sont étudiés. Enfin, les résultats obtenus avec deux domaines de calcul différents montreront l'avantage de chacun d'entre eux à mettre en œuvre de manière efficace des simulations, permettant de capturer l'effet de la taille de jeu.

3.1 Présentation du domaine de calcul et des conditions aux limites

Un premier domaine de calcul est constitué d'un canal composé d'une aube de rotor et d'une aube de stator (Figure 3.1). Cette configuration est appelée 'mono-canal' (en anglais Single Blade Channel, par la suite on se référera à l'acronyme suivant 'SBC'). Le maillage est composé

de $3,1 \times 10^6$ nœuds. Les valeurs y^+ à la paroi de l'aube sont inférieures à 1 dans l'ensemble du domaine. La configuration $2\pi/10$ est obtenue par duplication de celle 'mono-canal'. Pour les deux configurations, lorsque la taille de jeu a été modifiée, le nombre de points a été ajusté afin de maintenir acceptable le rapport d'aspect des cellules contrôlant la densité du maillage dans le jeu. En configuration SBC, on obtient donc pour trois tailles de jeu différentes, un nombre de :

- 25 points au jeu $R = 0,6\%$ (avec $R = \frac{\tau}{c}$, avec τ la taille de jeu et c la corde axiale),
- 51 points au jeu $R = 1,2\%$,
- 101 point au jeu $R = 2,4\%$.

En figure 3.1, on présente la configuration 'mono-canal' en plan 2D pour un rayon donné et celle du $2\pi/10$ dupliquée sur la totalité de la circonférence en plan 3D.

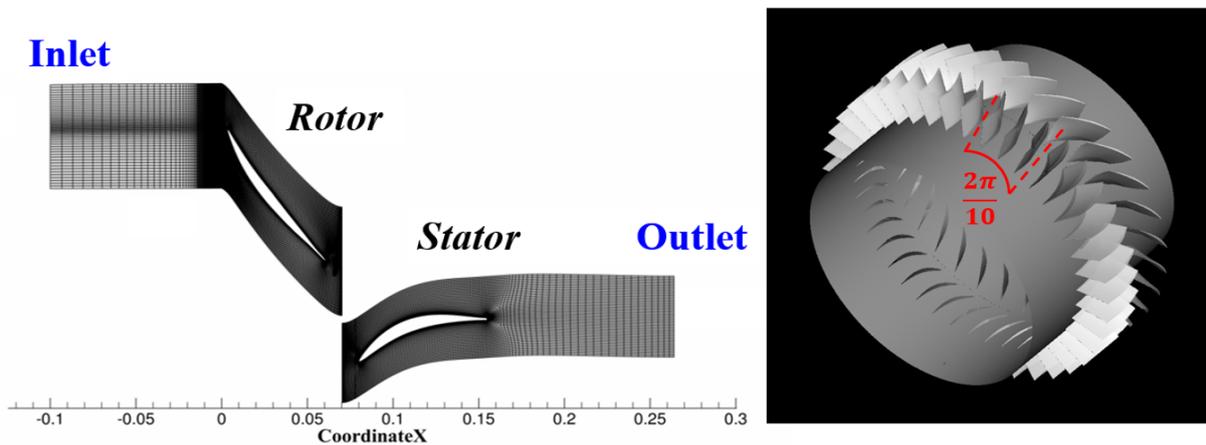


Figure 3.1 – Domaine de calcul en configuration 'mono-canal' (SBC) (à gauche) et en $2\pi/10$ dupliquée (à droite)

Les calculs RANS (SBC et $2\pi/10$) et URANS ($2\pi/10$) sont effectués avec le solveur elsA [66], reposant sur des maillages structurés multi-blocs. Le canal est en effet maillé avec des blocs structurés utilisant une topologie 'O-nH', ayant servi dans le projet CS2 ACONIT [75]. Ces maillages ont été réalisés avec le mailleur Autogrid®. Plus précisément, la stratégie repose sur la technique O4H pour le canal à raccords périodiques coïncidents. On dispose donc pour chaque aube :

- d'un bloc O entourant l'aube et discrétisant finement la paroi et l'écoulement proche paroi,
- des blocs H autour du bloc O.

La taille de la première maille à la paroi est de l'ordre de 1 μm . Les mailles vérifient de plus un taux d'accroissement inférieur à 1,2 en proche paroi et inférieur à 2,9 dans l'ensemble du domaine. La zone de jeu est maillée avec un bloc O entourant un bloc H.

Dans des travaux précédents, une étude de convergence basée sur deux tailles de maillage pour une configuration mono-canal, l'un à 10^6 et l'autre à 3×10^6 nœuds a été réalisée par Baretter *et al.* [76]. Le dernier maillage a été choisi en raison d'un bon compromis entre le coût numérique et la fiabilité.

Dans le chapitre 2, le code elsA a été présenté avec ces différents paramètres d'utilisation et ses spécificités pour générer les simulations. Il est à préciser qu'un plan de mélange est utilisé pour résoudre l'interface rotor-stator et relier les rangées d'aubes dans les calculs RANS. Il consiste en une technique de moyenne azimutale et d'interpolation pour gérer les raccords entre étages en régime stationnaire. Cette méthode est effectuée sur un seul canal pour chaque roue, et à chaque itération, reposant sur une moyenne réalisée dans la direction circonférentielle et sur les invariants de Riemann, nécessaire en raison du mouvement relatif entre le rotor et le stator : un profil axisymétrique est ainsi obtenu à l'interface entre chaque roue. Ces grandeurs sont interpolées au niveau de la roue voisine puis utilisées dans les relations caractéristiques pour définir les conditions aux limites d'entrée/sortie. Pour les calculs URANS, le pas de temps physique a une valeur proche de 1 *mus*, ce qui correspond à 18 000 pas de temps numériques pour effectuer une seule rotation. La méthode RNA (Réduction des Nombres d'Aubes) a été utilisée pour résoudre ces calculs instationnaires. Elle consiste en une méthode de raccord inter-roues entre deux interfaces n'ayant pas la même extension azimutale et tente d'approcher la périodicité spatiale de l'écoulement afin de réduire le nombre de canaux calculés. Un algorithme de dilatation/contraction permet donc de faire coïncider les deux interfaces en imposant une périodicité spatiale instantanée au niveau des frontières de périodicité. La turbulence est modélisée avec le modèle Spalart-Allmaras [67]. De plus, une condition de sortie subsonique est utilisée en aval du domaine. Une pression statique est imposée avec une loi d'équilibre radial définie par une loi de vanne [62] telle que :

$$P_s = P_{ref} + \alpha_{relax}(\dot{m}/\dot{m}_{ref})^2 \quad (3.1)$$

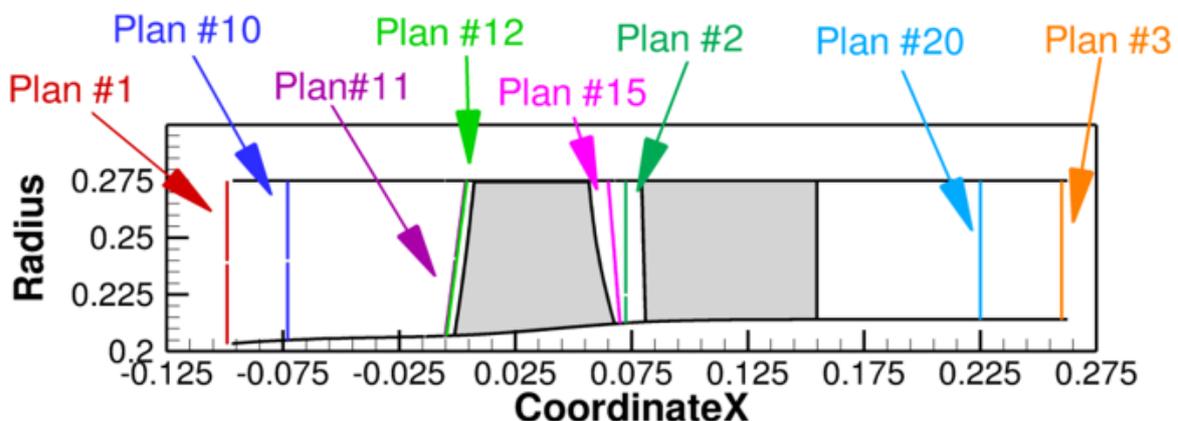
L'équation est basée sur un coefficient de vanne α_{relax} , permettant de définir de nouvelles conditions de fonctionnement avec un débit massique spécifique ($P_{ref} = 101325$ Pa, $\dot{m}_{ref} = 10,0$ kg/s). Les conditions aux limites mises en œuvre sont résumées dans le tableau suivant 3.1.

Par ailleurs, différents plans ont servi à post-traiter les résultats des simulations RANS en

Tableau 3.1 – Conditions aux limites du domaine sans injecteurs

Entrée du domaine	Condition d'entrée subsonique avec pression totale prescrite : - Écoulement axial - $P_t = 101325Pa, T_t = 288K$
Sortie du domaine	Condition de sortie subsonique avec équilibre radial utilisant une loi de vanne pour la pression statique
Aubes	Conditions de parois adiabatiques et mobiles
Carter	Conditions de parois adiabatiques et immobiles
Moyeu	Conditions de parois adiabatiques et mobiles, et immobiles pour une partie

particulier le plan 12 qui correspond à l'amont proche du rotor, et le plan 15 à l'amont proche du stator. La figure 3.2 résume les positions de ces plans dédiés au post-traitement. Les performances en termes de différences de pression sont obtenues sur l'aubage du rotor grâce aux plans 10 et 15, celles pour le stator via les plans 15 et 20, et enfin une performance globale sur l'ensemble du canal a été effectuée grâce aux plans 10 et 20. Seuls ces derniers plans correspondent à des plans utilisés dans les essais pour calculer la différence de pression statique de l'étage.

**Figure 3.2** – Plans de post-traitement

3.2 Cas de référence et validation avec les données expérimentales

Notre cas de référence est la configuration du CME2 au jeu $R = 0,6\%$ dont des mesures expérimentales ont été réalisées auparavant [65] [6] [51] avec présence d'injecteurs ne soufflant pas. Le débit nominal est de 5.3 kg/s (en termes de coefficient de débit, $\varphi = \frac{\dot{m}/\rho A}{U} = 0,53$). Le décrochage est déclenché expérimentalement par le resserrement progressif d'une vanne comme décrit dans le chapitre 2. Le débit critique pour lequel le compresseur rencontre le décrochage se situe entre 4,1 kg/s ($\varphi = 0,41$) et 4,2 kg/s ($\varphi = 0,42$). Les simulations portent donc sur une gamme de débits massiques allant de 2,8 kg/s ($\varphi = 0,28$) à 6,2 kg/s ($\varphi = 0,62$). Parmi les conditions étudiées, plusieurs points de fonctionnement sont identifiés :

- conditions nominales ($\varphi = 0,53$),
- conditions proches du décrochage ($\varphi = 0,43$),
- conditions au dernier point stable avant le décrochage ($\varphi = 0,41$),
- conditions post-décrochage ($\varphi < 0,41$).

Les simulations de type 'mono-canal' (SBC) et en configuration $2\pi/10$ sont comparées aux données expérimentales du LMFL [51]. Dans la figure 3.3, la courbe de performance de la configuration URANS $2\pi/10$ donne d'excellents résultats par rapport aux données expérimentales. Les écarts en surpression statique sont inférieurs à 1% dans les conditions nominales ou proches du décrochage. Par ailleurs, les résultats numériques RANS des simulations $2\pi/10$ et SBC sont également en bon accord avec les données expérimentales. En effet, aux conditions nominales ($\varphi = 0,53$), le coefficient de pression numérique calculé pour l'étage complet du compresseur est sur-estimé par rapport aux données expérimentales, ce qui correspond à une différence d'environ 1,5%. L'écart le plus important par rapport aux données expérimentales concerne les conditions proches du décrochage ($\varphi = 0,43$) avec une différence d'environ 5%. Cependant, le débit massique critique correspondant à $\varphi = 0,41$ pour lequel l'apparition du décrochage est observée, est bien prédit par les résultats numériques.

De plus, on peut évidemment s'interroger sur la validité des simulations RANS dans des conditions de décrochage en raison de l'instabilité de l'écoulement. Comme les simulations URANS ont un coût de calcul significatif, l'un des objectifs est d'évaluer la capacité des simulations RANS à fournir des résultats fiables dans des conditions critiques. Il a été observé

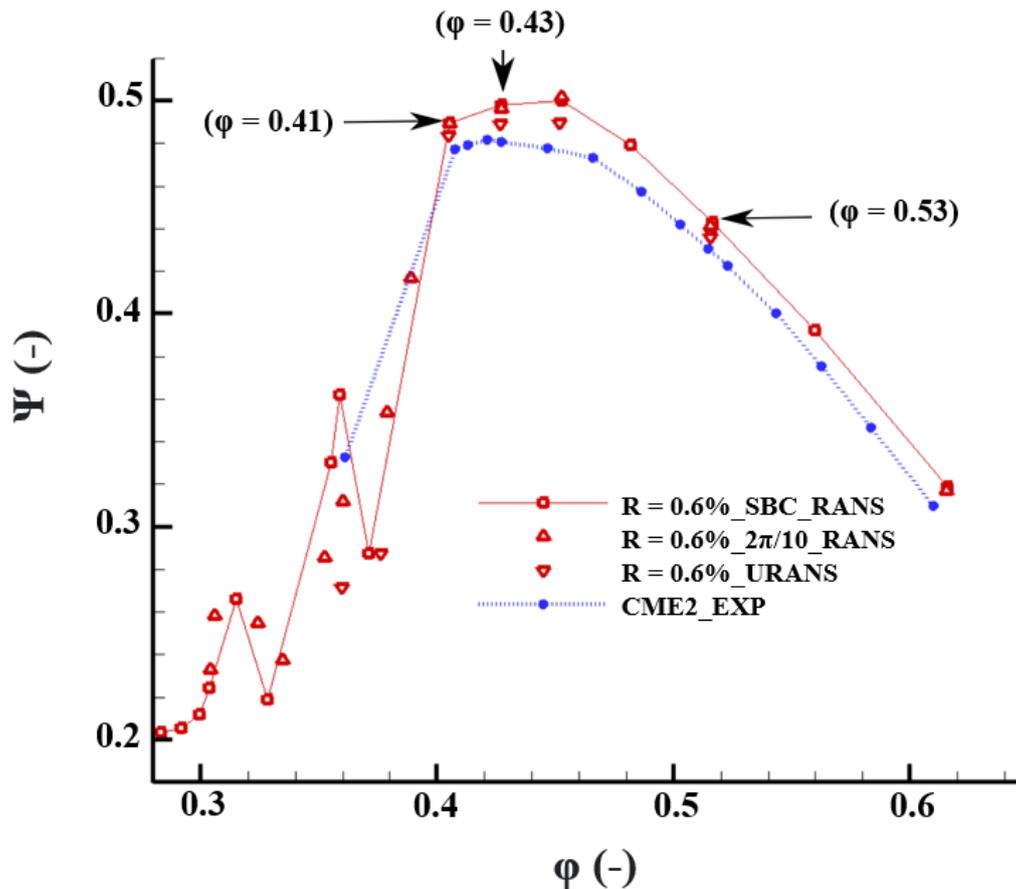


Figure 3.3 – Comparaison des performances obtenues par simulations en configuration SBC (RANS) et $2\pi/10$ ((U)RANS) avec les données expérimentales au jeu $R = 0,6\%$

que les courbes de convergence donnent des résultats corrects en termes de résidus et de stabilisation du débit massique normalisé pour la valeur finale $\varphi = 0,41$ en cas de décrochage. Dans les conditions post-décrochage ($\varphi < 0,41$), l'analyse de la convergence donne des résultats plus dégradés, aussi les points à ($\varphi < 0,41$) sont représentés à titre indicatif mais sont à prendre en considération avec précaution. La figure 3.4 montre la tendance des débits massiques normalisés et des résidus pour la taille de jeu petite de référence ($R = 0,6\%$) dans des conditions de décrochage. Certaines observations peuvent être résumées comme suit :

- les résidus ont diminué d'environ 3-4 ordres de grandeur,
- le débit massique normalisé se stabilise après 20 000 itérations.

Concernant la topologie de l'écoulement, aux conditions nominales ($\varphi = 0,53$), le champ de pression statique numérique pour les configurations SBC et $2\pi/10$ est comparé aux données expérimentales obtenues au niveau du carter dans les travaux de Veglio [65] sur la base d'une

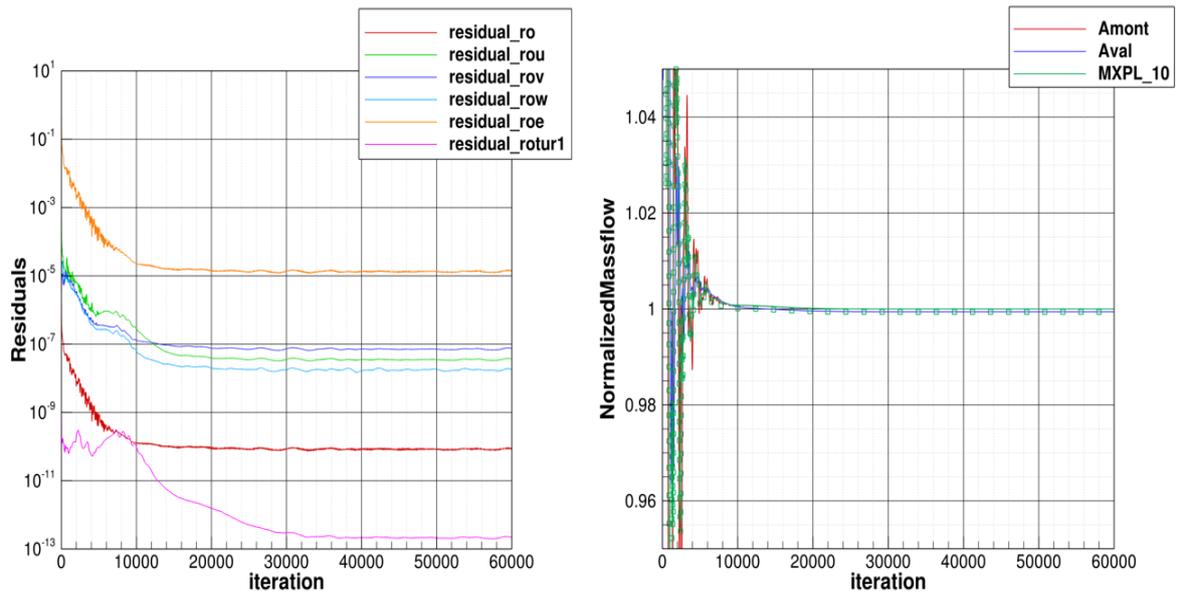


Figure 3.4 – Étude de convergence - Résidus et débit massique normalisé au plan amont, aval et au plan 10 correspondant au plan de mélange (MXPL) en conditions de décrochage dans une configuration $2\pi/10$ (RANS), à $R = 0,6\%$ à $\varphi = 0,41$

mesure par moyenne de phase (Figure 3.5). Les simulations numériques surestiment légèrement la pression statique comme observé dans les courbes de performance (Figure 3.3). Une légère zone de dépression est cependant observée comme dans les données expérimentales, au niveau de l'extrados du rotor, proche du bord d'attaque.

Pour un débit massique correspondant à $\varphi = 0,43$, i.e. dans des conditions de fonctionnement proches du décrochage, il a été observé expérimentalement qu'à cette incidence élevée, un décollement de l'écoulement se produisait au niveau du bord d'attaque du rotor (Figure 3.6 a)). Ceci a permis de constater que le tourbillon de jeu devenait parallèle à une ligne reliant les bords d'attaque des aubes du rotor. À ce faible débit, il a été également observé que le tourbillon pouvait se diviser en deux, comme le montrent les lignes en pointillé de la figure 3.6 a). Les champs de pression numériques présentent des caractéristiques très proches de ceux expérimentaux, quelle que soit la configuration numérique considérée (Figure 3.6 b) et c)) : le tourbillon de jeu est bien représenté par une région caractéristique de basse pression relative au bord d'attaque dont l'orientation est similaire à celle de l'expérience. En outre, le vortex observé dans les données expérimentales (Figure 3.6 a)) est également identifié dans les champs numériques, comme le montrent les deux lignes en pointillé de la figure 3.6 b) et c).

Finalement, les résultats obtenus pour le cas de référence basé sur les configurations 'mono-canal' ou $2\pi/10$ montrent une assez bonne concordance avec les données expérimentales en ce

qui concerne les performances et la topologie de l'écoulement. Par ailleurs, les conditions de décrochage et de quasi-décrochage sont bien prises en compte par les données numériques avec une convergence acceptable et une stabilisation du débit massique.

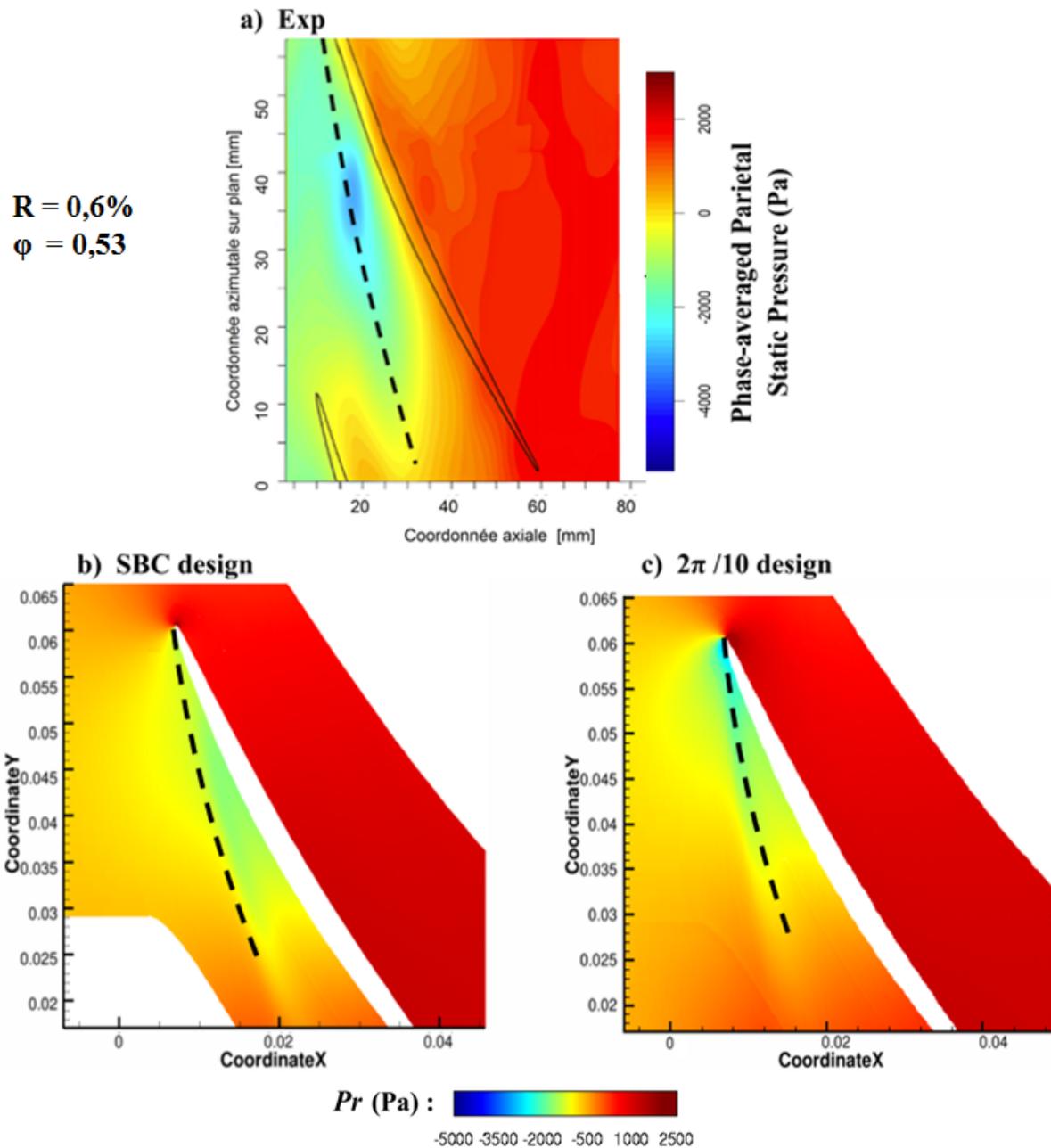


Figure 3.5 – Comparaison entre a) les données expérimentales au carter [65], et champs RANS de pression relative simulée (Pa) à 99% de la hauteur de veine pour les configurations b) SBC et c) $2\pi/10$, à $\varphi = 0,53$

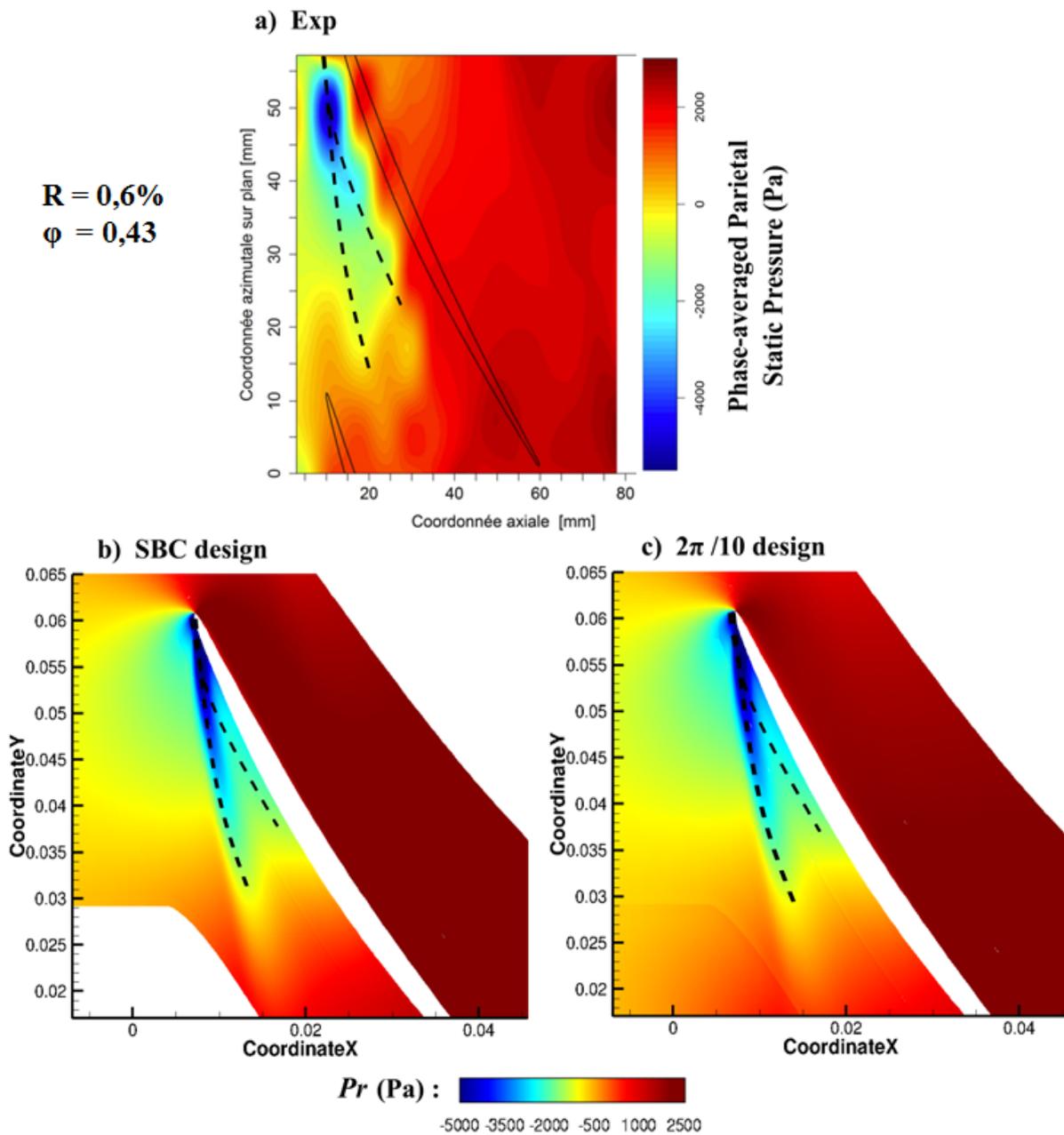


Figure 3.6 – Comparaison entre a) les données expérimentales au carter [65], et champs RANS de pression relative simulée (Pa) à 99% de la hauteur de veine pour les configurations b) SBC et c) $2\pi/10$, à $\varphi = 0,43$

3.3 Analyse des performances

Le compresseur CME2 a un jeu de ratio 0,6%, bien inférieur à ce que nous pouvons repérer habituellement dans la littérature. Par exemple, les compresseurs étudiés par Hewkin-Smith [12] et Deppe *et al.* [29] ont des rapports de jeu, respectivement de 1,8% et 1,5%. Une étude

préliminaire paramétrique a permis d'évaluer une large gamme de tailles de jeu variant de 0,6% à 2,4% avec un pas de 0,2. Ces tailles de jeu sont listées en tableau 3.2 afin d'analyser l'influence de la taille de jeu sur les performances du compresseur. Les résultats avec les simulations RANS indiquent que plus la taille de jeu augmente, plus la chute du coefficient de pression survient à haut débit. Compte tenu des résultats précédents et par souci de concision, l'analyse s'est concentrée seulement sur trois tailles de jeu, pour les calculs numériques, correspondant au ratio suivant :

- jeu initial : $R = 0,6\%$,
- jeu intermédiaire : $R = 1,2\%$,
- jeu plus large, proche d'une valeur réaliste pour un moteur actuel : $R = 2,4\%$.

Tableau 3.2 – Tailles de jeu analysées lors des simulations RANS

Cas de référence CME2 sur aubes actuelles	Ratio (Jeu/ corde) (%)	Taille de jeu (mm)
	0,6	0,5
Cas envisagés pour l'usinage des nouvelles aubes	0,8	0,67
	1,0	0,84
	1,2	1,0
	1,4	1,18
	1,6	1,34
	1,8	1,51
	2,0	1,68
	2,2	1,85
	2,4	2,02

Il faut noter que les données expérimentales sont disponibles pour le jeu $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$ grâce aux travaux précédents [51] et à la campagne d'essai, menée au jeu large dans le cadre de cette thèse. Pour le jeu $R = 1,2\%$, une campagne d'essai sera prévue ultérieurement au cours d'un autre projet de recherche. Sur la base des courbes de performance présentées dans la figure 3.7, deux observations principales peuvent être faites à partir des simulations RANS par rapport aux résultats URANS pris comme référence :

- l'augmentation du jeu affecte les performances du compresseur pour chaque point de fonctionnement considéré. La chute de la variation de pression statique $\Psi = \frac{\Delta P_s}{\rho U^2}$ est de l'ordre

de 6% pour la plus grande taille de jeu ($R = 2,4\%$) dans les conditions nominales de fonctionnement et atteint 10% dans des conditions proches du décrochage pour cette taille, en la configuration $2\pi/10$.

- pour la configuration $2\pi/10$, une réduction de la plage de fonctionnement stable est également observée : le dernier point stable se situe à $\varphi = 0,41$ pour le plus petit jeu alors qu'il est de $\varphi = 0,455$ pour la plus grande taille de jeu.
- enfin, pour le jeu plus large $R = 2,4\%$, les simulations SBC RANS surestiment légèrement les performances par rapport aux données expérimentales, notamment en s'approchant du dernier point stable, avant la chute de surpression statique. Pour les cas $2\pi/10$ URANS et RANS, le cas nominal est correctement capturé avec 1% d'écart de surpression statique. Cependant, la chute de pression statique survient à un débit plus grand que celui des données expérimentales ($\varphi = 0,44$). Les simulations en $2\pi/10$ URANS et RANS capturent globalement la même tendance que ces données d'essai avec une surpression plus proche décrochage que dans le cas SBC RANS.

En s'appuyant sur les travaux de la NASA [77], la marge au pompage SM_{Π} peut être calculée selon l'équation suivante :

$$SM_{\Pi} = \left(\frac{\dot{m}_N}{\dot{m}_S} \cdot \frac{\Pi_S}{\Pi_N} \right) - 1 \times 100 \quad (3.2)$$

avec \dot{m} le débit au point de fonctionnement nominal (N) et au point de décrochage (S) et, Π le taux de compression à partir de la pression totale, au point de fonctionnement nominal (N) et au point de décrochage (S). Cette définition est appliquée aux trois ratios de jeu pour analyser l'effet de la taille de jeu. La pression de référence est P_{t02} à l'état nominal issue du calcul au jeu $R = 0,6\%$.

Le tableau 3.3 donne la valeur de SM pour les deux configurations avec Π_S et \dot{m}_S calculés pour chaque taille de jeu. Nous constatons que la marge au décrochage diminue au fur et à mesure que la taille de jeu s'agrandit. Par ailleurs, comme nous l'avons déjà observé, la configuration 'mono-canal' ne parvient pas à prévoir la marge au décrochage pour les deux plus grandes tailles de jeu.

En analysant le rendement isentropique pour toutes les tailles de jeu, il est attendu que les pertes augmentent au fur et à mesure que la taille de jeu s'agrandit, comme l'illustre la figure 3.8. En d'autres termes, des pertes plus importantes se produisent pour la plus grande taille de jeu à un débit massique plus élevé que pour les deux autres configurations. La plus petite taille de

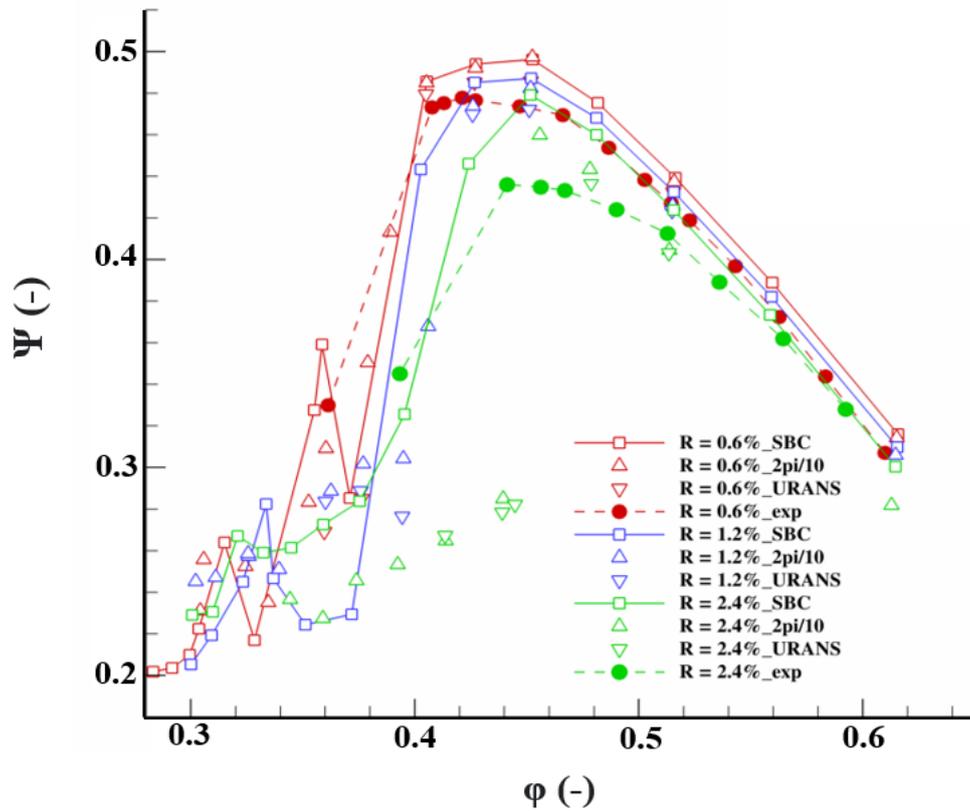


Figure 3.7 – Comparaison des performances obtenues par CFD pour trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, $R = 2,4\%$) en calculs RANS (en configuration SBC et $2\pi/10$) et URANS (en $2\pi/10$) avec les données expérimentales disponibles à $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$

Tableau 3.3 – Marge au pompage pour trois tailles de jeu aux deux configurations SBC et $2\pi/10$

Ratio	SM (SBC)	SM ($2\pi/10$)
0,6%	29,4%	29,4%
1,2%	23,4%	13,3%
2,4%	13,3%	12,2%

jeu génère moins de pertes et même après le décrochage par rapport aux autres configurations. Dans le régime stable, l'efficacité isentropique illustre clairement l'intérêt d'utiliser une taille de jeu réduite, car les pertes sont moindres que pour les tailles de jeu supérieures. En outre, les simulations URANS et RANS prévoient un rendement assez comparable excepté pour le débit nominal avec la plus grande taille de jeu. Précisément, les pertes sont légèrement moindres en

conditions stables pour les simulations URANS que les simulations RANS, mais dans des conditions proches du décrochage et après le décrochage, les pertes sont beaucoup plus importantes pour les résultats des simulations URANS. L'utilisation d'un plan de mélange pour les calculs RANS pourrait expliquer cette différence de résultats par rapport aux cas URANS.

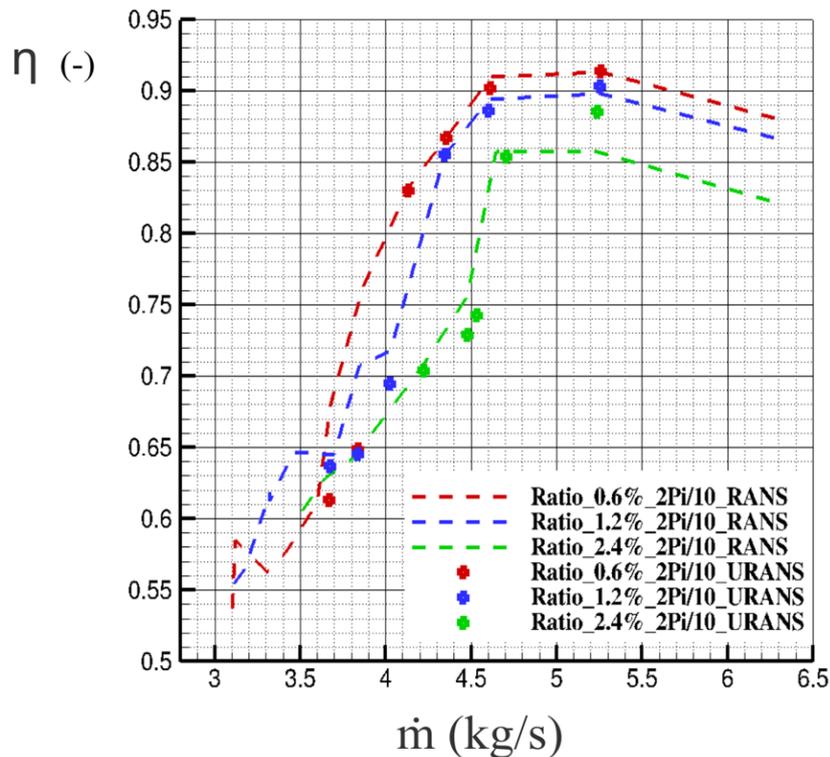


Figure 3.8 – Comparaison du rendement isentropique obtenu par CFD pour trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, $R = 2,4\%$) avec calculs RANS (en configuration SBC et $2\pi/10$) et URANS (en $2\pi/10$)

Ainsi, pour les tailles de jeu les plus grandes, la tendance des performances n'est pas correctement capturée par la configuration SBC, pour les plages de fonctionnement proches du décrochage par rapport aux conditions nominales de décrochage. En conséquence, une comparaison entre les domaines SBC et $2\pi/10$ est proposée en section 3.5, afin de déterminer l'origine des écarts entre les deux configurations.

3.4 Analyse de la topologie d'écoulement

Pour déterminer l'évolution de l'écoulement au bord d'attaque, des lignes de frottement sont représentées à l'extrados du rotor (Figure 3.9). Le champ de couleur correspond à l'amplitude du coefficient de frottement. L'accent est mis sur quatre conditions de fonctionnement correspondant

au débit du cas de référence au jeu 0,6% : le cas nominal à $\varphi = 0,53$ (Figure 3.9 a), b,) c)), au cas à $\varphi = 0,43$ (Figure 3.9 d), e), f)), au cas à $\varphi = 0,41$ (Figure 3.9 g), h), i)) et enfin à $\varphi < 0,41$ (Figure 3.9 j), k), l)). Les autres tailles de jeu ($R = 1,2\%$ et $2,4\%$), sont traitées aux mêmes débits et à iso-débit pour les conditions à $\varphi < 0,41$.

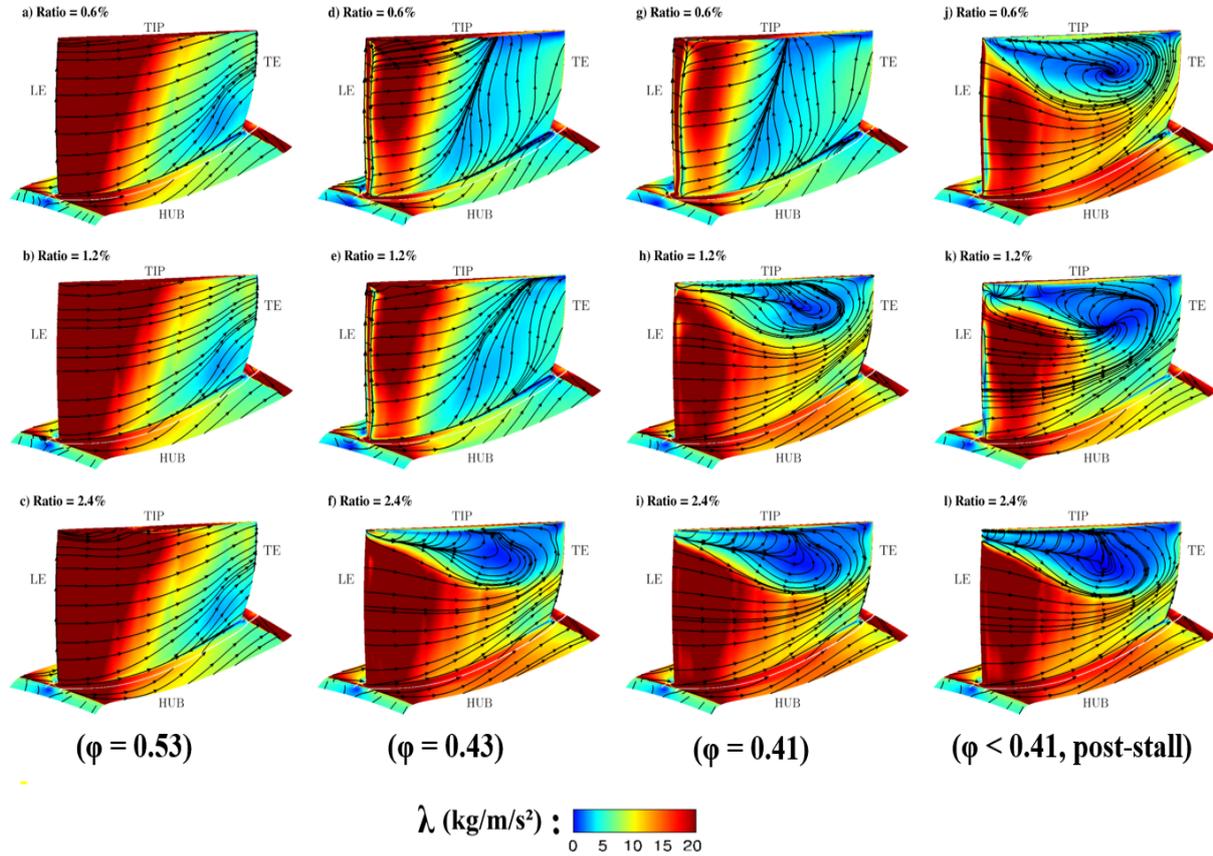


Figure 3.9 – Coefficient et lignes de frottement en configuration RANS $2\pi/10$ à différents débits ($\varphi = 0,53$, $\varphi = 0,43$, $\varphi = 0,41$, à iso-débit du cas de référence pour $\varphi < 0,41$) pour $R = 0,6\%$ en haut, $R = 1,2\%$ au milieu et $R = 2,4\%$ en bas, à l'extrados du rotor

3.4.1 Conditions nominales : $\varphi = 0,53$

Dans les conditions nominales, il n'y a pas de différence majeure entre les trois configurations géométriques (Figure 3.9 a), b), c)). La principale distinction réside dans l'amplitude du coefficient de frottement qui est plus élevée en tête du rotor (proche carter) pour la plus grande taille de jeu. Ceci est probablement dû à l'augmentation de l'intensité du tourbillon de jeu, celui-ci étant à l'origine de l'accroissement des pertes. Cette remarque est confirmée par le champ d'entropie à la sortie du rotor (Figure 3.10 a), b), c)) qui met en évidence une augmentation de la production d'entropie à l'extrémité de l'aube pour le plus grand jeu (Figure 3.10 c)).

Selon Denton [78], les parois étant considérées comme adiabatiques, la perte de pression d'arrêt correspond à une augmentation de l'entropie.

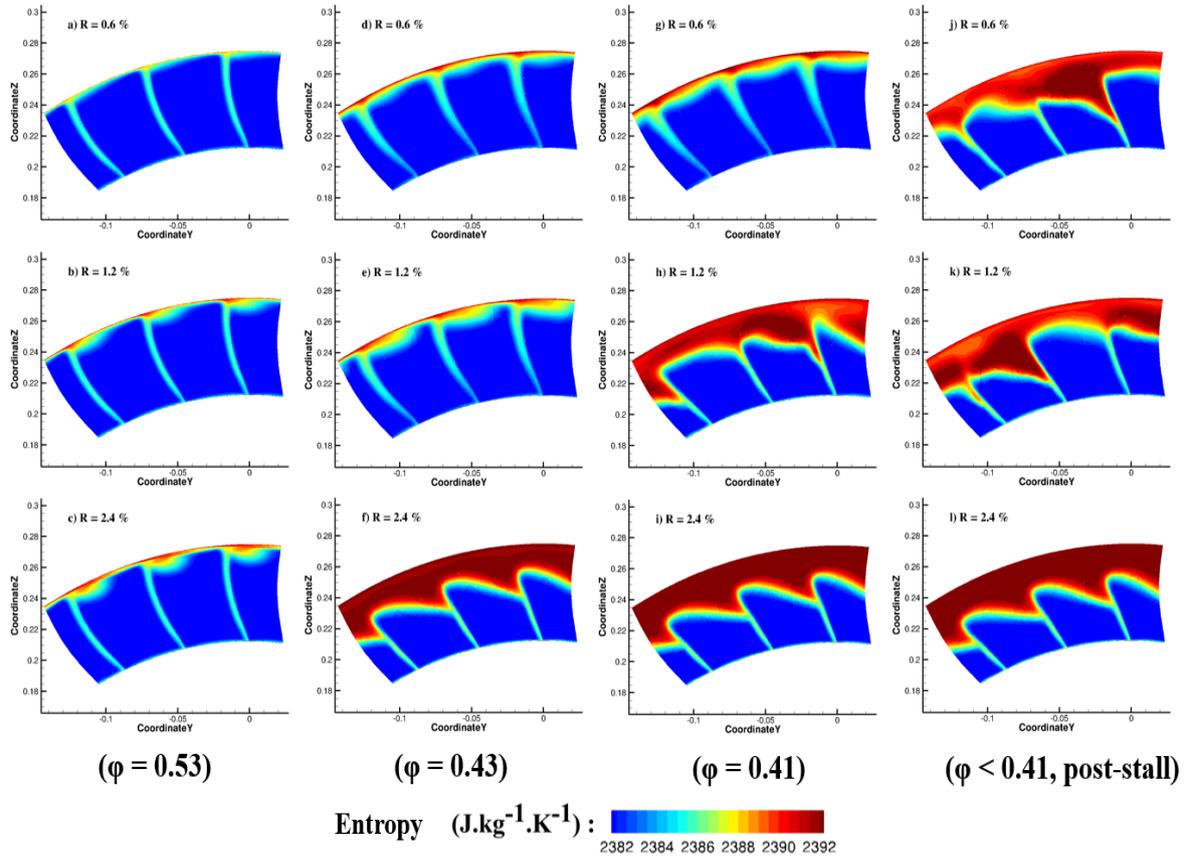


Figure 3.10 – Entropie (J/kg/K) en configuration RANS $2\pi/10$ à différents débits ($\varphi = 0,53$, $\varphi = 0,43$, $\varphi = 0,41$, à iso-débit du cas de référence pour $\varphi < 0,41$) pour les trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $1,2\%$ et $2,4\%$) en sortie du rotor (plan 15)

3.4.2 Conditions à $\varphi = 0,43$

Dans les conditions à $\varphi = 0,43$, les observations sont similaires aux conditions nominales en ce qui concerne l'amplitude du coefficient de frottement pour $R = 0,6\%$ et $R = 1,2\%$, avec une intensité plus élevée en tête du rotor qu'en pied (Figure 3.9 d, e)). Pour $R = 2,4\%$, le compresseur a déjà décroché et la topologie de l'écoulement est complètement différente par rapport au cas de référence (Figure 3.9 d, f)). L'apparition de structures tourbillonnaires est visible à l'extrados du rotor suivant les lignes de frottement pariétales qui semblent s'enrouler en tête du rotor pouvant illustrer un décollement de l'écoulement. Une migration progressive de ces structures semble apparaître vers le bord de fuite, du carter vers le moyeu, au fur et à mesure que le vannage augmente. Cette plus grande taille de jeu présente aussi une production d'entropie

beaucoup plus élevée en tête d'aube et dans la direction radiale (Figure 3.10 f)). Pour $R = 1,2\%$, les champs d'entropie plus élevés sont également observés en tête d'aube. En ce qui concerne les champs de pression statique près du carter, pour $R = 2,4\%$ (Figure 3.11 c)), le tourbillon de jeu a complètement disparu à ce débit ($\varphi = 0,43$), en raison de l'importante recirculation de l'écoulement qui couvre environ 45% de la pale.

Ceci est confirmé par la chute de pression plus précoce à $\varphi = 0,45$, ce qui implique l'apparition d'un décrochage à un débit massique plus important que pour les deux autres configurations. Pour $R = 0,6\%$ et $1,2\%$, (Figure 3.11 a), b)), à $\varphi = 0,43$, le fractionnement du tourbillon de jeu est observé par des lignes en pointillé. Cette coupe de pression statique met également en évidence la différente trajectoire du tourbillon de jeu entre ces deux tailles de jeu. Pour $R = 1,2\%$, une légère migration du tourbillon est observée : celui-ci tend à s'aligner avec les bords d'attaque des rangées adjacentes (Figure 3.11 b)). Cette modification d'orientation pourrait être l'une des raisons de l'apparition plus précoce du décrochage pour cette taille de jeu par rapport au cas de référence. La deuxième raison peut être liée au déplacement de la chute de pression de la courbe de performance (Figure 3.7)) vers les débits les plus élevés, associé aux pertes de charge plus importantes survenant à $\varphi = 0,43$.

3.4.3 Conditions à $\varphi = 0,41$

À $\varphi = 0,41$, une structure tourbillonnaire est observée pour le jeu à $R = 1,2\%$ (Figure 3.9 h)) avec les lignes de frottement pariétales qui s'enroulent vers un axe en tête du rotor, pouvant s'apparenter à un décollement de l'écoulement en tête car le décrochage s'est déjà produit pour cette taille de jeu. Comme pour $R = 2,4\%$, la production d'entropie est plus développée en tête d'aube (Figure 3.9 h), i)). Ceci est lié à la disparition du tourbillon de jeu qui est également observée sur le champ de pression statique à ce ratio (Figure 3.11) remplacé par un écoulement complètement décollé. Ce décollement de l'écoulement est à l'origine de la chute de pression observée sur la courbe de performance pour le ratio à $1,2\%$ à ce point de fonctionnement.

Des observations similaires ont été faites pour $R = 2,4\%$ dans des conditions à $\varphi = 0,43$ et peuvent également être étendues à $R = 1,2\%$ à $\varphi = 0,41$. Sur la figure 3.11 b) au décrochage, pour $R = 1,2\%$, l'écoulement est non périodique et tous les passages d'aubes ne présentent quasiment pas d'augmentation de pression. Ces deux passages d'aubes présentent aussi une grande région d'entropie très élevée (Figure 3.10 g)) et une grande production d'entropie dans la direction radiale ainsi que pour $R = 2,4\%$ (Figure 3.10 f), h)). Un décollement causant le blocage de l'écoulement sur une grande partie de la hauteur du canal inter-aubes en est probablement la

cause.

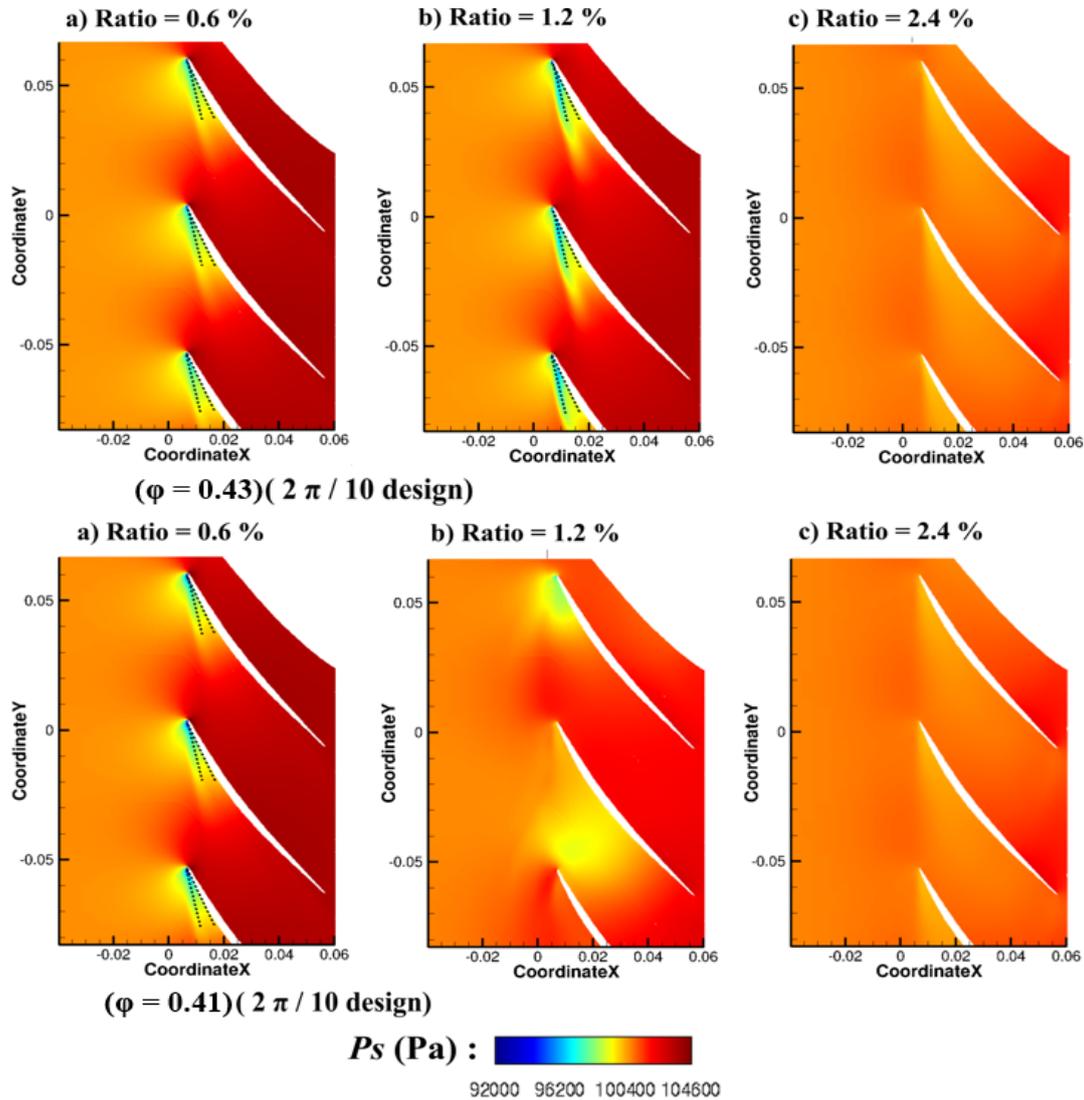


Figure 3.11 – Champs de pression statique (Pa) pour a) $R = 0,6\%$ b) $R = 1,2\%$, et c) $R = 2,4\%$ à $\varphi = 0,43$ (en haut) et $\varphi = 0,41$ (en bas) à 97% de la hauteur d’aube en configuration RANS $2\pi/10$

3.4.4 Conditions à $\varphi < 0,41$

À ces conditions, le décrochage s’est produit pour $R = 0,6\%$. Les lignes de frottement pariétales partent d’un point d’attachement à l’extrados du rotor vers le centre pour s’enrouler en tête, pouvant traduire un décollement de l’écoulement (Figure 3.9 j)). Ceci est lié à la production plus élevée d’entropie et à la chute de pression se produisant à $\varphi = 0,41$. Pour les autres tailles de jeu dont le décrochage s’est déjà produit, les structures tourbillonnaires se sont étendues vers le bord de fuite. Les lignes de frottements pariétales se sont davantage enroulées depuis un foyer

de décollement pour le jeu $R = 1,2\%$ et vers un axe en tête pour le jeu $R = 2,4\%$, comme attendu avec les coupes de forte entropie en tête au rotor (Figure 3.11 k), l)).

Enfin, les observations précédentes permettent de conclure que le tourbillon de jeu semble influencer les performances du compresseur et l'apparition du décrochage. L'analyse des champs donnés par les simulations, notamment ceux de la pression statique ou de l'entropie, révèle un retard dans le développement du phénomène de décrochage lorsque la taille de jeu diminue. Par ailleurs, la taille de jeu a également une influence sur les pertes et donc sur les courbes de performance, comme le montre le changement de coefficient de pression, observé entre les petites et les grandes tailles de jeu.

3.5 Comparaison des deux configurations : 'mono-canal' et $2\pi/10$ avec simulations stationnaires

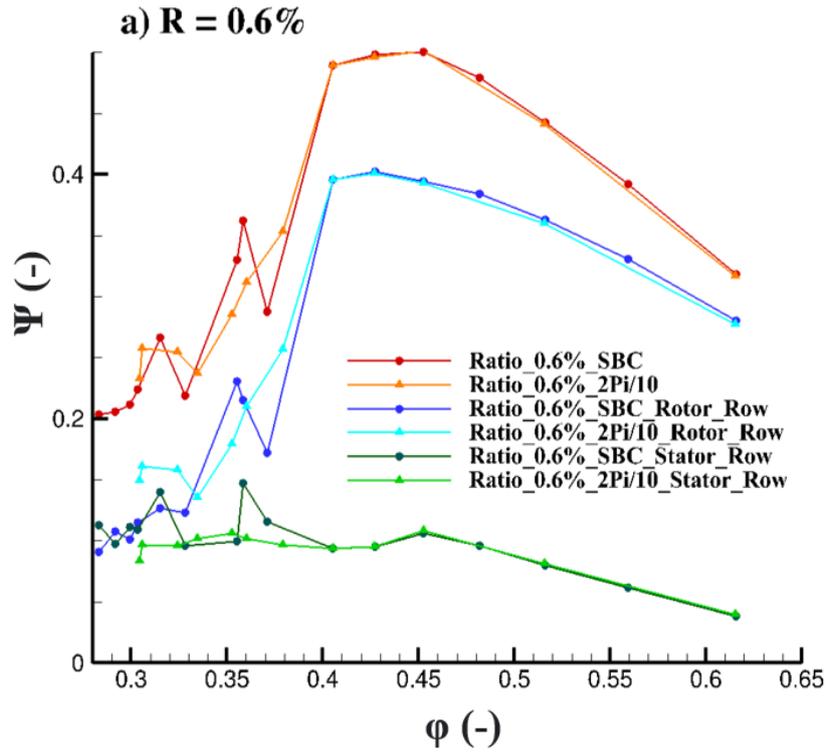
Des calculs RANS ont été effectués dans différentes conditions de fonctionnement pour une configuration SBC et une configuration $2\pi/10$. Cette section a pour but de discuter de la pertinence des résultats obtenus avec ces deux configurations pour les trois jeux étudiés, i.e. $R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$ et $R = 2,4\%$.

3.5.1 Évaluation des performances

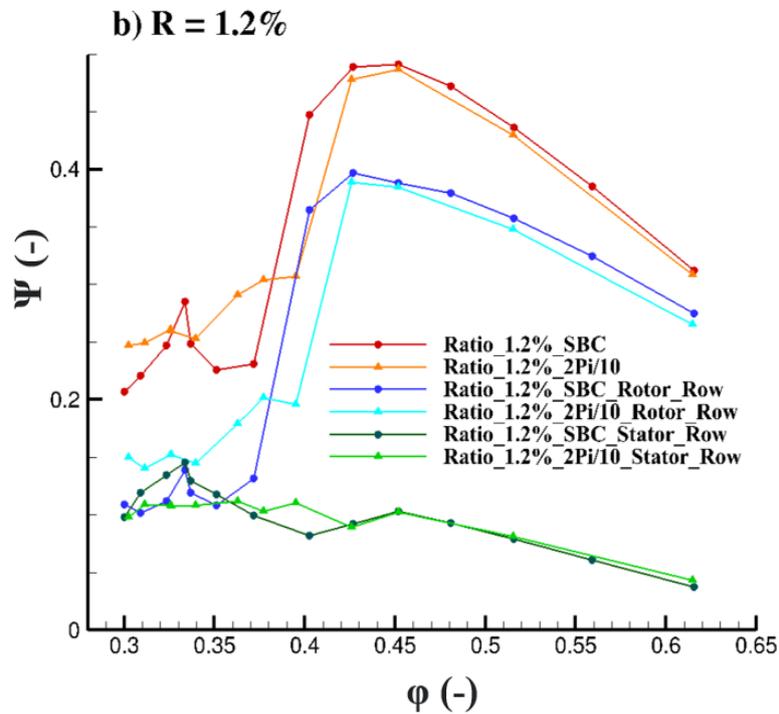
Les performances ont été calculées à partir des plans de post-traitement 10 et 20 présentés en figure 3.2. La figure 3.12 a) présente une comparaison des courbes de performance entre les différentes tailles de jeu pour les deux configurations. Les courbes sont assez similaires en regardant successivement les performances pour le rotor (lignes bleues claire et foncée), le stator (lignes vertes claire et foncée) et l'ensemble de l'étage (lignes rouge et orange). Cette observation suggère que l'utilisation d'une configuration 'mono-canal' ou en $2\pi/10$ ne produira pas de différence entre le point nominal et les conditions proches décrochage.

Les figures 3.12 b) et 3.12 c), présentent les résultats pour les plus grandes tailles de jeu. Les deux configurations sont en bon accord sur l'ensemble des points de fonctionnement. Néanmoins, à proximité des conditions de décrochage pour $R = 1,2\%$, la montée en pression est plus importante et le décrochage est retardé pour la configuration 'mono-canal'. De même, pour $R = 2,4\%$, pour les conditions proches du décrochage, l'écart entre les deux configurations est accentué à l'approche de la chute du coefficient de pression.

En outre, chacune de ces courbes de performance confirme que la chute de pression statique

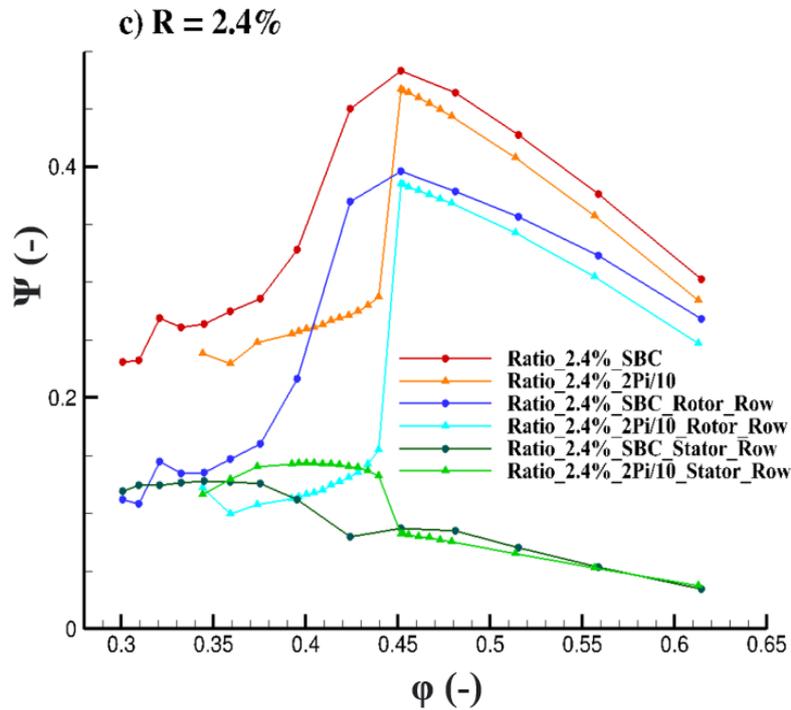


a) Courbes de performance pour $R = 0,6\%$ en configuration RANS 'mono-canal' et $2\pi/10$



b) Courbes de performance pour $R = 1,2\%$ en configuration RANS 'mono-canal' et $2\pi/10$

Figure 3.12 – Courbes de performance (RANS) pour les trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, $R = 2,4\%$)



c) Courbes de performance pour $R = 2,4\%$ en configuration RANS 'mono-canal' et $2\pi/10$

Figure 3.12 – Courbes de performance (RANS) pour les trois tailles de jeu ($R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, $R = 2,4\%$)

du compresseur est provoquée par le décrochage du rotor.

D'après la figure 3.13 représentant les courbes de rendement isentropique, la comparaison en termes de performance peut être faite entre les deux configurations par le rendement isentropique au niveau du rotor à différentes conditions (cas nominal (NC), proche décrochage (Near Stall), dernier point stable (Stall) et post-décrochage (Post-Stall)) respectives à chaque taille de jeu. Nous constatons que :

- toutes les courbes indiquent que le décrochage s'est produit en tête d'aube, quelle que soit la taille de jeu, mais de légères différences existent entre les deux configurations.
- au-dessus de 60% de la hauteur d'aube, la configuration SBC montre une surestimation des performances pour les points de fonctionnement proches du décrochage pour chaque taille de jeu.
- après l'apparition du décrochage, le rendement isentropique est toujours plus élevé pour la configuration SBC. Celle-ci ne permet donc pas d'obtenir assez de pertes en tête de rotor : l'écoulement n'est donc pas assez décollé et l'apparition du décrochage est retardé.

- les différences de performance du compresseur sont clairement dues au comportement de l'écoulement dans le rotor, qui est à l'origine de la plupart des différences observées entre les deux configurations numériques.

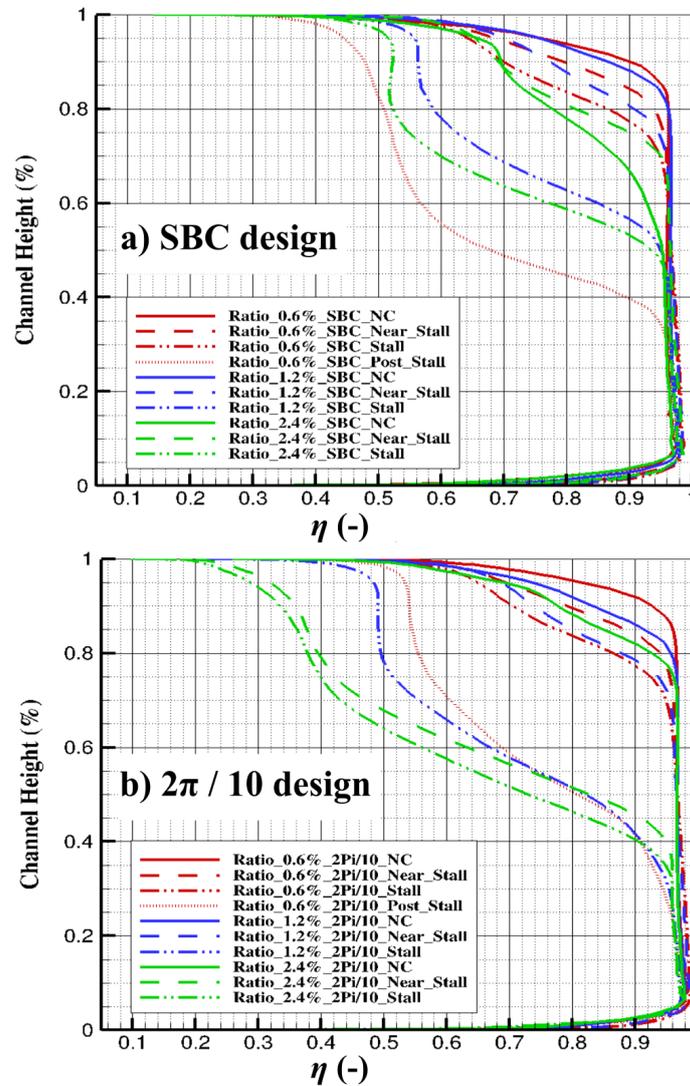


Figure 3.13 – Courbes de rendement isentropique pour $R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, et $R = 2,4\%$ en configuration RANS a) 'mono-canal' et b) $2\pi/10$

3.5.2 Évaluation de la topologie de l'écoulement

L'écoulement peut être étudié en termes de vitesse axiale pour les deux configurations à l'entrée du rotor à partir du plan 11 (Figure 3.2). La figure 3.14 présente les différents profils de vitesse axiale pour les deux configurations à chaque taille de jeu.

Il apparaît qu'aux conditions nominales, en tête du rotor entre 90% et 100% de la hauteur de

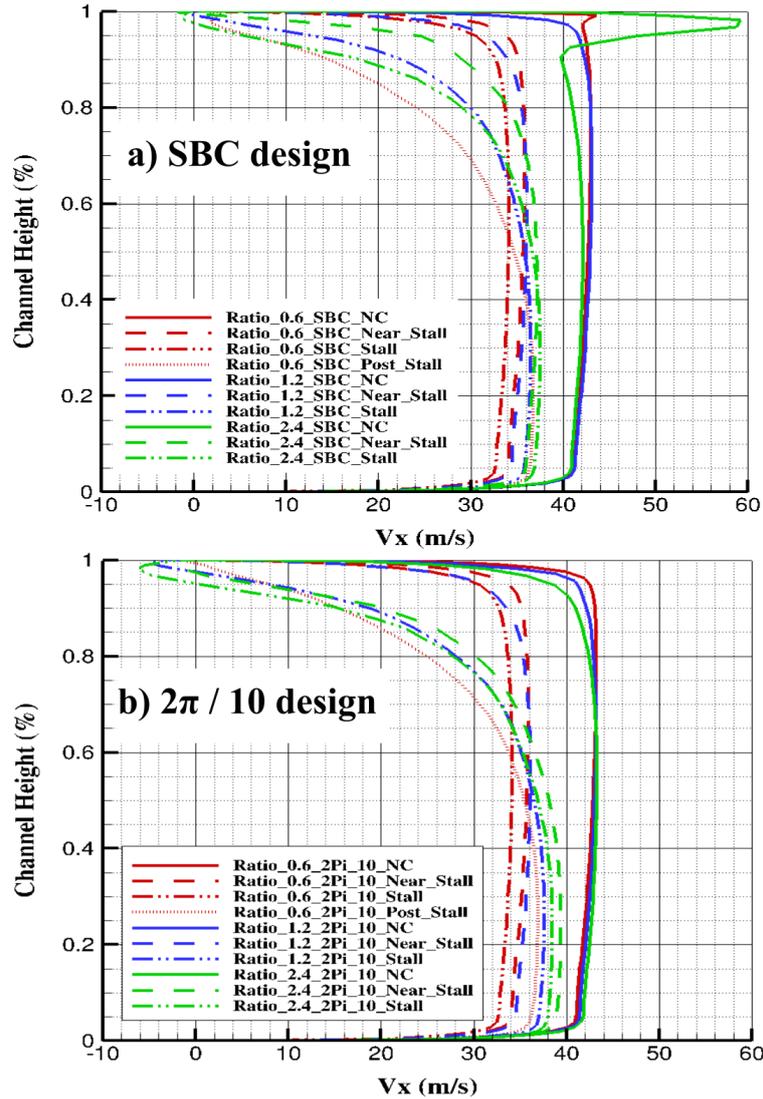


Figure 3.14 – Comparaison de la vitesse axiale (m/s) pour $R = 0,6\%$, $R = 1,2\%$, et $R = 2,4\%$ en configuration RANS : a) 'mono-canal' et b) $2\pi/10$ (plan 11)

veine, l'écoulement est détecté avec une vitesse négative pour la configuration $2\pi/10$ au contraire de la configuration SBC qui n'en présente pas à l'approche du décrochage pour les tailles de jeu $R = 1,2\%$, et $R = 2,4\%$. Ceci met en évidence des zones de recirculation de l'écoulement pour la configuration $2\pi/10$ avec de l'écoulement de retour, absent pour la configuration SBC. Ainsi, la configuration SBC semble sous-estimer l'intensité de l'écoulement de jeu avec moins d'écoulement de retour par rapport à la configuration $2\pi/10$ qui présente certaines zones de basses vitesses plus importantes. Le pic de vitesse capturé pour $R = 2,4\%$ en tête du rotor, interpelle car il est présent seulement pour la configuration SBC au cas nominal. Cette configuration semble sur-estimer un déversement de l'écoulement de jeu en tête du rotor dû à la taille de jeu qui est

plus grande par rapport aux autres ratio.

En se concentrant sur les coupes de pression statique à 97% de la hauteur de la pale (Figure 3.15), à l'approche du décrochage, pour $R = 1,2\%$, une certaine variation de l'intensité de la pression entre les deux configurations est notée, en particulier au bord d'attaque du rotor au niveau de la zone de basse pression statique.

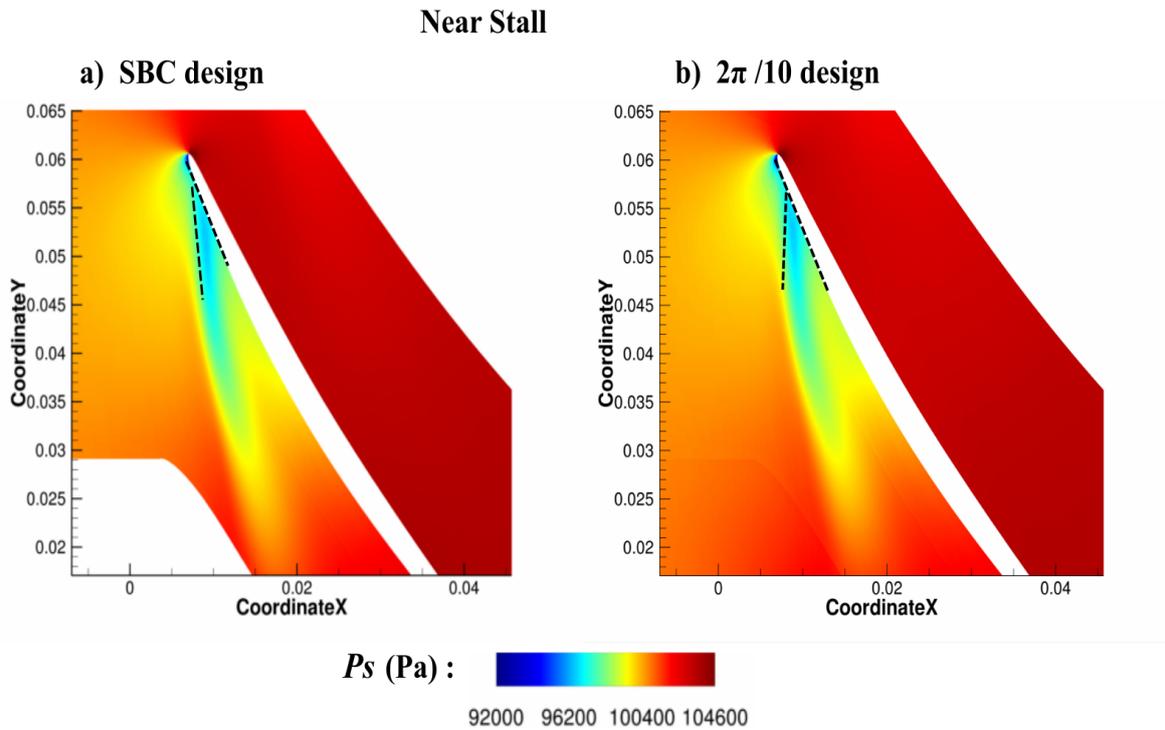


Figure 3.15 – Comparaison de coupes de pression statique (Pa) pour $R = 1,2\%$ en configuration RANS 'mono-canal' SBC et $2\pi/10$, à 97% de la hauteur d'aube, en condition proche décrochage

Cette observation suggère que l'orientation du tourbillon de jeu a changé entre les configurations SBC et $2\pi/10$, et celui-ci semble être plus aligné avec le bord d'attaque des aubes du rotor des rangées adjacentes dans ce dernier cas. Ceci est confirmé par l'intensité plus élevée de l'entropie dans la direction azimuthale (Figure 3.16) dans la configuration $2\pi/10$. De plus, pour les conditions nominales, la périodicité de l'écoulement est obtenue pour chaque modèle. L'entropie est légèrement plus élevée pour le modèle $2\pi/10$ en particulier en tête de l'aube du rotor. Ainsi, cette configuration $2\pi/10$ prévoit plus de pertes en tête du rotor, que la configuration SBC. Ceci est corroboré par la variation des performances à l'état nominal entre les deux configurations.

Proche des conditions de décrochage, une variation entre les deux configurations est également observée, illustrée par de légères divergences d'entropie le long du rotor. Il semble donc que la configuration 'mono-canal' SBC retarde et atténue le phénomène de décrochage lorsque

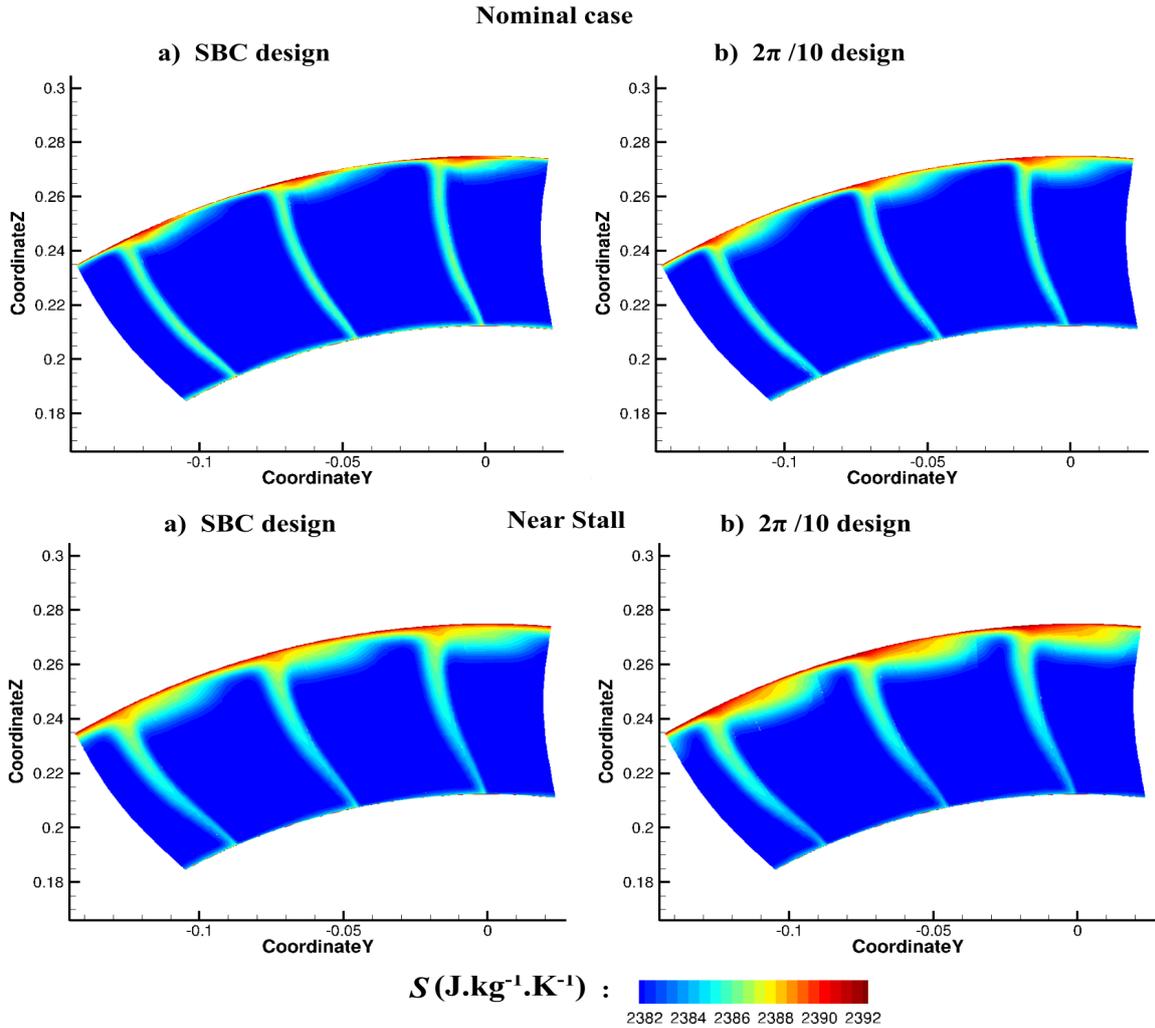


Figure 3.16 – Comparaison de coupes d'entropie (J/kg/K) pour $R = 1,2\%$ en configuration RANS 'mono-canal' SBC et $2\pi/10$, à conditions nominales et proches décrochage, en sortie du rotor

le jeu est grand, par rapport à la configuration $2\pi/10$. Même si un canal à une seule aube peut prévoir correctement les performances pour un jeu étroit, il semble que la configuration $2\pi/10$ soit la meilleure pour mettre en œuvre des simulations pour un jeu plus important.

3.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de comparer la capacité des méthodes numériques RANS à étudier l'impact de la taille de jeu sur la performance du CME2. La géométrie de référence ($R = 0,6\%$) a également été comparée aux données expérimentales et les calculs $2\pi/10$ URANS ont été utilisés comme cas de validation. L'augmentation du jeu, de $R = 0,6\%$ à $R = 2,4\%$, conduit clairement à un accroissement de la taille du tourbillon de jeu, ce qui se traduit par des pertes de

pression supplémentaires au niveau de l'étage du rotor. Ceci se répercute sur l'augmentation de la pression dans l'ensemble du compresseur. Ces pertes de pression supplémentaires s'additionnent avant d'atteindre les conditions de fonctionnement proches du décrochage. En outre, à ce débit ($\varphi = 0,43$), surtout pour $R = 1,2\%$, la trajectoire du tourbillon de jeu est déplacée vers l'amont et tend à interagir avec le bord d'attaque de l'aube adjacente, permettant un décrochage à plus haut débit qu'au jeu de référence.

Ainsi, la chute de pression se produit à des débits plus élevés pour les plus grandes tailles de jeu. Ces analyses conduisent à l'hypothèse d'une transition anticipée vers le décrochage pour des tailles de jeu larges. Pour $R = 0,6\%$, les configurations 'mono-canal' et $2\pi/10$ donnent des résultats très similaires depuis les conditions nominales jusqu'aux conditions de décrochage, ce qui correspond aux données expérimentales. Pour les tailles de jeu plus importantes ($R = 1,2\%$ et $R = 2,4\%$), la simulation SBC donne également des prévisions satisfaisantes des performances sur une large plage de fonctionnement, mais elle ne parvient pas à prévoir les pertes supplémentaires observées avant le décrochage et dans les conditions de fonctionnement du décrochage. Également, la transition anticipée vers le décrochage n'est pas correctement capturée car le décrochage se produit à un plus faible débit avec une sur-estimation de la marge au pompage. La configuration $2\pi/10$ est d'une complexité intermédiaire entre un canal à une seule aube et une configuration annulaire complète. Elle est capable de capturer de nombreux phénomènes d'écoulement de premier ordre, telle que l'interaction entre le rotor et le stator grâce aux simulation URANS, mais à un coût de calcul raisonnable. C'est donc une configuration qui est choisie pour évaluer l'impact du contrôle sur les performances du CME2 dans le chapitre suivant.

Au vue de l'étude numérique de ce chapitre, une nouvelle taille d'aubes plus large, au jeu $R = 2,4\%$, a été décidée d'être implémentée sur le CME2, afin de réaliser une campagne d'essais. Ainsi, dans le chapitre 4, les calculs numériques seront basés notamment sur les configurations $2\pi/10$ avec cette fois la présence des injecteurs afin de déterminer l'impact de l'effet de la taille de jeu sur les performances du CME2 avec le système de contrôle actif activé.

EFFET DE LA TAILLE DE JEU SUR LA PERFORMANCE D'UN ÉTAGE DE
COMPRESSEUR AXIAL AVEC ET SANS CONTRÔLE ACTIF DE
L'ÉCOULEMENT

4.1	Présentation du domaine de calcul et des conditions aux limites avec injecteurs ...	107
4.2	Référence sans contrôle : évaluation des performances avec présence d'injecteurs sans soufflage	109
4.2.1	Conditions de fonctionnement spécifiques pour les rapports $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$	110
4.2.2	Résultats entre les conditions nominales et les dernières conditions stables pour les rapports $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$	111
4.3	Performance avec injection continue à différentes tailles de jeu	112
4.3.1	Analyse des performances expérimentales et numériques avec contrôle	112
4.3.2	Approfondissement sur les écarts des simulations RANS avec les données expérimentales	114
4.4	Topologie de l'écoulement avec contrôle activé à différentes tailles de jeu	119
4.5	Efficacité du contrôle d'injection	121
4.6	Impact des paramètres de contrôle d'injection.....	124
4.7	Conclusion	127

Dans le précédent chapitre, nous avons pu nous rendre compte de l'impact de la taille de jeu sur les performances. **Or, qu'en est-il lorsque le contrôle est activé pour différentes tailles de jeu ? Quelles sont les évolutions concernant les performances ?** Dans ce chapitre, nous allons donc approfondir l'effet du contrôle actif sur les performances d'un compresseur avec jeu variable.

La bibliographie (chapitre 1) a mis en exergue les travaux récents ayant prouvé la capacité de souffler des jets à grande vitesse dans la région du jeu pour améliorer la marge au pompage d'un étage de compresseur axial. Le mécanisme permet d'intervenir sur l'écoulement de jeu, en stabilisant une région instable. Par conséquent, l'injection d'air en amont du bord d'attaque du rotor repousse la limite de la marge au pompage comme définie sur le graphique suivant (Figure 4.1), où cette zone de sécurité de fonctionnement stable (zone verte) est décalée vers de plus faibles débits.

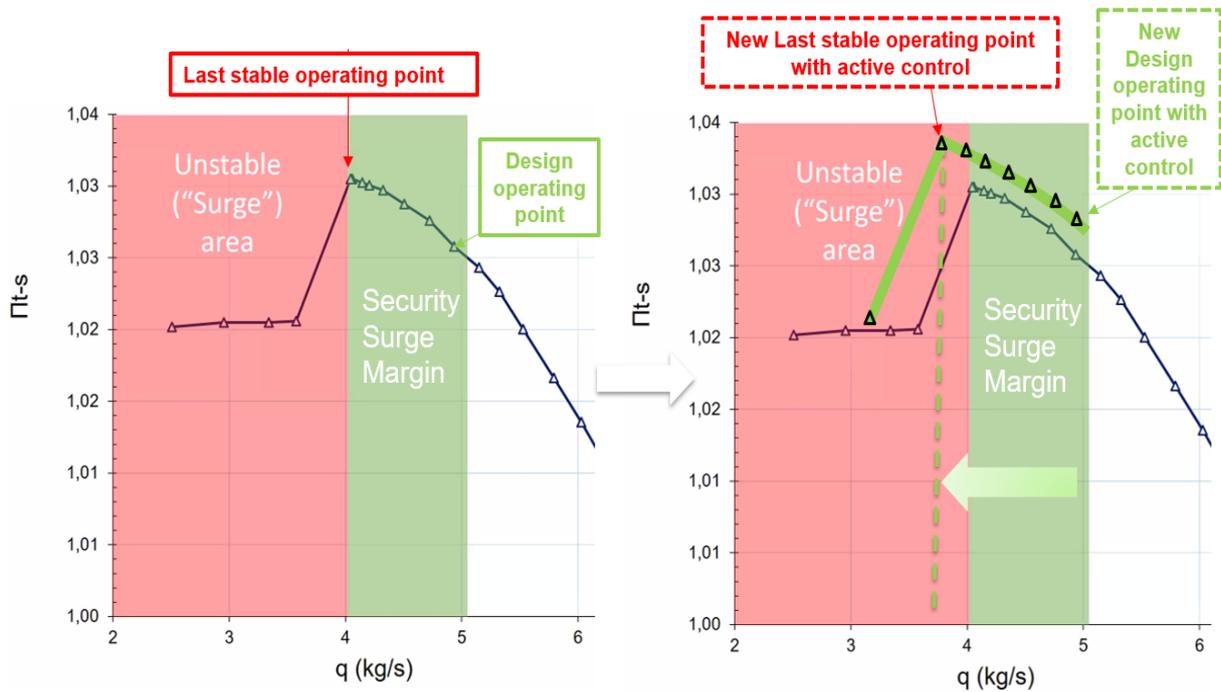


Figure 4.1 – Modification de la marge au pompage SMI : objectif du contrôle actif

L'enjeu consiste à retarder le décrochage et de modifier la courbe de performance classique d'un compresseur afin d'augmenter les performances aérodynamiques et la plage de fonctionnement.

Le contrôle actif d'écoulement semble donc être une technologie plus intéressante que le contrôle passif. Cette solution peut être adaptée au point de fonctionnement de la machine, activable dès souhaité et tient compte des problèmes de cycle et d'usure du moteur. Néanmoins, toutes les études de la littérature se sont concentrées sur une géométrie de compresseur fixe,

alors que la taille de jeu peut évoluer au cours de la durée de vie du compresseur, et dépendre de l'emplacement du rotor et des variations de vitesse. Comme constaté en chapitre 3, il est aussi bien établi qu'une modification de la taille du jeu peut affecter les performances et le fonctionnement du compresseur.

L'objectif de ce chapitre est donc d'évaluer les performances d'un système de contrôle actif avec injection continue sur le CME2 avec différentes tailles de jeu. La configuration à $R = 0,6\%$ a été testée expérimentalement dans les travaux de Margalida [6] et Moubogha *et al.* [51]. Suite à l'étude du chapitre 3, nous avons procédé à l'usinage de nouvelles aubes, avec cette fois-ci un jeu plus large à $R = 2,4\%$ dont les aubes du rotor sont présentées en figure 4.2. Une campagne d'essais a été ainsi mise en œuvre pour étudier l'effet de l'ouverture du jeu.



Figure 4.2 – Aubes de rotor usinées au jeu $R = 2,4\%$

Des simulations RANS ont également été réalisées. L'effet de la taille de jeu et du soufflage en tête d'aube est ainsi évalué en termes de performances du compresseur. Le chapitre est organisé comme suit : le domaine numérique avec injecteurs est présenté. Ensuite, un cas de référence est présenté avec injecteur présent mais sans soufflage activé. Enfin, l'impact des paramètres de contrôle actif est discuté en termes de performance et précisément sur l'augmentation de la marge au pompage.

4.1 Présentation du domaine de calcul et des conditions aux limites avec injecteurs

De manière similaire au chapitre 3, un domaine de calcul préliminaire dit 'mono-canal' composé d'une aube de rotor et d'une aube de stator avec en plus une paire d'actionneurs fluidiques a été conçu pour obtenir une configuration $2\pi/10$ en utilisant la périodicité naturelle de la machine

(Figure 4.3).

Le maillage $2\pi/10$ est composé de 7×10^6 nœuds. Les valeurs de y^+ à la paroi de l'aube sont inférieures à 1 dans tout le domaine. Nous avons respecté aussi comme dans le chapitre 3, le rapport d'aspect des cellules dans le cas de changement de taille de jeu. Précédemment, il a été présenté que pour la taille de jeu la plus faible ($R = 0,6\%$), les configurations 'mono-canal' (SBC) et $2\pi/10$ donnent des résultats très similaires depuis les conditions nominales jusqu'aux conditions de décrochage, et aussi assez proches des données expérimentales. Néanmoins, pour la taille de jeu plus importante ($R = 2,4\%$), les simulations 'mono-canal' ne parviennent pas à prévoir le débit critique correspondant à l'apparition du décrochage. Aussi, nous présenterons dans ce chapitre les résultats avec la configuration $2\pi/10$.

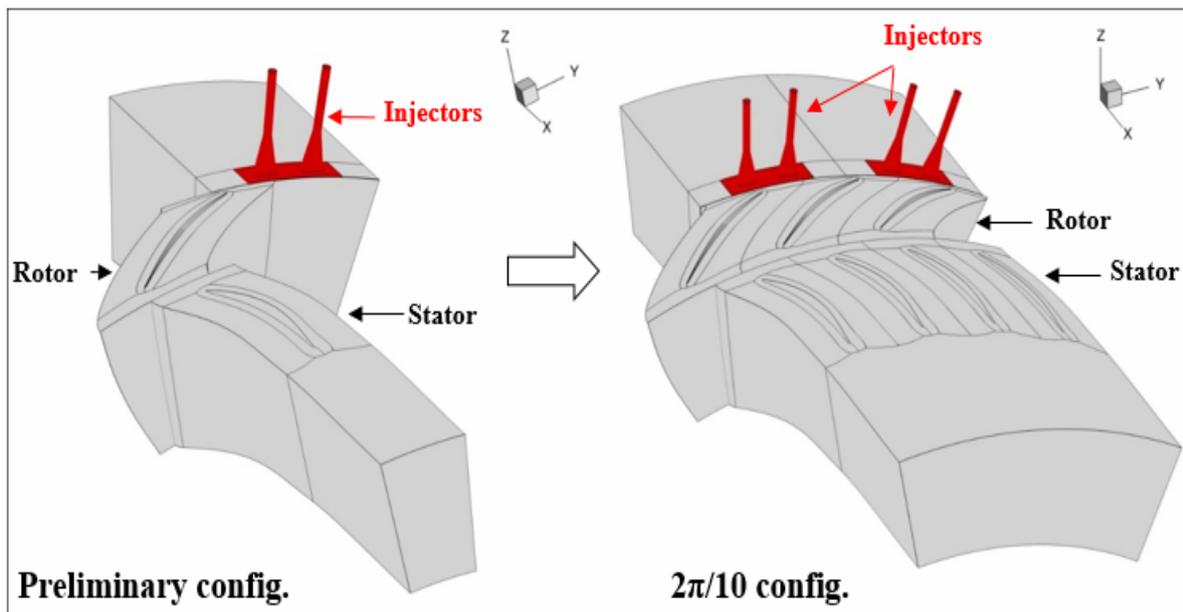


Figure 4.3 – Configurations 'mono-canal' et $2\pi/10$ avec injecteurs

D'après le chapitre 2, le maillage utilisé pour cette configuration est donc hybride, à savoir il est composé de prismes / pyramides / tétraèdres à l'interface entre l'injecteur et le canal. Ce dernier est maillé en structuré, i.e pour les parties amont, rotor et stator. Tout l'injecteur est maillé avec des hexaèdres et a été traité en blocs non structurés par le logiciel Pointwise®. Les conditions aux limites sont similaires à celles présentées en chapitre 3, seules celles concernant l'injecteur ont été ajoutées. Un plan de mélange est utilisé pour résoudre l'interface injecteur-rotor pour les calculs RANS. Le tableau 4.1 restitue un résumé des conditions aux limites.

Différents maillages ont été réalisés afin d'évaluer l'influence de l'angle d'injection absolu des

Tableau 4.1 – Conditions aux limites du domaine avec injecteurs

Entrée du domaine	Condition d'entrée subsonique avec pression totale prescrite : - Écoulement axial - $P_t = 101325$ Pa, $T_t = 288$ K
Sortie du domaine	Condition de sortie subsonique avec équilibre radial utilisant une loi de vanne pour la pression statique
Aubes	Conditions de parois adiabatiques et mobiles
Carter	Conditions de parois adiabatiques et immobiles
Moyeu	Conditions de parois adiabatiques et mobiles, et immobiles pour une partie
Entrée de l'injecteur	- Condition d'entrée subsonique avec débit massique prescrit : - Q_{inj} , $T_t = 288$ K - Écoulement normal à la frontière,
Injecteurs	Conditions de parois adiabatiques

jets $[0^\circ ; -30^\circ]$ sur les performances du CME2, à la vitesse de rotation définie à 3200 tr/min. Les maillages hybrides considérés sont représentés à la figure 4.4, qui illustre le maillage de l'injecteur pour chaque angle d'injection α_{inj} : 0° et -30° .

4.2 Référence sans contrôle : évaluation des performances avec présence d'injecteurs sans soufflage

Tout d'abord, afin d'évaluer la concordance entre les données expérimentales et les résultats numériques, des simulations ont été effectuées sans contrôle avec présence des injecteurs sur des configurations à $2\pi/10$. Ceci a été réalisé pour une taille de jeu étroite à $R = 0,6\%$ et une autre, plus grande, à $R = 2,4\%$. Expérimentalement, des essais ont été menés sur le CME2, pour les deux tailles de jeu sans contrôle et en fermant progressivement une vanne depuis les conditions nominales jusqu'aux conditions de décrochage. Pour $R = 0,6\%$, les données expérimentales proviennent de Moubogha *et al.* [51]. Comme cas de référence, les simulations ont été comparées à des configurations expérimentales, i.e sans soufflage, avec des injecteurs orientés à $\alpha_{inj} = 0^\circ$ (Figure 4.5). Il s'agit d'étudier l'effet de la présence des injecteurs sur les performances par rapport au chapitre 3.

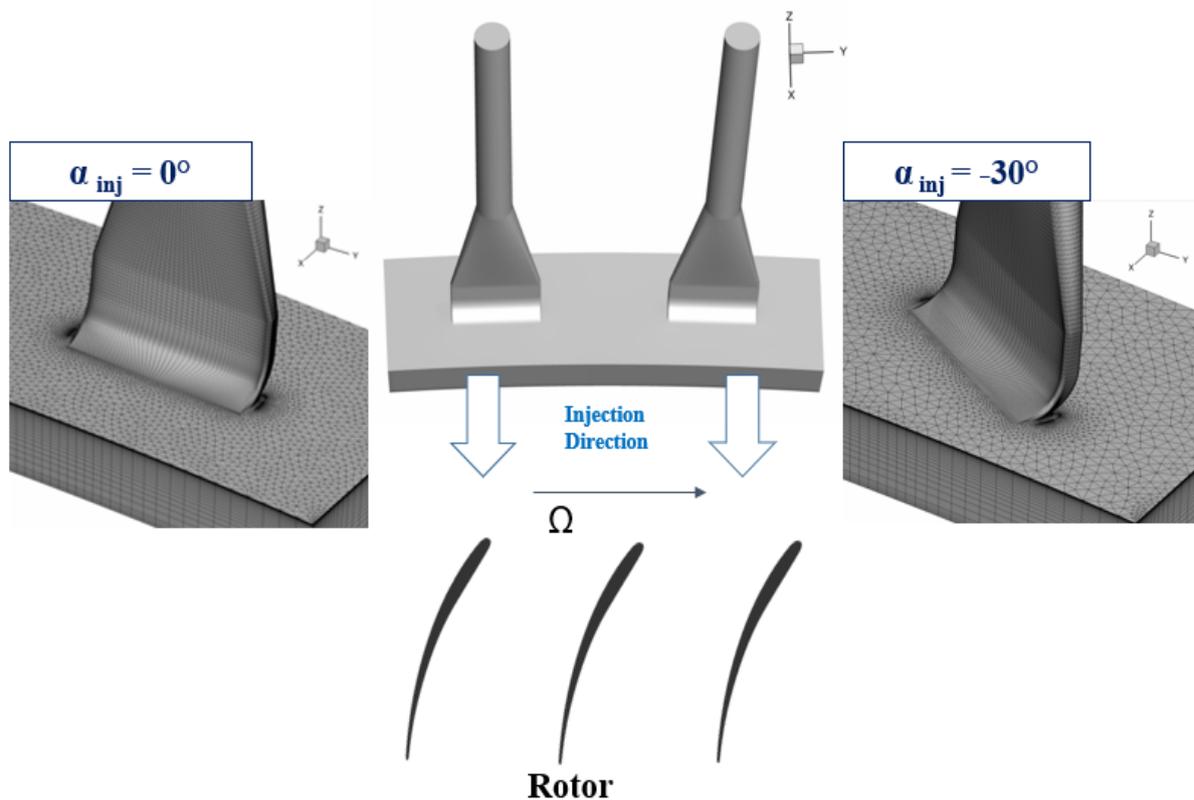


Figure 4.4 – Différentes configurations de maillage à $\alpha_{inj} = 0^\circ$ et -30°

4.2.1 Conditions de fonctionnement spécifiques pour les rapports $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$.

Les courbes des performances sont illustrées en figure 4.5. Les simulations portent sur une plage de coefficients de débit allant de 0,25 à 0,53. Parmi les conditions considérées, plusieurs points de fonctionnement sont identifiés comme suit :

- conditions nominales ($\varphi_1 = 0,53$),
- dernières conditions stables avant le décrochage : le dernier point expérimental (S) avant une rupture nette de la pente de la courbe de performance (à $\varphi_{S2_{exp}}$ et $\varphi_{S2'_{exp}}$),
- conditions après le décrochage à un débit massique inférieur à φ_S .

Nous observons tout d'abord qu'au cas nominal pour les deux jeux, le coefficient de débit nominal du compresseur est de 0,53. Le débit critique pour lequel le compresseur rencontre le phénomène du décrochage est quant à lui à 0,41 et 0,44 respectivement pour $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$.

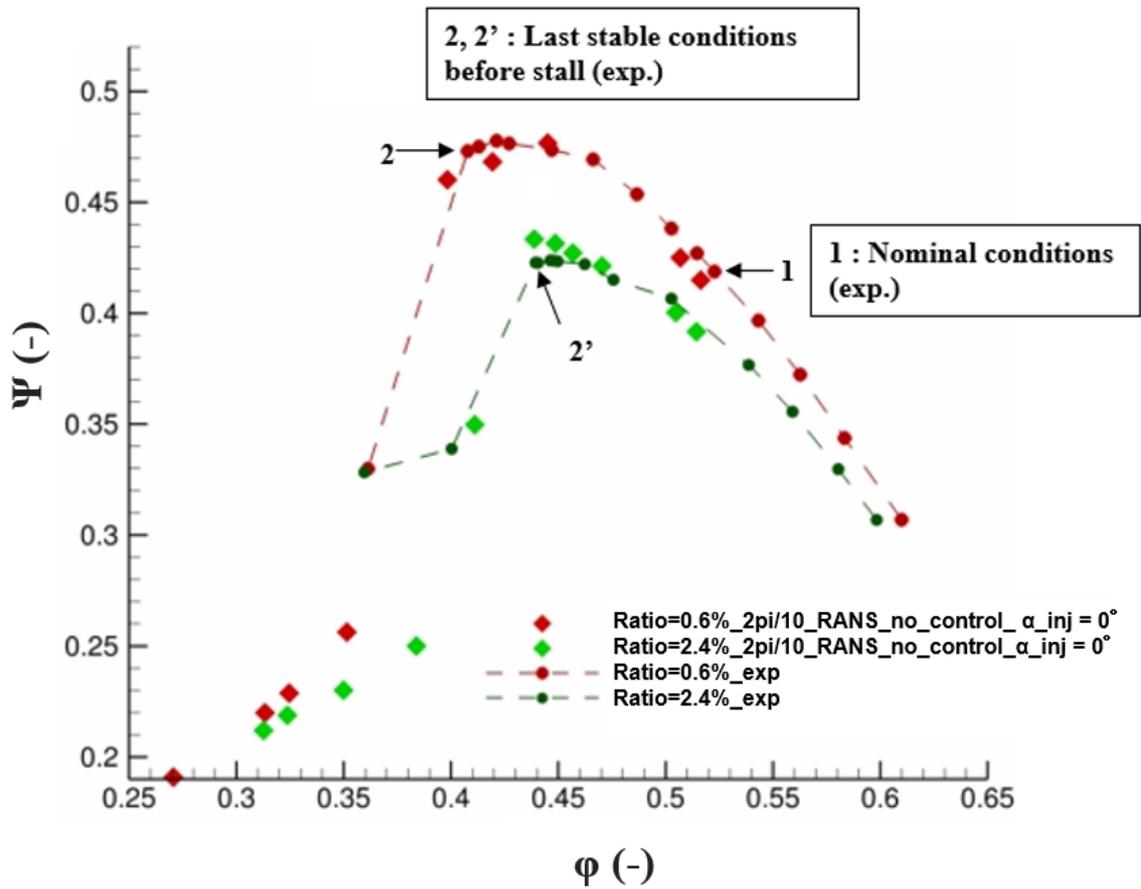


Figure 4.5 – Performance du CME2 aux jeux $R = 2,4\%$ (vert) et $R = 0,6\%$ (rouge) sans débit d'injection : pour des simulations RANS en configuration $2\pi/10$, à angle d'injection $\alpha_{inj} = 0^\circ$ (losange), comparées aux données expérimentales (tirés-points)

4.2.2 Résultats entre les conditions nominales et les dernières conditions stables pour les rapports $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$.

Les simulations $2\pi/10$ avec présence d'injecteurs, fournissent d'excellents résultats lorsqu'elles sont comparées aux données expérimentales à $R = 0,6\%$ (Figure 4.5). En particulier, elles donnent des écarts inférieurs à 1% par rapport aux conditions juste avant décrochage pour $R = 0,6\%$, même si les résultats numériques sous-estiment légèrement le coefficient de pression $\Psi = \frac{\Delta P_s}{\rho U^2}$ de $\phi = 0,53$ à $\phi = 0,45$, notamment à cause d'un décollement un peu trop massif dans le stator qui sera détaillé en section 4.3.2. Le débit massique critique expérimental est de $\varphi_{S2_{exp}} = 0,41$ alors que les simulations numériques prévoient la chute de pression caractéristique à $\varphi_{S2_{num}} = 0,39$. Ainsi, à ce ratio, les résultats numériques rendent bien compte de la même tendance des performances juste avant le décrochage.

De même, pour $R = 2,4\%$, l'accord est satisfaisant entre les résultats des performances nu-

mériques et expérimentales, pour cette plus grande taille de jeu. En effet, de $\varphi = 0,53$ à $\varphi = 0,45$, les simulations RANS $2\pi/10$ produisent des écarts inférieurs à 1%. L'écart le plus important par rapport aux données expérimentales est lié aux conditions proches du décrochage. Les résultats RANS semblent définir un dernier point stable à un débit massique plus faible mais proche de $\varphi_{S2'_{exp}} = 0,44$. L'augmentation de la pression du compresseur juste avant le décrochage est légèrement surévaluée car le décollement dans le stator n'est pas encore problématique à ce ratio.

4.3 Performance avec injection continue à différentes tailles de jeu

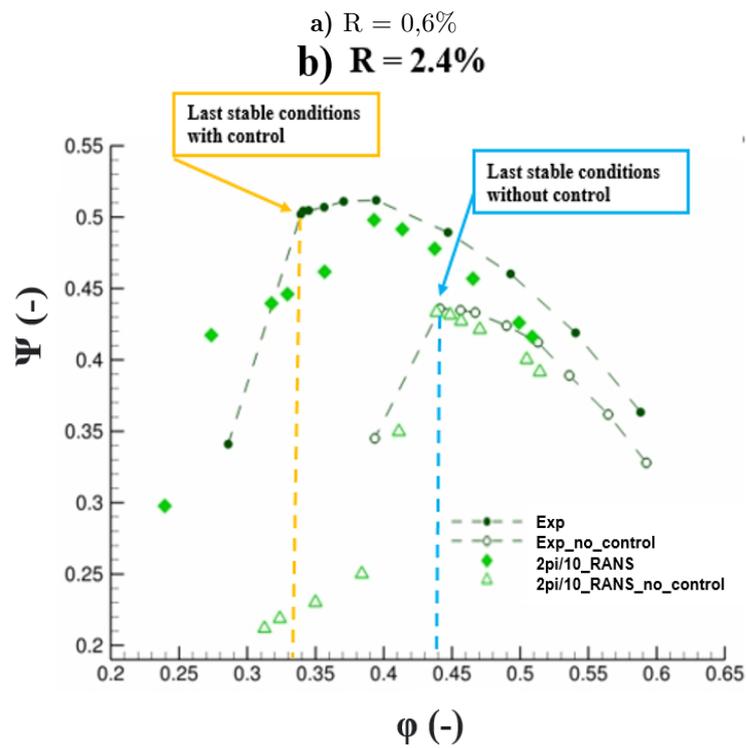
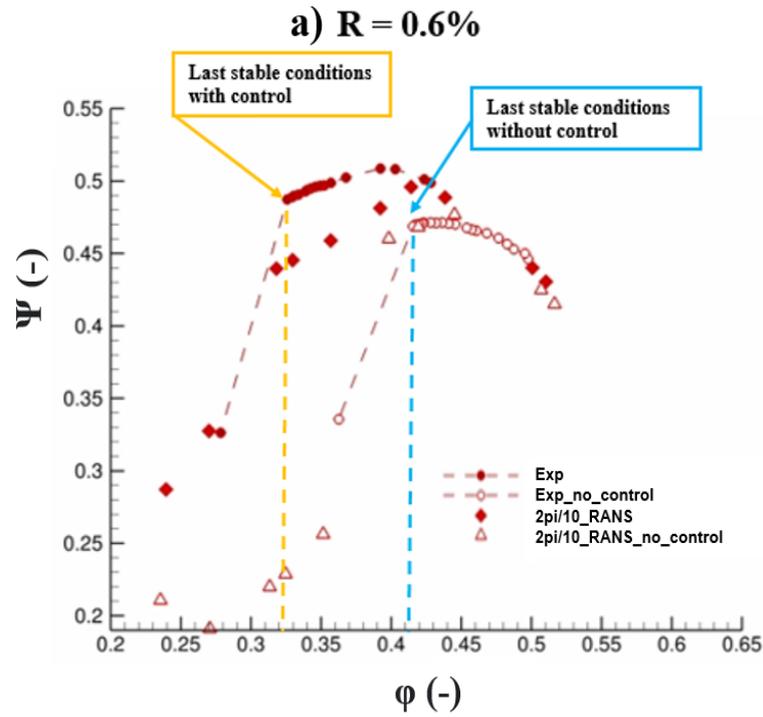
4.3.1 Analyse des performances expérimentales et numériques avec contrôle

L'impact du contrôle actif sur l'écoulement est étudié en soufflage continu à 3200 tr/min avec 40 injecteurs activés à $R = 0,6\%$ et $2,4\%$, avec un angle d'injection fixé à $\alpha_{inj} = -30^\circ$. Cet angle d'injection absolu a été choisi comme référence pour $R = 0,6\%$, car il correspond aux performances optimales du compresseur en termes d'amélioration de la marge de décrochage selon Moubogha *et al.* [51] et nous avons facilement accès aux données expérimentales pour effectuer la comparaison avec ce jeu.

Les courbes de performance expérimentales et numériques du compresseur sont présentées aux figures 4.6 a) et 4.6 b). Le débit de soufflage est fixé dans la simulation à $Q_{inj} = 2\%$ pour correspondre aux résultats expérimentaux, soit 2 g/s imposés pour chaque injecteur, ce qui correspond à 80 g/s pour l'ensemble de la circonférence (ce qui est proche de 2% du débit massique de décrochage). Le débit massique injecté Q_{inj} est défini comme un pourcentage du débit massique du compresseur au dernier point de fonctionnement sans contrôle pour la géométrie nominale $R = 0,6\%$. Si le dernier point de fonctionnement sans contrôle pour $R = 2,4\%$ est choisi, un léger écart est observé de 2,5%. Par conséquent, pour comparer chaque cas, $R = 0,6\%$ est utilisé comme référence.

Comme cela a déjà été observé expérimentalement dans Moubogha *et al.* [51] et Margalida [6], pour $R = 0,6\%$, le système de contrôle prouve sa capacité à repousser la limite de stabilité à des débits plus faibles ($\varphi_{S_{exp}}$ est décalé de 0,41 à 0,32) et améliore l'augmentation de la pression statique du compresseur.

À la plus grande taille de jeu $R = 2,4\%$ (Figure 4.6 b)), l'effet du soufflage est encore plus efficace puisque la limite de décrochage avec contrôle est de $\varphi_{S_{exp}} = 0,335$, très proche de celle observée pour le jeu étroit. Ceci est un résultat inattendu et donc prometteur car cette taille de jeu $R = 2,4\%$ est proche de celles des moteurs actuelles. En outre, par rapport aux courbes



b) R = 2,4%

Figure 4.6 – Courbe de performance à $\alpha_{inj} = -30^\circ$ ($Q_{inj} = 2.0\%$) dans une configuration RANS $2\pi/10$

caractéristiques sans contrôle, les courbes contrôlées présentent une augmentation du rapport de pression statique avec une pente des courbes devenant positive, en particulier pour $R = 2,4\%$.

En ce qui concerne les prévisions CFD, la chute de pression statique est également retardée pour des débits massiques plus faibles par rapport aux cas sans contrôle pour les deux jeux. Les simulations $2\pi/10$ permettent de donner une tendance similaire pour les cas avec contrôle, mais sous-estiment Ψ lorsque les courbes de données expérimentales s'aplatissent vers le haut de $\varphi = 0,4$ à $\varphi_{S_{exp}} = 0,335$ pour $R = 2,4\%$ et de $\varphi = 0,41$ à $\varphi_{S_{exp}} = 0,32$ pour $R = 0,6\%$. Cela signifie que les simulations à $2\pi/10$ sont suffisantes pour prédire le changement de pente lorsque le décrochage se produit avec le contrôle du soufflage, mais avec un manque de précision sur la chute soudaine de pression statique capturée avec les expériences.

Ainsi, les simulations instationnaires du compresseur avec une configuration de 360° devraient permettre de saisir l'effet du soufflage avec plus de précision lorsque le débit massique se rapproche du décrochage.

4.3.2 Approfondissement sur les écarts des simulations RANS avec les données expérimentales

Il semble que les résultats de la CFD présentent une légère différence avec les données expérimentales, proche du décrochage pour le cas contrôlé. En effet, sur les courbes numériques pour les deux jeux, un palier descendant est remarquée juste avant le décrochage avec une sous-estimation du coefficient de pression par rapport aux données expérimentales. L'utilisation de simulations RANS pourrait expliquer ces divergences en termes de performances lors de l'ajout du soufflage, provenant d'un défaut de modélisation. Plus précisément, il semblerait que le stator décroche plus tôt par rapport au rotor : l'effet serait déjà présent dans le cas sans contrôle, mais amplifié dans celui avec contrôle dû à l'angle amont du stator induisant un décollement plus massif et un palier plus visible sur les courbes de performances, expliquant la mauvaise prévision du cas avec contrôle proche décrochage.

La vitesse absolue axiale V_x est tracée aux conditions de fonctionnement proche décrochage, pour les deux jeux dans le cas avec contrôle (Figure 4.7 a), Figure 4.8 a)) et sans contrôle (Figure 4.7 b), Figure 4.8 b)), et comparée respectivement entre le plan d'entrée et de sortie du rotor et du stator. L'évolution de la vitesse axiale est ainsi obtenue le long de l'aube pour les points correspondant au palier.

Nous constatons que pour le jeu $R = 0,6\%$ avec contrôle (Figure 4.7 a)), les courbes correspondant au rotor, à $\varphi = 0,41$ et $\varphi = 0,38$ semblent assez similaires alors que pour le stator, une

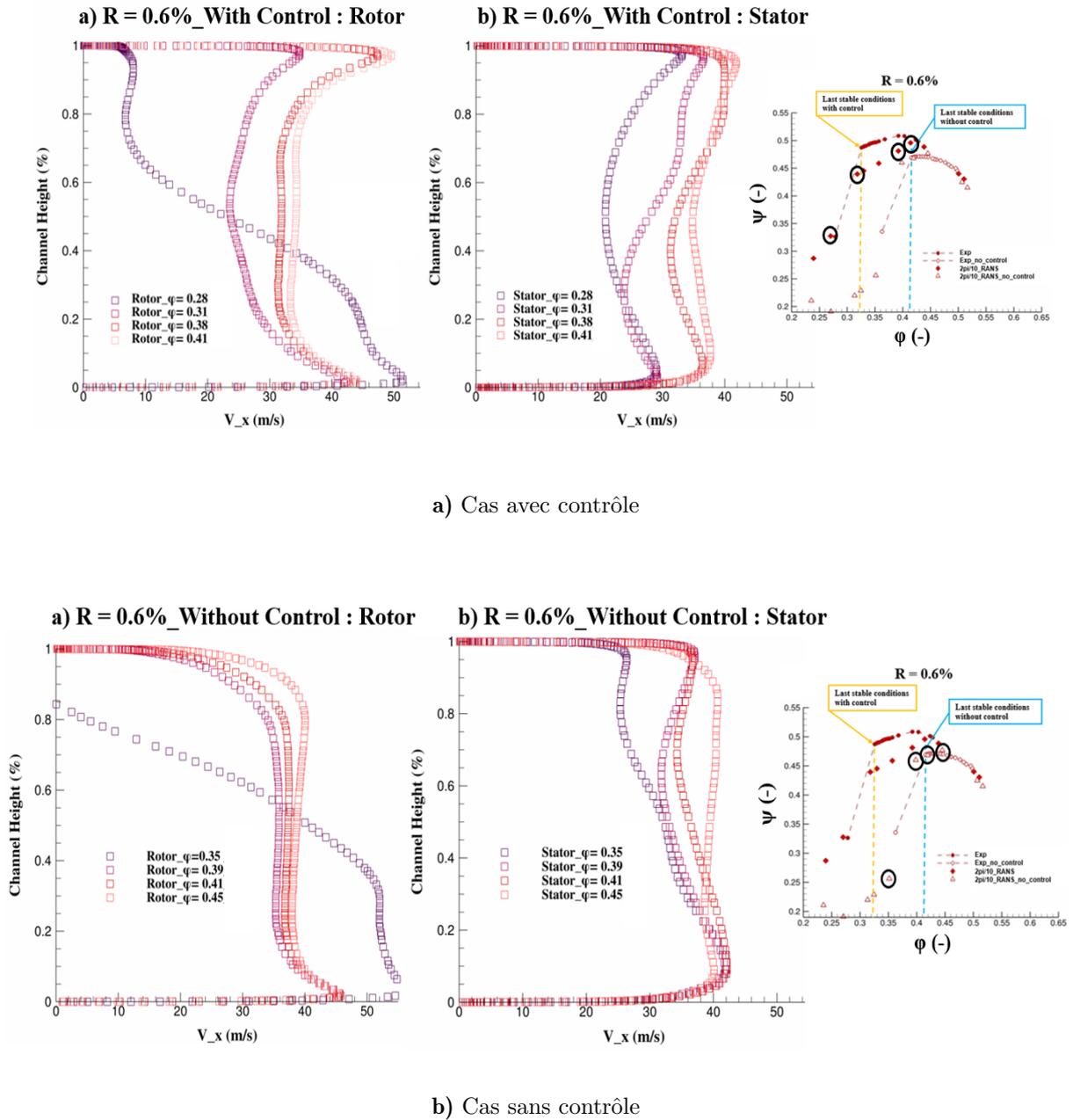


Figure 4.7 – Profils RANS de la vitesse absolue axiale au jeu $R = 0,6\%$, à certaines conditions de fonctionnement, obtenus dans le plan 2 pour le rotor et le plan 3 pour le stator, en configuration $2\pi/10$

différence de tendance à $\varphi = 0,38$ est remarquée. En effet, un déficit de vitesse axiale est observé pour ce coefficient de débit, entre 60% et 20% de la hauteur de veine beaucoup plus prononcé pour le stator comparé au rotor dont le profil de vitesse garde à ce débit la même tendance que celles à $\varphi = 0,41$ et $\varphi = 0,38$. La même remarque peut-être attribuée au jeu $R = 2,4\%$ (Figure 4.8 a)). Dans le cas sans contrôle pour les deux jeux (Figure 4.7 b), Figure 4.8 b)), cette différence de comportement semble être moins prononcée, ce qui pourrait expliquer l'absence de

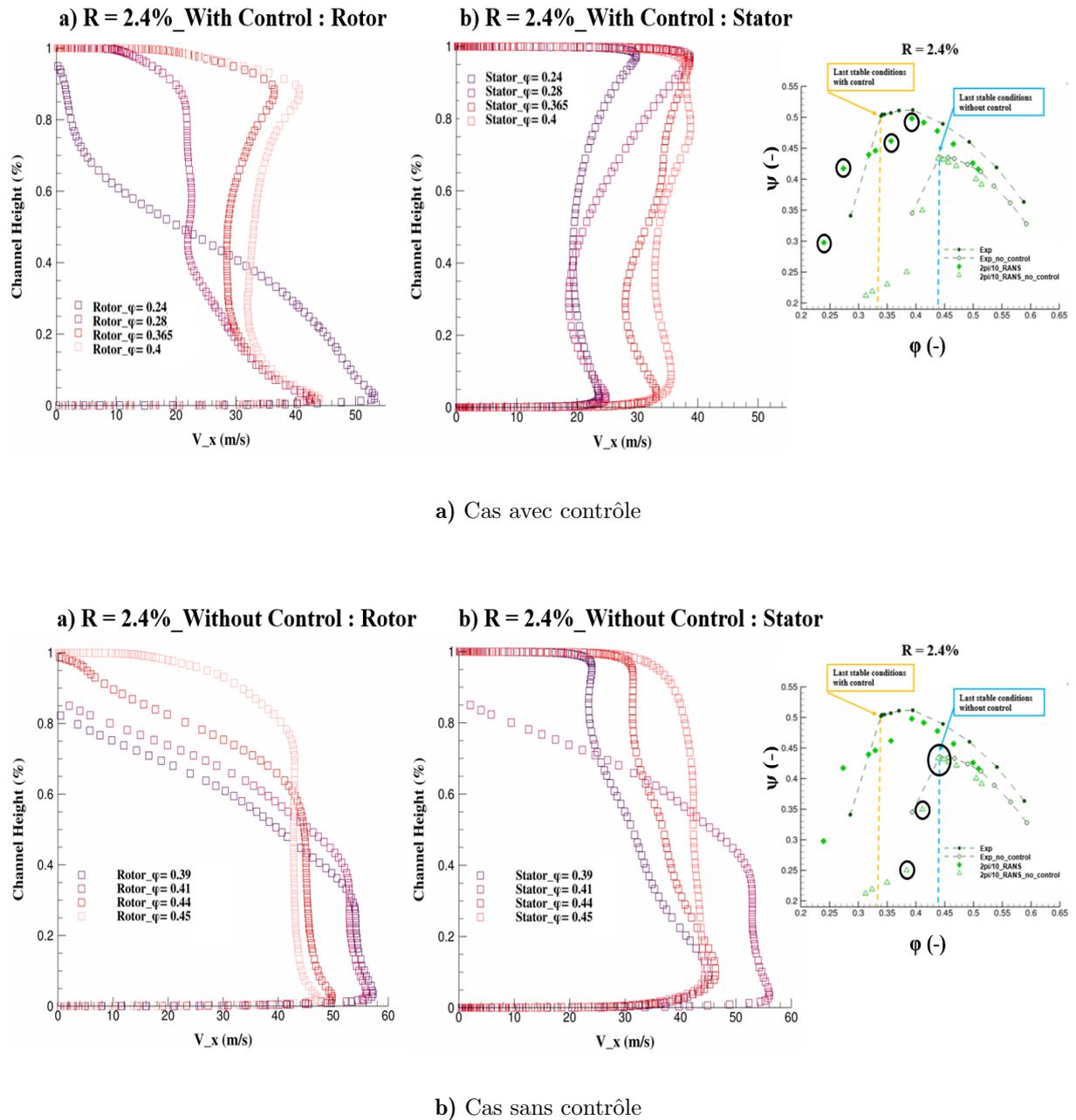
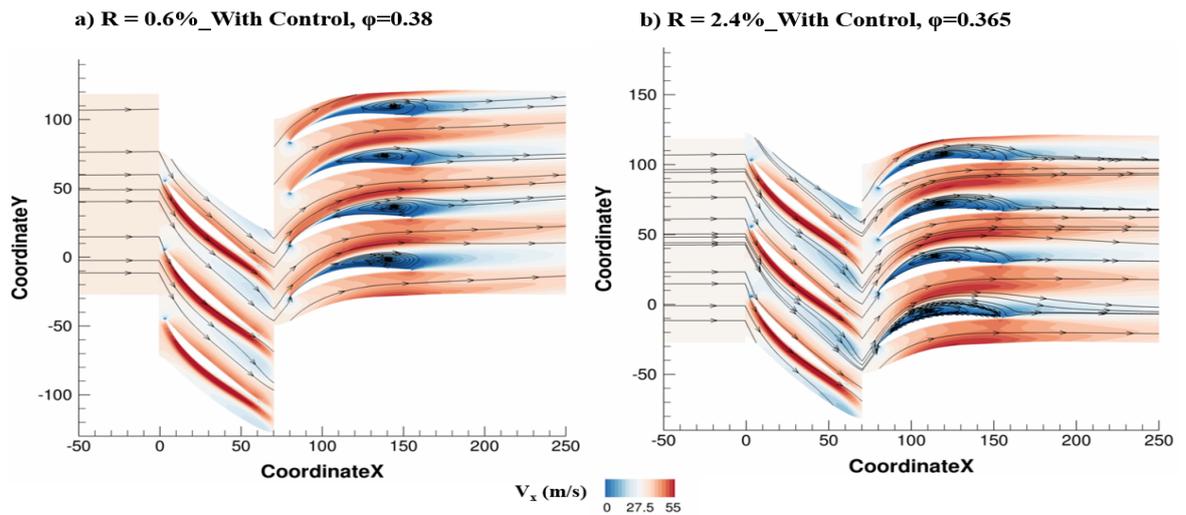


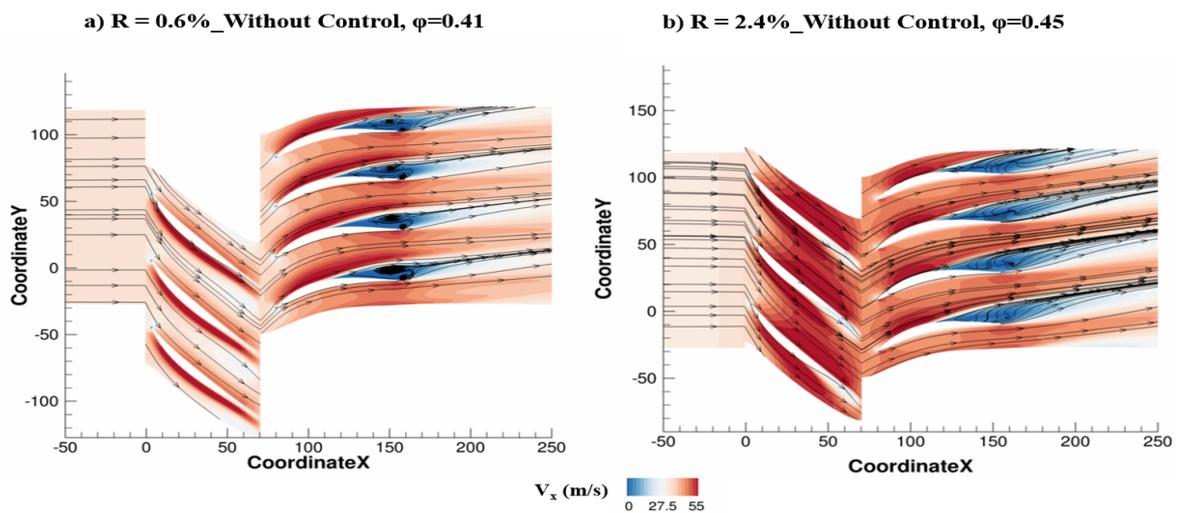
Figure 4.8 – Profils RANS de la vitesse absolue axiale au jeu $R = 2,4\%$, à certaines conditions de fonctionnement obtenus dans le plan 2 pour le rotor et le plan 3 pour le stator, en configuration $2\pi/10$

palier avant le décrochage. En effet, avant le dernier point stable (respectivement à $\varphi = 0,41$ pour $R = 0,6\%$ et $\varphi = 0,45$ pour $R = 2,4\%$), un déficit de vitesse n'est pas constaté pour le stator. Au dernier point stable (respectivement à $\varphi = 0,39$ pour $R = 0,6\%$ et $\varphi = 0,44$ pour $R = 2,4\%$), un léger déficit se remarque marquant un décollement moins volumineux que dans le cas avec contrôle.

Par ailleurs, les coupes à 50% de hauteur de veine du rotor et du stator pour le champs de



a) Cas avec contrôle avant le dernier point stable

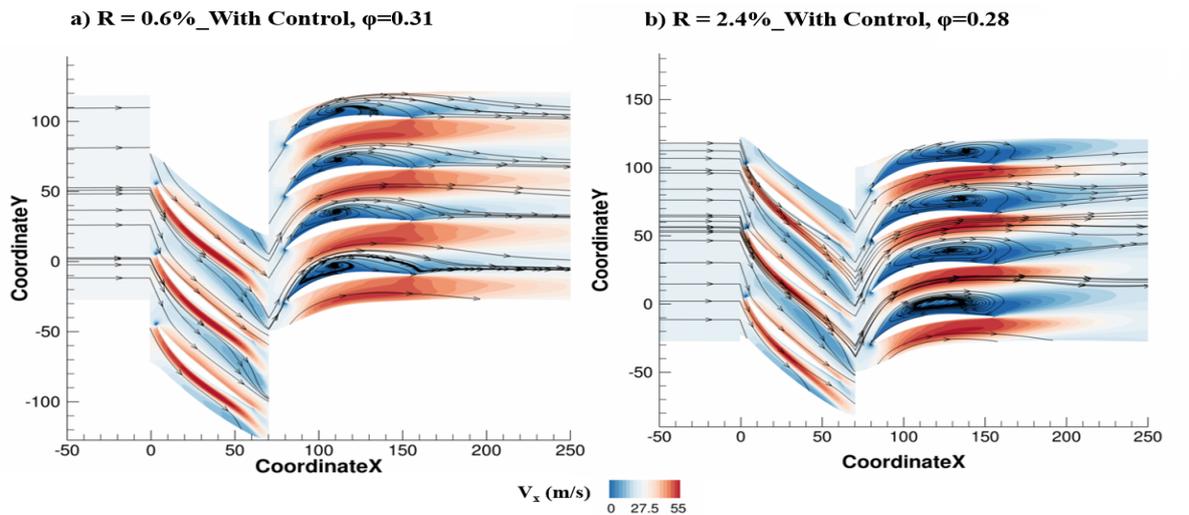


b) Cas sans contrôle avant le dernier point stable

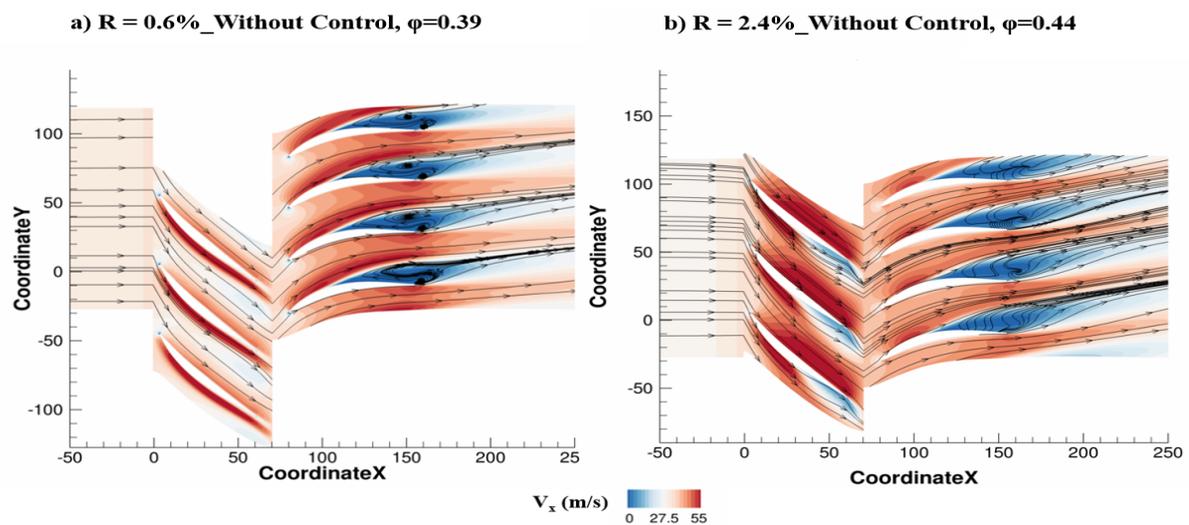
Figure 4.9 – Champs RANS de la vitesse absolue axiale pour $R = 0,6\%$ à $\varphi = 0,38$ et $R = 2,4\%$ à $\varphi = 0,365$, à 50% de hauteur de veine du rotor et du stator, en configuration $2\pi/10$

vitesse absolue axiale avec des lignes de courant peuvent illustrées les profils de vitesse précédents.

Au cas avec contrôle (Figures 4.9 a), 4.10 a)), le stator décroche légèrement avant le rotor selon l'évolution de l'écoulement à $\varphi = 0,38$ pour $R = 0,6\%$, et $\varphi = 0,365$ pour $R = 2,4\%$. Une région assez étendue de recirculation à l'extrados du stator proche bord de fuite est observée et se développe au dernier point stable à $\varphi = 0,31$ pour $R = 0,6\%$, et $\varphi = 0,28$ pour $R = 2,4\%$. Ceci pourrait générer les paliers observés sur la courbe de performance, avec ce blocage précoce



a) Cas avec contrôle au dernier point stable



b) Cas sans contrôle au dernier point stable

Figure 4.10 – Champs RANS de la vitesse absolue axiale pour $R = 0,6\%$ à $\varphi = 0,38$ et $R = 2,4\%$ à $\varphi = 0,365$, à 50% de hauteur de veine du rotor et du stator, en configuration $2\pi/10$

pour le stator. Dans le cas sans contrôle, cette recirculation semble être plus localisée vers le bord de fuite et moins sur l'ensemble de l'extrados de l'aube comme dans le cas avec contrôle. Le décollement généré peut être ainsi moins important au niveau du stator comme suggéré par les profils de vitesse, expliquant cette absence de palier pour ce cas. Il est utile de rappeler que sur la configuration du CME2, les essais ont montré que c'est bien le rotor qui génère le décrochage du compresseur malgré le comportement du stator. Ici, la CFD dans le cas avec contrôle, semble

sur-estimer légèrement un décollement au niveau du stator.

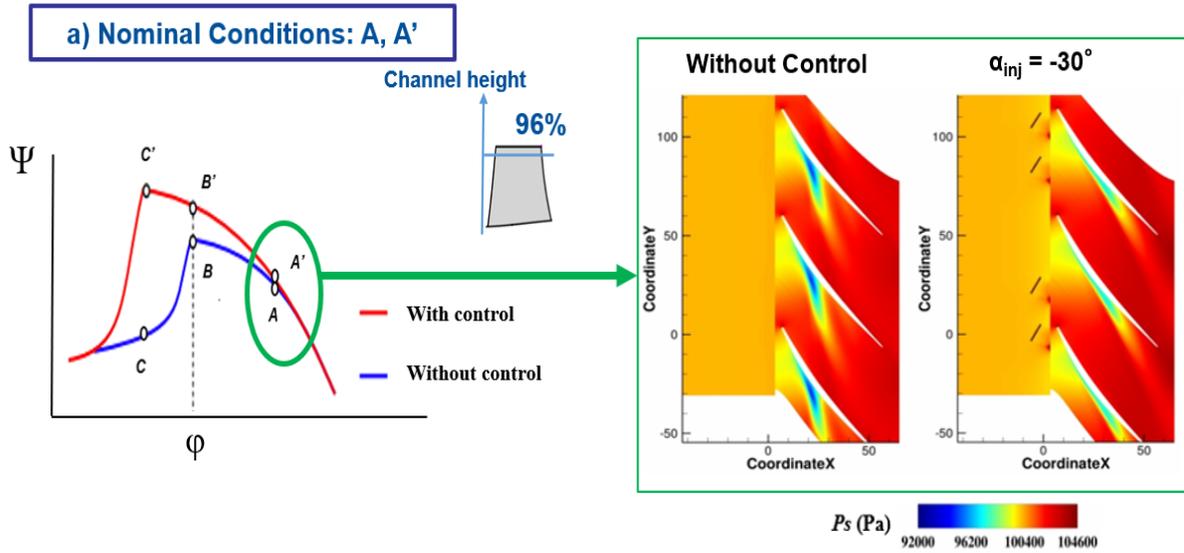
Ainsi à cause de ce défaut de modélisation liée à l'utilisation du RANS, le rotor semble décrocher plus tard que le stator pour les cas numériques, contrairement aux données expérimentales pour lesquelles l'inverse se produit [65]. Suite à cette étude, nous pouvons alors nous interroger dans la section suivante, sur la capacité de la simulation numérique à capturer l'impact du contrôle actif sur l'écoulement.

4.4 Topologie de l'écoulement avec contrôle activé à différentes tailles de jeu

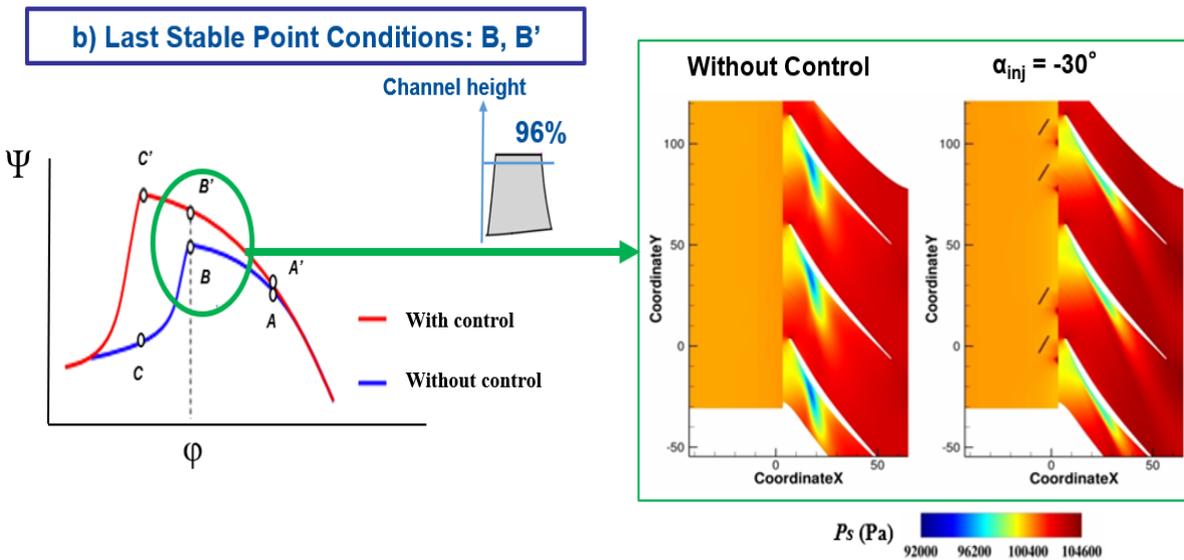
Afin d'illustrer l'effet du soufflage sur l'écoulement près du carter, nous nous intéressons à la topologie de l'écoulement du jeu le plus large ($R = 2,4\%$) permettant d'analyser concrètement l'évolution de l'écoulement. Les coupes de pression statique à 96% de la hauteur des aubes du rotor sont tracées en figure 4.11 pour des conditions de fonctionnement spécifiques : dans les conditions nominales (Figure 4.11 a)), les dernières conditions stables (Figure 4.11 b)) et les conditions de décrochage (Figure 4.11 c)).

On constate une certaine variation de l'intensité de la pression entre les deux configurations avec et sans contrôle conduisant aux remarques suivantes :

- Pour la configuration sans contrôle, une région caractéristique de faible pression relative est observée au niveau du bord d'attaque en conditions nominales (Figure 4.11 a)). Cette région spécifique de chute de pression statique est associée au tourbillon de jeu.
- Au dernier point stable sans contrôle, la figure 4.11 b) met en évidence la modification de l'incidence du tourbillon de jeu par rapport au cas nominal, à mesure qu'il se déplace vers le bord d'attaque. L'incidence est plus importante et peut marquer le début du développement du décrochage.
- En conditions de décrochage (Figure 4.11 c)), il y a une chute de la variation de la pression statique montrée dans la courbe de performance et le tourbillon de jeu n'est plus visible, car l'écoulement est bloqué.
- Lorsque le soufflage est activé, à conditions nominales, le tourbillon de jeu est contenu le long de l'extrados du rotor avec une plus faible incidence.



a) Conditions nominales

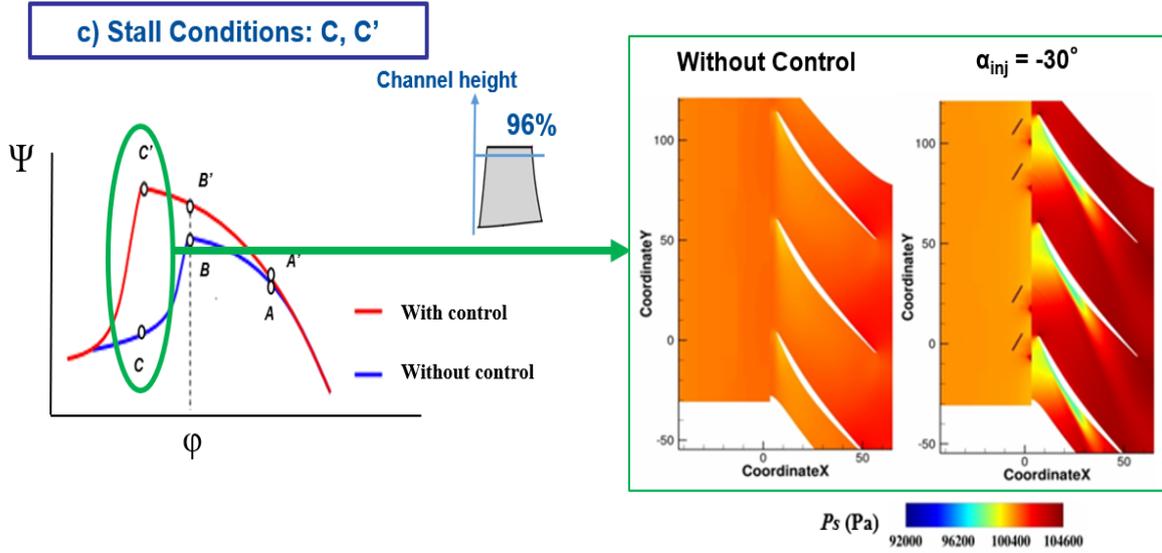


b) Dernières conditions stables

Figure 4.11 – Champ RANS de la pression statique pour $R = 2,4\%$ dans différentes conditions d'opérabilité avec les configurations $2\pi/10$ suivantes : sans contrôle et avec contrôle ($\alpha_{inj} = -30^\circ$ et $Q_{inj} = 2,0\%$)

- Pour chaque autre condition de fonctionnement, cette région de basse pression statique semble encore être confinée le long de l'extrados du rotor, évitant au compresseur de décrocher à $\varphi = 0.44$ et de repousser le décrochage à plus faible débit.

Cela suggère que la CFD est capable de capturer l'effet principal du soufflage sur l'écoulement



c) Conditions de décrochage

Figure 4.11 – Champ de pression statique pour $R = 2,4\%$ dans différentes conditions d'opérabilité avec les configurations $2\pi/10$ suivantes : sans contrôle et avec contrôle ($\alpha_{inj} = -30^\circ$ et $Q_{inj} = 2,0\%$)

de jeu et son effet pour retarder le décrochage. Quels sont maintenant les paramètres d'injection permettant une meilleure efficacité de soufflage ?

4.5 Efficacité du contrôle d'injection

Afin de caractériser l'effet du système de soufflage sur les performances du compresseur, deux paramètres sont introduits : la *SMI* présentée dans le chapitre 1 et exprimée en fonction de l'augmentation de la pression totale et du débit, ainsi que le bilan énergétique [51], comme illustrés respectivement en figure 4.12.

Le bilan énergétique moyenné est défini comme la puissance totale supplémentaire fournie à l'écoulement par le compresseur en raison du contrôle. La pression totale à l'entrée comprend la pression dynamique des jets. Il peut être simplement défini par le bénéfice net du système de contrôle, i.e. :

PB = le gain d'énergie en termes d'augmentation de la pression de l'étage du compresseur - le coût énergétique dû au système de soufflage.

$$\overline{PB} = \frac{\left((Q_{S,B} + Q_{inj}) \frac{\Delta p_{tt,C,int}}{\rho_C} \right) - \left((Q_{S,B}) \frac{\Delta p_{tt,B}}{\rho_B} \right)}{P} \times 100 \quad (4.1)$$

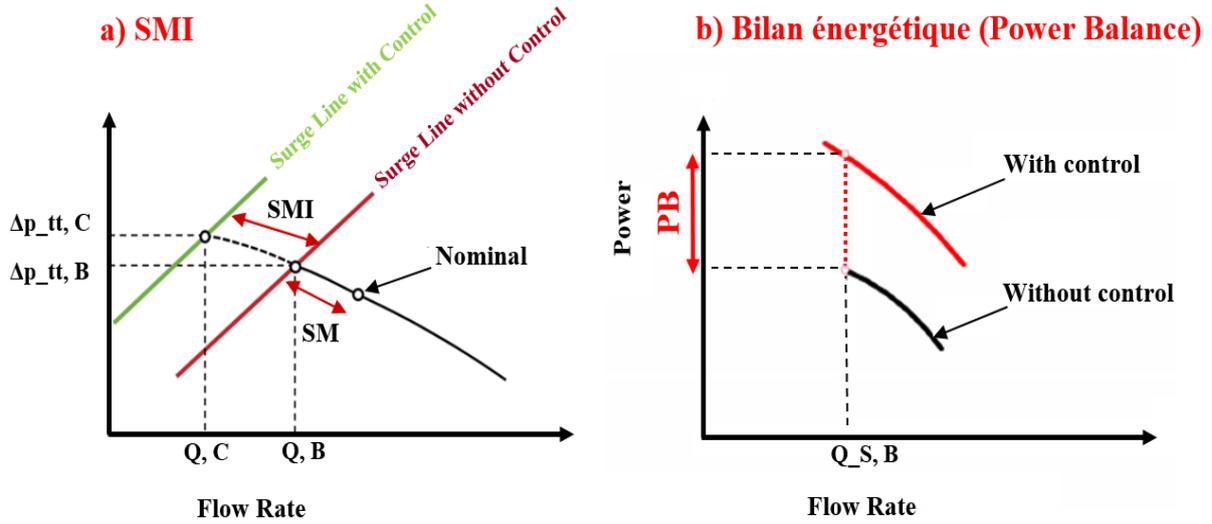


Figure 4.12 – Calculs de : a) SMI et b) Bilan énergétique (Power Balance)

avec P , Q , Δp_{tt} , la puissance nominale du compresseur ($P = 23\,000$ W), le débit massique et l'augmentation de pression totale. Les indices désignent : B le cas de base sans contrôle, C le cas contrôlé, S le dernier point de fonctionnement stable avec le débit le plus faible avant le décrochage, inj injecté pour le débit massique global injecté, et int interpolé pour la pression totale contrôlée.

Avec une nomenclature similaire, la SMI est déterminée par le rapport entre la marge de surpression avec contrôle, SM_C , et sans contrôle, SM_B (Figure 4.12 a)) :

$$SM_B = \left(\left(\frac{\Delta p_{tt,B}}{Q_{S,B}} \right) \left(\frac{Q_{nom}}{p_{nom}} \right) - 1 \right) \times 100 \quad (4.2)$$

$$SM_C = \left(\left(\frac{\Delta p_{tt,C}}{Q_{S,C}} \right) \left(\frac{Q_{nom}}{p_{nom}} \right) - 1 \right) \times 100 \quad (4.3)$$

$$SMI = \frac{SM_C - SM_B}{SM_B} \times 100 \quad (4.4)$$

Contrairement aux travaux de Moubogha *et al.* [51], il faut noter que la pression totale à l'entrée, dans le cas contrôlé, inclut l'énergie ajoutée par les jets. Les configurations intéressantes sont donc celles qui permettent d'obtenir une SMI significative et un bilan énergétique positif. Cela signifie que les paramètres de contrôle permettant ces résultats ciblent des points en haut et/ou à droite du graphique présenté sur la figure 4.13.

La figure 4.14 présente une comparaison SMI en fonction du bilan énergétique entre les deux tailles de jeu à $\alpha_{inj} = -30^\circ$ avec des configurations avec contrôle à 20 injecteurs et à 40 injecteurs.

Ainsi, différents débits d'injection, Q_{inj} , ont été testés dans une fourchette allant de $Q_{inj} =$

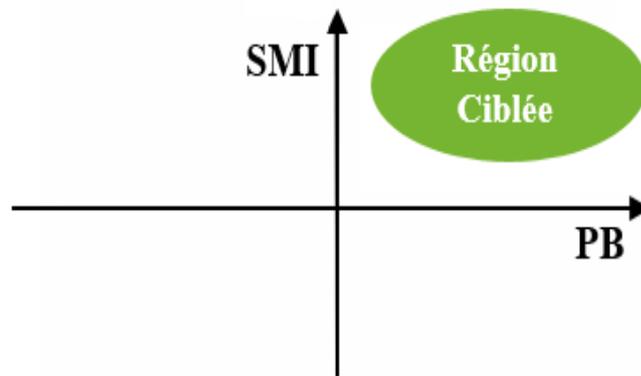


Figure 4.13 – Régions intéressantes en termes de SMI et de bilan énergétique (PB)

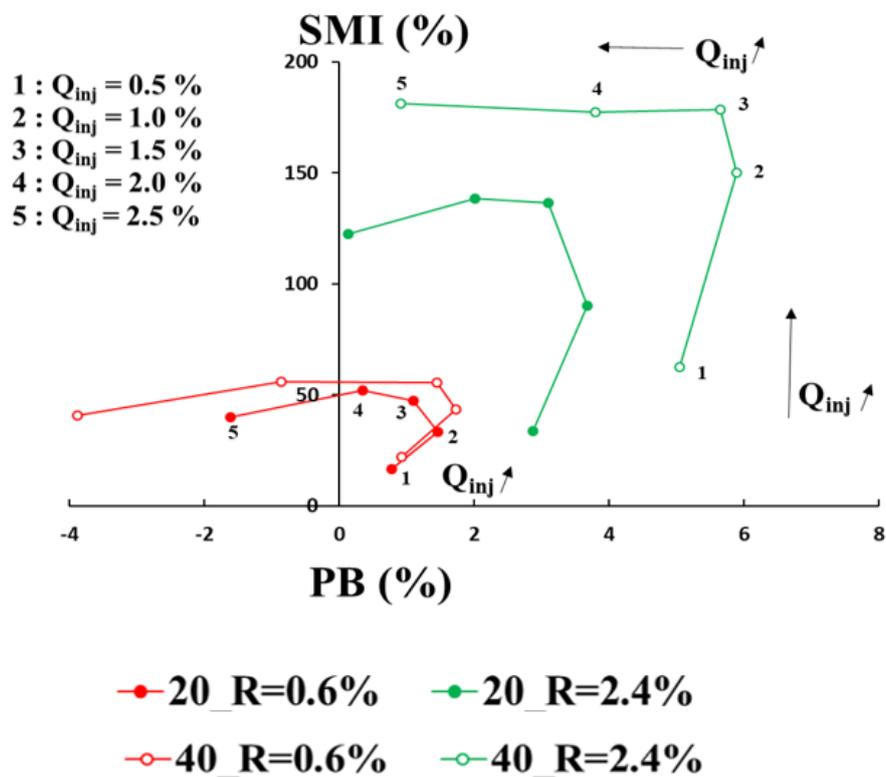


Figure 4.14 – SMI (%) et bilan énergétique (PB) (%) du système de contrôle à partir des données expérimentales à $R = 0,6\%$ et $2,4\%$ pour $\alpha_{inj} = -30^\circ$ avec 20 et 40 injecteurs

0,5% à $Q_{inj} = 2,5\%$. Nous avons constaté les remarques suivantes :

- il apparaît que les configurations à 40 injecteurs offrent les meilleurs résultats pour chaque taille de jeu par rapport à 20 injecteurs. Par conséquent, elles permettent une couverture angulaire acceptable autour de la circonférence du compresseur.
- les cas à $Q_{inj} = 1\%$ et $1,5\%$ offrent des configurations applicatives intéressantes car ils permettent d'obtenir une SMI satisfaisante et un bilan énergétique positif atteignant $5,8\%$

de la puissance nominale du compresseur pour $R = 2,4\%$ et 2% pour $R = 0,6\%$.

- les cas à $Q_{inj} = 2,5\%$ correspondent au coût énergétique maximal car ils représentent le nombre maximal d'injecteurs avec le débit maximal par injecteur.

Par conséquent, l'effet du soufflage est bénéfique à débit d'injection modéré avec une *SMI* et un bilan énergétique acceptable, en ayant un impact sur l'écoulement de jeu permettant de stabiliser cette région (le chapitre 5 explicitera plus en détails cette observation). Par contre, pour des grandes valeurs de débit d'injection, l'effet est négatif dû à une dissipation trop importante de pertes, générant certes une *SMI* élevée mais un bilan énergétique plus faible. En outre, à $R = 2,4\%$, la *SMI* donne d'excellents résultats par rapport à $R = 0,6\%$, ce qui permet d'obtenir la *SMI* et le bilan énergétique jusqu'à près de 200% et 6% respectivement.

Néanmoins, il faut garder à l'esprit que la *SMI* est calculée en prenant le dernier point stable du cas de référence sans contrôle, comme le montrent les figures 4.6 a) et 4.6 b) : le point sans contrôle à $R = 2,4\%$ est inférieur à celui à $R = 0,6\%$, en raison des pertes plus importantes qui se produisent entre le carter et l'aube du rotor avec une hauteur plus faible. Enfin, il a été démontré que le contrôle actif avec $\alpha_{inj} = -30^\circ$ semble être efficace car il repousse la limite de décrochage avec une diminution du débit critique de l'apparition du décrochage et une augmentation du rapport de pression. Il améliore la *SMI*, offrant une stratégie possible pour stabiliser l'écoulement de jeu.

Comment expliquer que la taille de jeu plus large favorise de meilleurs résultats avec le contrôle? Les deux configurations avec $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$ peuvent être schématisées au regard de la taille du jet de l'injecteur (Figure 4.15).

En effet, selon le chapitre 2, le jet mesuré est de l'ordre de 1 mm à 1,5 mm d'épaisseur. Pour $R = 0,6\%$, nous constatons donc que plus de 50% de l'écoulement du soufflage n'est pas utilisé dans le jeu au contraire du cas à $R = 2,4\%$ qui profite de l'intégralité du jet dans le jeu. Comme décrit en section 4.4, ceci pourrait favoriser l'orientation du tourbillon de jeu au plus près de l'extrados du rotor, permettant cette chute de pression plus tardive.

4.6 Impact des paramètres de contrôle d'injection

D'autres configurations ont été étudiées expérimentalement avec différents paramètres de contrôle. Dans cette section, le contrôle actif en soufflage continu à 3200 tr/min a été testé avec 40 puis 20 injecteurs activés et différents angles d'injection absolu : les courbes de performance sont présentées avec $\alpha_{inj} = 0^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ$ à $Q_{inj} = 1,5\%$ (Figure 4.16). Pour les configurations

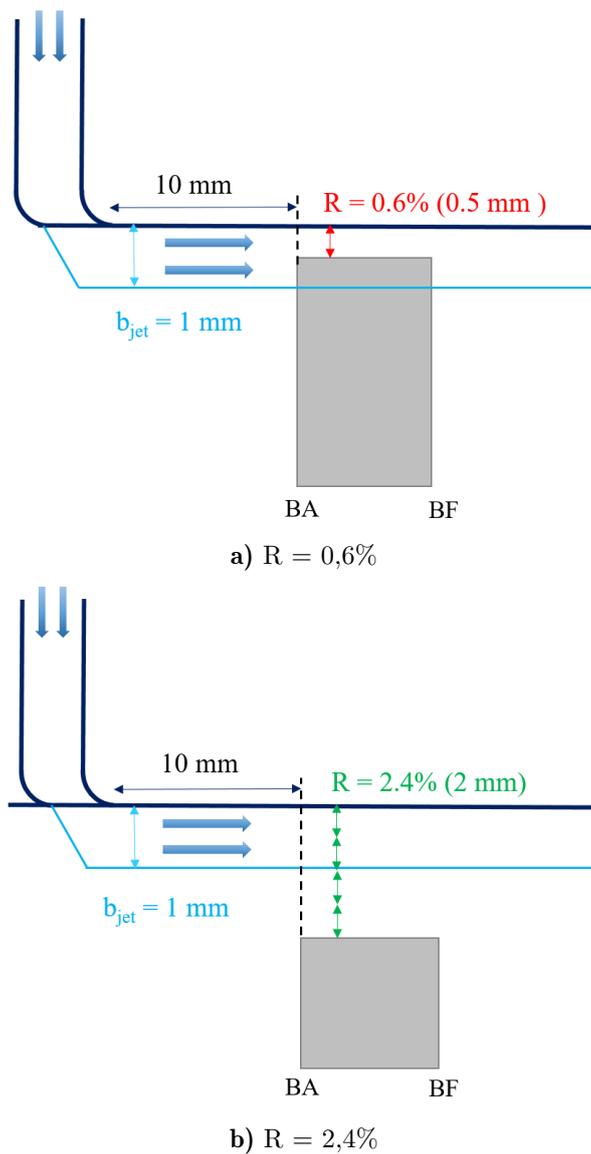


Figure 4.15 – Représentation des deux tailles de jeu par rapport à l'épaisseur du jet de l'injecteur avec une coupe schématique de l'aube du rotor (BA : Bord d'attaque; BF : Bord de fuite)

avec 40 injecteurs (Figure 4.16 b)), les meilleurs résultats sont obtenus pour $\alpha_{inj} = -45^\circ$, et avec 20 injecteurs (Figure 4.16 a)), pour $\alpha_{inj} = -30^\circ$. En effet, l'effet du contrôle du soufflage génère une surpression plus élevée à ces angles. En outre, l'apparition du décrochage est retardée, en particulier pour une configuration à 40 injecteurs.

Les performances globales des autres paramètres fluidiques sont ensuite analysées en se concentrant sur les configurations avec 40 injecteurs, car cette configuration produit les meilleurs résultats en termes de performances. Dans la figure 4.17, le bilan énergétique en fonction de la SMI est étudié pour le soufflage continu à des angles d'injection spécifiques. Comme attendu, les

configurations avec contrôle d'écoulement permettent d'obtenir la meilleure SMI avec un bilan énergétique positif élevé avec $\alpha_{inj} = -45^\circ$, en particulier pour les débits massiques injectés à $Q_{inj} = 1\%$ et $1,5\%$. Par conséquent, il semble que pour une plus grande taille de jeu, la meilleure configuration pour le contrôle actif soit obtenue avec 40 injecteurs à $\alpha_{inj} = -45^\circ$.

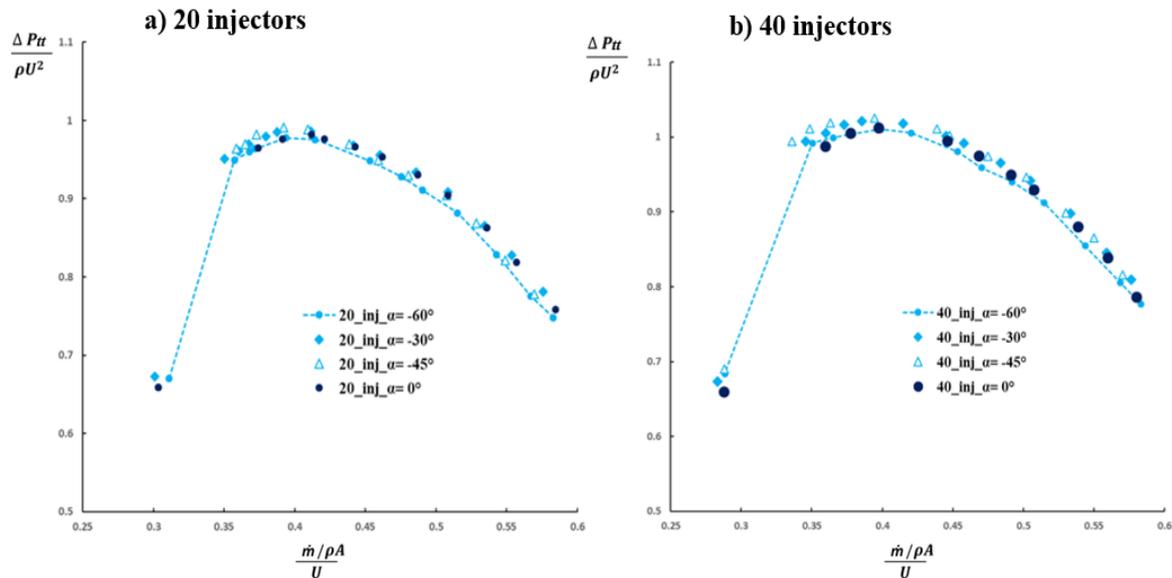


Figure 4.16 – Courbes de performance expérimentales à $R = 2,4\%$ pour $0^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ$: avec a) 20 injecteurs et b) 40 injecteurs

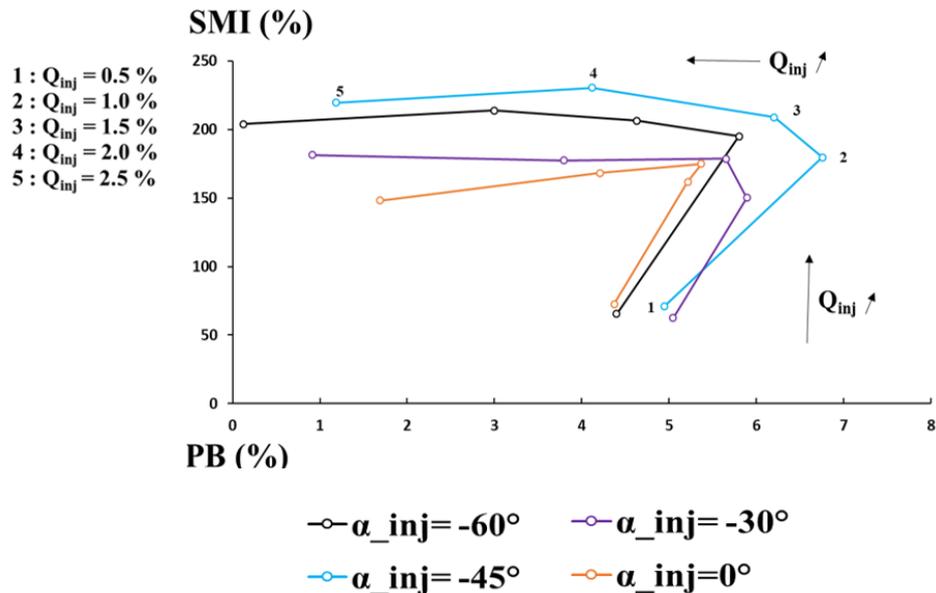


Figure 4.17 – SMI (%) et bilan énergétique (PB) (%) du système de contrôle à partir des données expérimentales à $R = 2,4\%$ pour $0^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ$ avec 40 injecteurs

Dans la figure 4.18, la SMI est indiquée en fonction de l'angle de soufflage relatif β . Les

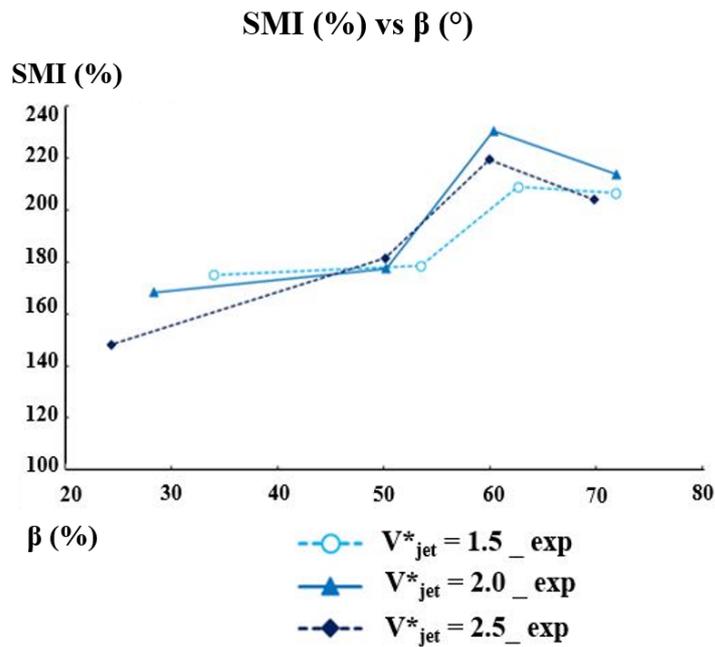


Figure 4.18 – SMI (%) et angle de soufflage relatif β (°) à $R = 2,4\%$ pour $\alpha_{inj} = 0^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ$ avec 40 injecteurs

résultats sont extraits pour différentes valeurs de V_{jet}^* définies par la vitesse du jet mise à l'échelle par la vitesse des aubes du rotor en tête (U). La SMI présente clairement des maxima pour un angle de soufflage relatif d'environ 60° . Or dans une étude précédente [51], il a déjà été mentionné que pour $R = 0,6\%$, cette valeur de l'angle de soufflage relatif, correspondant approximativement à l'angle en entrée de l'aube à l'extrémité pour le CME2, permet d'obtenir la meilleure SMI . Nous retrouvons ainsi une similitude entre le jeu étroit et large.

4.7 Conclusion

Ce chapitre porte sur l'effet du contrôle actif sur une petite ($R = 0,6\%$) et large ($R = 2,4\%$) taille de jeu. La campagne expérimentale a été menée sur le banc d'essais du CME2 équipé d'actionneurs fluidiques placés autour de sa circonférence. Les mesures ont été effectuées depuis les conditions nominales aux points de fonctionnement proches du décrochage jusqu'au décrochage pour des configurations avec et sans contrôle.

Par rapport aux études précédentes réalisées pour une taille de jeu étroite sur le banc d'essais CME2 ($R = 0,6\%$), le présent travail met en évidence les avantages du contrôle actif du débit pour une taille de jeu importante ($R = 2,4\%$) : dans cette configuration, l'impact du soufflage permet de retarder considérablement l'apparition du décrochage (SMI de l'ordre de 200%), et

d'augmenter les performances en termes de coefficient de pression, ce qui permet d'obtenir un bilan de puissance net positif du système. Le décrochage se produit quasiment au même coefficient de débit que pour le cas avec contrôle, avec une taille de jeu à $R = 0,6\%$. L'étude a mis en évidence les configurations optimales pour le soufflage, impliquant un angle d'injection spécifique ($\alpha_{inj} = -45^\circ$) et l'ensemble des injecteurs activés autour de la circonférence du compresseur. Pour un jeu plus important, il semble que l'injection d'air limite mieux les pertes induites par l'écoulement du jeu, générant une *SMI* plus élevée que pour un jeu étroit. Les essais expérimentaux réalisés grâce à des mesures instationnaires devraient permettre d'améliorer l'analyse du développement du décrochage avec un contrôle actif, et d'attester de l'efficacité du soufflage conduisant à la stabilisation de l'écoulement de jeu. Cette étude est conduite dans le chapitre suivant.

En parallèle, des simulations RANS $2\pi/10$ ont été réalisées pour les mêmes configurations que les essais expérimentaux. Ces simulations prévoient assez précisément la carte de performances sans contrôle et sont capables de saisir l'amélioration de performance induite par le système de contrôle. L'analyse des champs de pression statique à proximité du carter a montré que le soufflage confine le tourbillon de jeu près de la paroi de l'aube. Cela contribue donc à retarder le décrochage.

A l'issue de cette première analyse à l'aide des simulations RANS $2\pi/10$, une nouvelle matrice de calculs URANS a été identifiée aux paramètres d'injection d'intérêts qui ont donné les meilleurs résultats expérimentaux. Ainsi, pour les deux jeux ($R = 0,6\%$ et $2,4\%$), des calculs avec et sans contrôle ont été définis en termes de débit d'injection à $Q_{inj} = 1\%$ et d'angles d'injection à $\alpha_{inj} = -30^\circ$ et -45° (Tableau 4.2).

Tableau 4.2 – Nouvelle matrice de calculs numériques URANS

R = 0,6%	R = 2,4%
$\alpha_{inj} = -30^\circ, Q_{inj} = 1\%$	$\alpha_{inj} = -30^\circ, Q_{inj} = 1\%$
	$\alpha_{inj} = -45^\circ, Q_{inj} = 1\%$

Les simulations de la configuration complète du CME2 à l'aide de calcul URANS sur des configurations 360° permettront dans le chapitre 5 d'analyser la topologie de l'écoulement et de mieux appréhender l'effet du contrôle actif.

EFFET DE LA TAILLE DE JEU SUR LA DYNAMIQUE DE L'ÉCOULEMENT
DE JEU AVEC ET SANS CONTRÔLE

5.1	Présentation du domaine de calcul pour la configuration 360°	131
5.1.1	Configuration 360°	131
5.1.2	Analyse des performances numériques avec et sans contrôle	133
5.2	Fonctionnement au régime nominal	136
5.2.1	Effet de taille de jeu	136
5.2.2	Effet d'angle	146
5.3	Fonctionnement au dernier point stable avant le décrochage	152
5.3.1	Effet du contrôle sur le développement du décrochage	153
5.3.2	Effet de la taille de jeu	161
5.4	Fonctionnement en régime transitoire jusqu'au décrochage	168
5.4.1	Analyse temps-fréquence dans le régime transitoire	168
5.4.2	Champs de pression instationnaire dans le transitoire	176
5.5	Conclusion	178

Le présent chapitre s'intéresse à la dynamique de l'écoulement contrôlé et non contrôlé. Nous avons pu constater dans le chapitre 4, l'importance de l'effet du contrôle avec la taille de jeu sur les performances et son impact bénéfique sur la marge au pompage. L'analyse des simulations numériques sur une configuration simplifiée en $2\pi/10$ a aussi révélé que le tourbillon de jeu se rapprochait de l'aube du rotor, le long de l'extrados, grâce au contrôle. Ceci pourrait donc retarder l'interaction du tourbillon de jeu avec l'aube adjacente et repousser la limite du décrochage vers de plus faibles débits. En outre, le contrôle par soufflage semble offrir de meilleurs résultats pour une taille de jeu plus large. **Par conséquent, comment capturer toute la complexité de l'écoulement de jeu contrôlé, pour différentes tailles de jeu ?**

Dans ce chapitre, nous allons ainsi approfondir les observations du chapitre précédent aux moyens de simulations instationnaires et complètes (360°) du compresseur CME2. Nous pourrions également nous appuyer sur les données expérimentales, grâce aux signaux instationnaires obtenus lors de la campagne d'essais, au jeu $R = 2,4\%$. Les objectifs de ce chapitre sont donc d'analyser les mécanismes d'interaction entre l'écoulement issu des actionneurs et celui du jeu, notamment dans la phase proche du décrochage. Trois conditions de fonctionnement du compresseur seront donc examinées à savoir :

- le fonctionnement au régime nominal ;
- le fonctionnement juste avant son décrochage, i.e au dernier point stable ;
- le fonctionnement dans le régime transitoire, i.e depuis un régime stable jusqu'au décrochage.

Il est à noter que les deux premières conditions s'appuient sur l'étude des simulations instationnaires et la dernière utilise les données expérimentales.

Par ailleurs, l'effet de la taille de jeu et de l'angle d'injection sont analysés en comparant les cas avec et sans contrôle. En effet, au regard des performances satisfaisantes évoquées dans le chapitre 4, les paramètres spécifiques d'injection à -30° et -45° sont évalués.

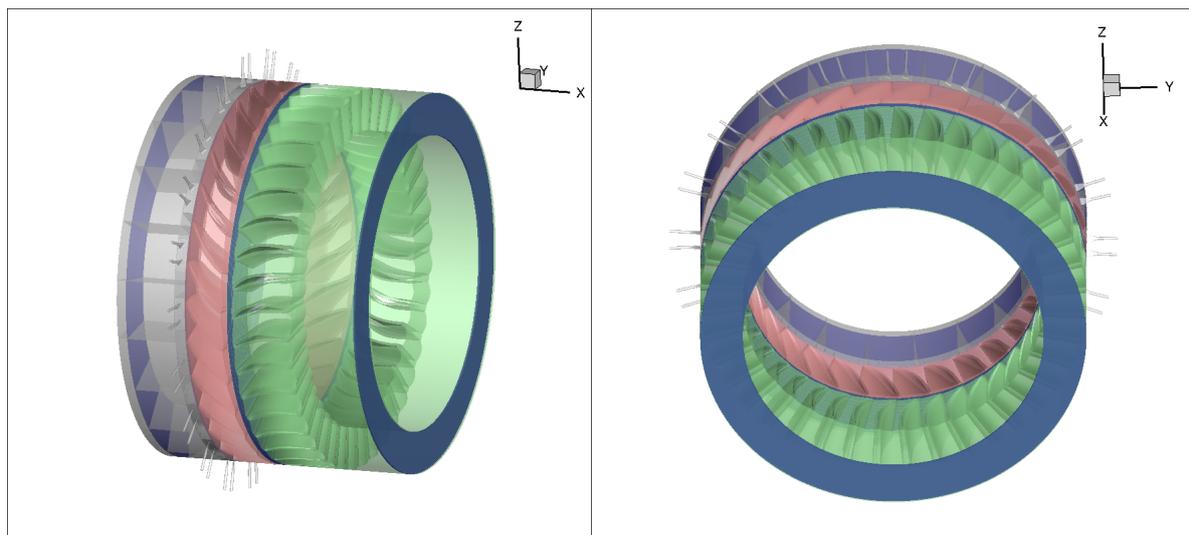
Une analyse des fréquences caractéristiques des phénomènes conduisant à l'apparition du décrochage, complète aussi ces axes de recherche. Il s'agit de déterminer le type de précurseur du décrochage (soit modal ou 'spike') en fonction du contrôle et de la taille de jeu.

5.1 Présentation du domaine de calcul pour la configuration 360°

5.1.1 Configuration 360°

Afin d'étudier la structure complète du CME2, la configuration $2\pi/10$ avec deux paires d'injecteurs, analysée dans le chapitre précédent (Chapitre 4), a été dupliquée en 360°. Le maillage hybride retenu contient environ 150×10^6 nœuds. La figure 5.1 présente différentes sections de cette configuration complète, avec :

- en gris : la partie amont et les injecteurs,
- en rouge : le rotor,
- en vert : le stator,
- en bleu : les interfaces (extérieur/amont ; amont/rotor ; rotor/stator ; stator/extérieur).



a) Vue latérale

b) Vue de dessus

Figure 5.1 – Configuration 360° avec injecteurs

A partir des données expérimentales analysées en chapitre 4, nous avons pu identifier les paramètres d'injection tels que l'angle d'injection, le débit d'injection, et le nombre d'injecteurs permettant un bilan énergétique intéressant pour les deux tailles de jeu, à $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$. Aussi, trois maillages en configuration 360° ont été réalisés pour ces tailles de jeu, à savoir :

- pour le jeu étroit ($R = 0,6\%$) : le maillage comporte 40 injecteurs, les injecteurs sont orientés pour $\alpha_{inj} = -30^\circ$, et le débit d'injection est de $Q_{inj} = 1\%$;

- pour le jeu large ($R = 2,4\%$), deux configurations sont étudiées. Celles-ci sont composées respectivement de :
 1. 40 injecteurs, pour un angle d'injection à $\alpha_{inj} = -30^\circ$ et un débit d'injection à $Q_{inj} = 1\%$;
 2. 40 injecteurs, avec cette fois-ci un angle d'injection à $\alpha_{inj} = -45^\circ$, en injectant à $Q_{inj} = 1\%$.

L'orientation des injecteurs est illustrée en figure 5.2 pour $\alpha_{inj} = -30^\circ$ et $\alpha_{inj} = -45^\circ$. Il est à noter que la configuration au jeu le plus faible est gardée comme cas de référence. Il s'agit de pouvoir comparer les présents résultats avec les données expérimentales réalisées à l'angle d'injection à $\alpha_{inj} = -30^\circ$, figurant dans les travaux précédents [51].

Enfin, concernant les conditions aux limites, les simulations reproduisent celles présentées dans le tableau 4.1 du chapitre 4. Par ailleurs, comme pour le chapitre 3, les calculs instationnaires ont été résolus grâce à la méthode RNA (Réduction des Nombres d'Aubes), méthode de raccord inter-roues entre deux interfaces n'ayant pas la même extension azimutale. Cette méthode a l'avantage de réduire le domaine de calcul à quelques canaux par roue, et donc de diminuer le temps de calcul. Le pas de temps physique est proche de $1 \mu s$, correspondant à 18 000 pas de temps numériques pour effectuer une seule rotation.

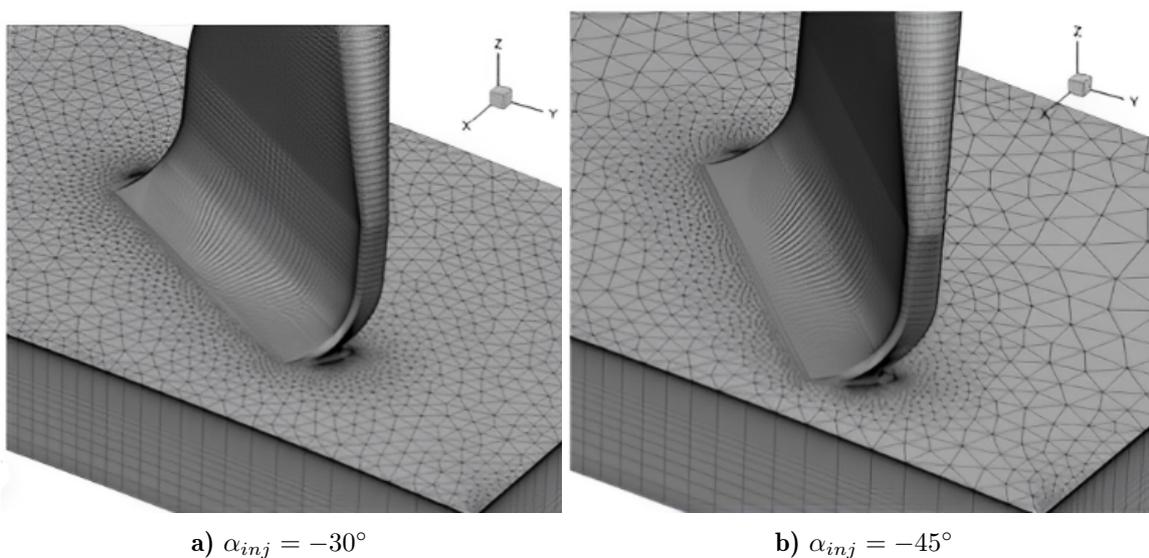


Figure 5.2 – Orientation des angles d'injection

5.1.2 Analyse des performances numériques avec et sans contrôle

5.1.2.1 Conditions de fonctionnement étudiées

Par rapport au chapitre précédent, les simulations URANS ont été réalisées pour six points de fonctionnement en investiguant les cas avec et sans soufflage activé, à savoir :

- un point nominal sans et avec contrôle : **A** et **A'** ;
- un dernier point stable avant décrochage, sans contrôle : **B** ;
- un point au même débit que B, avec contrôle : **B'** ;
- un dernier point stable avant décrochage, avec contrôle : **C** ;
- un point au même débit que C mais sans contrôle : **C'**.

En figure 5.3, le schéma en termes de coefficient de pression et de débit, récapitule ces différentes conditions de fonctionnement du compresseur.

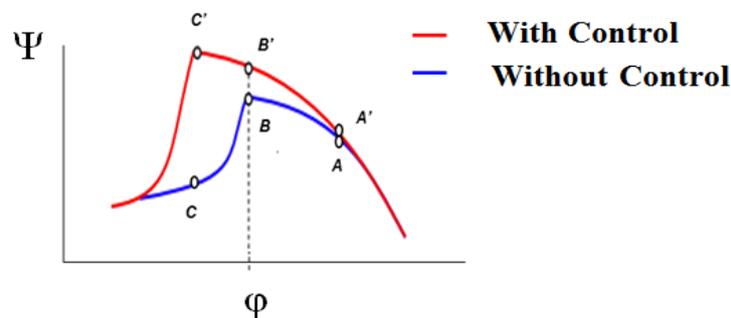


Figure 5.3 – Représentation sur les courbes de performance des points de fonctionnement étudiés, dans les cas avec et sans contrôle

Par ailleurs, ces points ont été analysés pour un champs moyenné sur un certain nombre d'itérations, correspondant au cas $R = 0,6\%$ à 4500 itérations, et pour $R = 2,4\%$, à 3600 itérations, soit respectivement $1/4$ et $1/5^{\text{ième}}$ d'une rotation. Afin d'être plus précis, une moyenne sur plusieurs tours du rotor aurait été plus pertinente. Ceci suppose donc des simulations plus longues à mettre en oeuvre, n'ayant pas pu être traitées dans le présent travail. Par conséquent, les performances résultantes sont données à titre indicatif.

5.1.2.2 Comparaison avec la configuration $2\pi/10$

Évaluons les différences de performances entre des simulations obtenues pour une configuration $2\pi/10$ en (U)RANS et une autre en 360° avec des calculs URANS. Les simulations de chaque configuration sont comparées aux jeux $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$. Les paramètres d'injection sont établis avec $\alpha_{inj} = -30^\circ$ et $Q_{inj} = 1\%$.

Dans le cas sans contrôle, les courbes de performance sont illustrées en figures 5.4 a) et 5.4 b).

- Au cas nominal (**A**), les performances de chaque type de simulations se superposent pour chacun des jeux.
- Le dernier point stable (**B**) pour $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$, est légèrement inférieur au cas RANS avec un décalage minime du coefficient de pression. En effet, les simulations URANS sont très proches des données expérimentales et sont légèrement décalées par rapport aux calculs RANS. Ceci est dû à la présence d'un plan de mélange entre les injecteurs et les aubes du rotor, dans le cas des simulations stationnaires.
- Enfin pour chaque simulation, le point décroché (**C**) est bien obtenu dans le régime instable du décrochage pour $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$.

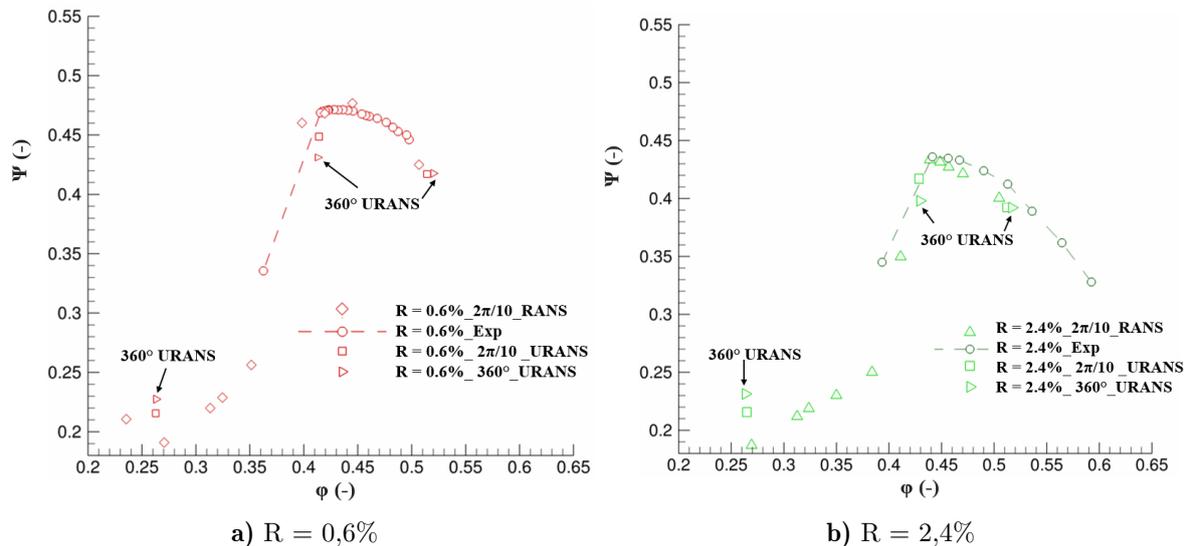


Figure 5.4 – Performance du compresseur dans le cas sans contrôle, via les simulations (U)RANS, en configuration $2\pi/10$ et 360° , comparées aux données expérimentales : $\alpha_{inj} = -30^\circ$, pour $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$

Les figures 5.5 a) et 5.5 b) présentent le cas avec contrôle pour ces deux jeux.

- Au cas nominal correspondant au point de fonctionnement **A'**, chaque type de simulations prévoit la même performance.
- Pour le jeu à $R = 0,6\%$, à $\varphi = 0,41$ (au point **B'**), les simulations URANS sont similaires aux données expérimentales. Un léger décalage est constaté par rapport aux calculs RANS, dû à l'effet du plan de mélange. De même, à $\varphi = 0,31$ (au point **C'**), les simulations URANS prévoient un coefficient de pression et de débit légèrement inférieur par rapport aux calculs RANS.
- Pour le jeu à $R = 2,4\%$, les simulations URANS sont similaires aux données expérimentales, depuis le cas nominal (au point **A'**) jusqu'à $\varphi = 0,44$ (au point **B'**). Au dernier point stable, $\varphi = 0,27$ (au point **C'**), il s'agit d'une observation semblable par rapport au jeu étroit : le coefficient de pression est faiblement sous-estimé et décalé par rapport au cas RANS, dû au plan de mélange.
- Grâce au soufflage, le dernier point stable apparaît bien à un débit plus faible que dans le cas sans contrôle, pour les deux tailles de jeu.

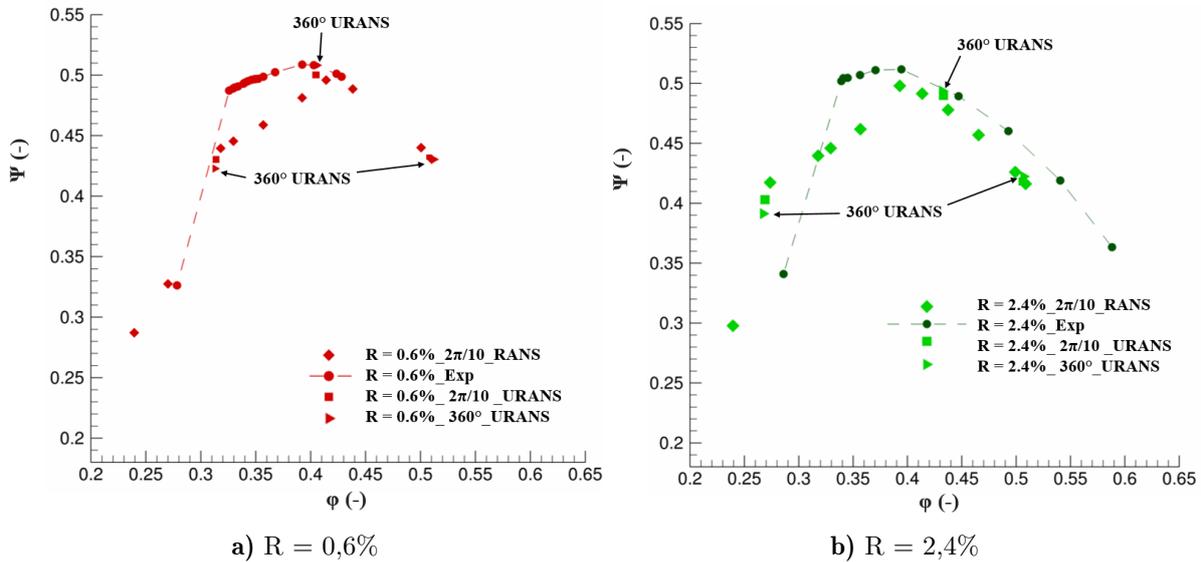


Figure 5.5 – Performance du compresseur dans le cas avec contrôle, via les simulations (U)RANS en configuration $2\pi/10$ et 360° , comparées aux données expérimentales :
 $\alpha_{inj} = -30^\circ$, pour $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$

Ainsi, nous pouvons constater que le décrochage est bien pris en compte pour les simulations en RANS et aussi en URANS, quelle que soit la l'épaisseur de jeu. Pour chacun des jeux, il est à noter que la première chute du coefficient de pression (respectivement pour $R = 0,6\%$, à

$\varphi = 0,41$, et pour $R = 2,4\%$, à $\varphi = 0,395$) menant à une sorte de palier descendant, est due au stator qui décroche en premier (comme vu dans le chapitre 4, section 4.3.2). Ensuite, la chute brutale marquant le décrochage est bien causée par le rotor qui décroche pour chaque type de simulation. L'analyse du dernier point stable reste ainsi pertinente.

Les simulations instationnaires, en 360° sont assez proches de celles en $2\pi/10$. Le décrochage tournant ayant une périodicité différente de celle du compresseur, l'analyse se centrera donc sur les simulations avec la configuration complète du compresseur, dans le reste de ce chapitre.

5.2 Fonctionnement au régime nominal

Cette section vise à présenter le comportement de l'écoulement dans le régime stable (points de fonctionnement **A** et **A'**, Figure 5.3). L'enjeu est de fournir un cadre de référence, en s'appuyant sur les simulations 360° URANS.

5.2.1 Effet de taille de jeu

Nous nous intéressons au cas nominal (**A** et **A'**) pour $R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$, avec un angle d'injection à -30° , et au débit d'injection à 1% . L'écoulement est visualisé avec et sans contrôle pour analyser l'effet du soufflage près du carter. La topologie de l'écoulement est décrite grâce aux coupes de pression statique à 99% de la hauteur des aubes du rotor, en se focalisant sur un agrandissement de la configuration complète, au niveau de la zone de l'injecteur et du rotor (Figure 5.6). Ces coupes sont produites à un instant correspondant à trois rotations du rotor ($t = 3T$).

Pour $R = 0,6\%$, au cas avec contrôle, au point de fonctionnement **A'** (Figure 5.6 b)), le tourbillon de jeu, caractérisé par la région de basse pression au bord d'attaque du rotor, est légèrement orienté vers l'extrados du rotor.

Cette orientation est plus prononcée comparé au cas sans contrôle (au point **A**, Figure 5.6 a)). En effet, le jet de l'injecteur vient directement impacter le bord d'attaque. De plus, nous ne retrouvons pas la présence d'un dédoublement du tourbillon, mécanisme expliqué au chapitre 3, section 3.2. Ce phénomène est légèrement visible dans le cas sans contrôle (Figure 5.6 a)).

Au jeu $R = 2,4\%$, la région de basse pression est bien plus élargie et dirigée vers l'aube adjacente pour le cas sans contrôle (au point de fonctionnement **A**, Figure 5.7 a)), par rapport au cas avec soufflage (au point **A'**, Figure 5.7 b)). En comparaison avec le jeu étroit, l'effet du soufflage est davantage visible pour $R = 2,4\%$: le redressement du tourbillon vers l'extrados du

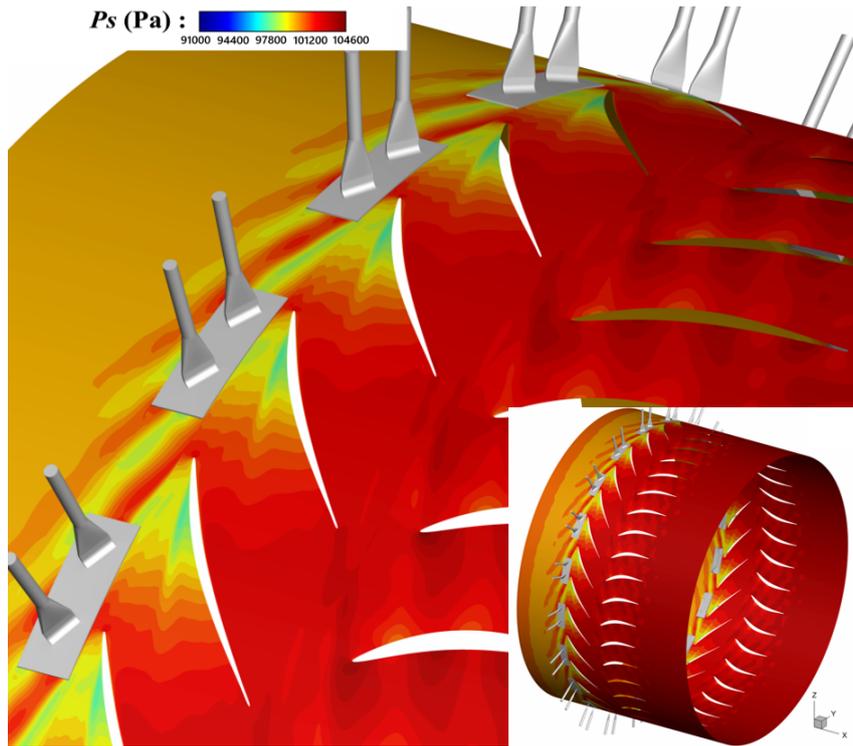
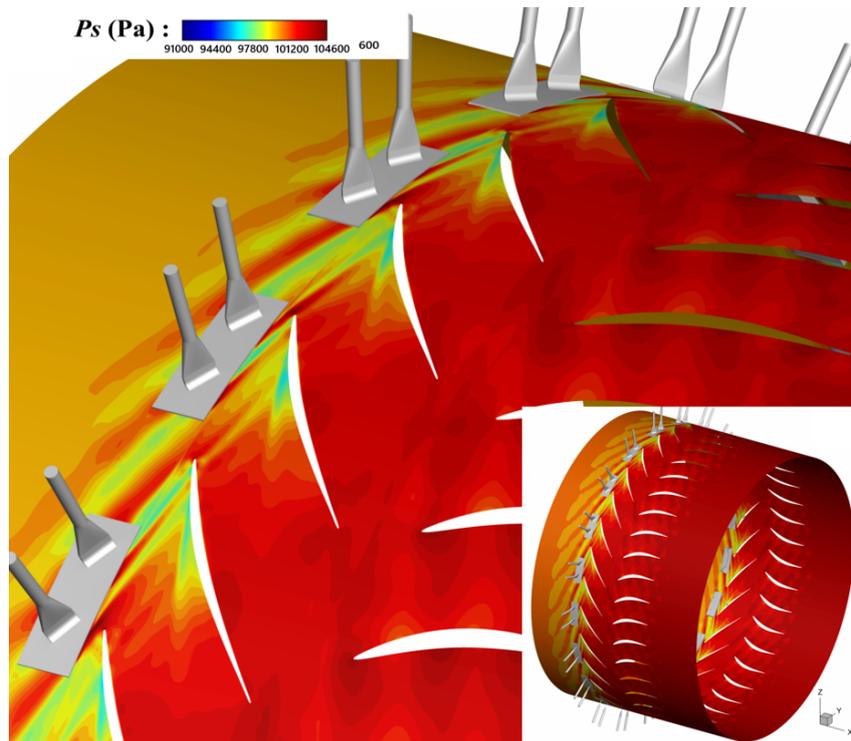
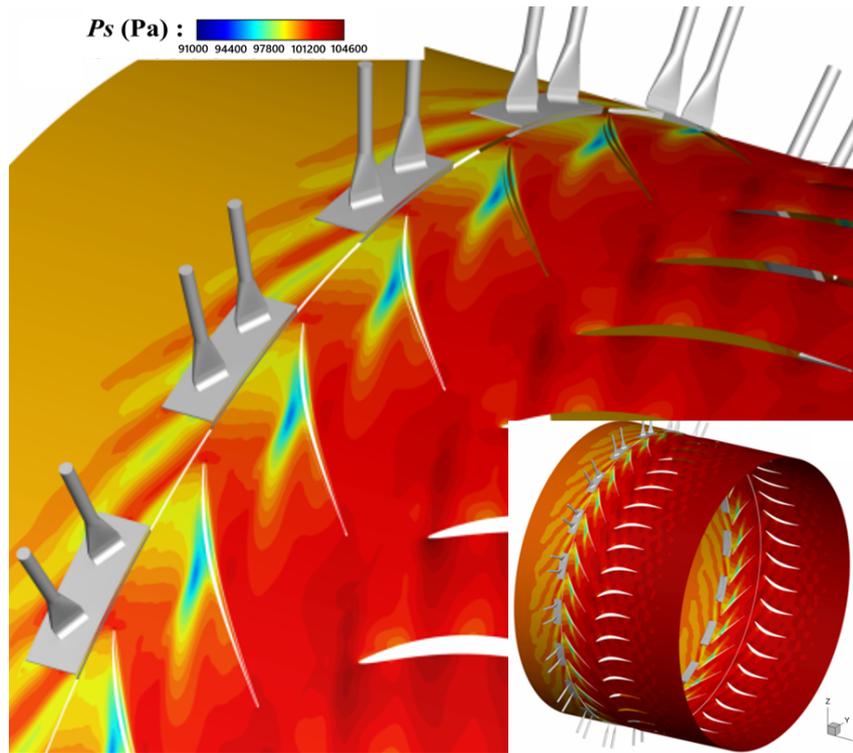
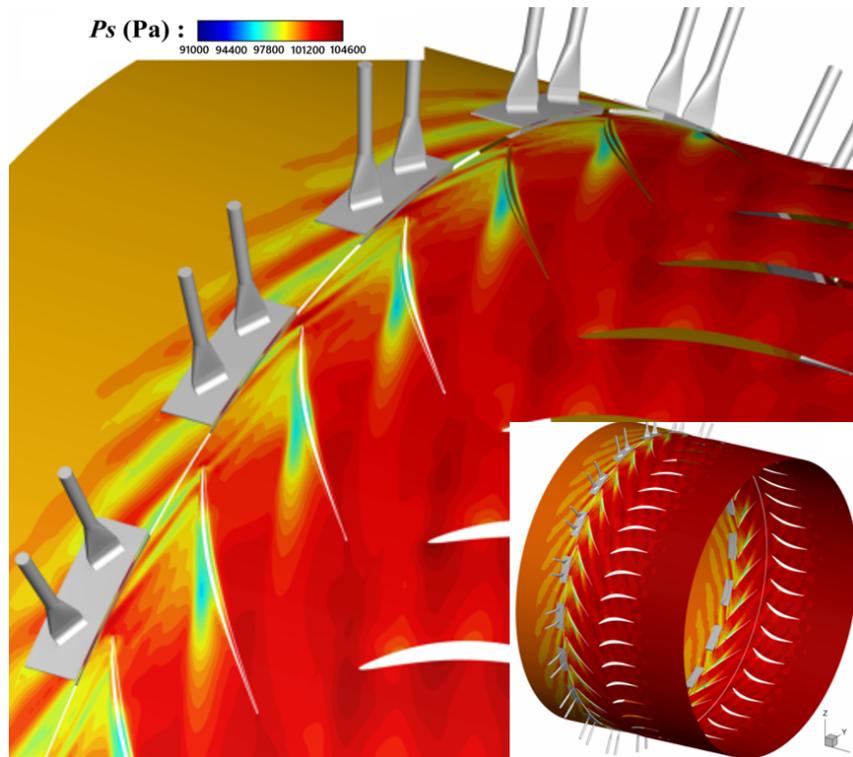
a) Au point de fonctionnement **A** avec injecteurs présents, sans contrôleb) Au point de fonctionnement **A'**, avec contrôle activé, $Q_{inj} = 1\%$

Figure 5.6 – Champs de pression statique à 99% de la hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 0,6\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, à $t = 3T$



a) Au point de fonctionnement **A** avec injecteurs présents, sans contrôle



b) Au point de fonctionnement **A'**, avec contrôle activé, $Q_{inj} = 1\%$

Figure 5.7 – Champs de pression statique à 99% de la hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 2,4 \%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, à $t = 3T$

rotor est accentué et la région de basse pression est moins importante.

Par ailleurs, nous pouvons analyser aussi l'effet du contrôle en s'appuyant sur les lignes de frottement et sur le critère Q . Ce dernier paramètre permet de mettre en évidence les structures tourbillonnaires, grâce à des iso-surfaces. Il est défini grâce à l'équation suivante :

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (5.1)$$

avec, S_{ij} , le tenseur des taux de déformation, et Ω_{ij} , le tenseur tourbillon, explicité par la relation :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (5.2)$$

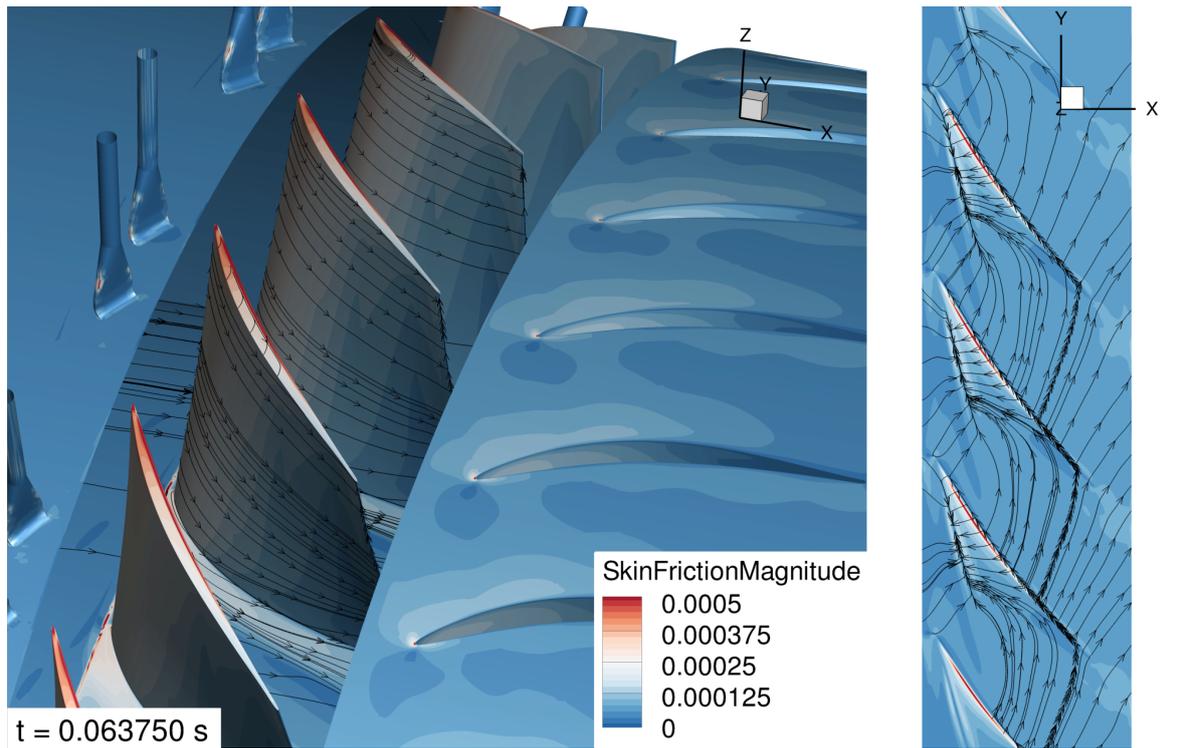
Les structures tourbillonnaires sont identifiées lorsque Q est positif, et les centres des tourbillons, par les valeurs maximales de Q . Ici, nous avons utilisé une valeur de Q égale à $0,01 \text{ s}^{-2}$. Le tourbillon de jeu (TLV) a pu être ainsi capturé, pour plusieurs conditions de fonctionnement.¹

Les figures 5.8 et 5.9 présentent respectivement au jeu $R = 0,6\%$, un cas sans et avec contrôle pour un instant correspondant à trois tours du rotor. Les figures 5.8 a) et 5.9 a) offrent deux visualisations dans le repère relatif : une comportant les injecteurs et la coupe de l'extrados des aubes du rotor (à gauche des figures) et une autre au carter au-dessus de la région du rotor (à droite des figures). Des lignes de frottement sont représentées pour ces deux visualisations. En figures 5.8 b) et 5.9 b), le repère est différent, nous nous plaçons dans le repère absolu. L'iso-surface du critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$), colorée par l'entropie, a été ajoutée pour ce dernier type de figures. De même, au jeu $R = 2,4\%$, la figure 5.10 illustre le cas sans contrôle selon les mêmes descriptions que pour le jeu étroit. La figure 5.11 représente le cas avec contrôle.

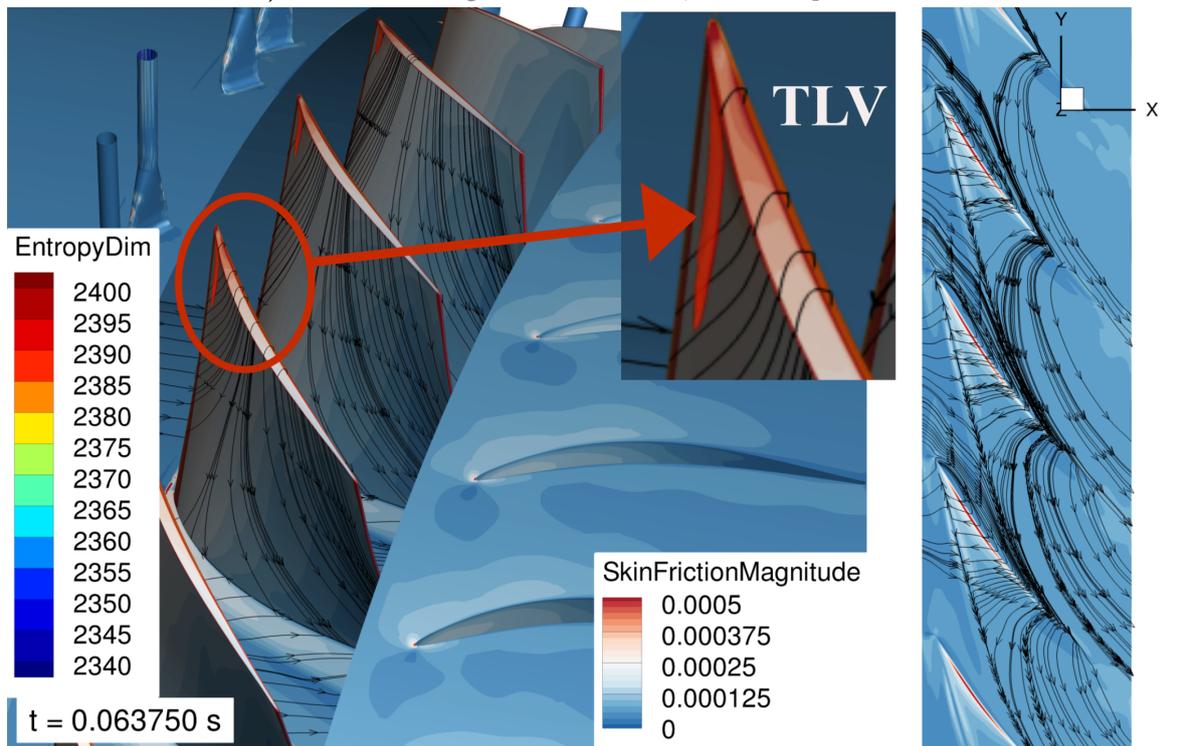
Plusieurs observations peuvent être formulées, pour le jeu $R = 0,6\%$:

- nous constatons dans le cas sans contrôle, au point **A**(Figure 5.8 a), à droite), au carter, que les lignes de frottement se concentrent selon un axe dirigé depuis le bord d'attaque de l'aube vers l'aube adjacente. En parallèle, la figure 5.8 b) permet de mettre en évidence le tourbillon de jeu (TLV) par l'iso-surface de critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) colorée par l'entropie, notamment grâce au zoom réalisé. Celui-ci débute du bord d'attaque et s'oriente avec une forte incidence vers l'aube adjacente, confirmant l'évolution des lignes de frottement.
- en ajoutant le soufflage, au point **A'** (Figure 5.9 a), à droite), les lignes de frottement au

1. Il est utile de préciser que l'utilisation de valeurs à $0,001$ auraient pu être exploitées. Ainsi, le tourbillon de jeu aurait pu être visible avec plus de détails. Cependant les capacités de stockage auraient été amoindries.

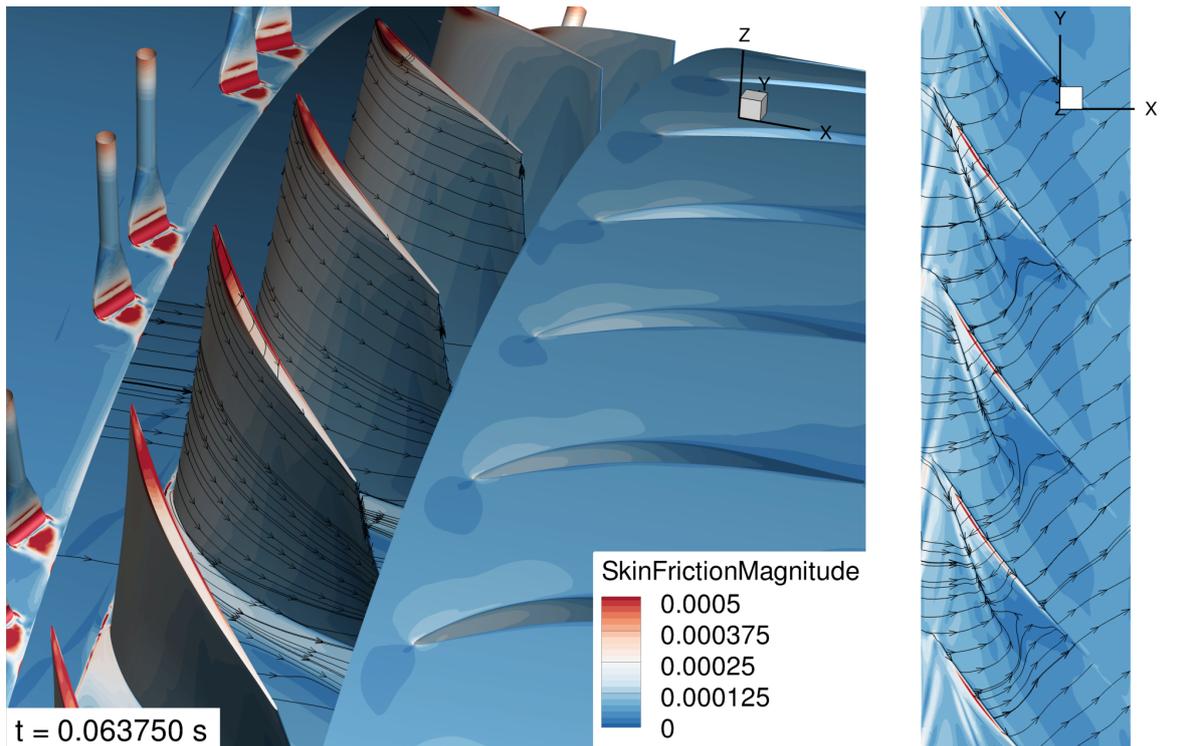


a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif

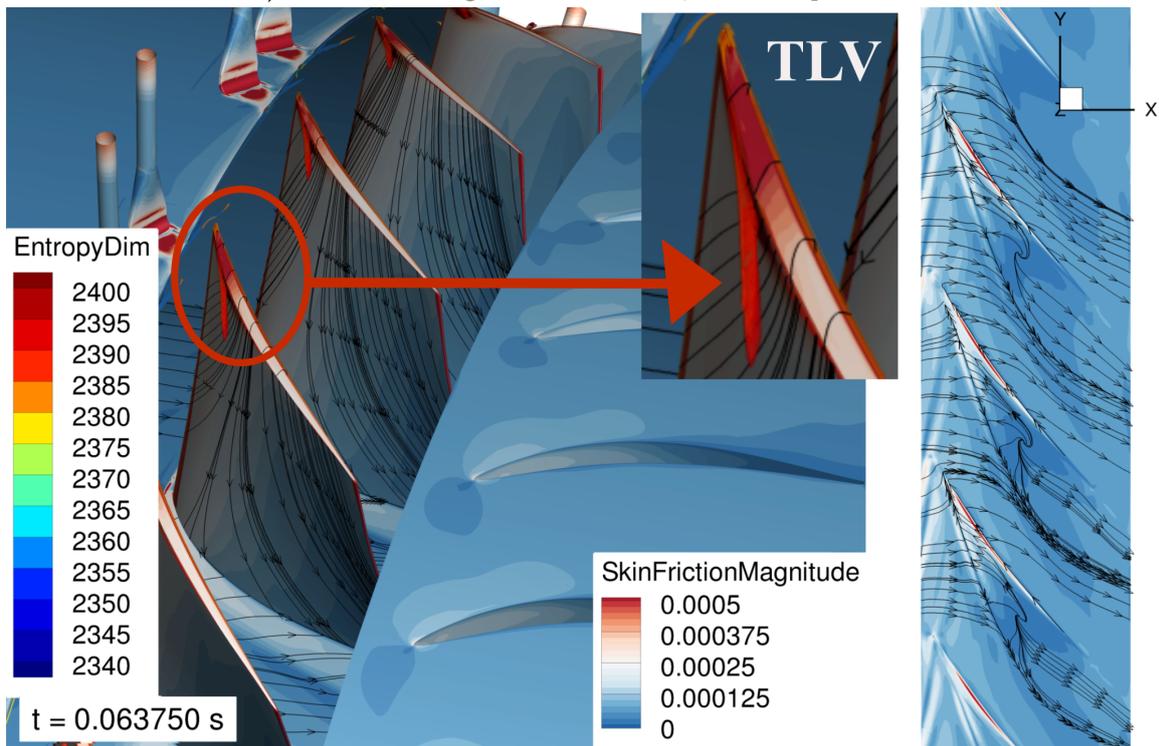


b) Coefficient et lignes de frottement, et iso-surface du critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) colorée par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.8 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle au point **A** : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Coefficient et lignes de frottement, et iso-surface du critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) colorée par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

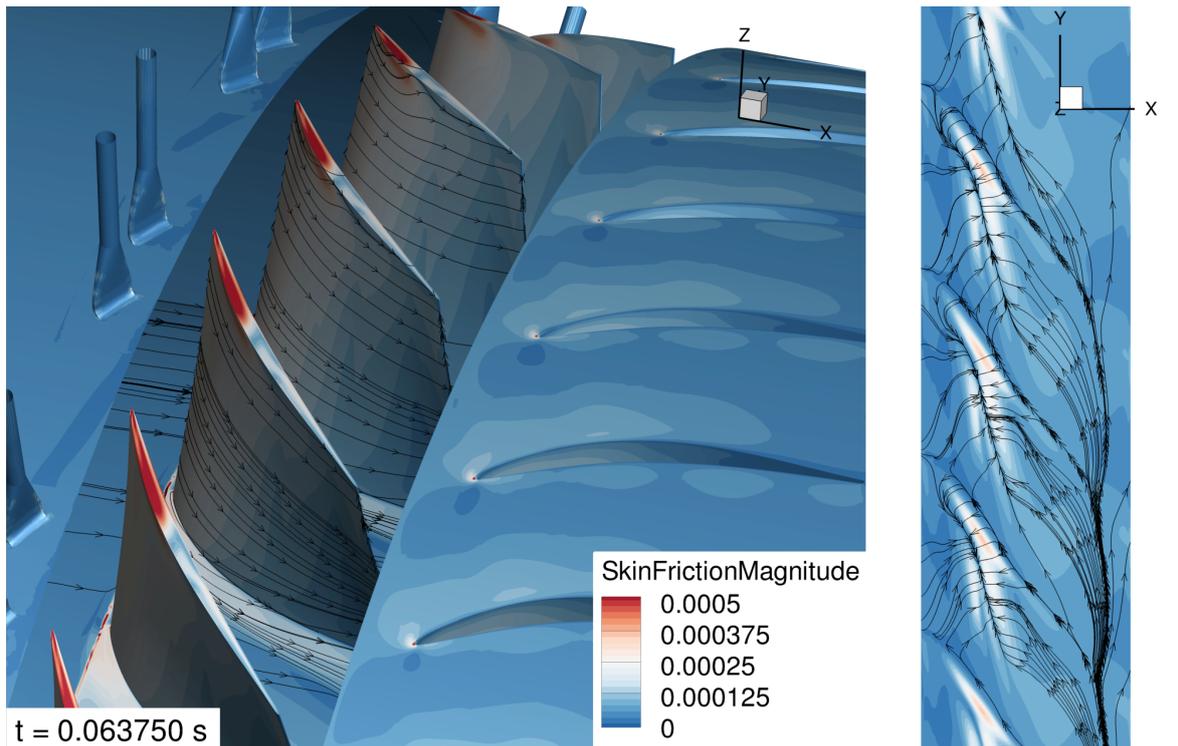
Figure 5.9 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle au point **A'** : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

carter se rassemblent de manière différente par rapport au cas sans soufflage (au point **A**) : l'axe selon lequel elles convergent, est rapproché de l'extrados du rotor. Selon l'iso-surface du critère Q , le changement d'orientation du tourbillon de jeu (TLV) est aussi mis en évidence, comme souligné par les coupes de pression statique (Figure 5.6 b)) : le tourbillon semble avoir légèrement migré vers l'aval et s'être resserré vers l'extrados.

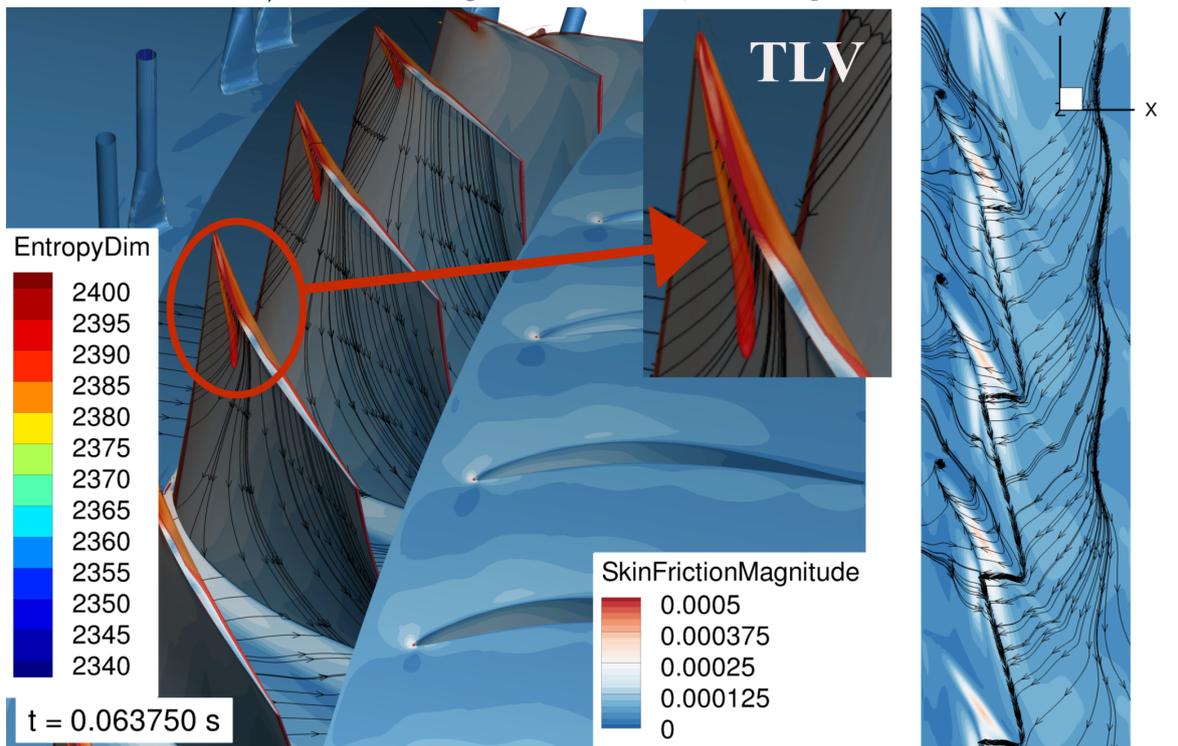
Concernant le jeu $R = 2,4\%$, nous pouvons retrouver des remarques équivalentes, avec cependant quelques distinctions, à savoir :

- dans le cas sans contrôle (au point **A**, Figure 5.10 a), à gauche), le coefficient de frottement est d'amplitude plus élevée en-tête du rotor, ce qui se traduit par des structures tourbillonnaires visibles au carter (à droite de la figure). En effet, les lignes de frottement au carter se regroupent selon un axe au niveau de l'extrados du rotor, dans le cas du jeu étroit. Elles mettent en évidence au carter, également une région au-dessus du bord d'attaque, caractérisée par le resserrement des lignes de frottement, du bord de l'intrados vers l'extrados. En outre à gauche de la figure 5.10 a), les lignes de frottement au bord d'attaque en tête d'aube, et à l'extrados, semblent témoigner d'un léger décollement de l'écoulement.
- la figure 5.10 b) révèle cette particularité de comportement d'écoulement en mettant en évidence l'iso-surface du critère Q , couvrant la zone du jeu, côté de l'intrados du bord d'attaque et jusqu'au milieu de l'aube. Cette iso-surface varie de valeur d'entropie : elle est d'entropie plus faible, de l'ordre de 2385 J/kg/K dans la zone du jeu, alors que la région dans le canal est définie par une valeur de 2395 J/kg/K . Par ailleurs, l'iso-surface est bien plus accentuée par rapport au jeu $R = 0,6\%$. Néanmoins, celle-ci est moins orientée vers l'aube adjacente que pour le jeu étroit.
- en ajoutant le soufflage au point **A'**, la figure 5.11 a) (à gauche), montre encore la forte amplitude du coefficient de frottement, au bord d'attaque de l'aube, au niveau du jeu. L'enroulement des lignes de frottement en tête, à l'extrados du rotor est également présent. Au niveau de la visualisation au carter (à droite de la figure), l'axe où se concentrent des lignes de frottement est moins orienté vers l'aube adjacente que dans le cas sans contrôle, au point **A**. La figure 5.11 b) montre le redressement de l'iso-surface du critère Q au niveau du tourbillon de jeu (TLV), vers l'extrados du rotor.

Nous pouvons également nous appuyer sur l'analyse des champs de vitesse axiale à la même hauteur de veine (97%). En figure 5.12, au cas nominal, aux points **A** et **A'**, aucune zone d'écou-

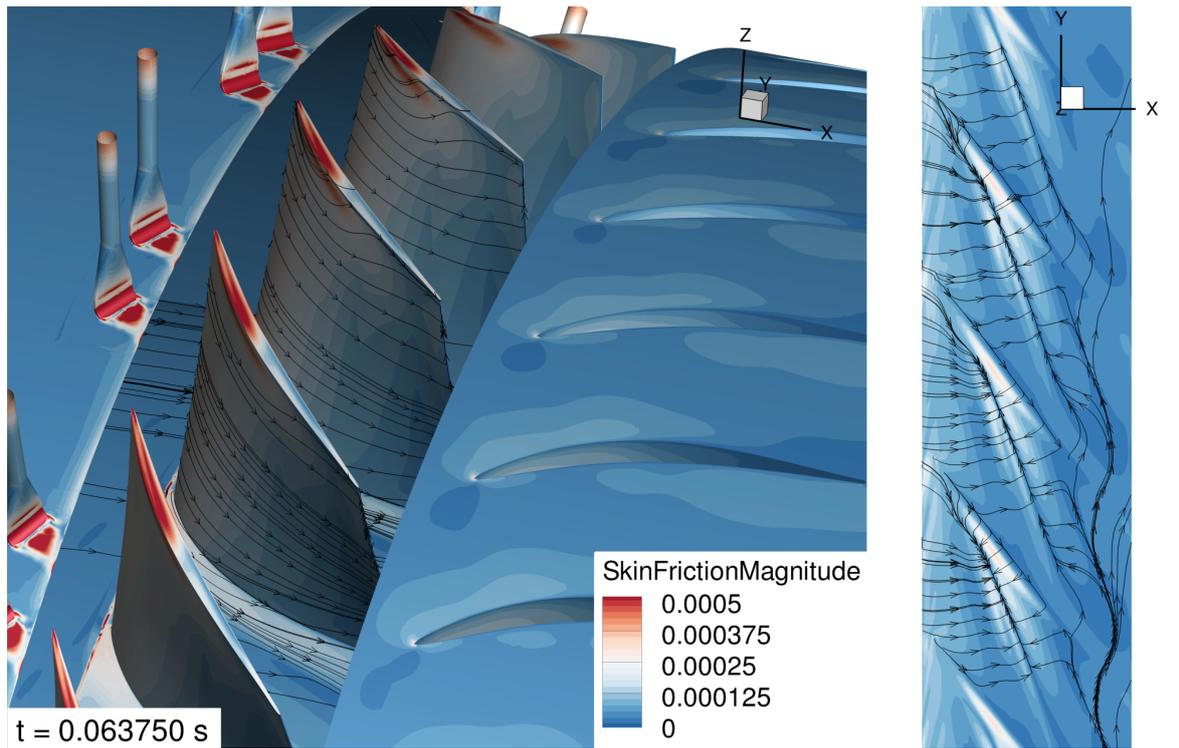


a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif

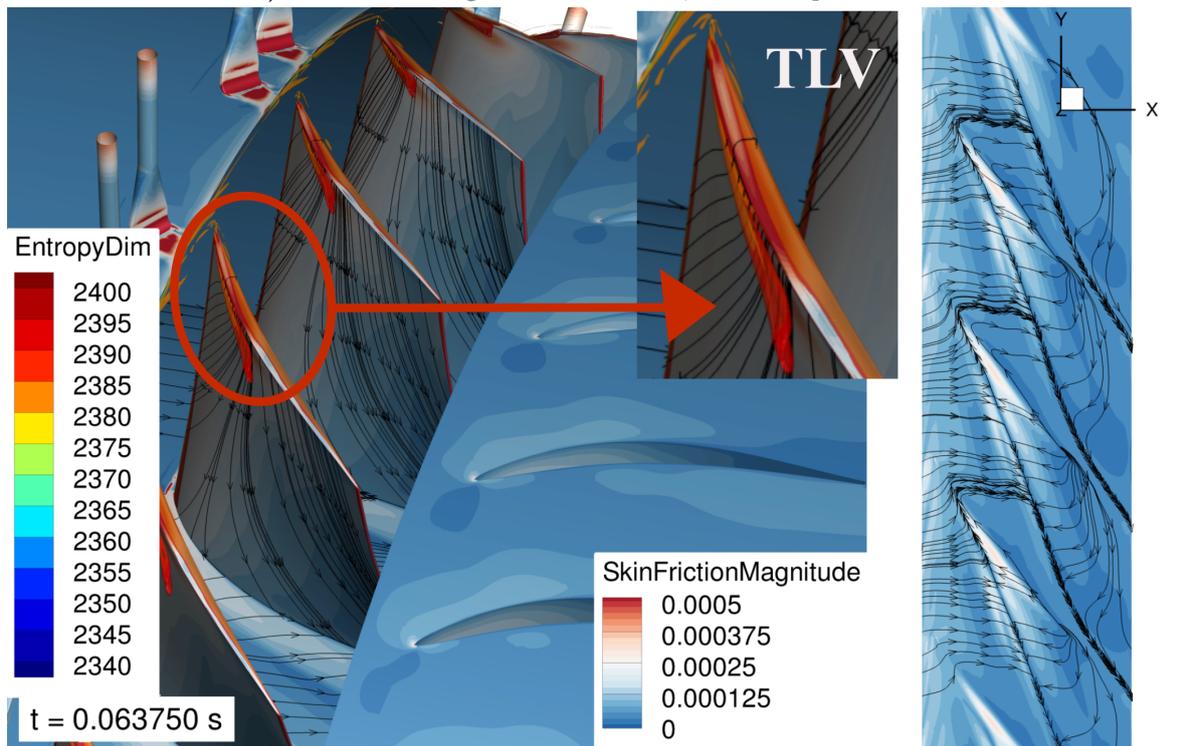


b) Coefficient et lignes de frottement, et iso-surface du critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) colorée par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.10 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle au point **A** : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Coefficient et lignes de frottement, et iso-surface du critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) colorée par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.11 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle au point **A'** : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

lement de retour est identifiée pour le jeu étroit. Au contraire, pour le jeu à $R = 2,4\%$ (Figure 5.13), nous pouvons remarquer les régions d'écoulements de retour. Il est à noter que le soufflage présent au point **A'**, atténue l'écoulement de retour au jeu $R = 2,4\%$ (Figure 5.13 b)). Au jeu $R = 0,6\%$, aucun écoulement de retour n'est présent (Figure 5.12 b)). Le soufflage semble accélérer l'écoulement en tête.

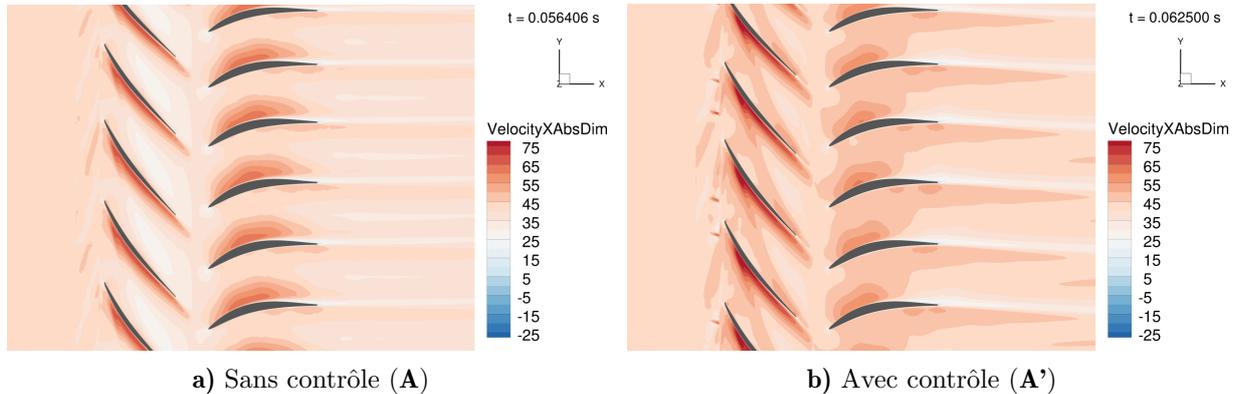


Figure 5.12 – Champs de vitesse axiale (m/s) à 97% de hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 0,6\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

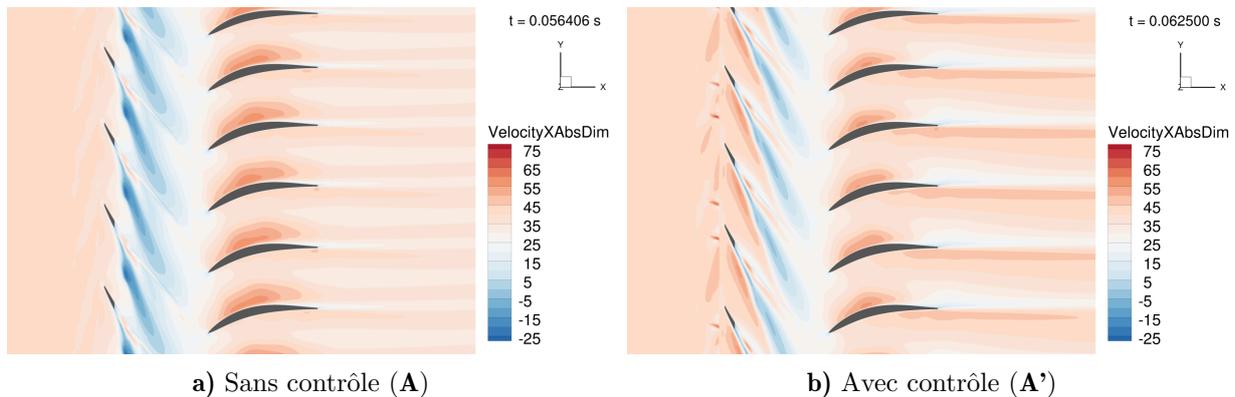


Figure 5.13 – Champs de vitesse axiale (m/s) à 97% de hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 2,4\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

Ainsi, au cas nominal, nous constatons déjà une différence notable de comportement de l'écoulement entre le jeu étroit et celui plus large. Ceci a été mis en exergue grâce aux analyses apportées par le critère Q , et les grandeurs à l'instar de la pression statique, et la vitesse axiale. En outre, le contrôle actif permet de corriger l'écoulement notamment au jeu $R = 2,4\%$.

Nous nous sommes focalisés ici sur un angle d'injection défini à $\alpha_{inj} = -30^\circ$, mais qu'en est-il lorsque ce paramètre est modifié ?

L'objet du paragraphe suivant est de discuter de l'impact de l'angle d'injection, notamment sur le jeu large.

5.2.2 Effet d'angle

Au jeu $R = 2,4\%$, nous comparons dans ce paragraphe deux angles d'injection : $\alpha_{inj} = -45^\circ$ et $\alpha_{inj} = -30^\circ$. Premièrement, nous nous intéressons à la zone en sortie d'injection au niveau du rotor, au regard des coupes de pression statique, à 99% de la hauteur de veine, illustrées en figure 5.14.

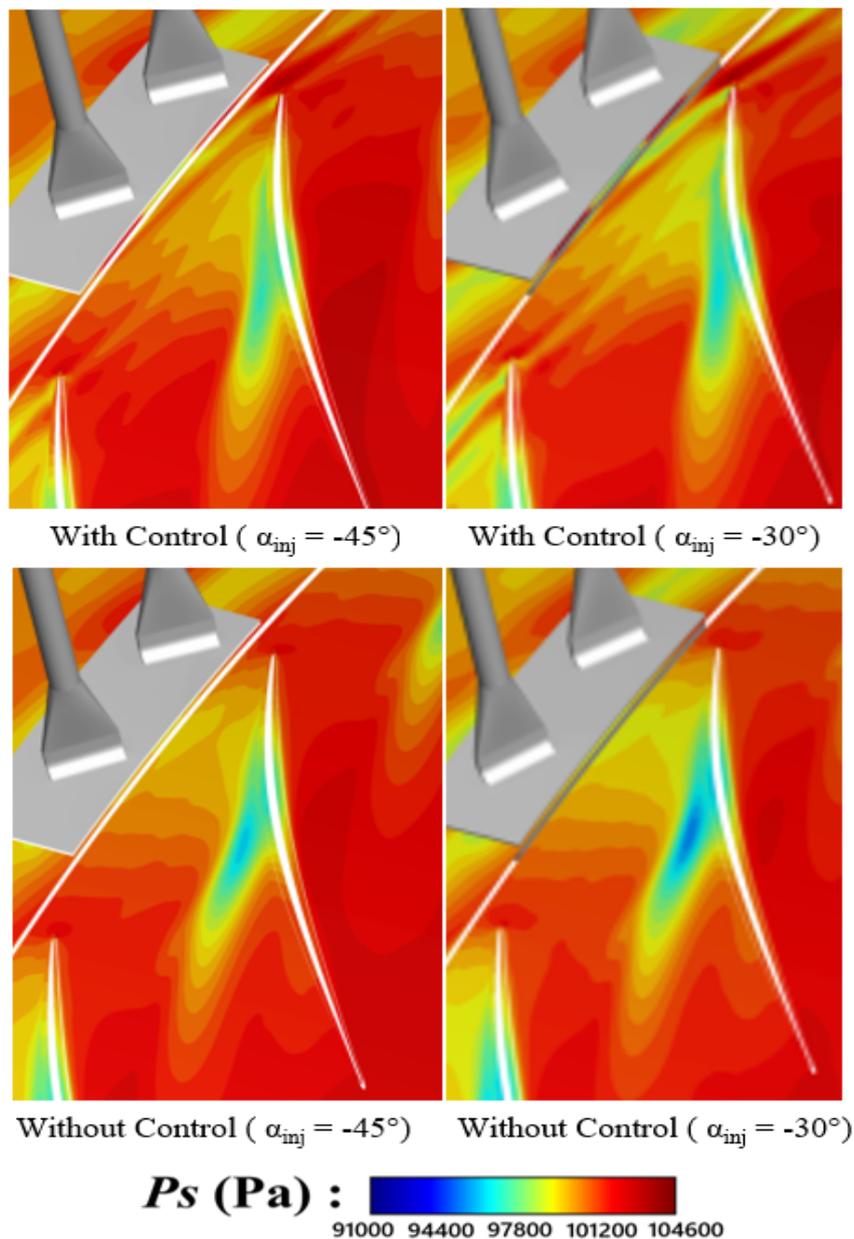


Figure 5.14 – Champs de pression statique à 99% de la hauteur de veine, aux conditions nominales (aux points **A** et **A'**), en sortie d'injecteur, au niveau des aubes du rotor : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

Lorsque le soufflage n'est pas activé (**A**), nous remarquons que la zone de basse pression est similaire entre la configuration avec un angle d'injection à $\alpha_{inj} = -30^\circ$ et celle à $\alpha_{inj} = -45^\circ$. Dans le cas avec contrôle, le soufflage réoriente cette zone vers l'extrados pour les deux angles d'injection. Néanmoins, pour l'angle à $\alpha_{inj} = -30^\circ$, la zone de basse pression reste légèrement plus large que pour $\alpha_{inj} = -45^\circ$. Il semblerait que le soufflage atténue de manière plus efficace le tourbillon de jeu avec un angle d'injection à $\alpha_{inj} = -45^\circ$.

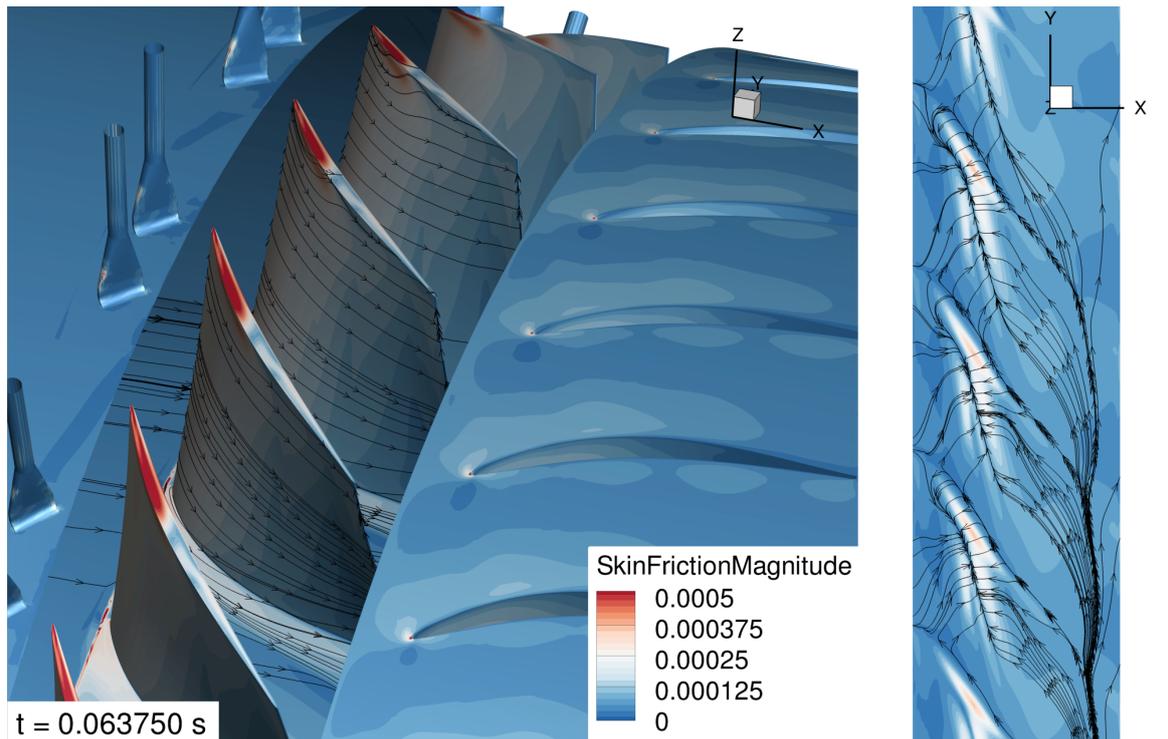
Cette légère variation de comportement de l'écoulement de jeu entre les deux angles, est aussi mise en exergue par le critère Q et les lignes de frottement pour $\alpha_{inj} = -45^\circ$ (Figures 5.15, 5.16) et pour $\alpha_{inj} = -30^\circ$ (Figures 5.17 et 5.18).

Tout d'abord, dans le cas sans contrôle au point **A** (Figures 5.15 b) et 5.17 b)), l'iso-surface du critère Q correspondant au tourbillon de jeu (TLV) est semblable pour les deux angles d'injection. De même, en observant les lignes de frottement (Figures 5.15 a) et 5.17 a)), celles-ci se concentrent au carter selon un axe allant du bord d'attaque de l'aube du rotor à l'aube adjacente.

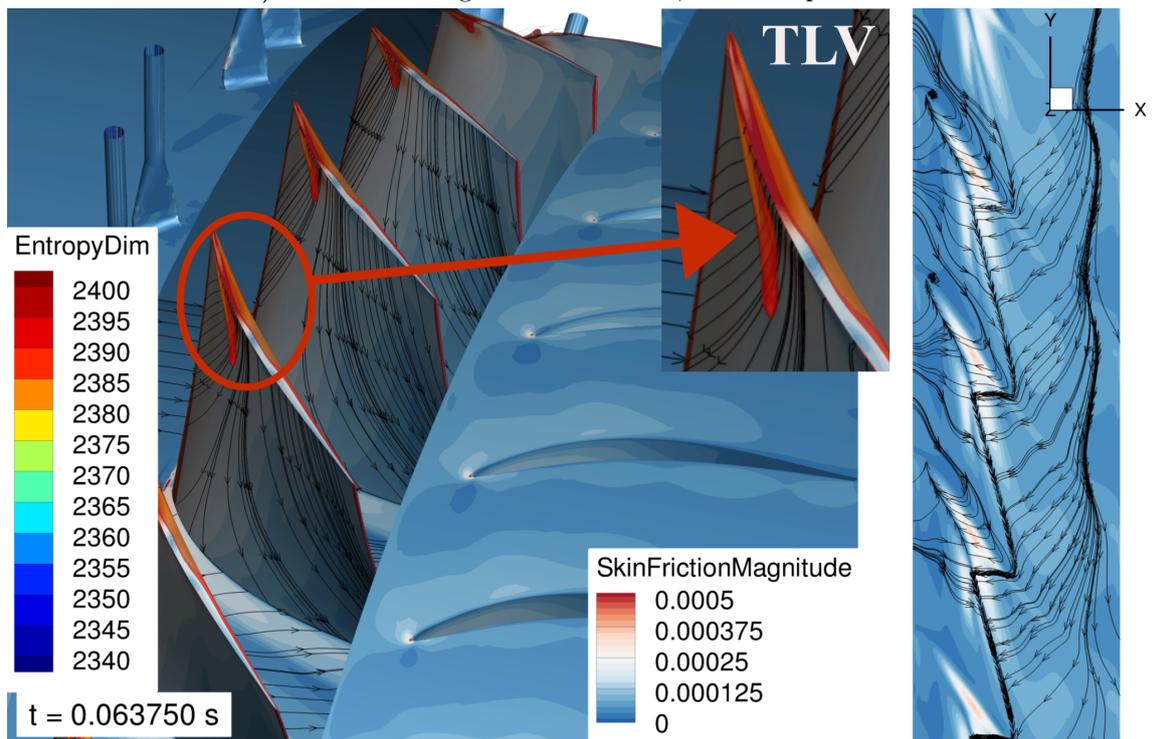
Dans le cas avec soufflage (point de fonctionnement **A'**, Figures 5.16 b) et 5.18 b)), cette iso-surface du critère Q est représentée davantage contre la paroi du rotor, et moins dirigée vers l'aube voisine. Néanmoins, une fine différence de structure peut être remarquée avec une légère incurvation plus prononcée vers l'aube adjacente à l'angle $\alpha_{inj} = -30^\circ$, et n'apparaissant pas pour l'angle $\alpha_{inj} = -45^\circ$.

Les champs de la vitesse axiale en figures 5.19 et 5.20 permettent d'apporter une analyse complémentaire à cette description en montrant également une ressemblance parfaite dans le cas sans soufflage. Les zones correspondant à l'écoulement de retour sont également similaires. Il est donc évident que la présence des injecteurs tournés différemment n'influencerait pas l'écoulement dans le cas sans soufflage. Avec soufflage, l'écoulement de retour est assez similaire à $\alpha_{inj} = -45^\circ$ (Figure 5.20 b)) et $\alpha_{inj} = -30^\circ$ (Figure 5.19 b)). Nous ne notons donc pas de différences significatives entre les deux angles d'injection.

Ainsi, dans cette section, nous avons pu étudier le régime stable du compresseur grâce à des simulations URANS en 360° . Nous avons identifié des différences déjà présentes entre les deux tailles de jeu ($R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$), selon que le contrôle soit activé ou non. Nous avons constaté que la structure du tourbillon de jeu est orientée plus ou moins vers l'aube adjacente suivant que la taille de jeu augmentait. De plus, la modification de l'angle d'injection semble que très légèrement changer l'évolution du tourbillon de jeu si nous analysons les cas à l'angle $\alpha_{inj} = -45^\circ$ et à $\alpha_{inj} = -30^\circ$. Qu'en est-il à présent au dernier point stable, avant le décrochage ?

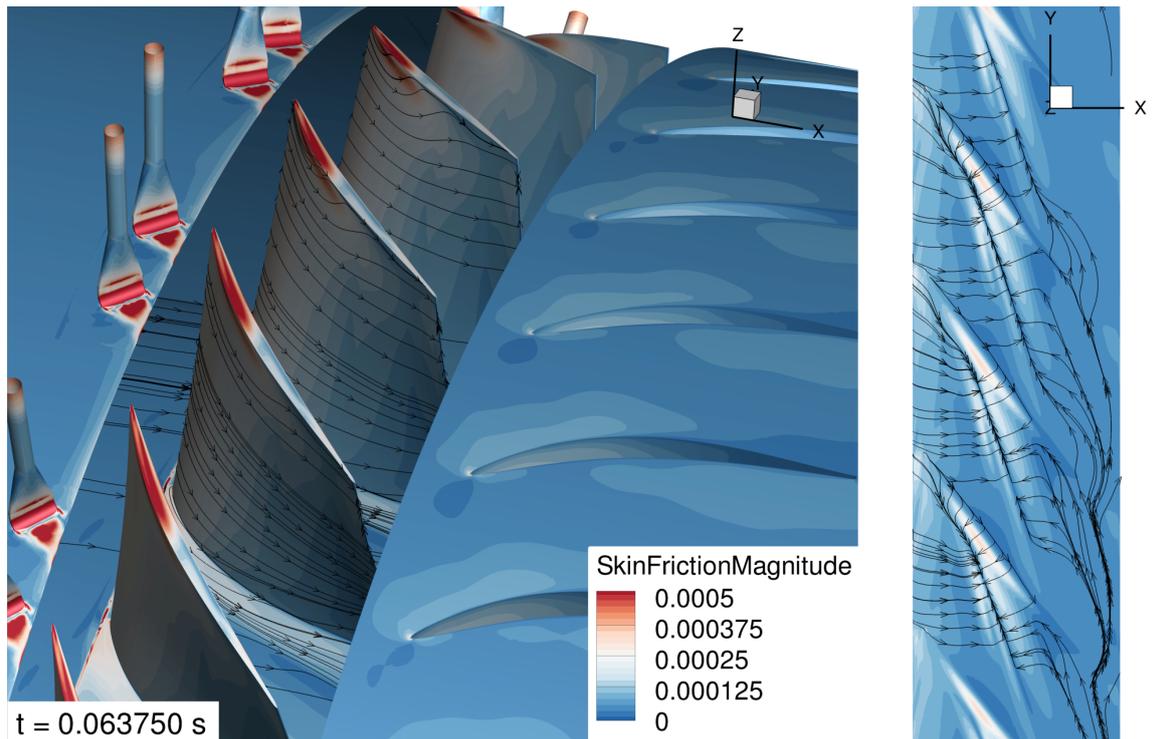


a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif

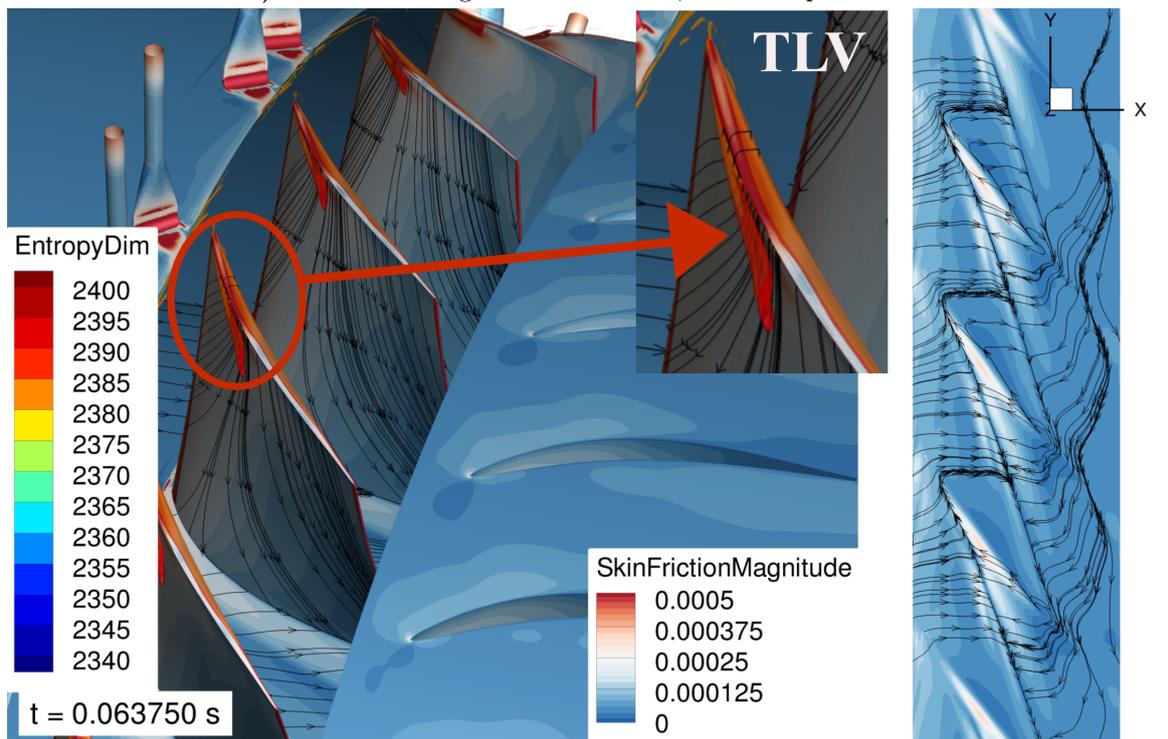


b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.15 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement **A**) : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

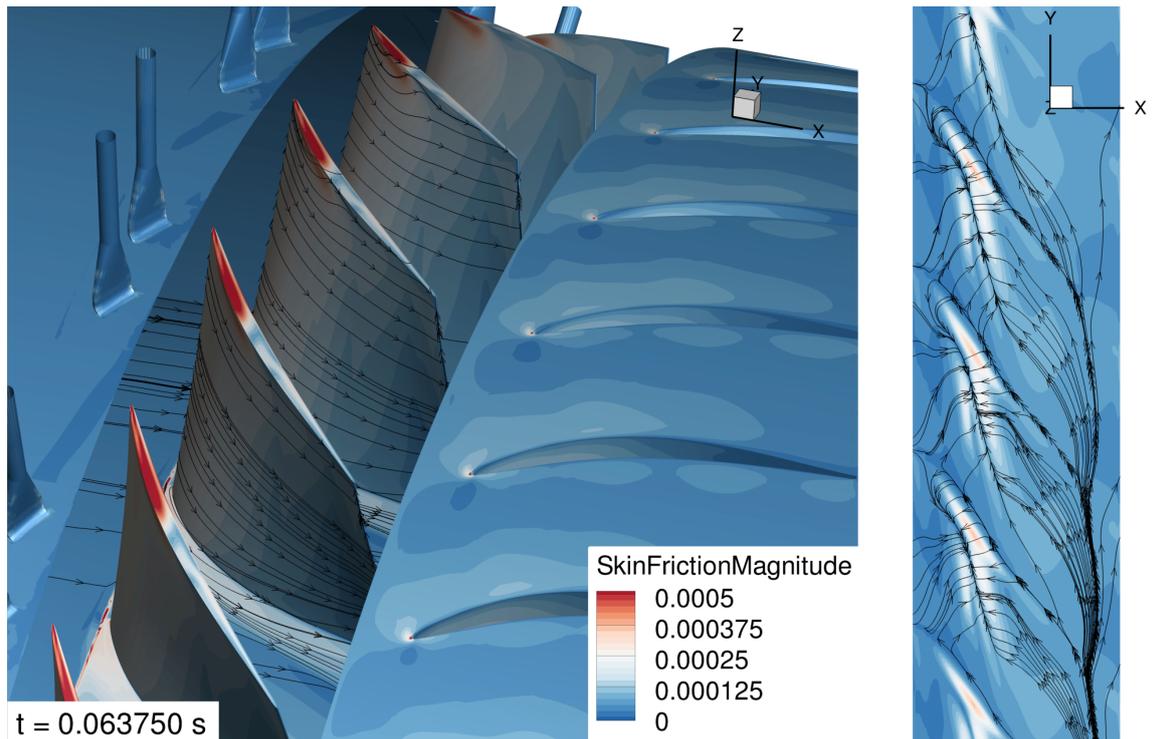


a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif

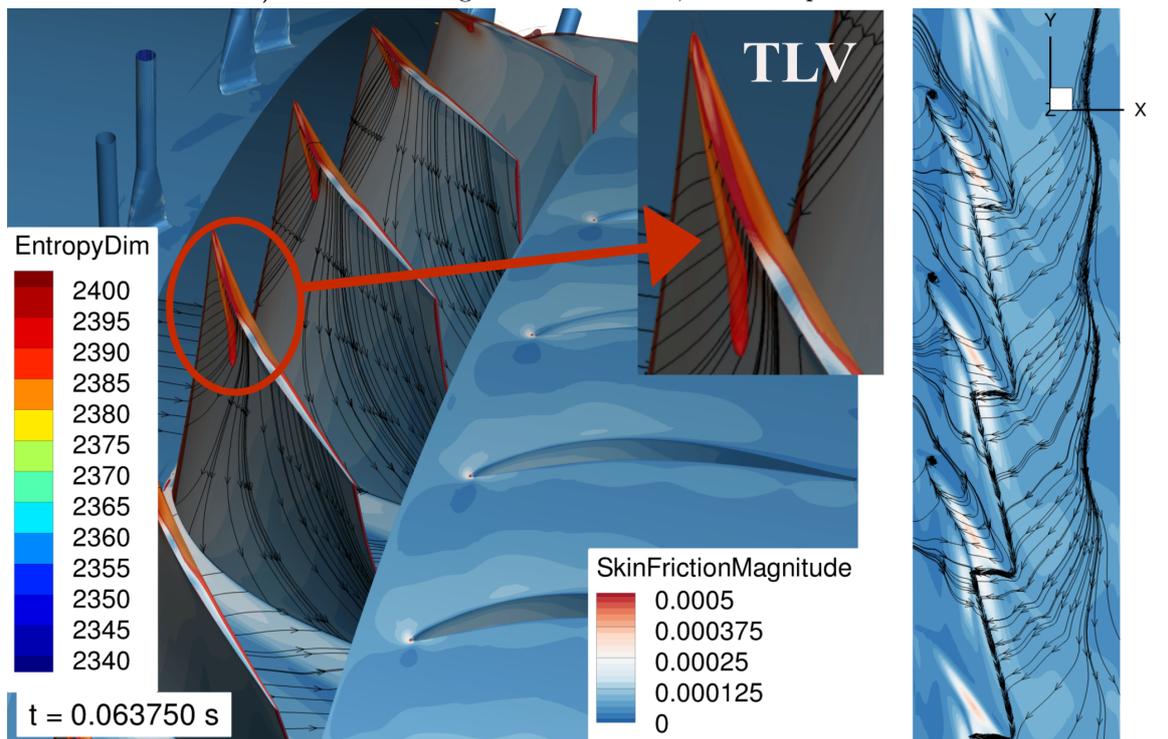


b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.16 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement **A'**) : $R = 2,4\%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

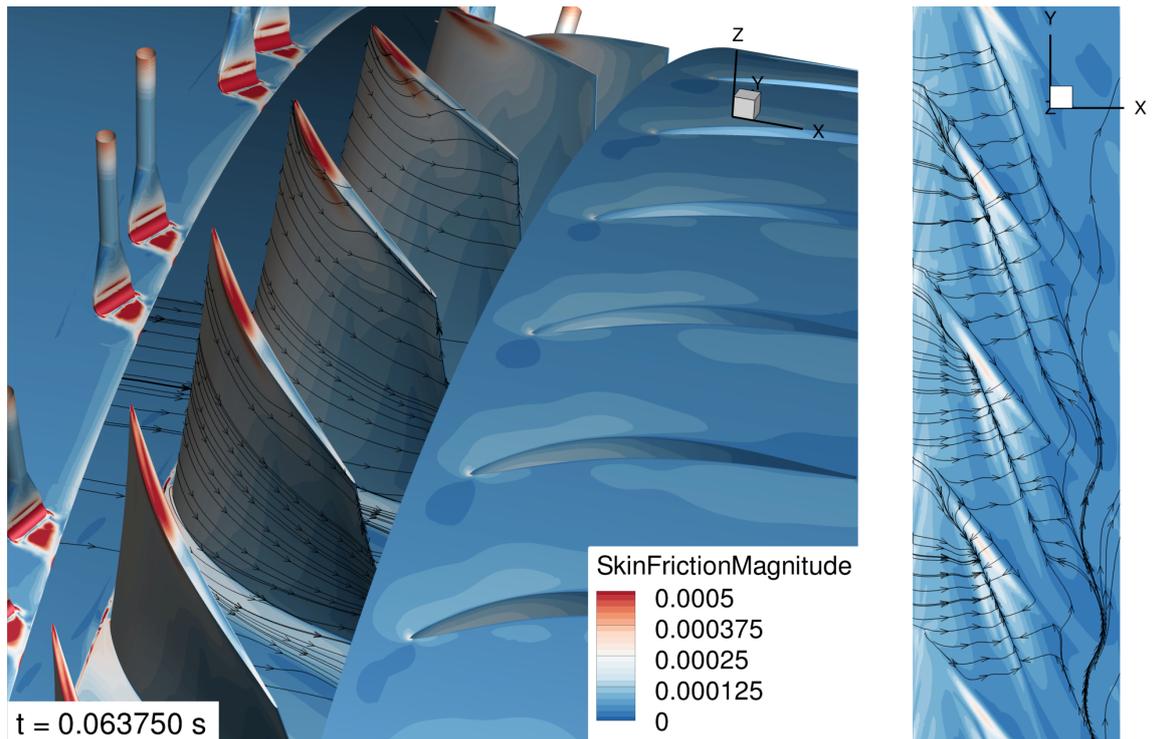


a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif

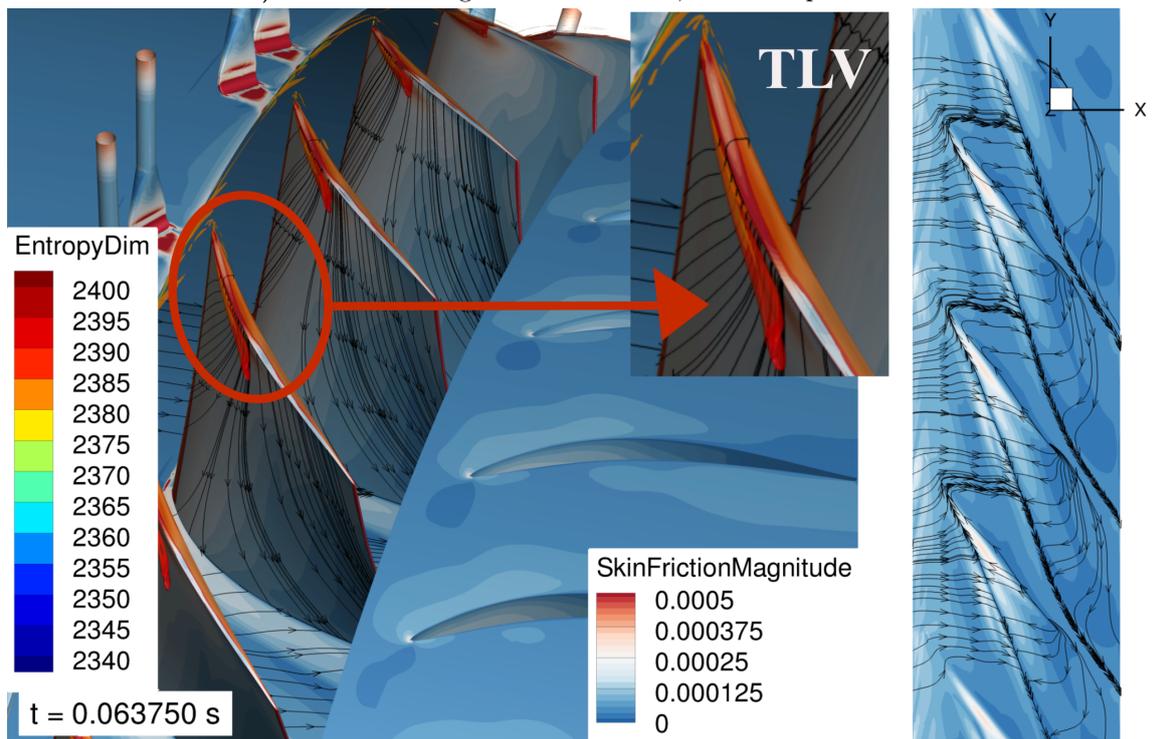


b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.17 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement **A**) : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.18 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement **A'**) : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

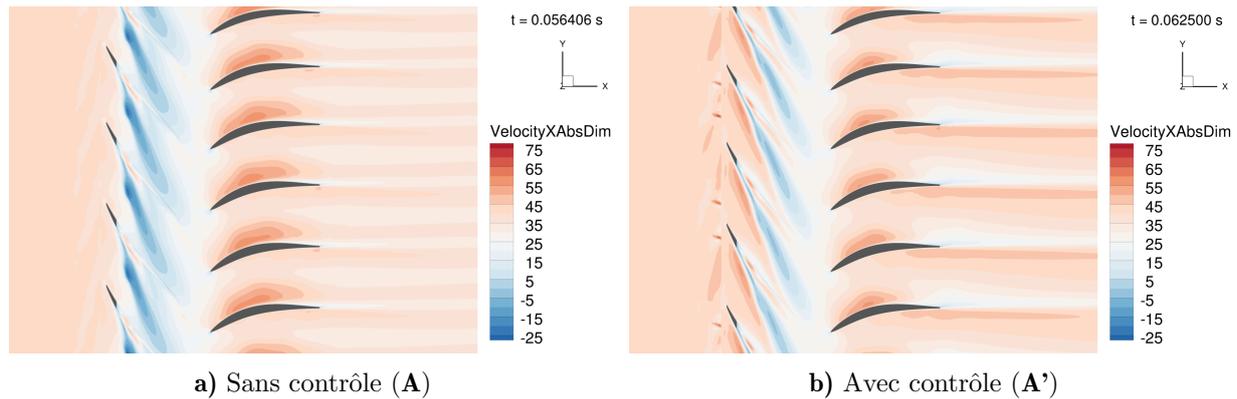


Figure 5.19 – Champs de vitesse axiale (m/s) à 97% de hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 2,4\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

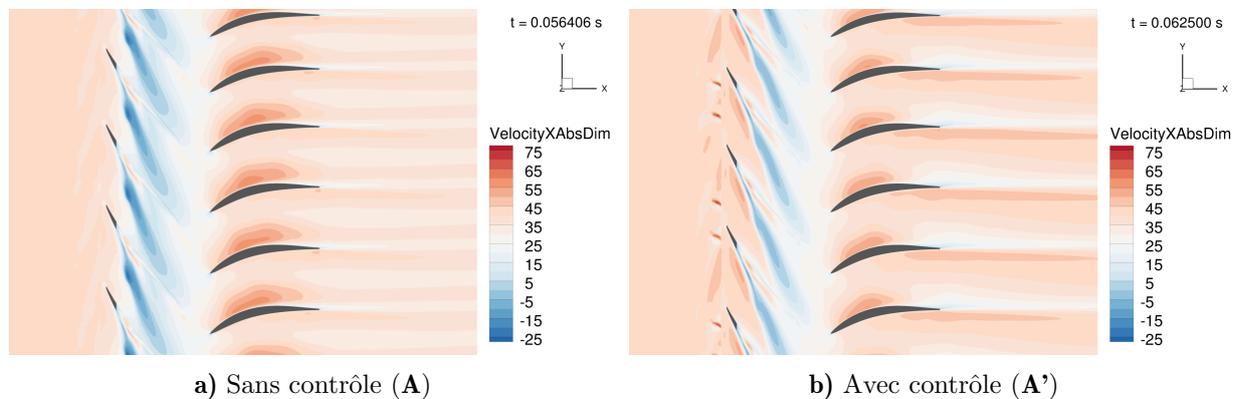


Figure 5.20 – Champs de vitesse axiale (m/s) à 97% de hauteur de veine aux conditions nominales : $R = 2,4\%$, $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 3T$

5.3 Fonctionnement au dernier point stable avant le décrochage

Comme observé sur les courbes de performance en section 5.1.2.2, les derniers points stables sont légèrement décrochés avec les simulations URANS en 360° par rapport aux résultats RANS, pour les deux tailles de jeux, avec et sans contrôle (respectivement les points **C'** et **B** du schéma en Figure 5.3). L'analyse reste cependant pertinente dans le sens où le dernier point stable est vu du rotor comme discuté dans la section 5.1.2.2. Ceci permet donc d'apporter des compléments d'information sur les mécanismes physiques mis en jeu, pour des conditions proches du décrochage.

Au regard de la figure 5.3, nous allons comparer les points de fonctionnement **B** et **B'** à iso-débit, et aussi les points **B** et **C'**. Le point **C** étant décroché au regard des courbes de performances (Section 5.1.2.2), il est donné à titre indicatif. En effet, il s'agit surtout d'évaluer l'impact du contrôle sur les dernières conditions de fonctionnement avant le décrochage.

5.3.1 Effet du contrôle sur le développement du décrochage

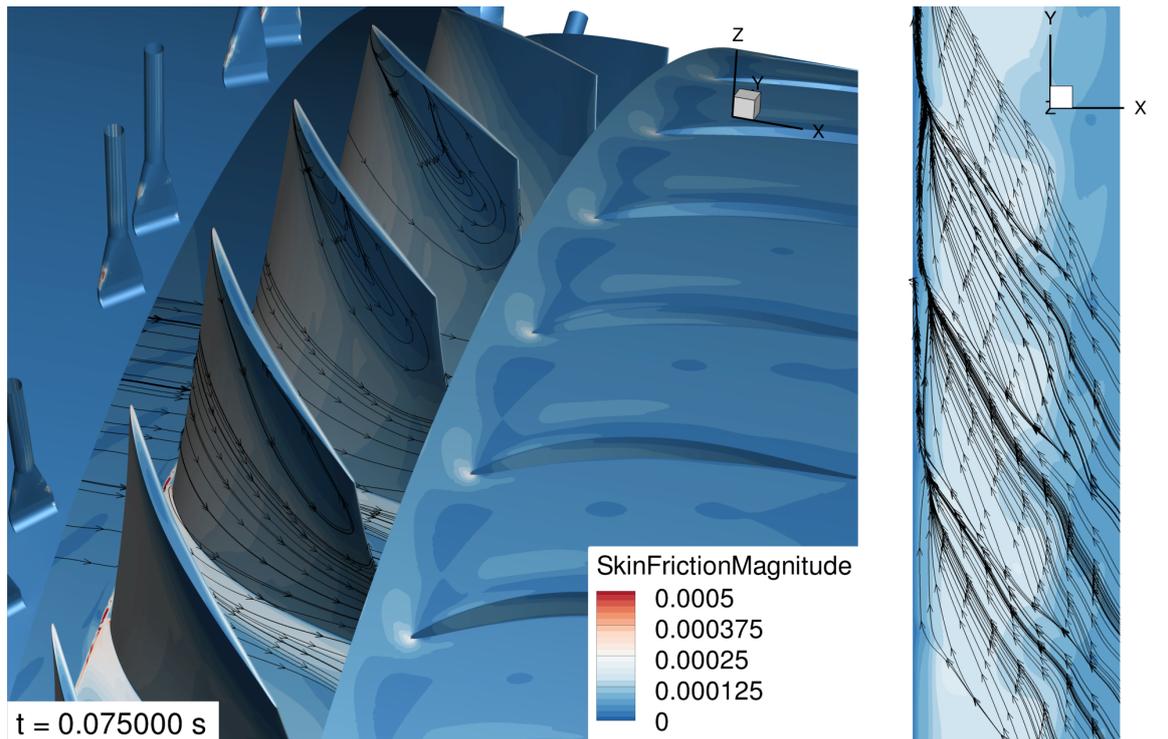
Dans cette section, nous nous centrons dans un premier temps, sur le jeu à $R = 2,4\%$, à l'angle d'injection $\alpha_{inj} = -45^\circ$: la configuration la plus intéressante en termes de performance. L'analyse s'appuie sur les lignes de frottements et l'iso-surface du critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) pour des instantanés obtenus après quatre rotations ($t = 4T$). Nous avons réalisé une rotation de plus par rapport au cas nominal afin d'améliorer la convergence des calculs.

5.3.1.1 Comparaison des points de fonctionnement **B** et **B'**

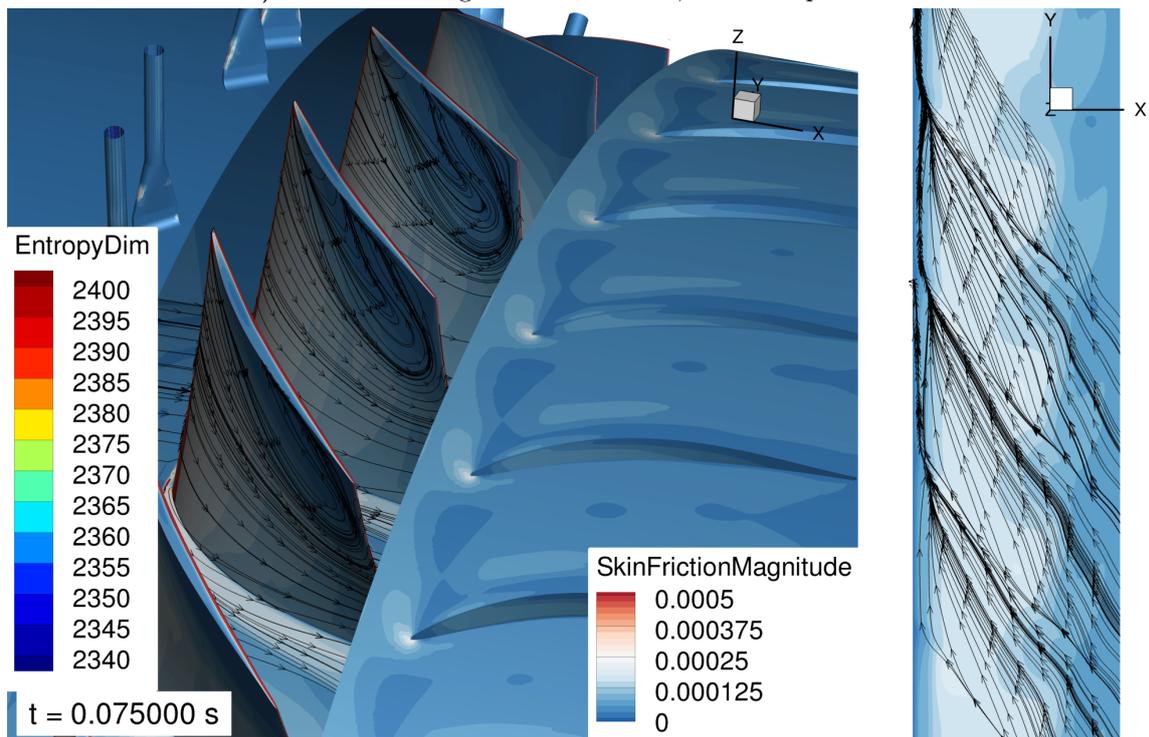
Dans un premier temps, les figures 5.21 et 5.22 s'intéressent aux points **B** et **B'**. Comme attendu, le comportement des lignes de frottements est très différent selon que le contrôle soit activé ou non.

Dans le cas sans contrôle (au point de fonctionnement **B**), en figure 5.21 a) (à gauche), sur la moitié supérieure de l'extrados des aubes du rotor, les lignes de frottement forment une recirculation allant du bord d'attaque, puis descendant en direction du bord de fuite et remontant vers le carter depuis le bord de fuite vers le milieu de l'aube. Il s'agirait d'un décollement de l'écoulement obstruant le canal, et donc témoigner de l'état légèrement décroché de ce point de fonctionnement. Les lignes de frottement sur le carter montrent également ce comportement (Figure 5.21 a), à droite) : nous obtenons un alignement de ces lignes avec le plan reliant les bords d'attaque des aubes, témoignant du blocage de l'écoulement et donc marquant le début du décrochage. Des tourbillons radiaux peuvent également être à l'origine de ce décollement à l'extrados. De plus, l'iso-surface du critère Q ne montre pas la présence du tourbillon de jeu à la valeur $Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$ (Figure 5.21 b)).

Au cas avec contrôle, en observant la figure 5.22 a), les lignes de frottements ne se concentrent plus comme précédemment à l'extrados des aubes du rotor (à gauche de la figure) : nous ne retrouvons pas cette recirculation. L'écoulement circule bien de gauche à droite, i.e de l'amont vers l'aval sans trace de décollement. Nous retrouvons donc bien un point de fonctionnement stable pour le rotor. Au carter (à droite de la figure), celles-ci se regroupent selon un axe allant du bord d'attaque de l'extrados de l'aube, vers l'aube adjacente. Il semblerait que cette empreinte du tourbillon de jeu soit plus orientée dans cette direction contrairement au cas nominal (au point **A'**, Figure 5.16 a)). De même, la figure 5.22 b) offre une visualisation du tourbillon de jeu (TLV) davantage proche du bord d'attaque et plus orienté vers l'aube voisine, comparé au point de fonctionnement **A'** (Figure 5.16 b)).

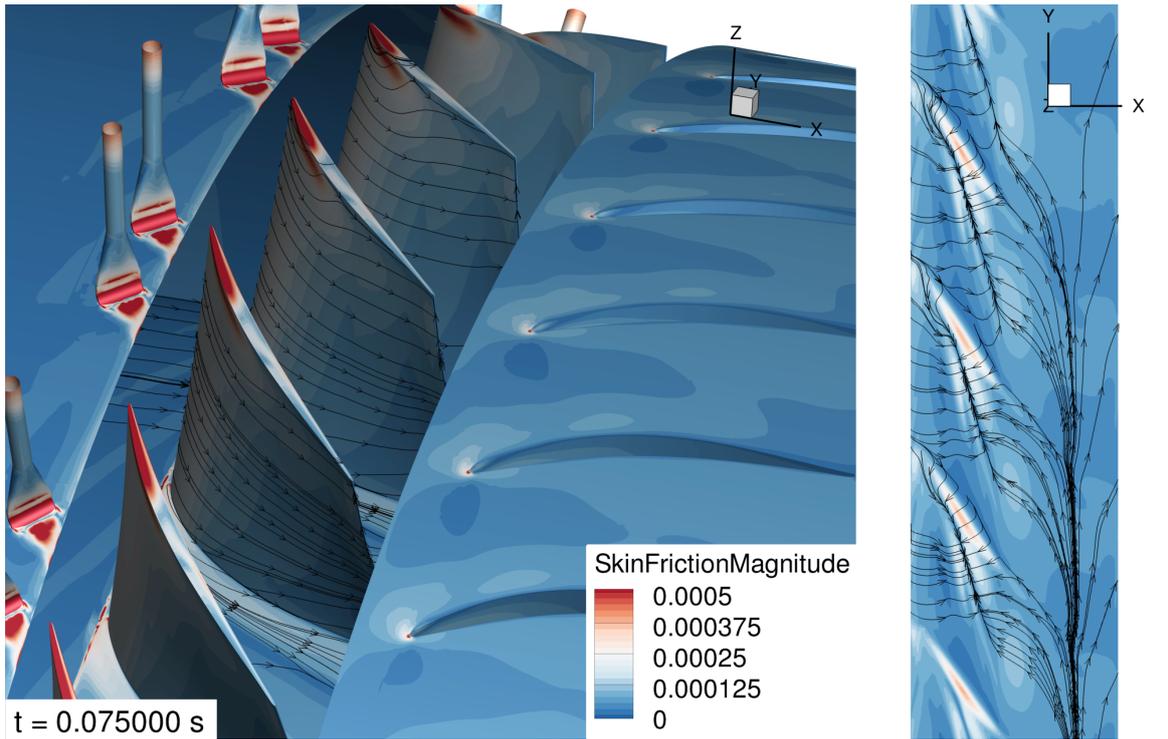


a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif

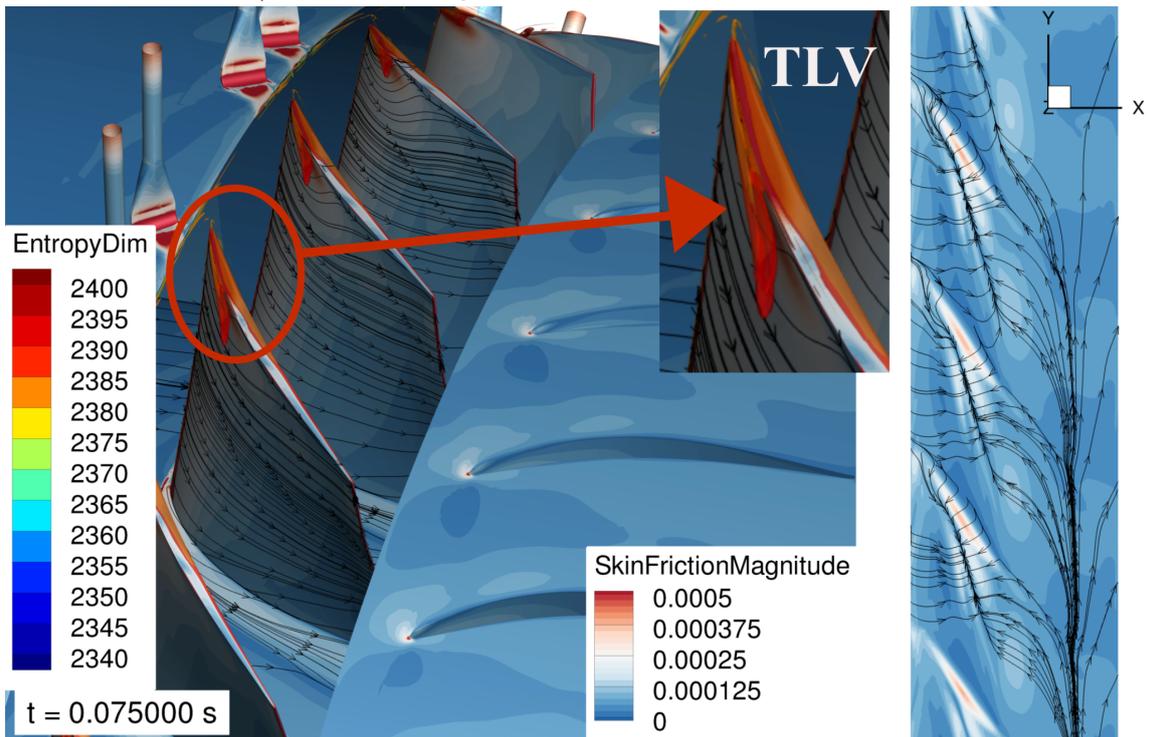


b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu

Figure 5.21 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement **B**) : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.22 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement **B'**) : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$

En conclusion, l'écoulement contrôlé est bien stable au point de fonctionnement **B'**.

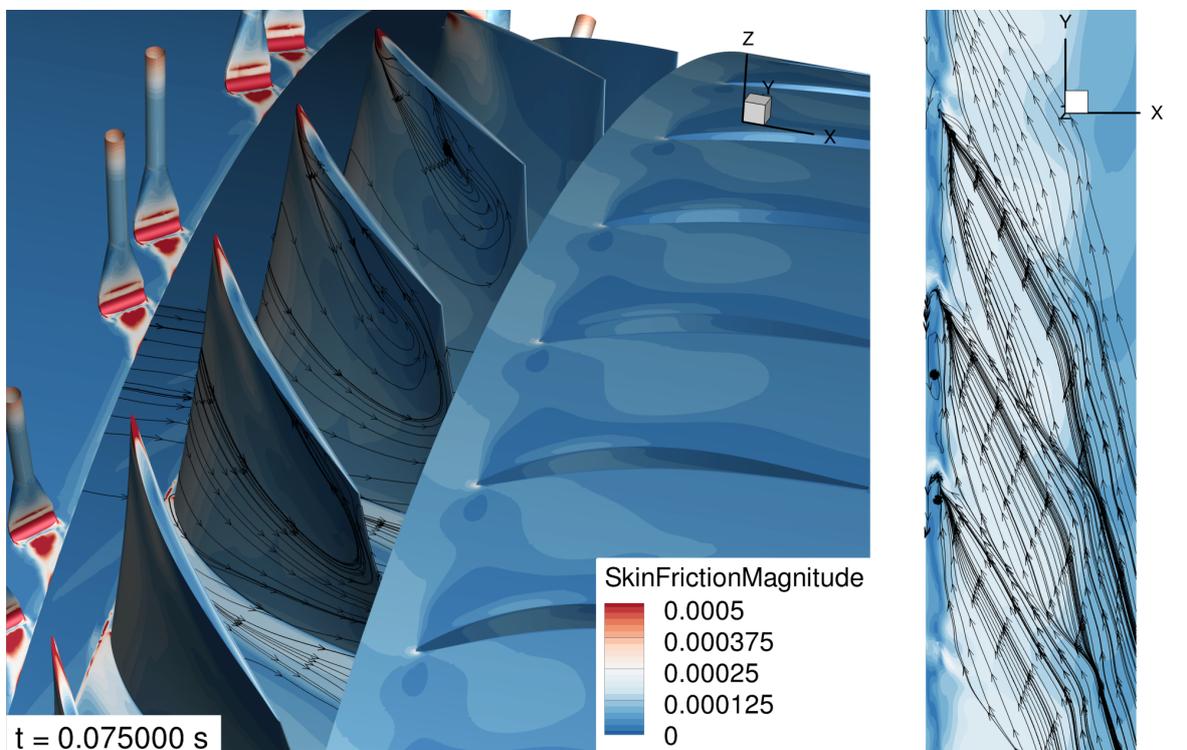
5.3.1.2 Comparaison des points de fonctionnement **B** et **C'**

Intéressons-nous maintenant aux conditions de fonctionnement au point **C'** afin de pouvoir évaluer les différences entre un dernier point stable avec contrôle et un autre sans contrôle, en l'occurrence le point **B**, présenté en figure 5.21.

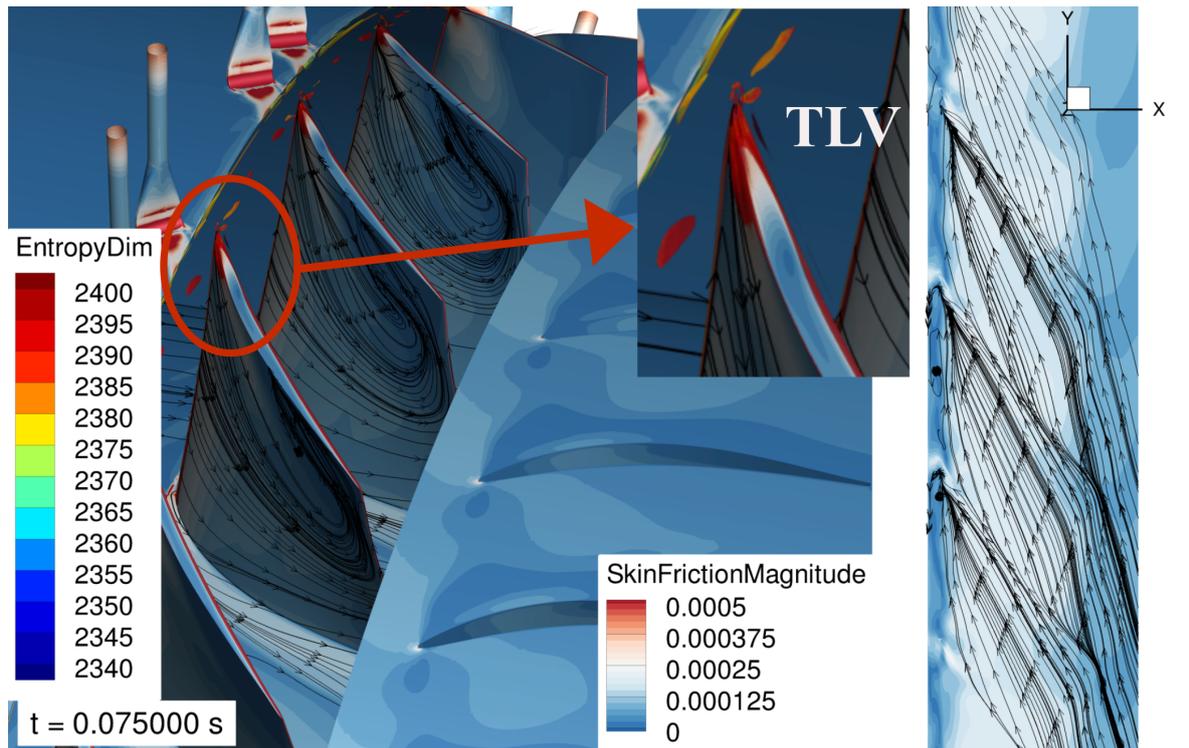
Avec la solution du contrôle (Figure 5.23 a), à gauche), au point **C'**, des foyers de décollement sont ainsi visibles à l'extrados du rotor. Aussi, proche du bord d'attaque en tête de l'aube, nous observons des zones de regroupements des lignes de frottements. En figure 5.23 b), l'iso-surface du critère Q met ainsi en évidence une partie du tourbillon de jeu (TLV) qui est éclaté.

Également, des structures tourbillonnaires sont identifiées du côté de l'intrados, au bord d'attaque, comme en témoignent les lignes de frottement au carter. De plus, les lignes de frottement au carter montrent encore la présence du tourbillon sur un tiers du pas inter-aube (Figure 5.23 b), à droite).

Ainsi, le point **C'** est en limite du décrochage, à un plus faible débit par rapport au point **B**.



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.23 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement **C'**) : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$

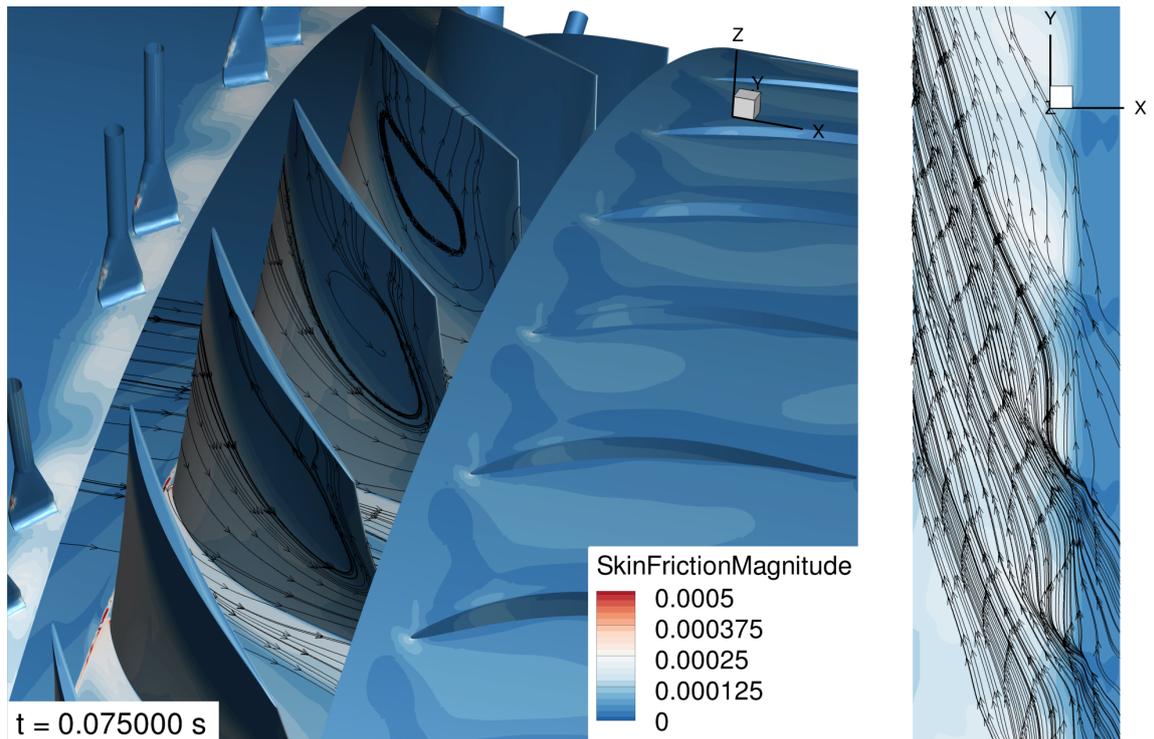
5.3.1.3 Point de fonctionnement **C**

Sans soufflage activé, le point **C** est considéré comme décroché au regard des courbes de performances (Section 5.1.2.2).

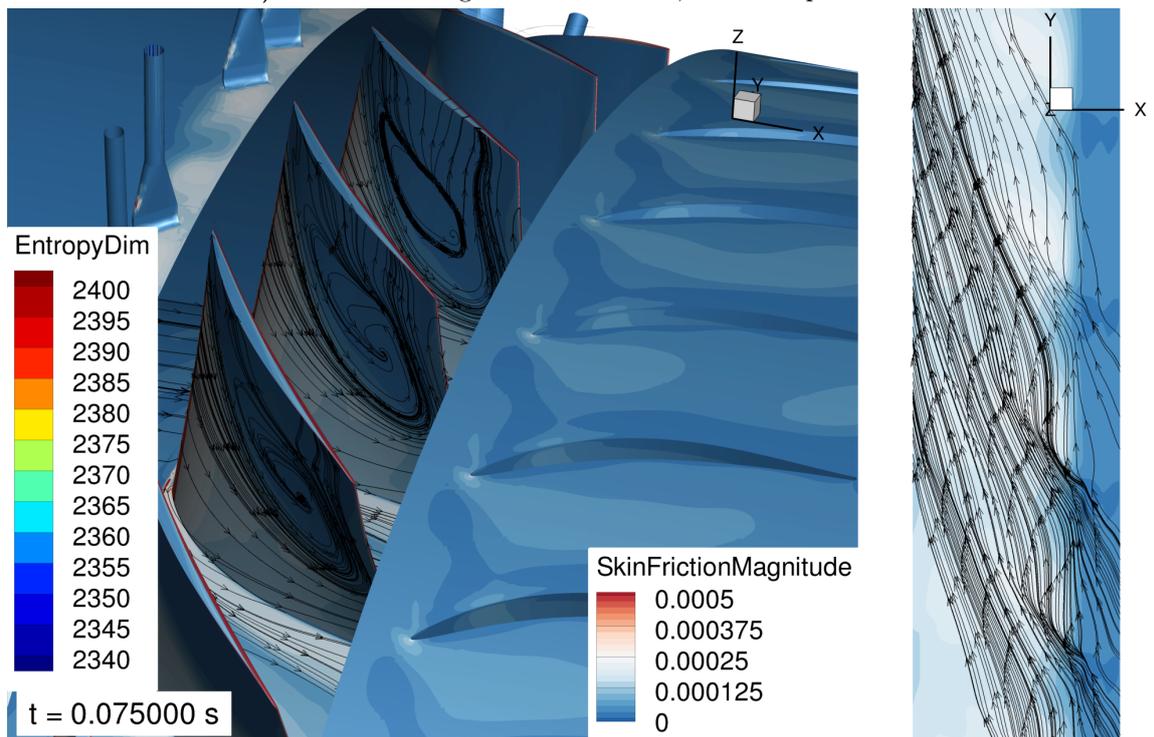
En analysant le comportement de l'écoulement en figure 5.24 a) (à gauche), nous visualisons bien la zone de recirculation avec beaucoup plus d'ampleur à l'extrados des aubes, que par rapport au point de fonctionnement **B**.

Ces visualisations confirment bien que l'écoulement est complètement décollé. De même, l'évolution des lignes de frottement illustre bien le blocage de l'écoulement au carter, en figure 5.24 a), à droite.

Le point de fonctionnement **C** est donc bien décroché, comme prévu.



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu

Figure 5.24 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement C) : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$

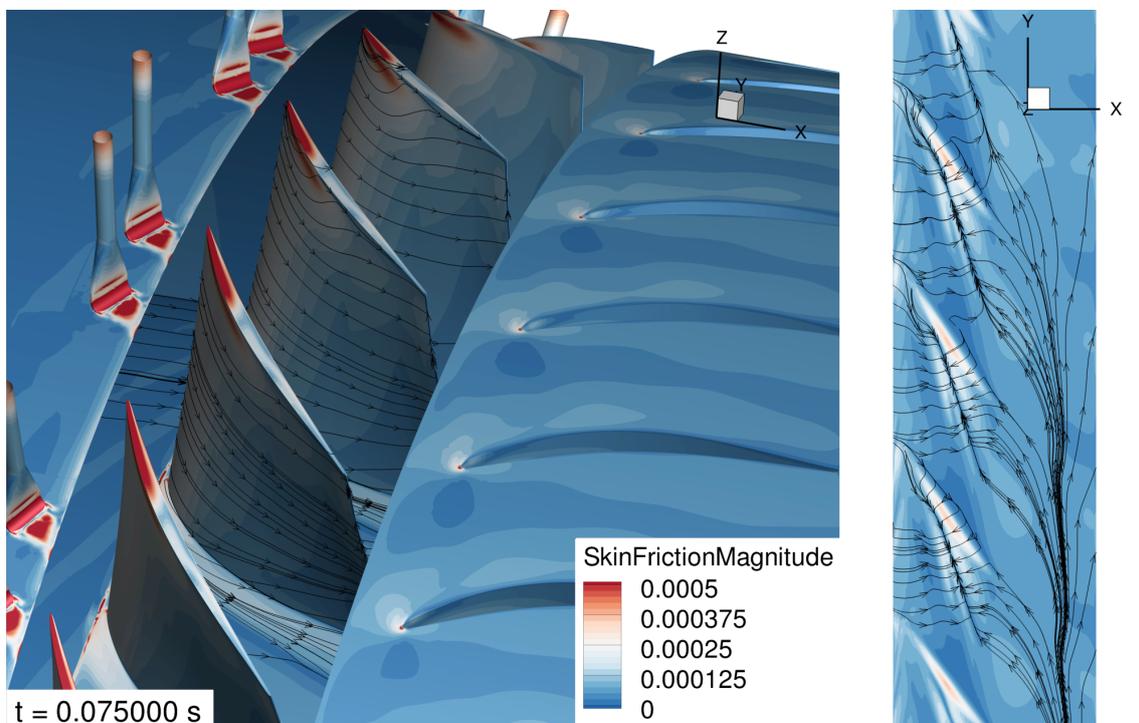
5.3.1.4 Effet d'angle

Comme constaté précédemment dans la section 5.2.2, concernant le régime nominal, dans le cas sans contrôle, le comportement de l'écoulement reste identique si nous changeons l'orientation des injecteurs (comparaison réalisé entre $\alpha_{inj} = -30^\circ$ et $\alpha_{inj} = -45^\circ$).

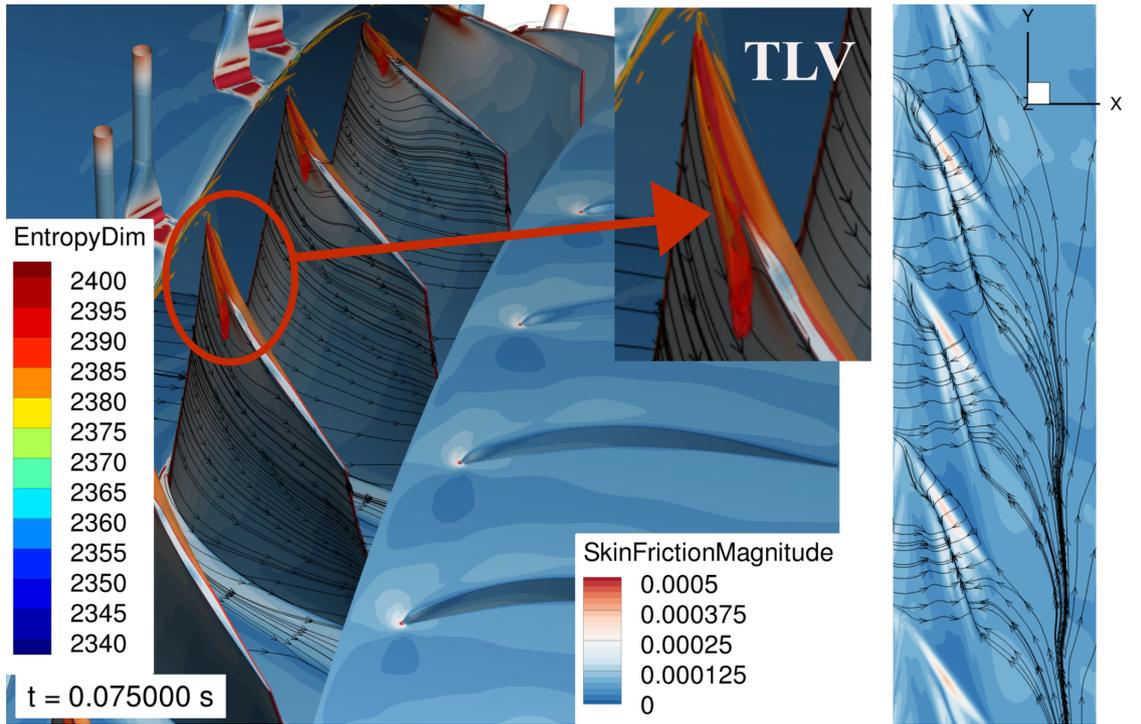
Aussi, par soucis de concision, nous rapportons seulement les cas avec soufflage, i.e les points de fonctionnement **B'** et **C'**, pour un angle d'injection à $\alpha_{inj} = -30^\circ$ afin de comparer avec le cas précédent à $\alpha_{inj} = -45^\circ$.

Nous remarquons que les figures 5.25 et 5.26 rapportent finalement des résultats globalement similaires par rapport à ceux obtenus pour un angle d'injection à $\alpha_{inj} = -45^\circ$ (Figures 5.22 et 5.23). Nous n'observons donc pas de variation de l'écoulement en analysant l'effet de l'angle d'injection avec contrôle.

Ainsi, pour cette taille de jeu plus large, l'effet du contrôle est capturé proche du décrochage, grâce aux simulations URANS. Le contrôle permet donc de modifier la structure de l'écoulement et d'éviter un décrochage hâtif. Qu'en est-il pour une taille de jeu plus étroite ?

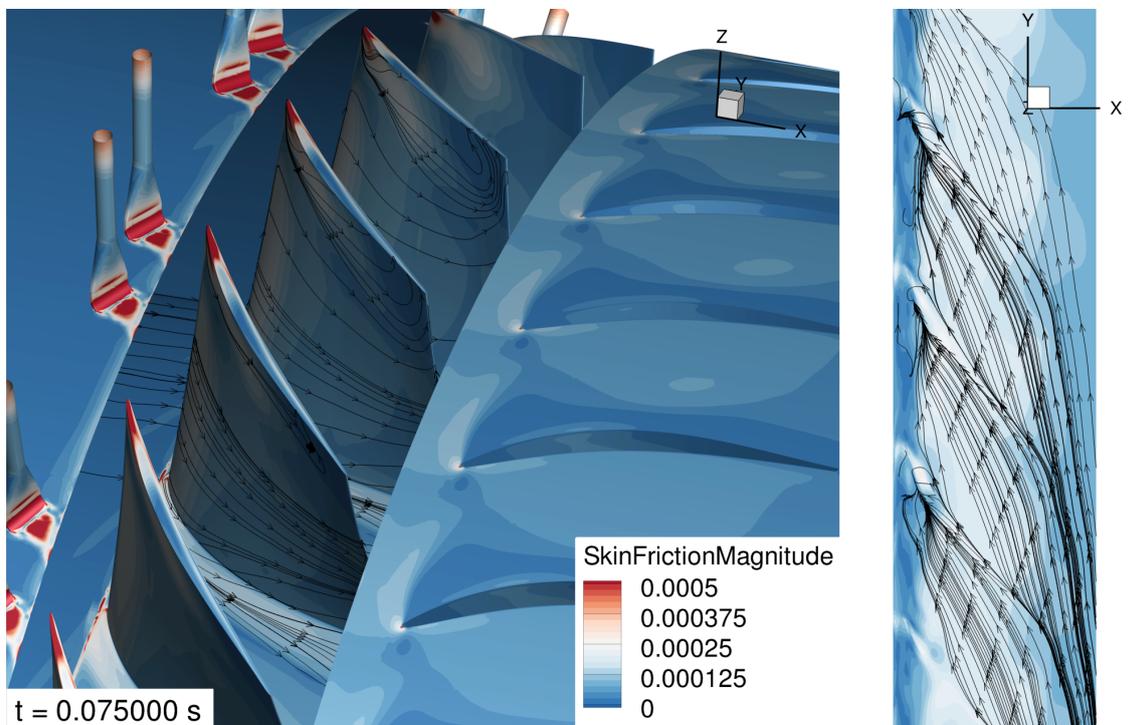


a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif

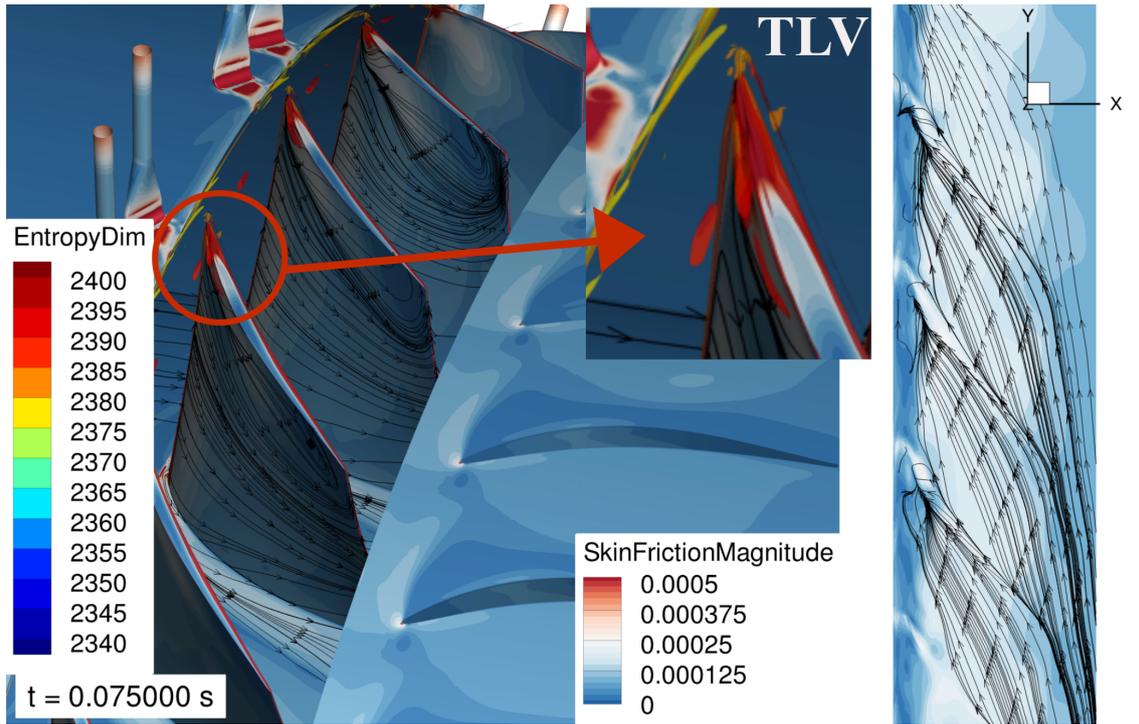


b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.25 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement **B'**) : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.26 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement \mathbf{C}') : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$

5.3.2 Effet de la taille de jeu

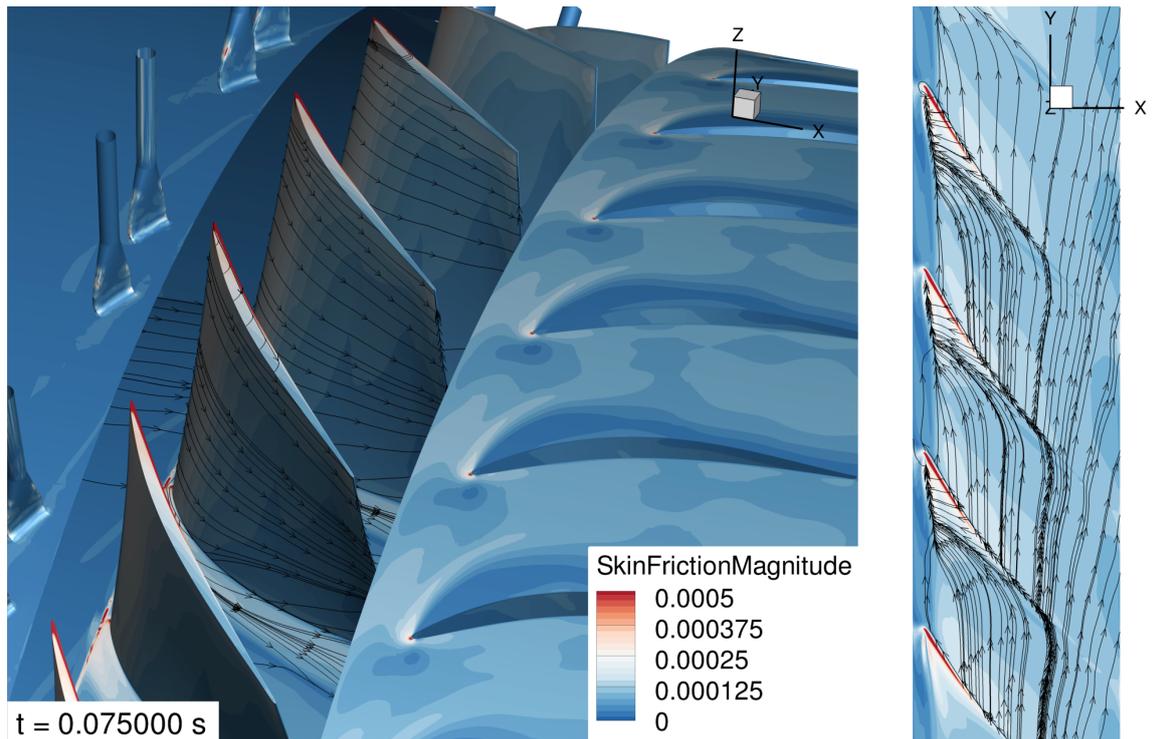
Nous allons comparer les résultats précédents avec ceux obtenus à partir d'une taille de jeu plus étroite ($R = 0,6\%$, $\alpha_{inj} = -30^\circ$). Les figures représentent les mêmes comparaisons de couples de points de fonctionnement que précédemment, à savoir : \mathbf{B} et \mathbf{B}' ; \mathbf{B} et \mathbf{C}' . Le point \mathbf{C} attendu comme décroché, fait l'objet d'une sous-section à part entière.

5.3.2.1 Comparaison des points de fonctionnement \mathbf{B} et \mathbf{B}'

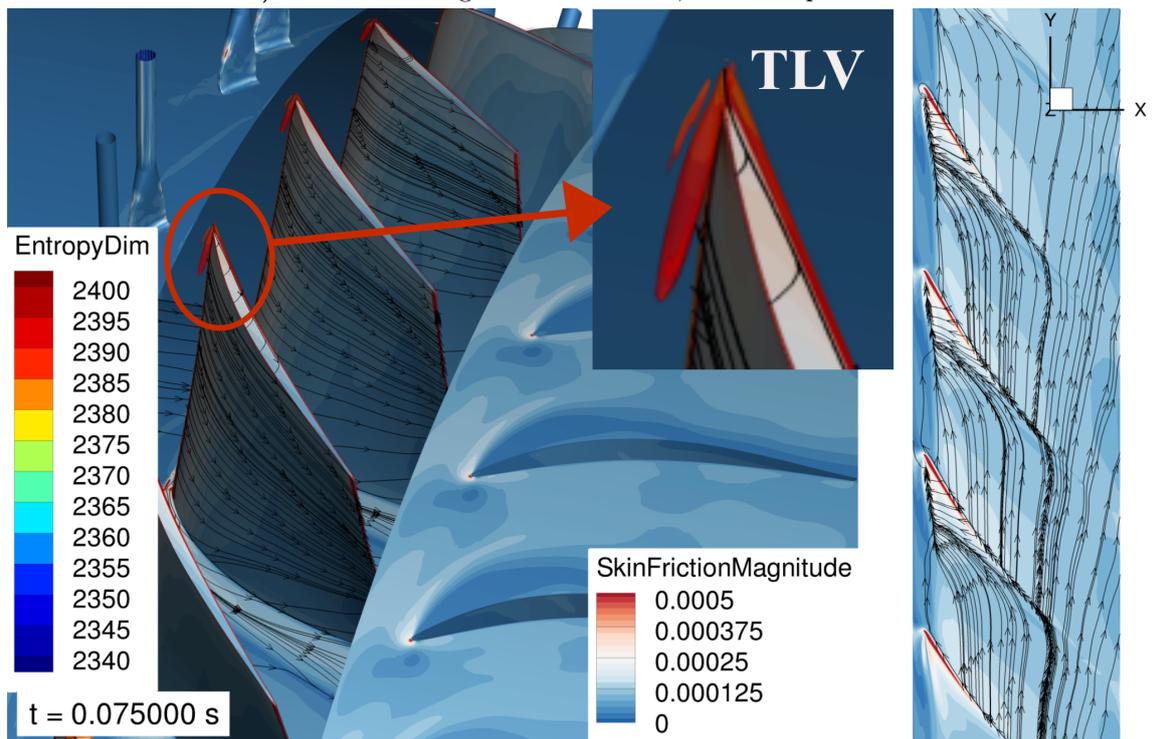
Nous nous référons donc aux lignes de frottements et à l'iso-surface du critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) pour des instantanés obtenus après quatre rotations ($t = 4T$). Les figures 5.27 et 5.28 sont associées aux points \mathbf{B} et \mathbf{B}' .

Nous pouvons noter plusieurs observations :

- si le soufflage n'est pas activé, en figure 5.27 b), le tourbillon de jeu (TLV), visible grâce à l'iso-surface du critère Q , est pratiquement perpendiculaire au bord d'attaque de l'aube du rotor. Cette iso-surface est d'ailleurs assez fine et séparée en deux zones, dont une, la

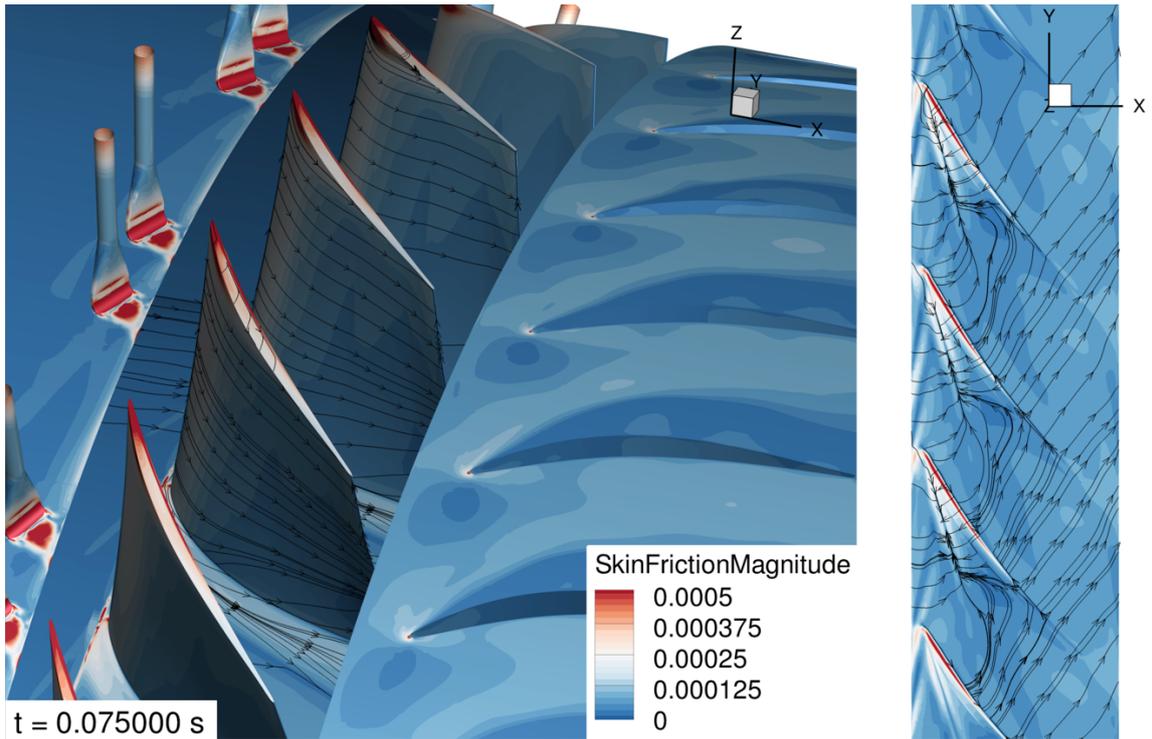


a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif

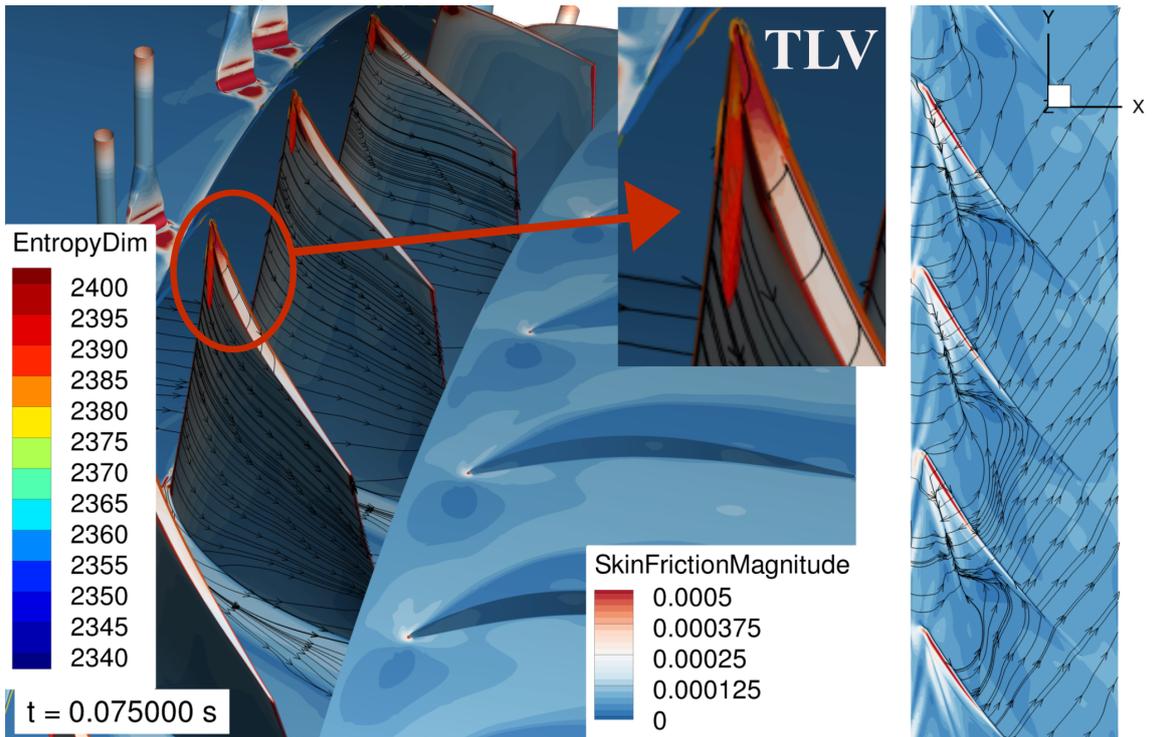


b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.27 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement **B**) : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.28 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement **B'**) : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$

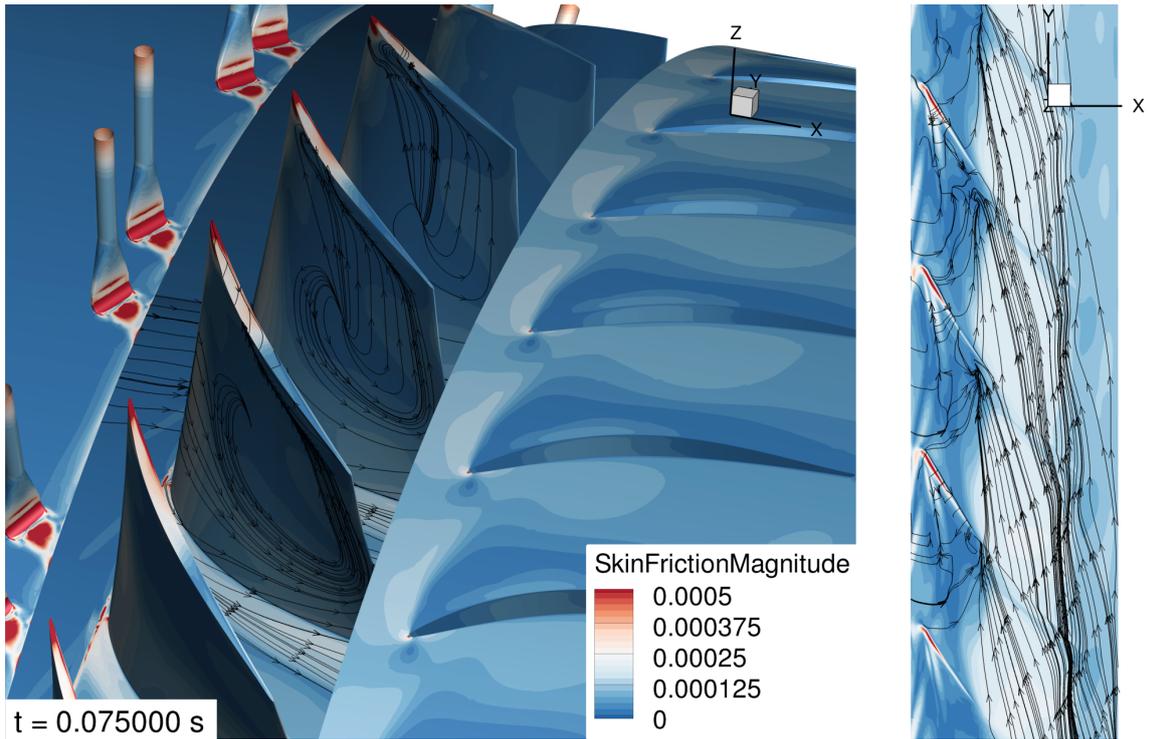
plus petite, est placée en amont de l'autre. Ceci peut marquer le début de l'éclatement du tourbillon, juste avant que le décrochage ne se propage. Les lignes de frottement visibles au carter, au dessus de l'aube du rotor (Figure 5.27 a), à droite), suivent un axe avec cette même orientation, et sont dirigées depuis l'aube adjacente.

- avec le soufflage, le tourbillon se redresse le long de l'extrados de l'aube (Figure 5.28 b)). L'iso-surface de critère Q est d'ailleurs plus proéminente que dans le cas sans soufflage : le tourbillon est correctement développé. Celui-ci migrera progressivement vers le bord d'attaque de l'aube à mesure que le décrochage se rapproche. Les lignes de frottement au carter témoignent du nouvel axe d'orientation incliné vers le bord de fuite de l'aube adjacente (Figure 5.28 a), à droite). Le point de fonctionnement \mathbf{B}' est donc stable : le contrôle est efficace pour retarder le décrochage.
- comparé au jeu 2,4%, dans le cas avec soufflage, la région du tourbillon de jeu est moins importante, et est davantage redressée vers le bord d'attaque de l'aube adjacente. Ceci confirme l'effet significatif de la taille de jeu sur la dynamique de l'écoulement de jeu. Dans le cas sans soufflage, nous n'avons pas pu visualiser le tourbillon au jeu 2,4%, le décrochage s'étant déjà propagé.

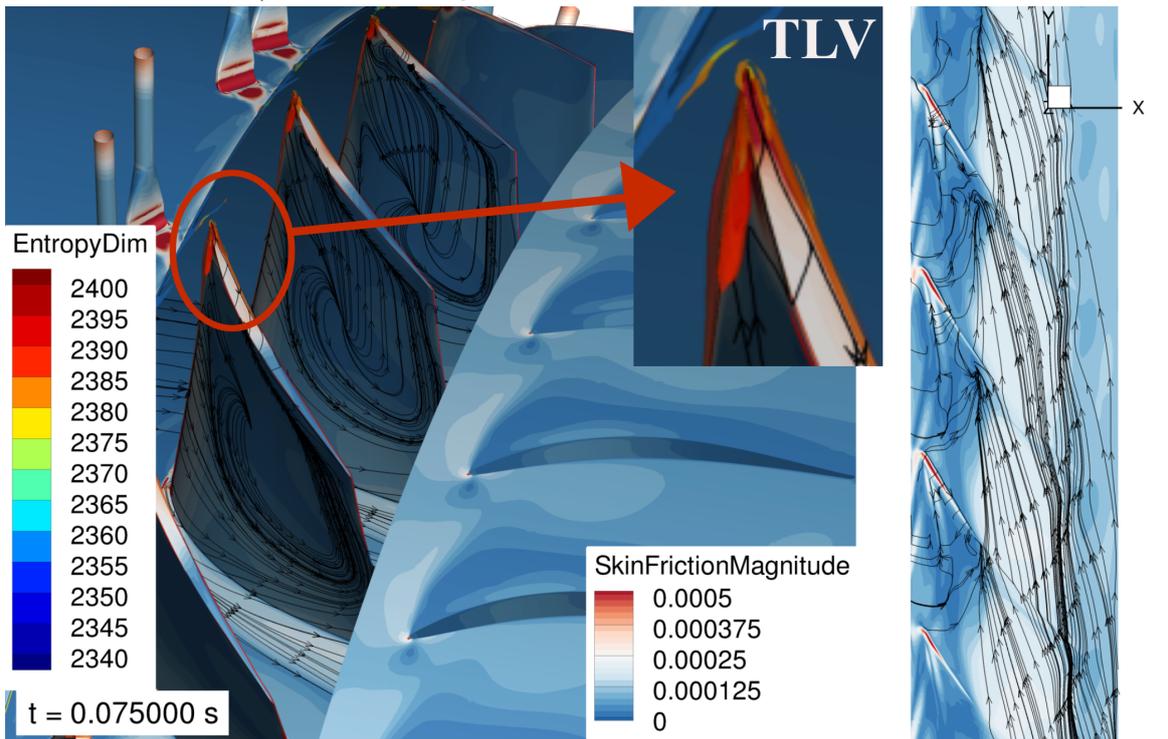
5.3.2.2 Comparaison des points de fonctionnement \mathbf{B} et \mathbf{C}'

Afin de comparer les points \mathbf{B} et \mathbf{C}' , la figure 5.29 donne une représentation de la dynamique de l'écoulement à ce dernier point stable avec contrôle activé. Nous pouvons en tirer certaines remarques :

- avec le soufflage, au point \mathbf{C}' , le tourbillon de jeu a migré vers le bord d'attaque de l'aube du rotor. Ce tourbillon est orienté de manière quasi perpendiculaire au bord d'attaque (Figure 5.29 b)). Par ailleurs, à l'extrados de l'aube, nous remarquons que les lignes de frottement partent du même foyer, et convergent en tête du rotor comme visualisé aussi sur les coupes au carter (Figure 5.29 a), à droite).
- par rapport au cas 2,4%, au point \mathbf{C}' , le tourbillon de jeu n'apparaît pas dissipé dans le canal, suivant le plan perpendiculaire au bord d'attaque des aubes à cette taille de jeu étroite.



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu. Zoom sur l'iso-surface du TLV

Figure 5.29 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas avec contrôle (au point de fonctionnement **C'**) : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$

Ainsi, le point de fonctionnement **C'** est aussi légèrement décroché à un débit plus faible par rapport au point **B**.

5.3.2.3 Point de fonctionnement C

Comme attendu, au point **C**, le décrochage a déjà eu lieu. Nous constatons bien que l'écoulement est bloqué, ce qui est confirmé par l'évolution au carter, des lignes de frottement allant de l'extrados de l'aube du rotor à l'intrados de l'aube voisine (Figure 5.30 a), à droite).

A l'extrados de l'aube du rotor, des zones de recirculation des lignes de frottement sont remarquées marquant le décollement de l'écoulement (Figure 5.30 a), à gauche). Le tourbillon de jeu est également absent de la figure 5.30 b).

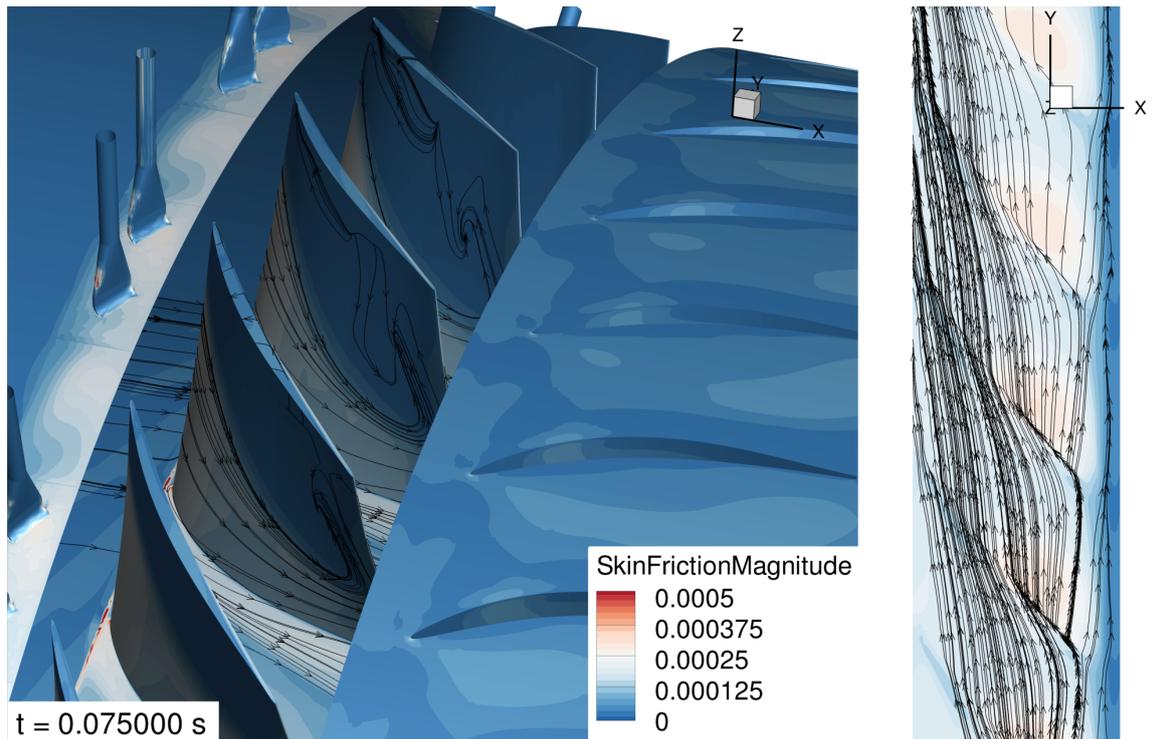
Le point de fonctionnement **C** est bien décroché comme déjà visualisé sur les courbes de performance 5.1.2.2.

5.3.2.4 Conclusion

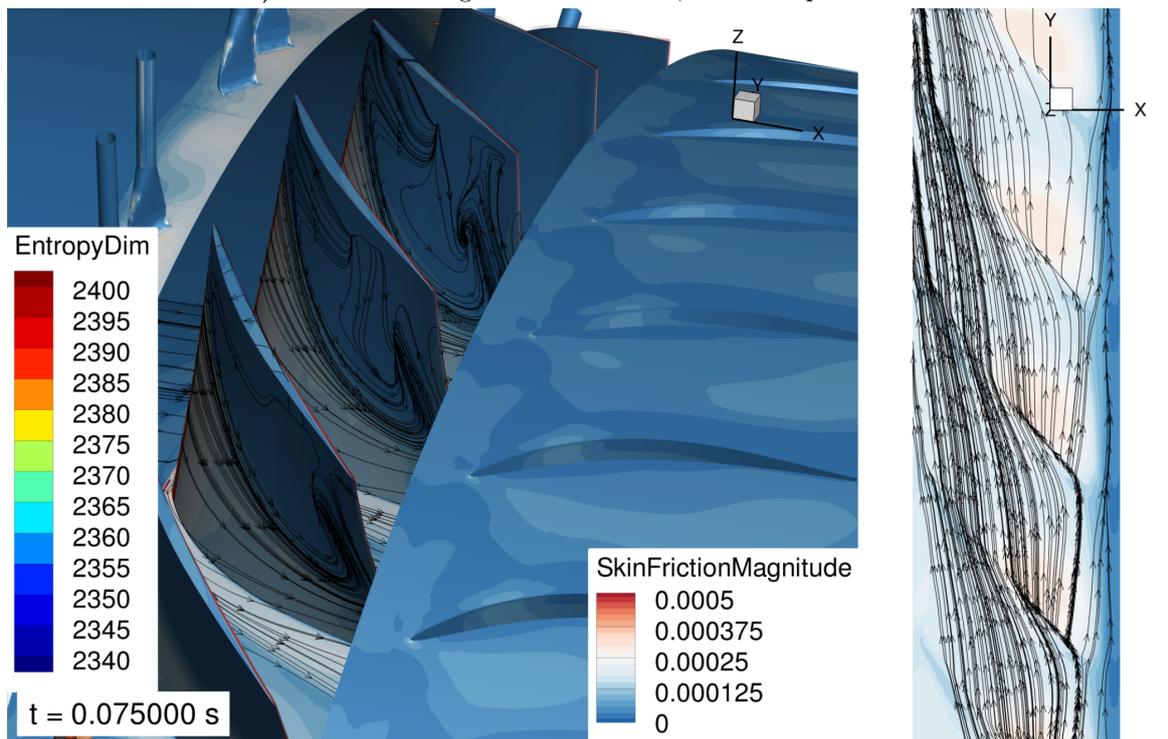
Finalement, nous avons pu étudier la dynamique de l'écoulement, contrôlé ou non, grâce aux simulations pour deux tailles de jeu ($R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$). Pour les deux ratios, les calculs instationnaires en 360° , peuvent capturer les différents comportements vers le développement du décrochage : l'effet du contrôle est bien visible avec ce décalage déjà observé sur les courbes de performance, vers de plus petits débits, pour lequel ce phénomène apparaît.

Au regard des observations, nous pouvons constater que le soufflage semblerait ainsi plus efficace pour le cas avec une taille de jeu supérieure, le tourbillon de jeu étant plus conséquent à dissiper à l'approche du décrochage. En effet, d'après les travaux de Deveaux [5], la circulation du tourbillon de jeu est plus grande lorsque la taille de jeu augmente. Ceci explique cette meilleure efficacité du contrôle à plus grand jeu.

Au terme de cette section 5.3, nous avons étudié jusqu'à présent des points fixes spécifiques au fonctionnement nominal et au dernier point stable. Centrons-nous maintenant sur l'évolution temporelle entre ces conditions jusqu'à l'apparition du décrochage, en se basant uniquement sur les données expérimentales.



a) Coefficient et lignes de frottement, dans le repère relatif



b) Critère Q ($Q = 0,01 \text{ s}^{-2}$) coloré par l'entropie, dans le repère absolu

Figure 5.30 – Visualisations à l'extrados du rotor (à gauche) et au carter, au-dessus du rotor (à droite), au cas sans contrôle (au point de fonctionnement **C**) : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, à $t = 4T$

5.4 Fonctionnement en régime transitoire jusqu'au décrochage

Dans cette section, nous nous intéressons à l'analyse du régime transitoire depuis des conditions stables (points de fonctionnement **A** et **A'**) à l'établissement du décrochage (points de fonctionnement décrochés, **C** et après **C'**). Les signaux instationnaires provenant des essais sont utilisés afin de tenter d'identifier des phénomènes provoquant le décrochage.

5.4.1 Analyse temps-fréquence dans le régime transitoire

Méthode de la transformée par ondelettes Cette méthode permet d'obtenir une composition spectrale instantanée pouvant détecter un phénomène, qui n'est pas périodique, comme le précurseur du décrochage [79]. En effet, la transformation de Fourier n'est pas adaptée à l'analyse des signaux transitoires : celle-ci ne peut pas fournir des informations sur le régime transitoire, i.e du régime stable à celui décroché.

Il s'agit donc de décomposer le signal temporel en une somme de sous-signaux, chacun spécifique à une échelle temporelle propre. Cette transformation agit ainsi comme un filtre en calculant des moyennes et des variations locales à différentes échelles temporelles. Ces sous-signaux sont générés par dilatation et contraction d'une ondelette mère, i.e dans notre cas une onde sinusoïdale, complexe, modulée par une enveloppe gaussienne, et définie par la fonction de Morlet [80] comme suit :

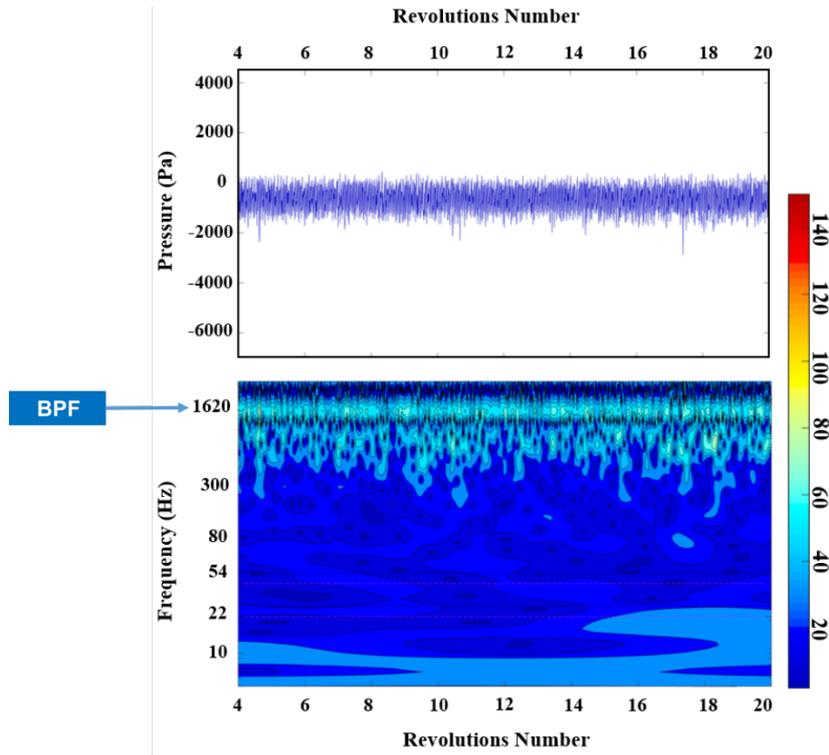
$$\psi(t) = \pi^{-0.25} (e^{i2\pi f_0 t} - e^{-\frac{(2\pi f_0)^2}{2}}) e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (5.3)$$

avec f_0 , valeur de la fréquence de pic du spectre de cette fonction mère. Un paramètre de dilatation a (correspondant ici à la fréquence), un paramètre de localisation b (correspondant au temps), et une fonction de pondération $p(a)$ permettent de caractériser les fonctions d'analyse pour les sous-signaux. Ainsi, une ondelette dérivée est donc définie sous la forme suivante :

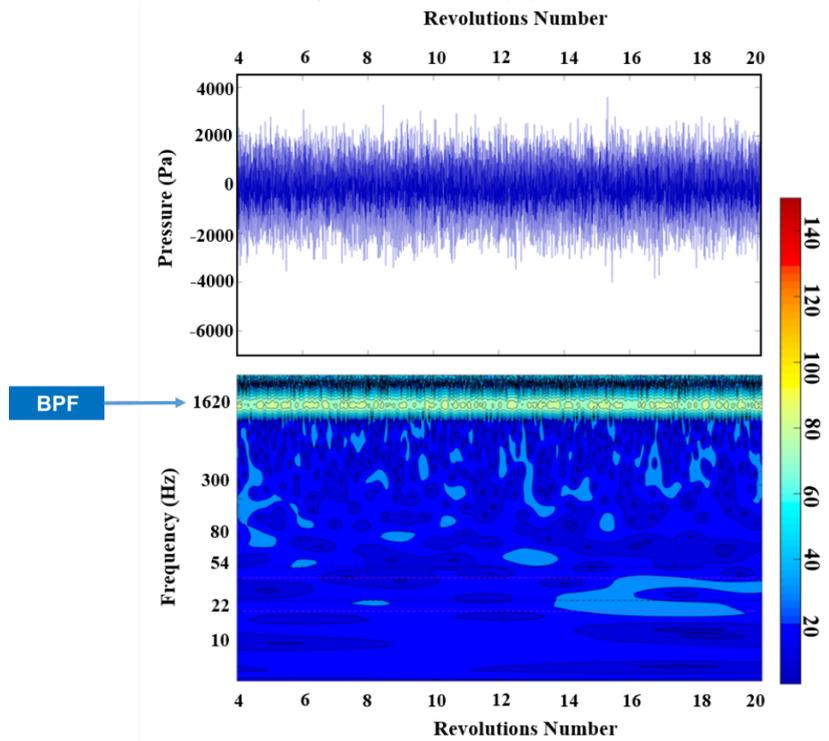
$$\psi_{a,b}(t) = p(a) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (5.4)$$

Résultats entre deux angles d'injection différents Nous nous intéressons à la décomposition spectrale du compresseur, en régime stable (au nominal) et en transitoire vers le décrochage en se limitant à 25 rotations complètes. Cette décomposition est appliquée au signal du compresseur, obtenu au niveau du bord d'attaque du rotor.

Tout d'abord, centrons-nous sur le régime stable (proche des points **A** et **A'**) afin d'identifier des variations entre le cas sans et avec contrôle. Pour les deux angles d'injection ($\alpha_{inj} =$



a) Sans contrôle (A)



b) Avec contrôle (A')

Figure 5.31 – Transformée par ondelettes du régime stable : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)

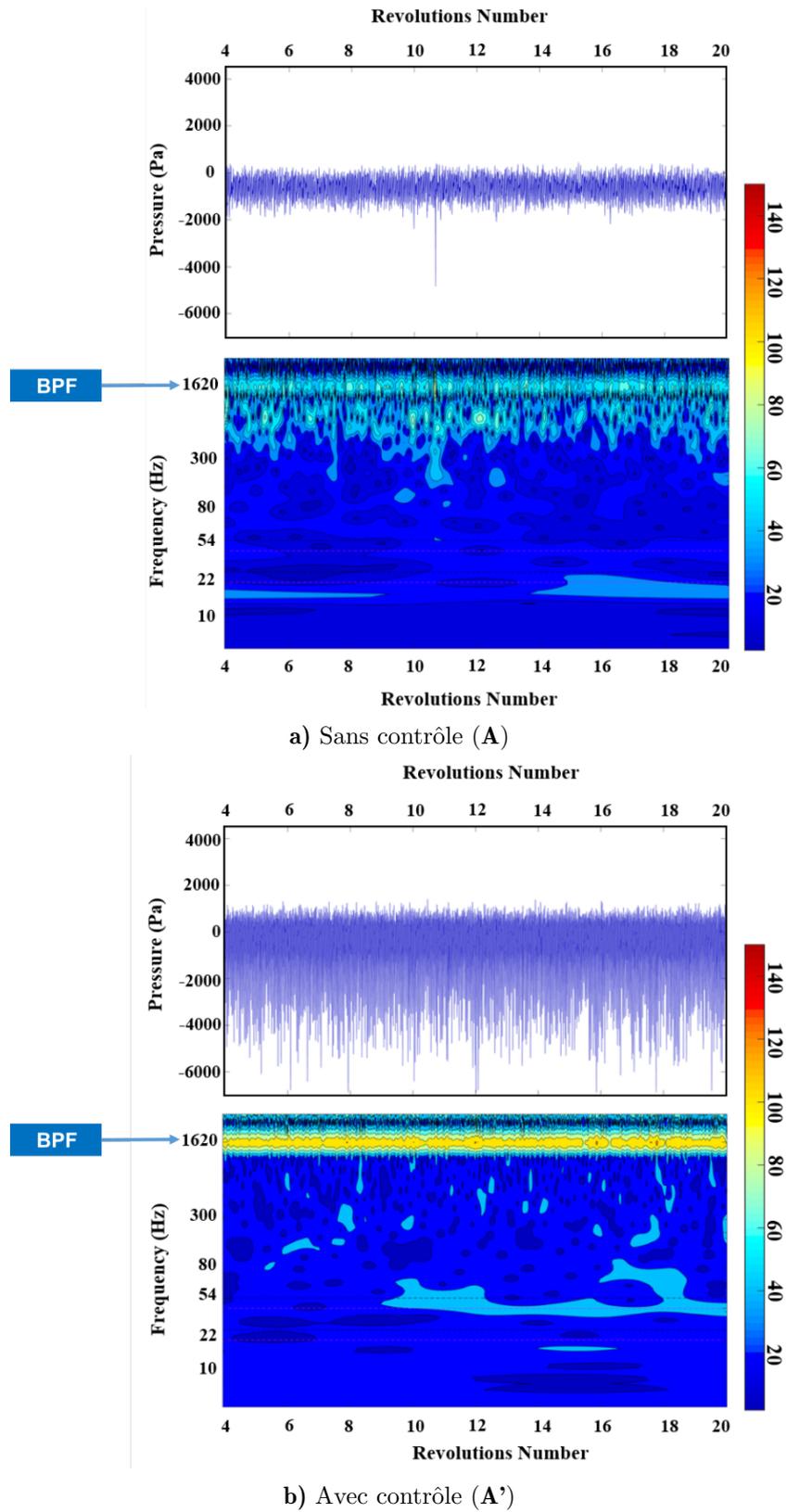


Figure 5.32 – Transformée par ondelettes du régime stable : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)

$-45^\circ, -30^\circ$) à une taille de jeu à $R = 2,4\%$, les figures 5.31 et 5.32 permettent de visualiser le signal en pression et la représentation de la transformée par ondelettes, correspondant à ce régime. Dans le cas sans contrôle (Figures 5.31 a), 5.32 a)) et avec contrôle (Figures 5.31 b), 5.32 b)), nous constatons une bande spécifique aux alentours de la fréquence de 1600 Hz. Celle-ci est caractéristique du passage des aubages (BPF (fréquence de passage des aubages) = 1600 Hz, à 3200 tr/min). Dans le cas avec contrôle, elle semble de plus haute amplitude par rapport au cas sans contrôle, et particulièrement à l'angle d'injection $\alpha_{inj} = -30^\circ$. Il s'agit probablement de l'empreinte de l'interaction du jet du contrôle avec l'écoulement de jeu du rotor. Ensuite, dans le cas sans contrôle pour les deux angles d'injection, nous observons des spots de moyenne amplitude entre les fréquences de 300 Hz et celles de la bande relative au passage des aubages. Ces zones semblent être largement dissipées avec le soufflage activé. Ainsi, à cette taille de jeu ($R = 2,4\%$), il semblerait que des structures physiques soient présentes au régime stable et peuvent être attribuées à la modification de la structure de l'écoulement de jeu, lorsque le jeu est ouvert. Elles semblent aussi être éliminées par le contrôle. Finalement, au regard de ces figures, nous ne notons pas de différences flagrantes entre les deux angles d'injection si ce n'est, cette variation d'intensité de la bande passante.

Maintenant, nous nous focalisons sur un intervalle de temps juste avant le développement du décrochage jusqu'à son apparition, i.e dans des conditions proches des derniers points stables, **B** et **C'**. Pour le jeu $R = 2,4\%$ avec un angle d'injection à -45° (Figure 5.33), le signal en pression est représenté au-dessus de la représentation de la transformée par ondelettes. Tout d'abord, pour chacun des cas, nous remarquons la bande spécifique, du passage des aubages, vers 1600 Hz. Dans le cas avec contrôle (Figure 5.33 b)), la composition varie légèrement avec une amplitude plus importante autour de cette fréquence, probablement due à l'interaction jet/écoulement de jeu. Une fois le décrochage établi, il est à noter des hachures à intervalles périodiques au niveau de cette bande : il peut s'agir du passage d'une cellule décrochée devant la sonde.

Ensuite, dans le cas sans contrôle (Figure 5.33 a)), des régions de moyennes amplitudes sont notées sous la bande caractéristique du passage des aubages, entre 300 Hz et 1620 Hz, de la 150^{ième} à 156^{ième} révolutions. Il peut s'agir de nouvelles structures tourbillonnaires avec l'écoulement de jeu, liées aux instabilités tournantes présentes pour des jeux élevées, au regard de la gamme de fréquence et le caractère intermittent de ces phénomènes, comme vu dans [25]. Ensuite, des spots à la 157^{ième}, 158^{ième} rotations, vers 300 Hz, à plus haute amplitude, peuvent être assimilés à la fluctuation de pression due au spike [65]. Par ailleurs, deux fréquences ressortent de la représentation par ondelettes avec une bande orange autour de 21 Hz, et une

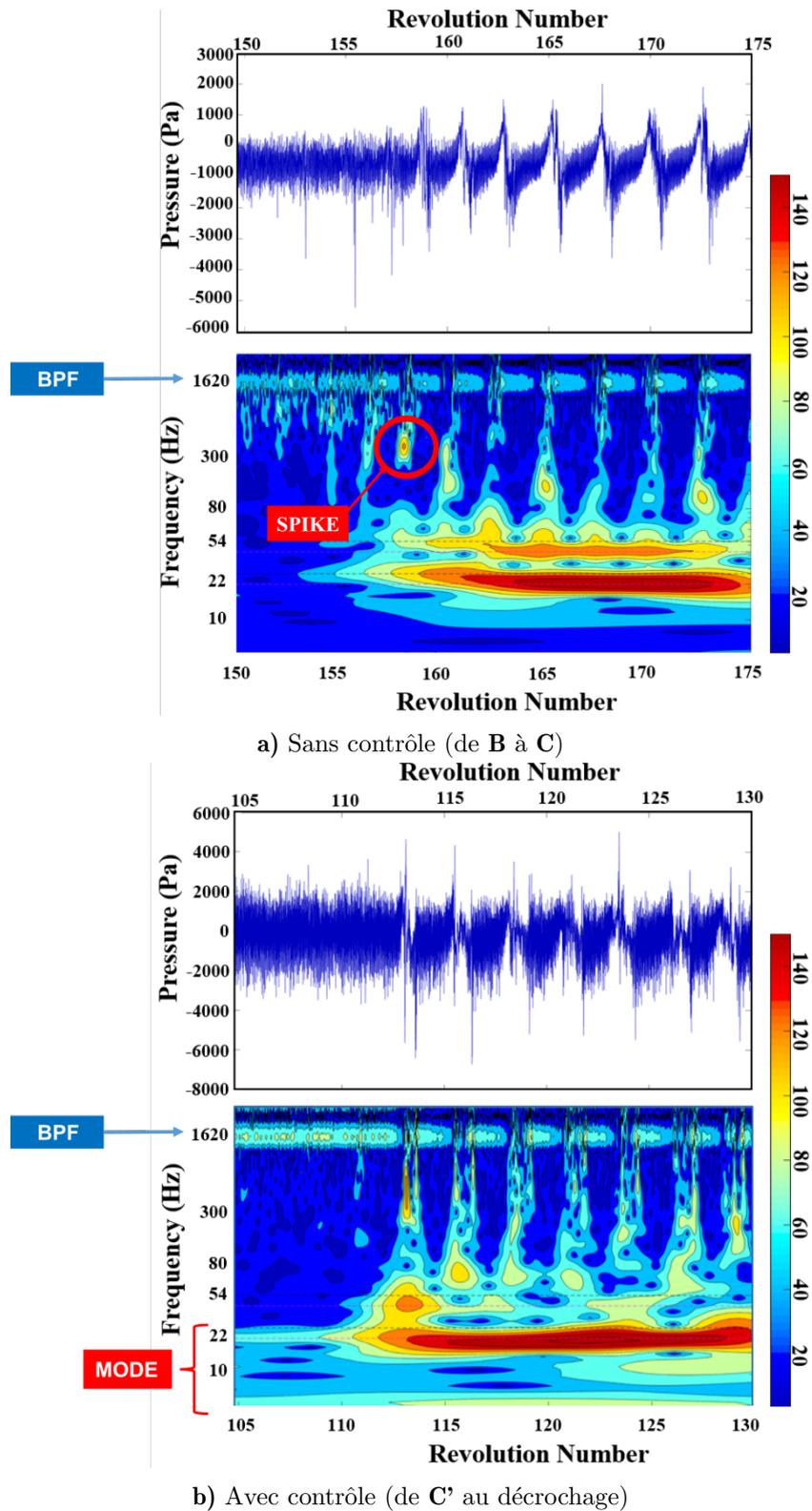


Figure 5.33 – Transformée par ondelettes du régime transitoire : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)

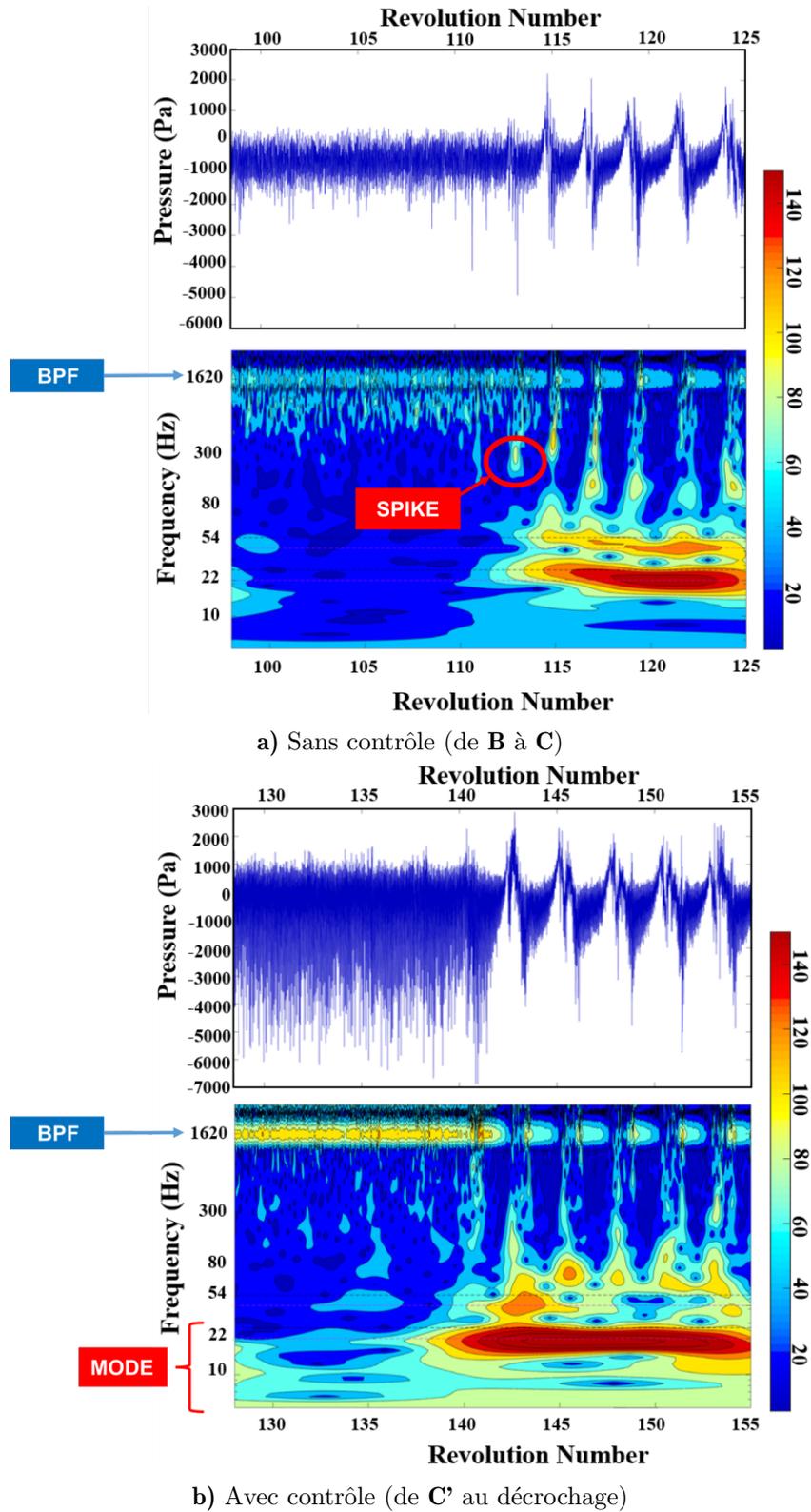


Figure 5.34 – Transformée par ondelettes du régime transitoire : $R = 2,4 \%$; $\alpha_{inj} = -30^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)

rouge foncée, distinguée vers 43 Hz. Cette composition marque l'établissement du décrochage avec la première fréquence correspondant au cycle du décrochage tournant (une cellule décrochée peut tourner à 40% de la vitesse de rotation du rotor comme vu dans les travaux de [6], expliquant cette bande à 21 Hz) et la deuxième à la première harmonique.

Dans le cas avec contrôle, les spots à plus hautes fréquences en amont du déclenchement du décrochage ne sont pas présents. Aussi, la bande identifiée vers 21 Hz est présente contrairement à celle à 43 Hz, qui est représentée par un simple spot à la 114^{ième} révolution.

Enfin, une différence est observée entre les cas sans et avec contrôle. Aux cinq premières rotations du compresseur visibles sur la figure 5.33 b), juste avant le déclenchement du décrochage, la transformée par ondelettes est caractérisée par une large région de basses fréquences, de 0 à 22 Hz, dans le cas avec contrôle. Or, au regard de la figure 5.33 a), aucune bande en basses fréquences n'apparaît pour le cas sans contrôle. Cela est caractéristique de l'apparition d'un mode et d'un décrochage de type modal.

Ainsi, le soufflage peut modifier le développement du décrochage.

Similairement, l'ensemble de ces remarques s'appliquent avec une injection à -30° , illustrée en figure 5.34. Le cas avec contrôle diffère légèrement de celui à -45° (Figure 5.34 b)). Une composition d'amplitude plus élevée est identifiée au niveau de la bande caractéristique des passages des aubes. Un changement d'injection de 15° peut générer une modification de l'interaction entre le jet et l'écoulement de jeu, ceci se traduisant avec une émergence de la bande différente. Pour ce cas à -30° , la zone de basses fréquences est aussi présente, pouvant attester de l'existence du précurseur de type 'modal'. Il semble donc que le précurseur du décrochage tournant varie selon si le contrôle actif est présent. En effet, dans le cas sans contrôle (Figure 5.34 a)), cette région est absente, remplacée au niveau des plus hautes fréquences, par des spots aux alentours 300 Hz, à la 114^{ième} et 115^{ième} révolutions. Il est à noter aussi un effet de bord sur la représentation par ondelettes, se traduisant par des zones de moyennes fréquences proche des bords, à gauche des figures.

Résultats entre deux tailles de jeu différentes Nous avons pu avoir accès aux signaux instationnaires réalisés sur le jeu de référence, à $R = 0,6\%$, dans un cas sans soufflage et avec présence d'injecteurs orientés à $\alpha_{inj} = 0^\circ$. Au régime stable correspondant au point de fonctionnement **A** (Figure 5.35 a)) et juste avant le décrochage **B** (Figure 5.35 b)), nous retrouvons la composition propre à la fréquence des passages des aubages aux alentours de 1600 Hz. A ce régime stable (Figure 5.35 a)), seulement quelques spots de moyenne-haute fréquences sont visibles sous 1600

Hz.

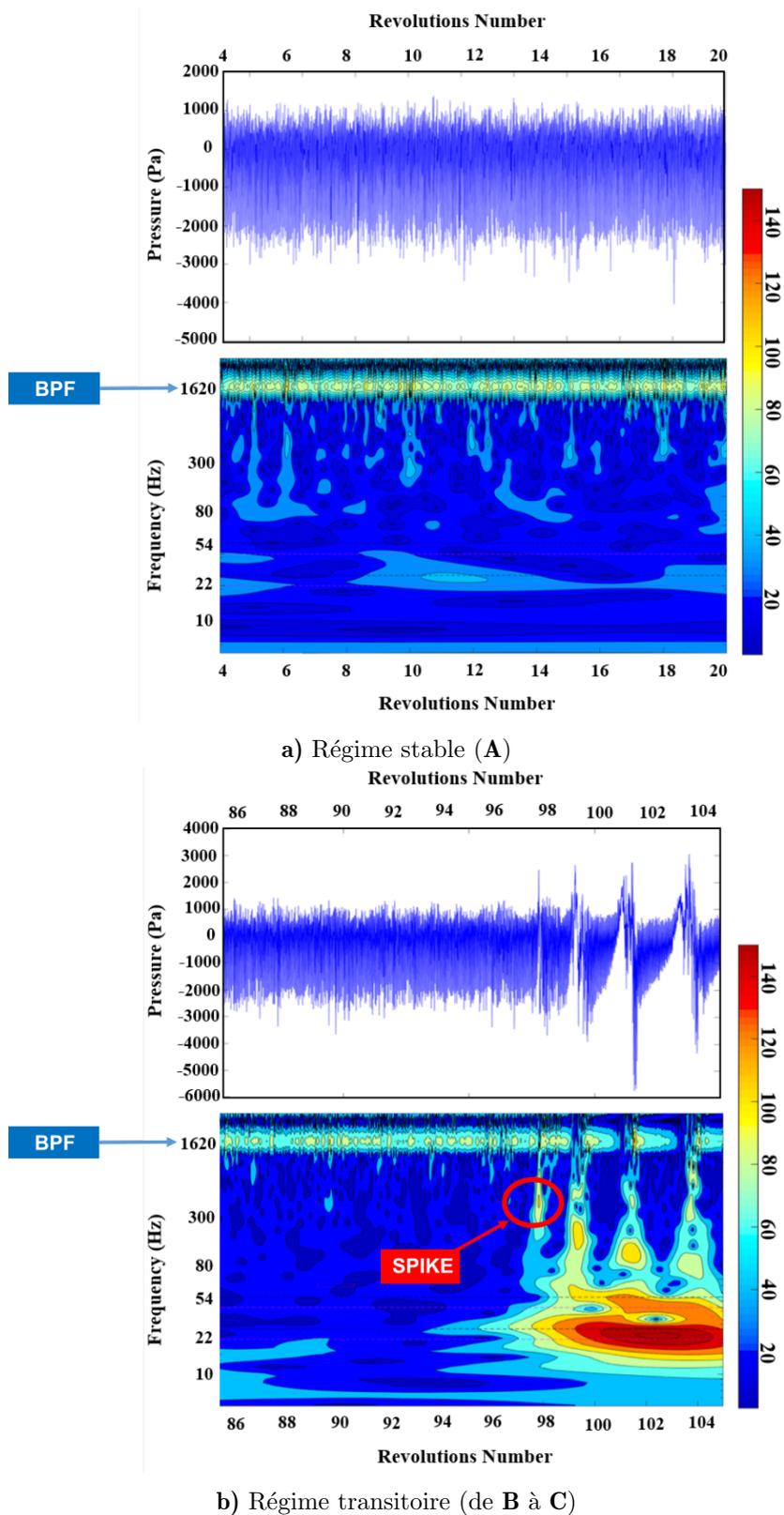


Figure 5.35 – Transformée par ondelettes sans contrôle pour deux régimes différents (stable et transitoire) : $R = 0,6 \%$; $\alpha_{inj} = 0^\circ$, emplacement de mesure (0 mm - 323°)

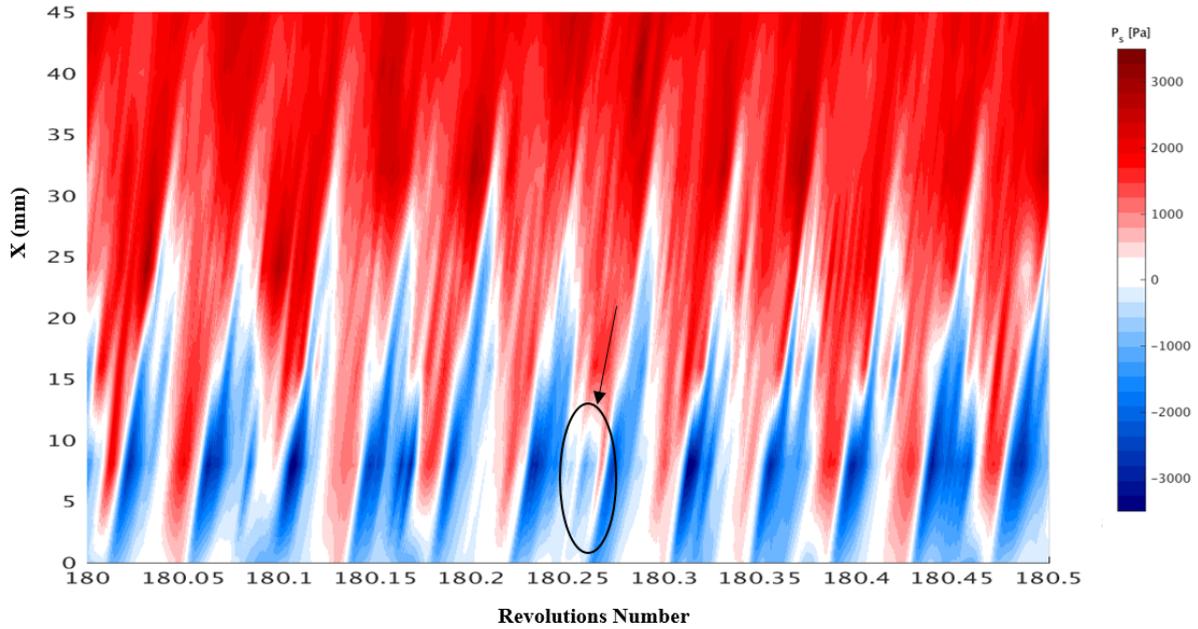
En revanche, au régime juste avant le décrochage (Figure 5.35 b)), très peu de fréquences spécifiques sont identifiées dans la région hautes fréquences en dessous de la bande caractéristique du passages des aubes, avant la 97^{ième} rotation. Ceci varie avec le cas au jeu $R = 2,4\%$, pour lequel plusieurs spots étaient visibles dans cette zone, entre 300 Hz et 1600 Hz. Autour la 97^{ième} rotation, un spot se remarque vers 300 Hz, annonçant le déclenchement du décrochage. Nous retrouvons la particularité du précurseur 'spike' comme observé pour le jeu $R = 2,4\%$, aux cas sans contrôle. Enfin la fréquence de passage de la cellule du décrochage est bien présente avec la fréquence autour de 21 Hz et la première harmonique à 43 Hz.

Ainsi, l'effet d'ouverture de la taille de jeu entraînerait donc la présence de structures tourbillonnaires supplémentaires dans l'écoulement de jeu pouvant mener à un mécanisme différent vers le décrochage.

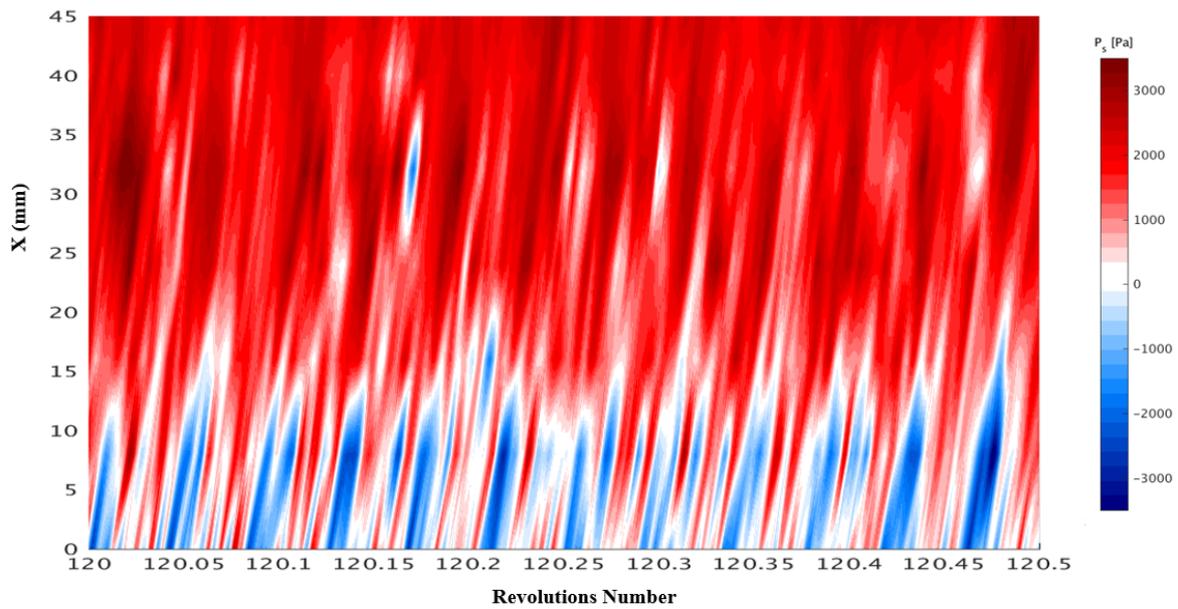
5.4.2 Champs de pression instationnaire dans le transitoire

Afin d'éclairer l'analyse par ondelettes, nous nous intéressons dans cette section aux champs de pression instationnaires, obtenus à partir des relevés de pression pariétales au carter, dans le transitoire : depuis le bord d'attaque (correspondant à une abscisse de $x = 0$ mm), jusqu'au bord de fuite. Ici, nous comparons l'évolution de l'écoulement avec et sans contrôle juste avant le développement du décrochage (Figure 5.36) pour le jeu large $R = 2,4\%$. Nous nous focalisons sur un angle d'injection à -45° .

Dans le cas sans soufflage (Figure 5.36 a)), les canaux sont occupés par des zones de dépression assez larges, de forme assez répétitive. Celles-ci atteignent pratiquement le bord d'attaque de l'aube adjacente suivante. Elles peuvent être ainsi assimilées au tourbillon de jeu, lié au déclenchement du décrochage. En outre, des petites zones, comme entourées sur la figure 5.36 a), se détachent : celles-ci peuvent s'apparenter aux tourbillons radiaux, pouvant être générés à cause du décollement de l'écoulement au bord d'attaque de l'aube, et observés dans les travaux de Margalida [6] au jeu de référence $R = 0,6\%$. Nous pouvons ainsi nous interroger sur la capacité du numérique à capturer ces tourbillons radiaux (Section 5.3), à l'extrados des aubes du rotor comme observé aussi par Pullan *et al.* [37] (Chapitre 1, Section 1.3.2). Par ailleurs, en faisant défiler l'ensemble des champs de pression instant par instant, nous observons que le décrochage apparaît de manière brutale. Avec la condition de soufflage (Figure 5.36 b)), juste avant le décrochage, les zones de dépression inter-aubes n'ont plus la même forme que le cas sans soufflage. Une augmentation de pression est aussi remarquée en aval du canal. De même, en retraçant l'évolution des champs de pression, le démarrage du décrochage semble plus lent



a) Sans contrôle (B)



b) Avec contrôle (C')

Figure 5.36 – Champs de pression instationnaires juste avant le décrochage : $R = 2,4 \%$;
 $\alpha_{inj} = -45^\circ$, $Q_{inj} = 1\%$, emplacement de mesure à 323°

à se mettre en place. Des fluctuations de plus haute pression apparaissent progressivement jusqu'à la visualisation complète des canaux bloqués. A l'instar du cas de référence $R = 0,6\%$ avec contrôle, des observations similaires ont été aussi énoncées dans le cadre de l'étude de Margalida [6]. Cependant, la composition des champs de pression diffère légèrement avec le cas de référence.

Par conséquent, il s'agirait donc de deux comportements différents menant au décrochage,

comme constaté avec la transformée par ondelettes : dans le cas sans contrôle, le précurseur 'spike', perturbation soudaine, peut générer subitement ce développement du décrochage ; dans le cas avec contrôle, les perturbations de type 'modal' peut s'apparenter aux fluctuations de faible amplitude, observées dans les champs de pression. Ceci est en accord avec l'étude de Margalida [6]. Cependant, les champs de pression dans les cas sans et avec contrôle, diffèrent légèrement montrant la modification de l'écoulement du fait de la taille de jeu plus grande pour $R = 2,4\%$.

5.5 Conclusion

Nous avons pu examiner l'effet du contrôle actif sur différentes tailles de jeu, grâce aux simulations URANS de la configuration complète du CME2, et aux données expérimentales instationnaires. Des conditions spécifiques de fonctionnement ont été évaluées : le point nominal ; le dernier point stable du cas sans contrôle avec sa correspondance à iso-débit au cas avec contrôle ; et le dernier point stable du cas avec contrôle et son homologue à iso-débit sans contrôle.

Dans le cas sans contrôle, pour une taille de jeu à $R = 0,6\%$ et à $R = 2,4\%$, nous avons pu obtenir une cartographie assez complète dans le jeu au cas nominal grâce aux simulations. Le tourbillon de jeu est bien présent dans chaque cas, avec une structure plus importante dans le cas de la taille de jeu la plus grande. Les lignes de frottement ainsi que le critère Q ont permis de mettre en évidence la modification de l'orientation du tourbillon de jeu, avec la taille de celui-ci. Pour $R = 2,4\%$, celui-ci est déjà plus orienté vers l'aube adjacente que pour $R = 0,6\%$, rendant la première configuration plus sensible au décrochage. Au décrochage, la position du tourbillon de jeu semble davantage proche du bord d'attaque. Nous avons pu aussi identifier pour les deux tailles de jeu, le précurseur du décrochage, le 'spike' grâce aux analyses par ondelettes issues des essais, dans le régime transitoire menant au décrochage. Cette analyse dans le régime transitoire a mis aussi en exergue des mécanismes différents menant au décrochage. Pour la taille de jeu la plus large uniquement, des hautes et moyennes fréquences supplémentaires ont été identifiées dans le cas sans contrôle. L'effet d'ouverture de jeu peut donc mener à une formation différente du décrochage tournant.

L'impact du soufflage sur l'écoulement de jeu et sur la performance est représenté schématiquement sur la figure 5.37. Le contrôle vient redresser le tourbillon de jeu vers l'extrados de l'aube du rotor pour les deux jeux au cas nominal. Ainsi, le dernier point stable est modifié vers de plus faibles débits, comme révélé par l'analyse des performances obtenues par les simu-

lations. En outre, l'analyse temps-fréquence a souligné l'effet du soufflage permettant d'éliminer les hautes-moyennes fréquences visibles seulement au jeu $R = 2,4\%$ au cas sans contrôle, et fait apparaître une zone de basses fréquences, qui est la signature d'un précurseur de type modal. Ainsi, le soufflage transforme le mécanisme menant au décrochage, et bloque tous les phénomènes habituellement présents en tête d'aubes, empêchant le déclenchement du décrochage de type 'spike'. Le compresseur peut alors fonctionner pour des débits plus faibles. Les effets d'incidence mènent alors à des décollements importants dans la machine, et donc à une augmentation des pertes. La pente de la caractéristique contrôlée devient ainsi positive, ce qui peut expliquer le changement de décrochage de 'spike' à 'modal'. Le dernier point stable non-contrôlé devient un point de fonctionnement stable.

Par ailleurs, l'effet d'angle est capturé de manière assez faible, avec aucune différence notable observée pour $R = 2,4\%$ entre $\alpha_{inj} = -45^\circ$ et $\alpha_{inj} = -30^\circ$.

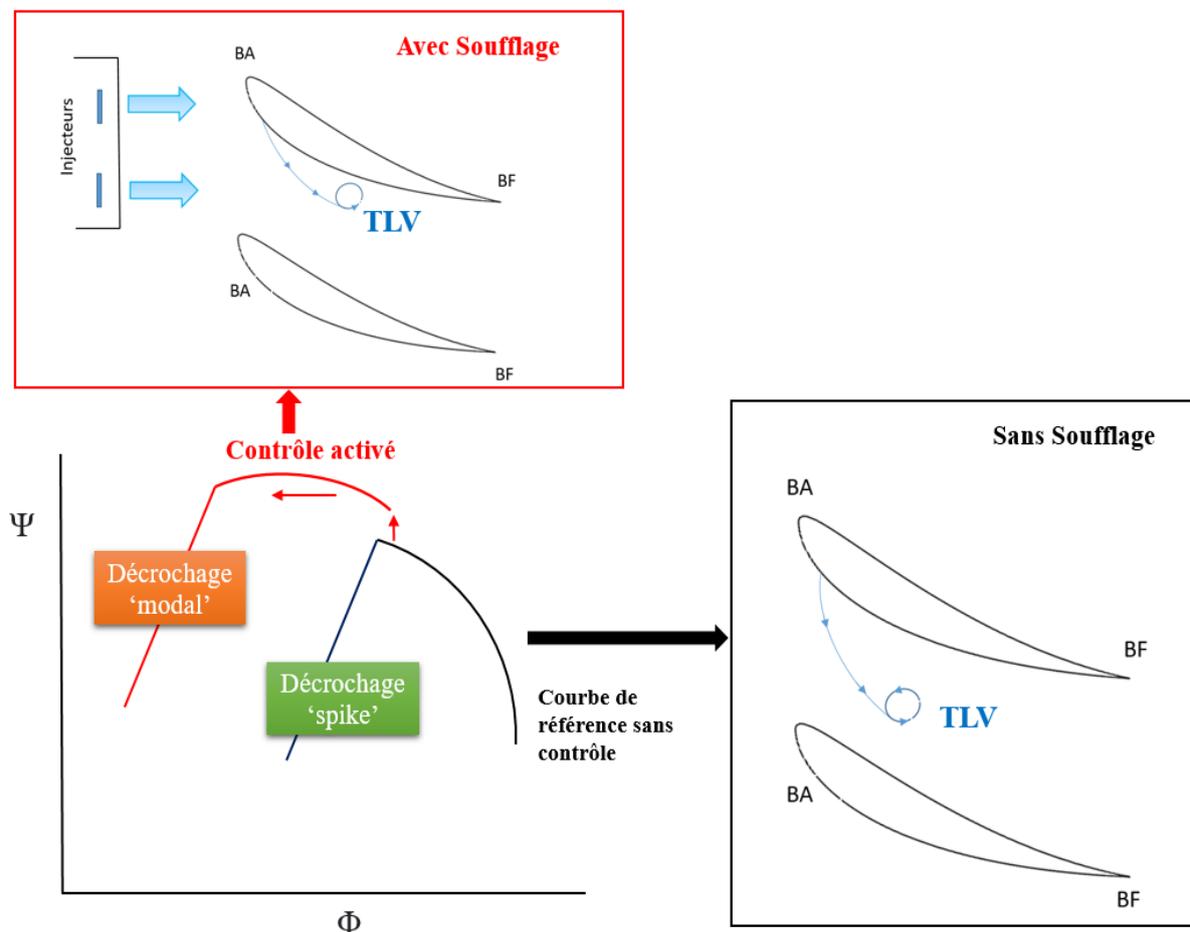


Figure 5.37 – Effet du contrôle sur la courbe de performance du compresseur et sur le tourbillon de jeu (TLV)

Enfin, la CFD dissocie parfaitement la dynamique de l'écoulement avec et sans contrôle actif pour les deux tailles de jeu. Certains éléments physiques ont pu être capturés comme des tourbillons à l'extrados de certaines aubes du rotor pour le jeu le plus large, supposant un déclenchement du décrochage différent de celui au jeu $R = 0,6\%$. Cette analyse reste à approfondir en réalisant des simulations instationnaires avec plusieurs rotations du rotor permettant une étude de la dynamique à partir de plusieurs instants. Cette étude a été en effet conçue comme dernière étape du présent travail avec des choix stratégiques pour optimiser le temps imparti : les points de fonctionnement ont été décidés une fois la campagne d'essais réalisée et suite aux premières analyses expérimentales. En raison du coût des calculs (temps CPU et mémoire), les simulations instationnaires ont été étudiées dans un laps de temps assez court, sur peu de rotations complètes du rotor. Aussi, les calculs 360° URANS ont été réalisés au même point de fonctionnement que ceux en $2\pi/10$ (U)RANS alors que ces simulations prévoient des performances légèrement décrochées par rapport aux derniers points stables simulés par les calculs RANS. Exploiter des points de fonctionnement à un débit plus élevé que ceux des calculs RANS, aurait pu fournir des conditions plus stables. Par ailleurs, il aurait été intéressant de pouvoir analyser l'effet du débit d'injection, par exemple pour une autre valeur à $Q_{inj} = 1,5\%$, sur le comportement de l'écoulement.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'enjeu de cette thèse était d'étudier l'effet de la taille de jeu sur le décrochage et son contrôle par soufflage continu. Les objectifs de cette thèse étaient donc à la fois numériques et expérimentaux. Du point de vue numérique, il s'agissait d'élaborer une méthodologie numérique permettant : dans un premier temps d'analyser les performances d'un compresseur axial mono-étage avec différentes tailles de jeu ; dans un second temps, d'évaluer avec précision l'impact du contrôle actif, par soufflage continu, sur les performances et sur la dynamique de l'écoulement de ce compresseur en faisant varier la taille de jeu. Du point de vue expérimental, l'objectif était d'enrichir la base de données existante du CME2 avec une autre taille de jeu, plus large, dans des configurations sans et avec contrôle. Dans cette dernière partie, les principaux résultats sont donc résumés suivant ces deux axes d'étude. Enfin, nous terminerons par les conclusions sur la physique de l'écoulement contrôlé, permettant d'éclairer la compréhension des mécanismes mis en jeu à l'approche du décrochage.

Étude numérique

Synthèse Différentes étapes ont été mises en oeuvre afin d'obtenir une méthode numérique pour simuler des configurations dites 'mono-canal', $2\pi/10$ et enfin 360° , avec et sans contrôle, sur la structure du CME2 muni de dispositif de contrôle actif ou non.

En premier lieu, une configuration simple a permis d'identifier la meilleure méthode de maillage d'un injecteur utilisé pour le contrôle actif. Celle-ci représente l'injecteur seul, placé sur une plaque plane. Cette configuration a été maillée selon trois types de maillages à savoir : le structuré, le non-structuré, et l'hybride. A partir de simulations RANS, il a été montré qu'utiliser

un maillage hybride se révèle plus avantageux en termes de coûts de calculs que le non-structuré. Les résultats sont aussi en bon accord avec les données expérimentales. Cette solution est plus facile à adapter qu'un maillage structuré, sur une configuration complète du compresseur, en tenant compte de la structure de révolution, et de la disposition des injecteurs placés en amont du rotor.

Dans un second temps, nous avons traité l'architecture du compresseur CME2 grâce à des configurations intégrant les aubes du rotor et du stator, i.e une configuration préliminaire dite 'mono-canal' (une aube de rotor et une du stator), puis par duplication, une configuration basée sur une périodicité $2\pi/10$ de la circonférence totale du compresseur. Ces configurations ont été conçues avec différentes tailles de jeu, notamment pour un jeu de référence du CME2, déjà étudié dans la littérature, à $R = 0,6\%$; un jeu intermédiaire à $R = 1,2\%$; et un jeu plus large à $R = 2,4\%$. Grâce à des simulations (U)RANS, l'analyse des performances a révélé que le décrochage se produisait à plus hauts débits, pour les tailles de jeu les plus larges. Les performances sont aussi plus faibles lorsque la taille de jeu augmente. En outre, en s'appuyant sur la topologie de l'écoulement, la configuration $2\pi/10$ semble prévoir avec plus d'acuité le développement du décrochage, notamment au jeu de plus grande taille.

Afin d'étudier le contrôle actif sur différentes tailles de jeu, les injecteurs ont été ajoutés aux configurations $2\pi/10$. Les simulations RANS ont été comparées avec les données expérimentales que ce soit avec et sans contrôle. Dans le cas sans contrôle, les résultats révèlent que les performances numériques sont en accord avec les données expérimentales depuis les conditions nominales jusqu'au dernier point avant le décrochage. Dans le cas avec contrôle, une légère variation apparaît proche du décrochage par rapport aux données expérimentales, probablement dû à l'effet du stator décrochant avant le rotor. Néanmoins, l'amélioration des performances, apportée par le soufflage est correctement capturée par la CFD : la chute de pression statique intervient à plus petits débits. Pour une taille de jeu plus large, les performances sont similaires à celles de la taille de jeu inférieure. Ceci est cohérent avec les données expérimentales. Les simulations RANS en configuration $2\pi/10$ sont donc des outils intéressants pour prévoir rapidement l'impact du soufflage sur un étage de compresseur. Cependant, cette configuration utilisée pour des simulations en instationnaire ne permet pas une description complète des phénomènes physiques dans la phase du développement du décrochage tournant. Une configuration 360° de l'étage est nécessaire afin de réaliser des simulations URANS. Les derniers calculs instationnaires en configuration complète ont ainsi prouvé leur capacité de capturer l'effet du soufflage avec différentes tailles de jeu, notamment à des conditions en régime stable.

Perspectives Dans le contexte d'un bureau d'étude, obtenir une prévision rapide sur les performances avec contrôle peut être donc envisagé à partir de simulations RANS de type configuration $2\pi/10$. Néanmoins, vouloir une description complète de l'écoulement afin de détecter le changement de comportement sur l'ensemble de la configuration, et suivre une cellule de décrochage tournant doit supposer des calculs instationnaires de type 360° . Nous avons constaté que de calculer les derniers points stables à partir des simulations RANS pouvaient mener à un léger décalage des calculs instationnaires vers le décrochage et donc à modifier le comportement de l'écoulement. Avoir recours à des points précédents le dernier point stable pour lancer les simulations URANS auraient été plus adapté pour capturer l'écoulement avant ce décrochage. Une autre solution envisagée serait d'utiliser un point en régime stable et de venir le déstabiliser en changeant les conditions limites via la loi de vanne ou bien ajouter une tuyère en modifiant la section de sortie en déformant le maillage. Par conséquent, il est nécessaire de poursuivre les calculs instationnaires 360° pour obtenir des signaux plus longs afin de réaliser par exemple une analyse par ondelettes pour pouvoir se comparer avec celle obtenue via les essais, et aussi afin d'être mieux résolus en termes de turbulence. Dans le cas du dernier point stable des configurations avec et sans contrôle, des comparaisons avec des données d'essais PIV (Vélocimétrie par image de particules) peuvent être également envisagées en différentes hauteurs de veine du canal, pour notamment se représenter l'évolution de l'écoulement en bord d'attaque du rotor. L'enjeu est ainsi d'interpréter l'entrée en décrochage, et d'aboutir à des conclusions pour la conception.

Dans cette optique de perfectionner les résultats numériques concernant la dynamique de l'écoulement, des simulations de plus haute fidélité, de type ZDES, LES ou encore DNS, peuvent être aussi envisagées. Ceci suppose un coût numérique élevé mais permet d'enrichir l'analyse.

En outre, le cas d'étude est un compresseur mono-étage. Pouvoir simuler plusieurs étages afin de se rapprocher des structures industrielles serait un potentiel approfondissement futur. Ceci permettrait de constater sur quel étage, le contrôle actif est performant en termes de SMI et aussi de bilan énergétique, et par conséquent, d'avoir une réflexion sur le meilleur emplacement pour un tel système.

Étude expérimentale

Synthèse L'apport de la campagne d'essais menée au cours de cette thèse a été d'apporter une nouvelle base de données du compresseur CME2 avec une plus grande taille de jeu ($R = 2,4\%$). Il s'agissait de mieux interpréter l'effet d'ouverture du jeu sur les performances du compresseur. Celui-ci a de nouveau démontré sa capacité à être un outil expérimental académique

pertinent des turbomachines. Les essais ont permis d'atteindre le décrochage du compresseur de manière récurrente avec différentes configurations. Dans le cas sans contrôle, il s'est avéré que le décrochage survenait de manière plus précoce avec des performances plus faibles par rapport aux résultats avec contrôle. Pour des cas avec soufflage, les paramètres d'injection (débit, angle, nombre d'injecteurs) ont été étudiés afin d'établir les courbes de performances. Celles-ci ont présenté des résultats intéressants en termes d'amélioration de la marge au pompage (*SMT*) et de bilan énergétique au jeu le plus large ($R = 2,4\%$), montrant que le soufflage avait donc plus d'impact positif à ce jeu contrairement à celui à $R = 0,6\%$. Ceci est prometteur, car il est utile de rappeler que le ratio $R = 2,4\%$ est plus proche des valeurs industrielles employées de nos jours. Par ailleurs, le contrôle semble éliminer l'effet de taille de jeu : les performances du jeu, $R = 2,4\%$ sont similaires à celles du jeu étroit avec le contrôle activé. Enfin, l'étude instationnaire dans le transitoire a révélé une évolution vers le décrochage différente entre un cas sans contrôle et avec contrôle. Le précurseur du décrochage s'avère être modifié selon que le contrôle soit présent : le précurseur 'spike' resterait à l'origine du décrochage dans le cas sans contrôle, et celui 'modal' le générant avec le contrôle activé.

Perspectives Ces résultats nécessitent une analyse plus approfondie, notamment pour identifier le type de précurseur à l'origine du décrochage, pour un écoulement contrôlé ou non. Une piste envisagée serait de réaliser des essais PIV afin de pouvoir suivre fidèlement l'évolution des particules dans le régime transitoire. Il s'agirait de déterminer les variations de comportement entre les cas avec et sans contrôle, détecter la présence ou non des tourbillons radiaux, et ensuite de corroborer les prévisions de la CFD.

Par ailleurs, une nouvelle campagne d'essais est planifiée à un jeu intermédiaire, au ratio $R = 1,2\%$. Il s'agira de comparer les résultats avec ceux des deux jeux qui ont été traités dans cette thèse ($R = 0,6\%$ et $R = 2,4\%$). Ceci pourra constituer une nouvelle base de données supplémentaire afin d'analyser les performances et les mécanismes mis en jeu dans le développement du décrochage. Des analyses fréquentielles pourront être ainsi comparées aux transformées par ondelettes au jeu large : retrouverons-nous la même cartographie fréquentielle dans le régime transitoire ? De plus, par rapport au graphique de Hewkin-Smith concernant l'influence de la taille de jeu sur le développement du décrochage [12] (Chapitre 1, Section 1.2.2.2, Figure 1.11), retrouvons-nous les mécanismes décrits au niveau de l'écoulement de jeu ?

En outre, le CME2 reste un outil académique, et est constitué d'un seul étage. Afin de se rapprocher de la réalité industrielle, réaliser des essais sur un moteur avec plusieurs étages

permettrait de vérifier les résultats obtenus sur l'impact du contrôle. Actuellement dans le cadre des travaux ACONIT [4], des essais sont prévus sur le moteur du LARZAC (turboréacteur double corps double flux sans postcombustion); caractérisé par deux étages basse pression et quatre étages haute pression. Une véritable réflexion pourrait donc être menée sur les paramètres comme la consommation spécifique du carburant utilisée, le rendement et sur la réduction de l'impact environnemental grâce à cette technologie.

Physique de l'écoulement contrôlé

Synthèse La compréhension des mécanismes du contrôle sur la dynamique des écoulements a été améliorée par rapport aux études précédentes. En effet, l'impact du contrôle sur le tourbillon de jeu a été confirmé par les visualisations permises par les simulations URANS 360°. Sans soufflage, entre les conditions nominales de fonctionnement et celles du dernier point stable avant le décrochage, ce tourbillon s'oriente et tend à s'aligner vers le bord d'attaque de l'aube adjacente du rotor. Pour un jeu plus large ($R = 2,4\%$), le tourbillon est plus massif. Il est aussi davantage dirigé vers l'amont de l'aube, à des débits plus élevés, contrairement dans le cas d'une taille de jeu plus faible ($R = 0,6\%$). Avec la condition de soufflage, le tourbillon est redressé vers l'extrados de l'aube du rotor. En outre, il est moins orienté vers l'aube voisine. Ces remarques sont valables pour les deux jeux.

Ainsi, le contrôle permet de bloquer le mécanisme en tête causant un décrochage à plus haut débit. La plage de fonctionnement du compresseur est donc augmentée, permettant de meilleure performance. Par ailleurs, l'analyse temps-fréquence a permis de mettre en exergue le changement de type de décrochage selon que le soufflage soit activé ou non. Dans le cas sans contrôle, pour chaque taille de jeu, le spike est à l'origine du décrochage. Nous avons remarqué aussi dès le cas nominal, la présence de structures tourbillonnaires supplémentaires pour une taille de jeu à $R = 2,4\%$ dû à l'effet d'ouverture du jeu. Avec le soufflage, un décrochage de type modal est identifié avec l'apparition d'une bande à basse fréquence dans les analyses. Le développement du décrochage est donc modifié avec le contrôle actif.

Perspectives En envisageant de poursuivre les calculs instationnaires, une analyse temps-fréquence serait alors pertinente à partir des signaux numériques. Il s'agirait de se concentrer sur le régime transitoire avant le décrochage, et d'essayer d'identifier les phénomènes observés, en allant ensuite analyser à cet instant, le comportement de l'écoulement sortant de l'injecteur et arrivant sur l'aube du rotor. En effet, une étude de l'interaction jet/tourbillon de jeu plus précise

serait intéressante pour évaluer si le tourbillon de jeu est dévié à cause de l'interaction seule avec le jet ou si d'autres paramètres n'interviennent pas comme la couche limite de l'aube dans le mécanisme. Il est ainsi nécessaire d'enrichir l'analyse numérique en s'appuyant sur davantage de mesures expérimentales dans la région du bord d'attaque de l'aube du rotor, centrée sur le tourbillon de jeu. Ainsi, une connaissance aiguisée de ces interactions serait un soutien crucial pour la conception du contrôle actif.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ATAG. « Waypoint 2050 ». In : <https://www.atag.org/> (2021).
- [2] SAFRAN. « Décarboner l'aéronautique ». In : <https://web.safran-group.com/defi-climat/fr/> (2023).
- [3] A. DAZIN et al. « The ACONIT project : an innovative design approach of active flow control for surge prevention in gas turbines ». In : *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering* 1024.1 (2021), p. 012068. DOI : 10.1088/1757-899X/1024/1/012068. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1757-899X/1024/1/012068>.
- [4] ACONIT. « Project ». In : <https://aconit.ensam.eu/> (2020).
- [5] B. DEVEAUX. « Analyse et contrôle de l'écoulement de jeu d'une aube fixe isolée ». In : *Mécanique des matériaux [physics.class-ph]*. HESAM Université (2020). fNNT : 2020HE-SAE009ff. fftel03003331v2f.
- [6] G. S. MARGALIDA. « Analyse expérimentale et contrôle actif de l'écoulement dans un compresseur axial mono-étagée durant la transition vers le décrochage tournant ». In : *Thèse de Doctorat, ENSAM, France* (2020). HAL Id : tel-02481474.
- [7] H. COHEN, G. F. C. ROGERS et H. I. H. SARAVANAMUTTOO. « Gas turbine theory ». In : *London : Longman*. (1972).
- [8] LAVIONNAIRE. « Compresseur ». In : <https://www.lavionnaire.fr/MotorElements.php> ().
- [9] « Moteur Leap ». In : <https://theconversation.com/simulation-integree-un-nouvel-outil-au-service-de-laeronautique-75724> ().

- [10] X. QIANG et al. « Aerodynamic Design and Analysis of a Low-reaction Axial Compressor Stage ». In : *Chinese Journal of Aeronautics* 21 (2008), p. 1-7. DOI : 10.1016/S1000-9361(08)60001-1.
- [11] H.Jr SMITH. « The effect of tip clearance on the peak pressure rise of axial flow fans and compressors ». In : *In ASME symposium on stall, American Society of Mechanical Engineers* (1958), p. 149-152.
- [12] M. HEWKIN-SMITH et al. « The Role of Tip Leakage Flow in Spike-Type Rotating Stall Inception ». In : *Journal of Turbomachinery* 6.141 (2019). [https://doi : 10.1115/1.4042250](https://doi.org/10.1115/1.4042250).
- [13] I. J. DAY. « Stall, surge, and 75 years of research ». In : *Journal of Turbomachinery* 1.138 (2016). [https://doi : 10.1115/1.4031473](https://doi.org/10.1115/1.4031473), p. 1-16.
- [14] X. OTTAVY. « Cours de turbomachine ». In : *CNRS – Laboratoire de Mécanique des Fluides et d’Acoustique UMR 5509 - ECL* ().
- [15] S. L. DIXON. « Fluid mechanics and thermodynamics of turbomachinery ». In : *Elsevier Butterworth-Heinemann* (2005). Number ISBN : 0-7506- 7870-4.
- [16] N. GOURDAIN. « Simulation Numérique des Phénomènes de Décollement Tournant dans les Compresseurs Axiaux ». In : *Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France* (2005).
- [17] H.P. HODSON. « Blade row interactions in low pressure turbines ». In : *Lecture series - Von Karman Institute* (1998).
- [18] J.A. STORER et N.A. CUMPSTY. « An Approximate Analysis And Prediction Method For Tip Clearance Loss In Axial Compressors ». In : *In 38th International Gas Turbine And Aeroengine Congress and Exposition, ASME 24-27.93-GT-140* (1993). Cincinnati, Ohio, p. 648-656.
- [19] M. INOUE et al. « Short and Long Length Scale Disturbances Leading to Rotating Stall in an Axial Compressor Stage with Different Stator/Rotor Gaps ». In : *Transaction of American Society of Mechanical Engineers* 124 (2002). [https://doi : 10.1115/1.4028494](https://doi.org/10.1115/1.4028494), p. 376-383.
- [20] J. GLANVILLE. « Investigation into core compressor tip leakage modelling techniques using a 3d viscous solver ». In : *ASME Conference Proceedings* (2001). GT2001-0336.
- [21] S. BAGHDADI. « Modeling tip clearance effects in multistage axial compressors ». In : *ASME Journal of Turbomachinery* 118 :697-705 (1996).

-
- [22] N. A. CUMPSTY. « Compressor aerodynamics ». In : *Longman Scientific & Technical* (1989).
- [23] A. DOUKELIS, K. MATHIOUDAKIS et K. PAPAILIOU. « The effect of tip clearance gap size and wall rotation on the performance of a high-speed annular compressors cascade. » In : *The American Society of Mechanical Engineers* (98-GT-98) (1998), p. 1-8.
- [24] S. KANG et C. HIRSCH. « Tip leakage flow in linear compressor cascade. » In : *Journal of Turbomachinery* 116 (1994), p. 657-6641.
- [25] G. T. CHEN et al. « Similarity analysis of compressor tip clearance flow structures ». In : *In ASME 1990 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition. American Society of Mechanical Engineers* (1990). [https://doi : 10.1115/1.4028494](https://doi.org/10.1115/1.4028494), V001T01A049-V001T01A049.
- [26] H. D. VO, C. S. TAN et E. M. GREITZER. « Criteria for Spike Initiated Rotating Stall ». In : *Journal of Turbomachinery* 130.1 (2008), p. 0110231.
- [27] V. BRION. « Stabilité des paires de tourbillons contra-rotatifs : application au tourbillon de jeu dans les turbomachines ». <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00005529>. PhD Thesis. Ecole Polytechnique, 2009.
- [28] Y. DONG, Z. XINQIAN et Qiushi. L. « An 11-stage axial compressor performance simulation considering the change of tip clearance in different operating conditions ». In : *Proceedings of 206 the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy* 228(6) :614– 625, Sept. (2014). doi/10.1177/0957650914535389.
- [29] A. DEPPE, H. SAATHOFF et U. STARK. « Spike-Type Stall Inception in Axial-Flow Compressors ». In : *In 6th European Conference on Turbomachinery - Fluid Dynamics and Thermodynamics* (2005).
- [30] K. L. SUDER et M. L. CELESTINA. « Experimental and Computational Investigation of the Tip Clearance Flow in a Transonic Axial Compressor Rotor ». In : *ASME Journal of Turbomachinery* 118 :218–229 (1996).
- [31] B. LAKSHMINARAYANA et J.H. HORLOCK. « Tip-clearance flow and losses for an isolated compressor blade. » In : *Technical Report ARC-R/M-3316, Aeronautical Research Council London (England)* (1963).

- [32] Z. YANG, Y. WU et Z. LIU. « Tip flow on rotating instability on an axial compressor with different tip clearances ». In : *Aerospace Science and Technology* 139 (2023), p. 108364. ISSN : 1270-9638. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.ast.2023.108364>.
- [33] R. MAILACH, I. LEHMANN et K. VOGELER. « Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating From the Fluctuating Blade Tip Vortex ». In : *J. Turbomach* vol. 123, no. 3 (2001), p. 453.
- [34] G. PULLAN, A. M. YOUNG et I. J. DAY. « Stall Warning by Blade Pressure Signature Analysis ». In : *Journal of Turbomachinery*. 135 (1) (2012), p. 011033.
- [35] Université de LAVAL. « Cours Turbulence ». In : <https://www.lmfn.ulaval.ca/> ().
- [36] J. BOUDET et al. « Zonal large-eddy simulation of a fan tip-clearance flow, with evidence of vortex wandering ». In : *Journal of Turbomachinery. Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection*. 137 (6) (2015).
- [37] G. PULLAN et al. « Origins and structure of spike-type rotating stall ». In : *Journal of Turbomachinery*. 137 (5) (2015). doi :10.1115/1.4028494, p. 1-11.
- [38] K. YAMADA et al. « Effects of tip clearance on the stall inception process in an axial compressor rotor. » In : *In Proceedings of ASME Turbo Expo 2013 : Turbine Technical Conference and Exposition GT2013, number GT2013-95479, San Antonio, Texas, June* ().
- [39] Christophe MONTSARRAT. « Tip-leakage flow modelling in axial compressors ». : 2021LY-SEC14. Thèse de doct. 2021. URL : https://bibli.ec-lyon.fr/exl-doc/TH_T2784_cmontsarrat.pdf.
- [40] X. CHEN et al. « Rotating Instabilities in a Low-Speed Single Compressor Rotor Row with Varying Blade Tip Clearance ». In : *Energies* 14.24 (2021). DOI : 10.3390/en14248369.
- [41] T. LI, Y. WU et H. OUYANG. « Numerical investigation of tip clearance effects on rotating instability of a low-speed compressor ». In : *Aerospace Science and Technology* 111 (2021), p. 106540. ISSN : 1270-9638. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.ast.2021.106540>.
- [42] T. E. DYSON, D. G. BOGARD et S. D. BRADSHAW. « A CFD Evaluation of Multiple RANS Turbulence Models for Prediction of Boundary Layer Flows on a Turbine Vane ». In : ().
- [43] E.M. GREITZER et F.K. MOORE. « A Theory of Post-Stall Transients in Axial Compression Systems : Part II – Applications ». In : *American Society of Mechanical Engineers, paper 85-GT172* (1985).

-
- [44] T. R. CAMP et I. J. DAY. « A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor ». In : *Volume 1 : Aircraft Engine ; Marine ; Turbomachinery ; Microturbines and Small Turbomachinery* 120.3 (1997). p. V001T03A109.
- [45] Y. GONG. « A computational model for rotating stall and inlet distortions in multistage compressors ». In : *Thesis (Ph.D.)-Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Aeronautics and Astronautics* (1999).
- [46] J. J. ADAMCZYK, M. L. CELESTINA et E. M. GREITZER. « The Role of Tip Clearance in High-Speed Fan Stall ». In : *ASME Journal of Turbomachinery* 115 (1993), p. 28-38.
- [47] H.W. EMMONS, C.E. PEARSON et H.F. GRANT. « Compressor Surge and Stall Propagation ». In : *Transaction of American Society of Mechanical Engineers* 77 (1955), p. 455-467.
- [48] Z. SPAKOVSKY. « Application of Axial and Radial Compressor Dynamic System Modeling ». In : *PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, USA*, (2001).
- [49] S. GENG et al. « Unsteady Tip Clearance Flow Pattern in an Isolated Axial Compressor Rotor with Micro Tip Injection ». In : *In Proceedings of the 8th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows* (2007).
- [50] CD.A. HOYING et al. « Role of Blade Passage Flow Structures In Axial Compressor Rotating Stall Inception ». In : *Journal of Turbomachinery* 121 :735–742 (1999). doi : 10.1115/1.2836727.
- [51] J. MOUBOGHA et al. « Stall Margin Improvement in an Axial Compressor by Continuous and Pulsed Tip Injection ». In : *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power* 7.1 (2022), p. 10. URL : <https://hal.science/hal-03789527>.
- [52] J. PADUANO et al. « Active control of rotating stall in a low speed axial compressor ». In : *Proceedings of the ASME Turbo Expo* 1 (1991). doi : 10.1115/91-GT-088.
- [53] J. LI et al. « Tip air injection to extend stall margin of multi-stage axial flow compressor with inlet radial distortion ». In : *Aerospace Science and Technology. Elsevier Masson SAS,, GT2008-51319* 96 (2020). doi : 10.1016/j.ast.2019.105554, p. 105554.
- [54] J. LI et al. « The Dual Mechanisms and Implementations of Stability Enhancement With Discrete Tip Injection in Axial Flow Compressors ». In : *J. Turbomach* 137, no. 3 (2014). doi : 10.1016/j.ast.2019.105554, p. 031010.
- [55] R. V. CHIMA. « “Computational Modeling of Vortex Generators for Turbomachinery ». In : *ASME Turbo Expo 2002 Power Land, Sea, Air*, (2002).

- [56] W. M. OSBORN, G. W. LEWIS et L. J. HEIDELBERG. « Effect of several porous casing treatment on stall limit and on overall performances of an axial-flow compressor rotor ». In : *NASA Lewis Res. Cent. Tech. Memorandum*, (1971).
- [57] A. HERGT, R. MEYER et K. ENGEL. « Effects of Vortex Generator Application on the Performance of a Compressor Cascade ». In : *J. Turbomach.* 135(2) (2012).
- [58] A. J. STRAZISAR et al. « Compressor Stall Control Through Endwall Recirculation ». In : *Volume 5 : Turbo Expo 2004, Parts A and B* 5 (2004).
- [59] M. KEFALAKIS et K. D. PAPAILIOU. « Active flow control for increasing the surge margin of an axial flow compressor ». In : *Proceedings of the ASME Turbo Expo, 6 PART A* 1 (2006). doi : 10.1115/GT2006-90113., p. 101-111.
- [60] K. L. SUDER et al. « Compressor Stability Enhancement Using Discrete Tip Injection ». In : *J. Turbomach* 123, no. 1 (2001), p. 14.
- [61] J. W. BAE, K. S. BREUER et C. S. TAN. « Active control of tip clearance flow in axial compressors ». In : *Journal of Turbomachinery* 127(2) (2005). doi : 10.1115/1.1776584., pp. 352-362.
- [62] J. MARTY et al. « Numerical and Experimental Investigations of Flow Control in Axial Compressors ». In : *AerospaceLab Journal* 6 :1-13 (2013). doi : 10.12762/2013.AL06-09.
- [63] L. NEUHAUS et W. NEISE. « Active Control to Improve the Aerodynamic Performance and Reduce the Tip Clearance Noise of Axial Turbomachines. » In : *In AIAA Aeroacoustics Conference* (2005).
- [64] D. SCHOENWEITZ et al. « Experimental and numerical examinations of a transonic compressor-stage with casing treatment. » In : *In Proceedings of ASME Turbo Expo 2013 : Turbine Technical Conference and Exposition GT2013, number GT2013-95550, San Antonio, Texas, June* (2013).
- [65] M. VEGLIO. « Etude expérimentale et numérique des écoulements dans un étage de compresseur axial à basse vitesse en régime de fonctionnement instable. » In : *ENSAM, PhD Thesis* (2016). HAL Id : fftel-01345795.
- [66] L. CAMBIER, S. HEIB et S. PLOT. « The Onera *elsA* CFD software : input from research and feedback from industry ». In : *Mechanics & Industry* 14 (03 jan. 2013), p. 159-174. ISSN : 2257-7750. DOI : 10.1051/meca/2013056.

- [67] P.R. SPALART et S.R. ALLMARAS. « A one-equation turbulence model for aerodynamic flowshe ». In : *In 30th Aerospace Science Meeting & Exhibit*. (1992). AIAA, p. 92-0439.
- [68] P. ROE. « Approximate Riemann Solvers, Parameter Vector, and Difference Schemes ». In : *Journal of Computational Physics* 43 (oct. 1981), p. 357-372. DOI : 10.1016/0021-9991(81)90128-5.
- [69] D.C. WILCOX. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Incorporated, 1994. ISBN : 9780963605108. URL : <https://books.google.fr/books?id=Vw1RAAAAMAAJ>.
- [70] J. BOUSSINESQ. *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Imprimerie Nationale, 1877. URL : <https://books.google.fr/books?id=4NdQAAAAYAAJ>.
- [71] William RIERA. « Evaluation of the ZDES method on an axial compressor : analysis of the effects of upstream wake and throttle on the tip-leakage flow. » 2014ECDL0030. Thèse de doct. 2014. URL : <http://www.theses.fr/2014ECDL0030/document>.
- [72] B.E. LAUNDER et D.B. SPALDING. « The numerical computation of turbulent flows ». In : *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3.2 (1974), p. 269-289. ISSN : 0045-7825. DOI : [https://doi.org/10.1016/0045-7825\(74\)90029-2](https://doi.org/10.1016/0045-7825(74)90029-2).
- [73] F. R. MENTER. « Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications ». In : *AIAA Journal* 32.8 (1994), p. 1598-1605. DOI : 10.2514/3.12149. URL : <https://doi.org/10.2514/3.12149>.
- [74] J. RENEAUX, P. BEAUMIER et P. GIRODROUX-LAVIGNE. « Advanced Aerodynamic Applications with the elsA Software ». In : *Journal Aerospace Lab* (2011).
- [75] J. MARTY, L. CASTILLON et P. JOSEPH. « Numerical investigations on the rotating stall in an axial compressor and its control by flow injection at casing ». In : *Proceedings of ASME Turbo Expo 2022* (2022). <https://hdl.handle.net/10985/22723>.
- [76] A. BARETTER et al. « Experimental and Numerical Analysis of a Compressor Stage under Flow Distortion. » In : *Int. J. Turbomach. Propuls. Power* 6.43 (2021), p. 621-656. DOI : 10.3390/ijtp6040043.
- [77] H. J. WEIGL et AL. « Active Stabilization of Rotating Stall and Surge in a Transonic Single Stage Axial Compressor ». In : *ASME Int. Gas Turbine Aeroengine Congr. Exhib. Proceeding* 4 (1997).
- [78] J.D. DENTON. « Loss Mechanisms in Turbomachines ». In : *Journal of Turbomachinery* 115 (1993), p. 621-656. DOI : 10.1115/1.2929299.

- [79] Collège de FRANCE. « Transformées par Ondelettes ». In : <https://www.college-de-france.fr/fr/agenda/cours/apprentissage-face-la-malediction-de-la-grande-dimension/transformees-et-bases-ondelettes> (2018).
- [80] P.S. ADDISON. « The Illustrated Wavelet Transform Handbook : Introductory Theory and Applications ». In : *Science, Engineering, Medicine and Finance (1st ed.)*. CRC Press. (2002). <https://doi.org/10.1201/9781003040408>.