



**HAL**  
open science

# Simulation numérique de l'écoulement en régime de pompage dans un compresseur axial multi-étage

Flore Crevel

► **To cite this version:**

Flore Crevel. Simulation numérique de l'écoulement en régime de pompage dans un compresseur axial multi-étage. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2013. Français. NNT : 2013ECDL0020 . tel-00929734v2

**HAL Id: tel-00929734**

**<https://theses.hal.science/tel-00929734v2>**

Submitted on 4 Jun 2014

**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.

Thèse présentée par

Flore CREVEL

en vue de l'obtention du grade de docteur de l'École Centrale de Lyon

---

# Simulation numérique de l'écoulement en régime de pompage dans un compresseur axial multi-étage

---

Spécialité : Mécanique

Toulouse, le 23 Septembre 2013

Composition du jury :

J. SCOTT	Professeur,	École Centrale de Lyon	Président du jury
T. ARTS	Professeur,	Institut Von Karman, Belgique	Rapporteur
X. GLOERFELT	Docteur,	Laboratoire DynFluid, Arts et Métier Paris Tech	Rapporteur
S. MOREAU	Professeur,	Université de Sherbrooke, Québec	Examineur
X. OTTAVY	Docteur,	École Centrale de Lyon	Co-directeur
N. GOURDAIN	Docteur,	CERFACS, Toulouse	Directeur
T. OBRECHT	Expert,	Snecma	Invité
G. LEROY	Expert,	Turboméca	Invité

**Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique – UMR 5509**  
36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully

**Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique**  
42 avenue Coriolis 31057 Toulouse Cedex

---

À Francis Leboeuf,

# Remerciements

Toute chose a une fin, et c'est avec grand plaisir que j'aborde l'ultime paragraphe de ce mémoire : les remerciements. Toutefois, avant de commencer, mes pensées vont à ceux qui ont encadré mes premiers pas en turbomachines : l'équipe aéro booster de Techspace Aéro, "la plus grande au monde" !

Mes premiers remerciements vont à toute l'équipe qui a encadré ce travail : Nicolas, merci pour la confiance que tu m'as accordée, tout l'encadrement technique, les pots sans saucisson mais avec de la bière bio, ta convivialité et ton optimisme. Merci à Xavier et Ghislaine, qui ont su assurer avec brio un suivi à distance du travail réalisé, qui a mené à une collaboration étroite et constructive. Merci également à Michel, qui m'a accordé sa confiance et a su prendre le temps de suivre soigneusement l'avancement de cette thèse. Les apports des un(e)s et des autres ont été source d'apprentissage, de réflexions constructives, voire d'inspiration. J'aurais également voulu remercier Francis de vive voix, pour la confiance et l'intérêt accordés à ce projet, pourtant incertain au départ.

L'environnement du Cerfacs, rendu propice par ses nombreux doctorants, et son équipe d'administration de choc, a également été déterminant. Merci à Michelle et Chantal pour leur bonne humeur permanente et débordante. Merci à Marie, Lydia et Nicole pour leur aide toujours efficace et pour toutes les discussions intéressantes que l'on a pu avoir. Merci à vous 5 d'avoir rendu le Cerfacs plus féminin ! Je tiens également à remercier sincèrement Isabelle, Fabrice et Gérard de l'équipe CSG, très réactifs et disponibles.

Un grand "merci Gu !" à mon jumeau, et merci aussi à Marc, pour sa disponibilité et son aide. Mes 3 co-bureaux ont été des sources intarissables de détente, de rigolades, de bonne camaraderie et de soutien dans les moments de découragement. Merci à Monseigneur d'avoir cassé une des touches de mon ordinateur flambant neuf en jouant à la balle dans le bureau, merci à Benjamin pour toutes les histoires marrantes que tu as pu raconter ou dont tu as été le héros, et un plus grand merci encore à mon unique co-bureau rescapé du déménagement, Sébastien. Ta présence stratosphérique irradiait le bureau, dommage que tu aies fini ta thèse 6 mois avant moi. Les remerciements ne seraient pas complets si je ne mentionnais pas JC, aux multiples surnoms, Pinouille, le révolois qui en fait n'était plus thésard depuis longtemps, Sophie la bretonne, que j'admire pour sa grande tolérance aux dommages, Adrien et Thomas, pour leurs talents forts appréciés de codeurs en python, et surtout, François.

# Liste des communications associées à la thèse

## Journaux internationaux

[1] F. Crevel, N. Gourdain and S. Moreau, Numerical Simulation of aerodynamic instabilities in a multi-stage high-speed high-pressure compressor on its test rig : part I - Rotating stall, Journal of Turbomachinery, submitted

[2] F. Crevel, N. Gourdain and X. Ottavy, Numerical Simulation of aerodynamic instabilities in a multi-stage high-speed high-pressure compressor on its test rig : part II - Deep surge, Journal of Turbomachinery, submitted

## Conférences internationales

[3] F. Crevel, N. Gourdain and F. Wlassow. Numerical simulation of a compressor facility test rig at near surge operating conditions. European Turbomachinery Conference, 2013

[4] N. Gourdain, F. Crevel, G. Mouret , T. Léonard, S. Moreau and L. Gicquel, Keynote Lecture, High-Performance Computing of Turbomachinery unsteady flows, CFD Canada, 21st annual conference, University of Sherbrooke, Quebec, May, 8, 2013

## Rapports techniques

[5] F. Crevel, Simulation numérique d'un cycle de pompage dans un compresseur axial et son banc, rapport d'activités SNECMA 6 mois, 2011

[6] F. Crevel, Simulation numérique d'un cycle de pompage dans un compresseur axial et son banc, rapport d'activités SNECMA année 1, 2011

[7] F. Crevel, Simulation numérique d'un cycle de pompage dans un compresseur axial et son banc, rapport d'activités SNECMA année 2, 2012

---

## Simulation numérique de l'écoulement en régime de pompage dans un compresseur axial multi-étage

Dans le contexte économique et environnemental actuel, la prochaine génération de moteurs d'avion devra offrir opérabilité, compacité et hauts rendements. Les compresseurs demeurent une des pièces critiques de ces moteurs, et leur conception un challenge. À débit réduit, leur plage de fonctionnement est contrainte par la limite de pompage, phénomène hautement instable et dangereux. À ce jour, peu d'études expérimentales sur un compresseur en situation de pompage ont été réalisées, étant donné le danger inhérent pour les installations. Dans ce cadre, la simulation numérique peut apporter des informations sur le développement des instabilités aérodynamiques et aider à la prévision de la limite de pompage.

L'objectif du travail présenté dans cette thèse est de mettre en place une méthode afin de simuler numériquement l'entrée en pompage et un cycle complet de l'instabilité avec le code *elsA*. Le cas test retenu est le compresseur de recherche axial multi-étage CREATE dessiné par Snecma, et étudié expérimentalement par le LMFA. Des études antérieures ont montré le rôle joué par les volumes entourant le compresseur ; l'originalité de cette étude réside donc dans l'inclusion des volumes du banc d'essai dans la simulation du compresseur. Une des difficultés inhérentes à la simulation de ces instabilités est leur temps caractéristique, qui représente plus d'une centaine de rotations de la machine. Le calcul a donc nécessité le recours à une approche massivement parallèle ; environ un million d'heures CPU ont été utilisées pour décrire le cycle. Enfin, compte tenu du retournement de l'écoulement dans le compresseur, les conditions aux limites ont été modifiées pour pouvoir s'adapter aux changements de sens de l'écoulement.

La simulation a permis de décrire l'entrée en pompage et un cycle complet de l'instabilité. La comparaison avec les données expérimentales montre que les caractéristiques du cycle sont correctement prédites (phénomènes physiques précurseurs de l'instabilité, durée du cycle...). En parallèle, une étude acoustique a été menée afin de mettre en évidence les modes propres du banc d'essai. L'analyse de ces résultats a notamment montré le rôle de l'acoustique dans le déclenchement du pompage. Les différentes phases du cycle de pompage sont ensuite étudiées, et caractérisées (déclenchement, débit inversé, récupération et recompression).

Ce travail a généré une base de données qui permet de mieux comprendre les instabilités qui se développent dans ce type de machine. À terme, ces résultats pourront être utilisés pour élaborer et valider des modélisations du phénomène de pompage moins coûteuses, pouvant intervenir dans un cycle de conception.

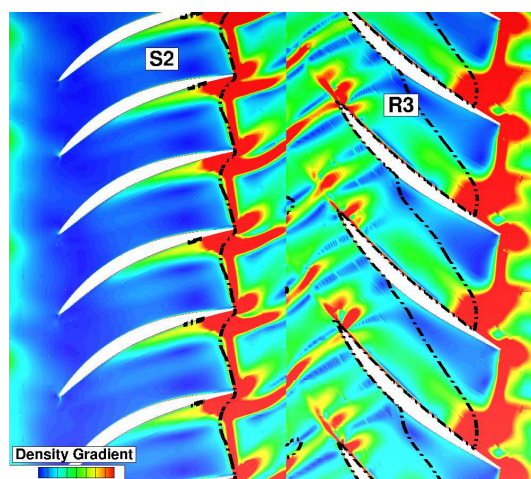


FIGURE 1 – Gradient de densité dans un étage du compresseur en régime de pompage pendant la phase de débit inversé. Le champ met en évidence les phénomènes de chocs et détente successifs dans les différents aubages de la machine

**Mots-clés :** Compresseur axial haute-pression multi-étage, instabilités aérodynamiques, écoulements instationnaires, pompage, décollement tournant, résonance acoustique, simulation numérique

---

## Numerical simulation of the flow in an axial multistage compressor at surge

In order to deal with the current economical and environmental context, the next engine generation will need to offer great operability, compactness and high efficiency. In aircraft engines, the compressor remains one of the critical components, and its design is still a challenging task. At low massflow rate, their operability is bounded by the surge limit, surge being a highly unstable and dangerous phenomenon. Today, few experimental studies on compressor surge are available because of the inherent threat to the facility. In that context, numerical simulation can bring about information on the onset of aerodynamic instabilities and help to predict the surge limit.

The work presented in this PhD thesis aims at setting up a method to perform the numerical simulation of surge inception and of an entire cycle of the instability with the CFD code *elsA*. The chosen test case is the axial multistage research compressor CREATE designed and built by Snecma, and experimentally studied at LMFA. Previous studies have pointed out the role of the volumes adjacent to the compressor ; the originality of this work is thus the inclusion of the volumes of the test-rig in the simulation of the compressor. One of the difficulties inherent to the simulation of those instabilities is their characteristic time of at least one hundred revolutions of the machine. Hence the computation has required a massively parallel approach and about one million CPU hours. Finally, given that the flow reverses during a surge cycle, the boundary conditions have been modified to be able to cope with the flow inversions.

The simulation was able to capture surge inception and the entire cycle of the instability. The comparison with the experimental data showed that the main patterns of the cycle are correctly predicted (precursor phenomena of surge, duration of the cycle...). In the meantime, an acoustic study has been performed in order to isolate the eigenmodes of the test-rig. The analysis of the results pointed out the role of acoustic phenomena in surge inception. The different phases of the cycle are then studied and characterized (surge inception, reversed-flow phase, recovery and repressurization).

This work has incremented a database that allows a better understanding of the instabilities that develop in this kind of machine. From now on, those results may help to elaborate and validate cheaper models of the surge phenomenon to be used in the design process.

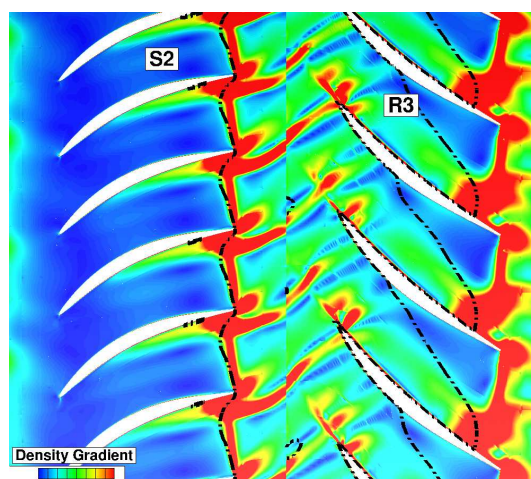


FIGURE 2 – Density gradient magnitude in a compressor stage facing surge during the reversed-flow phase. The field shows the successive phenomena of shocks and expansions through the blades of the machine

Key-words : Multi-stage axial high-pressure compressor, aerodynamic instabilities, unsteady flows, surge, rotating stall, acoustic resonance, numerical simulation



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iv</b>
<b>Liste des communications associées à la thèse</b>	<b>v</b>
<b>Résumé</b>	<b>vi</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction</b>	<b>xix</b>
Brève histoire de la propulsion aéronautique . . . . .	xix
Contexte général . . . . .	xxi
Enjeux de l'étude des phénomènes instables dans les compresseurs . . . . .	xxi
Contexte et objectifs de cette étude . . . . .	xxii
Organisation du mémoire . . . . .	xxii
<b>I Contexte bibliographique et positionnement</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction aux turbomachines</b>	<b>3</b>
1.1 Stabilité d'un compresseur . . . . .	4
1.2 Caractéristique de fonctionnement d'un compresseur . . . . .	4
<b>2 Instabilités aérodynamiques dans les turbomachines</b>	<b>8</b>
2.1 Phénomènes instationnaires dans les compresseurs . . . . .	9
2.2 Réponse d'un compresseur à une petite perturbation . . . . .	14
2.3 Le décollement tournant . . . . .	15
2.4 Le pompage . . . . .	16
2.5 Précurseurs et contrôle . . . . .	16
<b>3 Le décollement tournant</b>	<b>22</b>
3.1 Généralités sur le décollement tournant . . . . .	22
3.2 Approche analytique . . . . .	25
3.3 Simulation du décollement tournant . . . . .	27
<b>4 Le pompage</b>	<b>30</b>
4.1 Généralités sur le pompage . . . . .	31
4.2 Modélisations du pompage . . . . .	33
4.3 Phénomènes aéroélastiques et réponse forcée . . . . .	35
4.4 Simulation numérique du pompage profond . . . . .	38

<b>5</b>	<b>Notions d'acoustique</b>	<b>41</b>
5.1	Ondes acoustiques stationnaires . . . . .	41
5.2	Résonance acoustique des compresseurs . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Objectifs de l'étude</b>	<b>46</b>
<b>II</b>	<b>Méthodologie et outils</b>	<b>47</b>
<b>7</b>	<b>Description de la configuration</b>	<b>49</b>
7.1	La machine CREATE . . . . .	49
7.2	Configuration étudiée . . . . .	51
7.3	Maillage . . . . .	51
<b>8</b>	<b>Modélisation numérique des écoulements dans les turbomachines</b>	<b>54</b>
8.1	Stratégie pour la simulation numérique des écoulements en turbomachines . . . . .	55
8.2	Le code de calcul <i>elsA</i> . . . . .	59
<b>9</b>	<b>Modélisation numérique des phénomènes acoustiques</b>	<b>61</b>
9.1	Le code Soundtube . . . . .	61
9.2	Le code AVSP . . . . .	62
<b>10</b>	<b>Conditions aux limites</b>	<b>65</b>
10.1	Création d'une condition unique d'entrée et sortie . . . . .	65
10.2	Simulation des pertes de charge du banc amont . . . . .	66
10.3	Validation pour un cas de canal . . . . .	67
10.4	Calcul d'un paramètre de pertes de charge pour CREATE . . . . .	69
10.5	Validation sur le module chambre de tranquillisation et bras de carter amont . . . . .	69
<b>11</b>	<b>Couplage de codes</b>	<b>71</b>
11.1	Gain de temps . . . . .	71
11.2	Le couplage elsA-elsA par OpenPalm . . . . .	72
11.3	Application à un cas test . . . . .	73
11.4	Application à CREATE . . . . .	73
<b>12</b>	<b>Validité de la méthode numérique</b>	<b>76</b>
12.1	Validation du maillage et des paramètres numériques . . . . .	76
12.2	Validation en situation des conditions aux limites . . . . .	77
12.3	Conservation du débit aux raccords glissants . . . . .	77
<b>13</b>	<b>Méthodes de traitement du signal</b>	<b>80</b>
13.1	Placement des sondes numériques . . . . .	80
13.2	Double décomposition modale . . . . .	80
13.3	Évolution spatiale de l'amplitude d'un mode . . . . .	82
13.4	Calcul du coefficient de pression autour des aubages . . . . .	82
<b>III</b>	<b>Simulation instationnaire du décollement tournant</b>	<b>84</b>
<b>14</b>	<b>Caractéristiques générales du décollement tournant</b>	<b>86</b>
14.1	Écoulement dans le compresseur . . . . .	87
14.2	Étude de l'effet d'une cellule de décollement tournant sur l'écoulement . . . . .	88
14.3	Étude des signaux temporels de débit et pression . . . . .	90
14.4	Résultats expérimentaux . . . . .	92

<b>15 Analyse spectrale du phénomène de décollement tournant</b>	<b>95</b>
15.1 Méthode de Tyler et Sofrin . . . . .	96
15.2 Compresseur isolé . . . . .	98
15.3 Compresseur sur le banc . . . . .	101
15.4 Étude des modes co-existants . . . . .	112
15.5 Résultats expérimentaux . . . . .	113
<b>16 Étude acoustique du banc d'essai</b>	<b>115</b>
16.1 Approche basique . . . . .	115
16.2 Simulation avec Soundtube . . . . .	116
16.3 Calcul des modes acoustiques avec AVSP . . . . .	118
<b>17 Résonance acoustique</b>	<b>121</b>
17.1 Fondements de l'étude . . . . .	121
17.2 Influence de la position radiale étudiée . . . . .	123
17.3 Influence du point de fonctionnement . . . . .	125
17.4 Prédiction du nombre de lobes autour du compresseur . . . . .	125
<b>IV Simulation instationnaire d'un cycle de pompage</b>	<b>128</b>
<b>18 Caractéristiques générales du cycle de pompage</b>	<b>130</b>
18.1 Caractéristiques générales et comparaison aux essais . . . . .	130
18.2 Calcul de corrélations . . . . .	133
<b>19 Phases de départs en pompage</b>	<b>137</b>
19.1 Phénomène de retournement de l'écoulement . . . . .	138
19.2 Écoulement dans le compresseur avant l'inversion . . . . .	147
19.3 Analyse spectrale du premier départ en pompage . . . . .	155
19.4 Analyse spectrale du second départ en pompage . . . . .	159
19.5 Résultats expérimentaux . . . . .	166
19.6 Étude des basses fréquences . . . . .	166
19.7 Impact des phénomènes précurseurs aux inversions sur les aubages . . . . .	173
19.8 Déstabilisation liée au banc . . . . .	174
<b>20 Phase de débit inversé</b>	<b>177</b>
20.1 Évolution temporelle de l'écoulement . . . . .	178
20.2 Analyse spectrale . . . . .	182
20.3 Étude de l'écoulement inversé . . . . .	184
20.4 Répercussions sur les aubages . . . . .	190
20.5 Résultats expérimentaux . . . . .	196
<b>21 Phase de récupération</b>	<b>198</b>
21.1 Évolution temporelle de l'écoulement . . . . .	198
21.2 Résultats expérimentaux . . . . .	202
21.3 Analyse spectrale de l'écoulement . . . . .	203
21.4 Effet sur les aubages . . . . .	208
<b>22 Phase de recompression</b>	<b>209</b>
22.1 Évolution temporelle de l'écoulement . . . . .	209
22.2 Analyse spectrale de l'écoulement . . . . .	211
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>215</b>
Conclusion . . . . .	215
Perspectives . . . . .	216

---

<b>Bibliographie</b>	<b>225</b>
<b>V Annexes</b>	<b>226</b>
<b>A Aérodynamique d'un compresseur axial</b>	<b>227</b>
A.1 Triangle des vitesses . . . . .	227
A.2 Travail échangé et rendement . . . . .	228
<b>B Les modèles de Greitzer</b>	<b>232</b>
B.1 Résonance de Helmholtz . . . . .	232
B.2 Modèle de Greitzer et Moore (1976) . . . . .	233
B.3 Modèle de Greitzer et Moore (1985) . . . . .	234
<b>C Modèle de Spakovszky</b>	<b>238</b>
C.1 Approche modulaire . . . . .	238
C.2 Conditions aux limites . . . . .	239
C.3 Conclusion . . . . .	240
<b>D Modèle de Tauveron</b>	<b>241</b>
<b>E Simulation d'un cycle de pompage</b>	<b>243</b>
E.1 Simulation de Niazi (2000) . . . . .	243
E.2 Simulation de Vahdati (2008) . . . . .	244
E.3 Simulation de Teramoto (2008) . . . . .	246
E.4 Simulation de Di Mare (2009) . . . . .	248
<b>F Installation expérimentale de CREATE</b>	<b>250</b>
F.1 Installation expérimentale . . . . .	250
F.2 Instrumentation . . . . .	250
<b>G Apparition de l'onde basse fréquence dans le banc d'essai</b>	<b>253</b>
<b>H Modèle de Tyler &amp; Sofrin</b>	<b>255</b>
H.1 Présentation du modèle . . . . .	255
H.2 Cas à z étages . . . . .	256
H.3 Représentation des modes de Tyler et Sofrin . . . . .	257
<b>I Analyse de Fourier</b>	<b>258</b>
I.1 Transformée de Fourier . . . . .	258
I.2 Transformée de Fourier par fenêtre glissante . . . . .	258
<b>J Liste des personnes HDR à l'ECL</b>	<b>260</b>
<b>K Autorisation de soutenance</b>	<b>264</b>

# Table des figures

1	Gradient de densité dans un étage du compresseur en régime de pompage pendant la phase de débit inversé. Le champ met en évidence les phénomènes de chocs et détente successifs dans les différents aubages de la machine . . . . .	vi
2	Density gradient magnitude in a compressor stage facing surge during the reversed-flow phase. The field shows the successive phenomena of shocks and expansions through the blades of the machine . . . . .	vii
3	L'éolipyle de Héron d'Alexandrie . . . . .	xix
4	Concept des turbopropulseurs et turbofan (source : <a href="#">wikipedia</a> ) . . . . .	xx
1.2	Caractéristique d'un compresseur incluant les iso-vitesses de rotation et les dangers propres à chaque zone de fonctionnement . . . . .	5
1.3	Les différents régimes de fonctionnement d'un étage de compression . . . . .	5
1.4	Localisation de la ligne de pompage . . . . .	7
2.1	Classifications des instabilités dans un compresseurs. Inspiré de Callot [1] . . . . .	10
2.2	Vitesse de glissement dans un sillage . . . . .	11
2.3	Découpage du sillage par la roue aval - illustration de l'interaction rotor-stator . . . . .	12
2.4	Structure de l'écoulements de jeu de tête de rotor . . . . .	13
2.5	Réponse du compresseur à une perturbation de pression $p_r$ [2] . . . . .	14
2.6	Phénomène de décollement tournant à 24 cellules [3] dans le compresseur CREATE [4] - Visualisation de la vitesse axiale positive à mi hauteur de veine . . . . .	15
2.7	Identification des <i>spikes</i> et relevé expérimental de la vitesse axiale par fils chauds (Day [5])	17
2.8	Identification d'ondes modales et relevé expérimental de la vitesse axiale par fils chauds (Day [5]) . . . . .	17
2.9	Écoulements de jeu . . . . .	18
2.10	Exemples de contrôle passif de l'écoulement en tête de pale . . . . .	19
2.11	Exemples de traitements de carter . . . . .	19
2.12	Traitement de carter avancé par ajout d'une cavité et de plaques perforées en tête de rotor [6] . . . . .	20
2.13	Exemple de contrôle actif en boucle fermée [7] . . . . .	21
3.1	Mécanisme de propagation des cellules de décollement tournant [8] . . . . .	24
3.2	Configuration spatiale du décollement tournant . . . . .	24
3.3	Décrochage progressif et décrochage brutal [9] . . . . .	25
3.4	Analogie entre un système de compression et le résonateur de Helmholtz suggérée par Greitzer [10, 11] . . . . .	26
4.1	Cycle de pompage classique . . . . .	31
4.2	Cycle de pompage profond . . . . .	31
4.3	Évolution cyclique du taux de compression et du débit [12] . . . . .	32
4.4	Aube endommagée par du pompage . . . . .	33
4.5	Configuration annotée de Tauveron [13] . . . . .	34

4.6	Caractéristiques de l'écoulement inversé (reproduit de di Mare [14]) . . . . .	36
4.7	Écoulement et excitation aérodynamique d'une pale en écoulement inversé . . . . .	37
4.8	Réponse forcée pendant le pompage . . . . .	38
5.1	Modes harmoniques d'un tube ouvert . . . . .	42
5.2	Modes acoustiques résonnants dans un compresseur [15] . . . . .	45
7.1	Le compresseur CREATE . . . . .	50
7.2	Domaine de calcul CREATE . . . . .	51
7.3	Maillage de CREATE . . . . .	52
7.4	Maillage des parties du banc d'essai . . . . .	53
8.1	Modélisations de la turbulence . . . . .	54
8.2	Utilisation de la méthode RNA par Bardoux pour passer d'une configuration 23 :37 à 23 :46 . . . . .	58
9.1	Réseau de tubes considérés pour Soundtube . . . . .	62
9.2	Domaines de calcul pour AVSP . . . . .	63
9.3	Domaines de calcul testés par AVSP dans le but de comparer avec l'approche Soundtube . . . . .	64
10.1	Évolution de la pression totale dans le banc amont . . . . .	66
10.2	Évolution de la pression totale d'entrée du compresseur en fonction du débit - Courbe expérimentale . . . . .	67
10.3	Cas test étudié pour la validation du fonctionnement de la condition aux limites développée . . . . .	68
10.5	Pression totale d'entrée en fonction du débit et du paramètre de vanne amont - Résultats numériques . . . . .	70
11.1	Estimation de la performance maximale attendue du couplage . . . . .	72
11.2	Principe des échanges de buffers aux <i>joins</i> matchs dans elsA . . . . .	73
11.3	Principe des échanges de buffers entre OpenPalm et elsA . . . . .	74
11.4	Couplage de codes appliqué à un cas test . . . . .	74
12.1	Caractéristiques de fonctionnement obtenues en RANS, en comparaison avec les calculs (U)RANS de référence [4] . . . . .	76
12.2	Évolution de la pression totale d'entrée en fonction du débit lors de la chute de débit au début du cycle de pompage - Validation du comportement obtenu . . . . .	77
12.4	Évolution du débit moyenné sur deux rotations lors du transitoire d'une condition limite à l'autre . . . . .	78
13.1	Plans extraits pendant la simulation numérique . . . . .	81
13.2	Principe de la double décomposition modale d'un signal spatio-temporel . . . . .	81
13.3	Calcul et utilisation de la FFT temporelle . . . . .	82
13.4	Coefficient de pression autour des aubages . . . . .	83
14.1	Localisation des points de fonctionnement simulés sur une caractéristique $Pi - debit$ . . . . .	86
14.2	Entropie de l'écoulement à 83% de hauteur de veine dans le compresseur . . . . .	87
14.3	Pression statique et vitesse axiale de l'écoulement à 83% de hauteur dans le compresseur sur son banc d'essai . . . . .	88
14.4	Aspect d'un écoulement sain dans l'étage 3 de CREATE - Coupe à 83% de hauteur de veine dans l'étage 3 . . . . .	89
14.5	Deux positions successives d'une même cellule de décollement tournant - Coupe à 83% de hauteur de veine . . . . .	90
14.6	Champ de pression statique en fonction de la position de la cellule - Coupe à 83% de hauteur de veine . . . . .	91
14.7	Évolution du débit en entrée RDE et sortie S3 pendant le décollement tournant . . . . .	91
14.8	Évolution spatio-temporelle de la pression statique - compresseur isolé . . . . .	92
14.9	Évolutions spatio-temporelle de la pression statique - compresseur sur banc d'essai . . . . .	93
14.10	Cellules de décollement tournant expérimentales . . . . .	93

15.1	Écoulement à 83% de hauteur dans le compresseur . . . . .	99
15.2	Modes spatio-temporels à 83% de hauteur de l'interface R3-S3 du compresseur sur banc d'essai . . . . .	102
15.3	Origine des modes spatio-temporels . . . . .	102
15.4	Évolution axiale et temporelle des modes 5, 12.9 et 17.9 . . . . .	103
15.5	Évolution temporelle des modes temporels à 83% de hauteur de l'interface R3-S3 du compresseur sur banc d'essai . . . . .	105
15.6	Évolution des modes temporels basse fréquence à 83% de l'interface R3-S3 du compresseur sur banc d'essai . . . . .	106
15.7	Évolution axiale et temporelle des basses fréquences 94Hz et 188Hz dans le compresseur sur banc d'essai . . . . .	107
15.8	Signaux de pression statique dans le banc et le compresseur . . . . .	107
15.9	Modes spatiaux basse fréquence à l'interface R3-S3 du compresseur sur banc d'essai . . . . .	108
15.10	Évolution axiale de la répartition d'énergie des basses fréquences entre les modes circon- férentiels dans le compresseur sur banc d'essai . . . . .	109
15.11	Modes radiaux aux interfaces rotor-stator 1 et 2 dans le compresseur sur banc d'essai . . . . .	110
15.12	Champ instantané dans le banc d'essai . . . . .	110
15.13	Jet débouchant du compresseur dans le collecteur . . . . .	111
15.14	Évolution axiale et temporelle du mode 17,9 dans le compresseur sur banc d'essai . . . . .	113
15.15	Évolution axiale de l'amplitude du mode décollement tournant dans le compresseur - Comparaison expérimental et numérique . . . . .	114
16.1	Domaine considéré pour l'approche acoustique basique . . . . .	116
16.2	Calcul des modes acoustiques avec Soundtube - Mise en évidence des 4 tubes du réseau de tubes considéré . . . . .	116
16.3	Résultats obtenus avec Soundtube . . . . .	117
16.4	Domaine de calcul utilisé pour calculer les modes thermo-acoustiques avec AVSP . . . . .	118
16.5	Fluctuations de pression liées au mode 94Hz . . . . .	119
16.6	Comparaison de l'amplitude des fluctuations de pression . . . . .	120
16.7	Amplitude et phase de la fréquence de Helmholtz calculée par AVSP, de 40,2Hz . . . . .	120
17.1	Vérification des valeurs trouvées pour le coefficient $k_{r,m,n}$ . . . . .	123
17.2	Influence de la position radiale sur les nombres de Mach . . . . .	124
17.3	Influence de la position radiale sur la fréquence de coupure. Ligne pointillés : $f=3652\text{Hz}$ . . . . .	124
17.4	Influence du régime de fonctionnement sur la fréquence de coupure . . . . .	125
17.5	Fréquence de coupure des ondes tournantes dans les configurations isolée et complète - Rapprochement avec le phénomène de décollement tournant . . . . .	126
18.1	Comparaison du cycle numérique au cycle expérimental - Pression statique au carter à l'interface R3-S3 et température totale dans la RDE . . . . .	131
18.2	Découpage du cycle de pompage en 4 phases - Résultats numériques . . . . .	132
18.3	Modélisation du comportement de la sonde de température totale expérimentale et com- paraison du comportement avec la sonde réelle . . . . .	134
19.1	Évolution de la vitesse axiale à 50% de hauteur de veine pendant le premier retournement de l'écoulement . . . . .	139
19.2	Évolution de la vitesse axiale à 50% de hauteur de veine pendant le second retournement de l'écoulement . . . . .	140
19.3	Évolution de l'écoulement dans l'interface R3-S3 pendant l'inversion de l'écoulement - Départ 1 . . . . .	141
19.4	Évolution des cellules de décollement tournant vues depuis l'interface R3-S3 - Départ 2 . . . . .	142
19.5	Évolution du $C_p$ sur R1 pendant le retournement de l'écoulement . . . . .	145
19.6	Évolution du $C_p$ à 50% de hauteur de R1 pendant le retournement de l'écoulement . . . . .	146
19.7	Pression statique aux interfaces rotor-stator avant le retournement de l'écoulement . . . . .	148
19.8	Pression statique à 50% de l'interface R1-S1 - départ 1 . . . . .	149
19.9	Pression statique à 50% de l'interface R1-S1 - départ 2 . . . . .	149
19.10	Pression statique à 50% de l'interface R2-S2 - départ 1 . . . . .	150

19.11	Pression statique à 50% de l'interface R2-S2 - départ 2 . . . . .	150
19.12	Pression statique à 50% de l'interface R3-S3 - départ 1 . . . . .	151
19.13	Pression statique à 50% de l'interface R3-S3 - départ 2 . . . . .	151
19.14	Atténuation et amplification du décollement tournant dans l'étage 3 . . . . .	152
19.15	Apparition de décollement tournant dans l'étage 2 - Rotation 9 - Champs à 50% de hauteur de veine - Premier départ . . . . .	153
19.16	Atténuation et amplification du décollement tournant dans l'étage 3 . . . . .	153
19.17	Des poches de vitesse axiale faible apparaissent dans l'étage 2- Rotation 128 - Champs à 50% de hauteur de veine - Second départ . . . . .	154
19.18	. . . . .	155
19.19	Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R1-S1 au premier départ	156
19.20	Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R1-S1 au premier départ . . . . .	157
19.21	Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R2-S2 au premier départ	157
19.22	Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R2-S2 au premier départ . . . . .	158
19.23	Évolution temporelle des modes de pression statique à 50 % de l'interface R3-S3 au premier départ . . . . .	159
19.24	Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R3-S3 au premier départ . . . . .	160
19.25	Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R1-S1 au second départ	161
19.26	Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R1-S1 au second départ . . . . .	161
19.27	Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R2-S2 au second départ	162
19.28	Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R2-S2 au second départ . . . . .	163
19.29	Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R3-S3 au second départ	164
19.30	Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R3-S3 au second départ . . . . .	165
19.31	Retournement de l'écoulement observé expérimentalement [16] . . . . .	167
19.32	Identification des basses fréquences présentes dans l'écoulement pendant la phase de départ en pompage . . . . .	168
19.33	Évolution axiale de l'amplitude des basses fréquences pendant la phase de départ en pompage, dans toute l'étendue annulaire de la configuration - Rectangle noir : position du compresseur . . . . .	168
19.34	Évolution axiale de la répartition d'énergie des basses fréquences en fonction des modes circonférentiels - Rectangle blanc : position du compresseur . . . . .	169
19.35	Modes radiaux en fonction des modes temporels aux 3 interfaces rotor-stator, pour les deux départs en pompage . . . . .	171
19.36	Champ instantané dans le banc d'essai - Premier départ en pompage . . . . .	172
19.37	Évolution temporelle et axiale de l'amplitude des basses fréquences avant le premier départ en pompage . . . . .	172
19.38	Évolution temporelle et axiale de l'amplitude des basses fréquences avant le second départ en pompage . . . . .	173
19.39	Décomposition de Fourier des coefficients de pression sur le rotor R1 à 50% de hauteur de pale . . . . .	174
19.40	Décomposition de Fourier des coefficients de pression sur le rotor R3 à 50% de hauteur de pale . . . . .	174
19.41	Influence of the rig on surge inception . . . . .	175
20.1	Débit, taux de compression et pression statique dans le compresseur pendant la phase de débit inversé . . . . .	178
20.2	Évolution de la vitesse axiale à 50% de hauteur pendant la phase de débit inversé . . . . .	179
20.3	Évolution de la pression statique à 50% de hauteur pendant la phase de débit inversé . . . . .	180
20.4	Champ instantané de température statique pendant la rotation 1 . . . . .	181
20.5	Évolution de la température statique à 50% de hauteur pendant la phase de débit inversé	182



20.6	183
20.7 Évolution des modes temporels pendant la phase de débit inversé	184
20.8 Modes spatio-temporels pendant la phase de débit inversé à 50% de hauteur sur les 3 interfaces rotor-stator	185
20.9 Localisation des notions de "amont" et "aval" en écoulement inversé	186
20.10 Nombres de Mach absolu et relatif dans le compresseur pendant la phase de débit inversé	186
20.11 Gradient de densité et nombre de Mach absolu dans l'étage R3-S2 pendant la phase de débit inversé - Les aubes de rotor vont du bas vers le haut	187
20.12 Étude de l'écoulement dans l'étage R3-S2 en écoulement inversé - Les aubes de rotor vont du bas vers le haut	188
20.13 Triangle des vitesses en écoulement inversé	188
20.14 Interprétation de l'écoulement à partir d'un champ instantané de gradient de densité pendant la phase de débit inversé - Les aubes de rotor vont du bas vers le haut	189
20.15 Évolution du nombre de Mach relatif en écoulement inversé	190
20.16 Évolution du $C_p$ autour de R1 et de S1 pendant la phase de débit inversé	191
20.17 Évolution du $C_p$ à 50% de hauteur autour de R1 et S1 en écoulement inversé	192
20.18 Température statique de l'écoulement à la peau des aubes de R1 et de la RDE pendant la phase de débit inversé	193
20.19 Schéma simplifié pour la calcul de thermique	196
20.20 Pression statique au carter à l'interface R3-S3 pendant la phase d'écoulement inversé	196
21.1 Débit et pression pendant la phase de récupération	199
21.2 Évolution du nombre de Mach absolu entre le début et la fin de la phase de récupération	199
21.3 Retournement de l'écoulement vers son sens nominal	200
21.4 Évolution de la température statique à 50% de hauteur pour 4 instants successifs	201
21.5 Refroidissement du compresseur pendant la phase de récupération	202
21.6 Pression statique au carter du rotor R3 pendant la phase 3 de récupération. Simulation numérique en haut à gauche, essais en bas à gauche et à droite [16]	203
21.7 Évolution des modes temporels aux trois interfaces rotor-stator pendant la phase de récupération à 50% de hauteur de l'interface	204
21.8 Évolution des bas modes temporels pendant la phase de récupération à 50% de hauteur de l'interface	205
21.9 Modes spatio-temporels de l'interface R3-S3 pendant la phase de récupération	206
21.10 Basses fréquences pendant les phases de chute de pression et de récupération	207
21.11 Comparaison des fréquences 40Hz et 50Hz avec la fréquence de Helmholtz calculée par AVSP (40,2Hz)	207
21.12 FFT du $C_p$ sur R1 pendant la phase de récupération	208
22.1 Débit et pression pendant la phase de repressurisation	210
22.2 Évolution du nombre de Mach absolu à 50% de hauteur entre le début et la fin de la phase de recompression	210
22.3 Analyse spectrale de l'interface R2-S2 pendant la phase de recompression	211
22.4 Vers un nouveau cycle de pompage	212
A.1 Triangle des vitesses	228
A.2 Diagramme entropique et diagramme polytropique d'une compression	231
B.1 Analogie avec le résonateur de Helmholtz	232
B.2 Estimation des performance par une cubique	236
C.1 Etage de compression modélisé par Spakovszky [17]	238
E.1 Simulation d'un cycle de pompage [14]	243
E.2 Maillages et domaines de calcul de Vahdati [18]	245
E.3 Évolution de la pression pendant le décollement tournant [18]	246
E.4 Résultats de décollement tournant et de pompage de Vahdati [18]	247
E.5 Domaine de calcul	247

E.6	Simulation du pompage de Teramoto [19]	248
E.7	Simulation d'un cycle de pompage [14]	249
F.1	Banc d'essai de CREATE	251
F.2	Instrumentation de CREATE	251
F.3	Sonde pneumatique à bec droit	252
F.4	Robot porteur 6 axes	252
G.1	Évolutions temporelles des débits d'entrée et de sortie du compresseur	254
G.2	Pressure ratio	254
H.1	Schéma de principe des cartographies modes spatiaux vs. temporels	257

# Liste des tableaux

4.1	Synthèse des simulations numériques de pompage réalisées . . . . .	39
4.2	Avantages et inconvénients des méthodologies utilisées . . . . .	39
7.1	Nombre d'aubes par roue dans CREATE . . . . .	50
7.2	Caractéristiques principales de CREATE . . . . .	50
7.3	Nombre de points de maillage par roue . . . . .	52
14.1	Comparaison essais - calculs (simulation comprenant le banc) . . . . .	94
15.1	Nombre d'aubes par roue dans CREATE et son banc . . . . .	97
15.2	Modes de la ligne 2 . . . . .	100
15.3	Modes de la ligne 3 . . . . .	100
15.4	Modes de la ligne 4 . . . . .	100
15.5	Modes de la ligne 5 . . . . .	101
15.6	Modes de la ligne 2 . . . . .	103
15.7	Modes de la ligne 3 . . . . .	104
15.8	Modes de la ligne 4 . . . . .	104
15.9	Modes co-existant dans les deux configurations . . . . .	112
16.1	Fréquences propres calculées par AVSP . . . . .	118
17.1	Synthèse des caractéristiques principales de l'écoulement dans le compresseur en situation de décollement tournant . . . . .	127
19.1	Modes tournant à 44% de la vitesse de l'arbre au premier départ . . . . .	156
19.2	Modes d'interaction entre les modes de décollement tournant 12,85 et co-existant 17,85 au premier départ . . . . .	158
19.3	Fréquences principales présentes lors du premier départ en pompage . . . . .	160
19.4	Fréquences principales présentes lors du second départ en pompage . . . . .	165
20.1	Modes des interfaces R2-S2 et R3-S3 pendant la phase de débit inversé . . . . .	183
20.2	Plage de variation de $\frac{T(t)-T_\infty}{T_0-T_\infty}$ selon la valeur de h . . . . .	195
22.1	Synthèse des phénomènes principaux se produisant pendant un cycle de pompage . . . . .	214

# Introduction

## Histoire des turbomachines

Le principe de propulsion par réaction fut découvert par le mathématicien grec Héron d'Alexandrie au cours du premier siècle après Jésus Christ. Il inventa l'éolipyle, ou *boule d'Éole*, montrée sur la Fig 3. D'une chaudière hermétiquement fermée s'échappent deux tuyaux, qui alimentent une sphère. De cette sphère sortent deux autres tuyaux, diamétralement opposés et perpendiculaires à l'axe. En s'échappant de ces deux derniers tuyaux, la vapeur fait tourner la sphère sur elle-même. Utilisée à des fins de divertissement, l'éolipyle n'a pas été considérée, à l'époque, comme une façon de convertir l'énergie thermique en énergie mécanique, et a rapidement été abandonnée. De nos jours, la propulsion aéronautique repose sur ce principe.



FIGURE 3 – L'éolipyle de Héron d'Alexandrie

Mille trois cents ans plus tard, Leonard de Vinci fut le premier à soumettre l'idée d'un engin volant plus lourd que l'air. Cependant, il faut attendre Clément Ader et son premier vol contrôlé et propulsé d'un tel engin en 1890, vol controversé par la suite. Le moteur de son avion était alors un moteur à piston de 20 chevaux, pesant 51Kg, soit un rapport poids/puissance intéressant de 2,5kg/cheval. En 1903, les frères Orville et Wilbur Wright parviennent à effectuer le premier vol contrôlé de l'histoire de l'humanité. Pour comparaison, leur moteur délivrait 12 chevaux pour un poids de 75kg, soit un rapport poids/puissance bien moins intéressant que le moteur de Clément Ader.

En 1921, Maxime Guillaume dépose un brevet pour la "propulsion à réaction sur l'air". Cependant,

ce brevet ne sera jamais exploité, les développements technologiques de l'époque ne le permettant pas. En 1930, Sir Franck Whittle en Angleterre, d'une part, et Dr Hans von Ohain en Allemagne d'autre part, développent les premiers turboréacteurs. Le turboréacteur était né. Le principe est d'utiliser l'énergie des gaz d'échappement pour alimenter d'une part, une turbine qui entraîne un compresseur en amont de la chambre de combustion, et d'autre part pour obtenir de la poussée, en accélérant le fluide à travers une tuyère. La forte accélération d'une petite quantité de fluide à travers ce type de moteur est responsable d'une consommation spécifique de fuel élevée, et d'une importante émission de bruit.

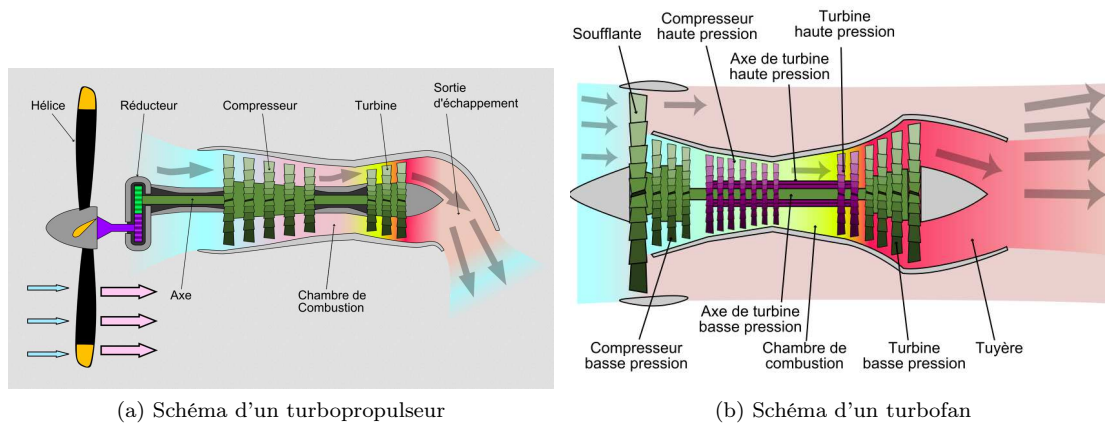


FIGURE 4 – Concept des turbopropulseurs et turbofan (source : [wikipedia](#))

Dans les années 50, la propulsion par turbopropulseur fait son apparition. Le principe de ce type de moteur est de récupérer l'énergie restante du cycle thermodynamique pour alimenter une grande hélice. Ce moteur bénéficie des avantages des turbines à gaz (rendement, bon rapport poids/puissance), mais souffre des mêmes inconvénients que les hélices des moteurs à piston : le bout de pale est la première partie de l'avion à devenir transsonique, ce qui rend d'emblée la propulsion à réaction plus adaptée pour voler à des nombres de Mach supérieurs à 0,6. De nos jours, ces moteurs sont principalement utilisés pour des avions opérant à basse vitesse, comme le transport militaire ou régional.

De 1950 à nos jours, la recherche de la performance a conduit à de grandes améliorations du turboréacteur initial. Le turboréacteur à double flux, ou turbofan, est apparu dans les années 60, et constitue une évolution importante du turboréacteur. L'écoulement arrivant dans le réacteur est divisé en deux flux. Le flux primaire fonctionne comme le turboréacteur de départ, alors que le flux d'air secondaire est accéléré par un fan caréné et n'est pas brûlé. De cette façon, un grand débit de fluide est accéléré de façon modérée, ce qui permet d'atteindre des rendements élevés en comparaison avec le réacteur simple flux. Le coefficient de dilution  $\lambda$ , qui est le rapport entre le débit secondaire et le débit primaire, permet de positionner le moteur entre un turboréacteur simple flux ( $\lambda = 0$ ) et un fan caréné pur ( $\lambda$  très grand). L'aviation civile favorise les coefficients de dilution très grand. Celui du GE-90, qui équipe l'A380, vaut environ 10. En revanche, les moteurs militaires conservent des valeurs assez faibles, pour garder un rapport poids/puissance intéressant et une certaine compacité.

Après le premier choc pétrolier dans les années 70, un premier concept de turboréacteur non caréné a fait son apparition. En effet, à partir d'un certain point, le rendement gagné par un taux de dilution plus élevé était presque totalement contrebalancé par la masse accrue de la nacelle, et sa trainée. La perspective d'une forte augmentation du taux de dilution par suppression du carénage a été l'idée qui a fait émerger le concept du CROR (Contra-Rotative Open Rotors), envisagé actuellement comme une possibilité pour motoriser les avions de demain.

## Contexte général

Depuis l'apparition des premiers avions, au début du  $XX^{eme}$  siècle, le transport aérien a révolutionné la société, aussi bien d'un point de vue social qu'économique, en permettant le transport rapide et massif de biens et de personnes. Actuellement, le IATA (International Air Transport Association) estime que la croissance du transport aérien sera de 5% par an pour les passagers et 12% par an pour les marchandises sur les 20 prochaines années. Cette forte croissance n'est pas sans conséquence sur l'environnement. Les émissions de  $CO_2$  contribuent à l'effet de serre et au réchauffement de la planète, alors que les oxydes d'azote, ou  $NOx$ , non seulement nuisibles pour la santé, interviennent dans la formation d'ozone troposphérique et augmente de cette façon l'effet de serre. Enfin, les zones aéroportuaires souffrent de l'important bruit émis par les avions.

Les acteurs de la recherche aéronautique en Europe se sont fixés des objectifs ambitieux pour 2020, par le biais de l'ACARE (Advisory Council for Aeronautics Research in Europe). L'objectif est de réduire de 50% les émissions de  $CO_2$  par kilomètre-passager et la consommation de kérosène, de 80% les émissions de  $NOx$  et de 30dB les émissions de bruit perceptible. Les motoristes se sont alors fixés leurs propres objectifs, conciliés dans les *engine level targets*. Il leur incombe de réduire les émissions de  $CO_2$  des moteurs de 20%, les émissions de  $NOx$  de 60% et le bruit de 18dB. En 2008, l'aviation civile était responsable de l'émission de 666 millions de tonnes de  $CO_2$ , soit environ 2% du total des émissions causées par l'homme.

Depuis l'an 2000, la vision du trafic aérien a beaucoup changé, en lien avec les attentats du 11 septembre 2001, la hausse du prix du pétrole en 2008, la conscience environnementale grandissante ou encore la crise financière. En décembre 2009, les états signataires du protocole de Kyoto en 1995 se sont réunis à Copenhague, et ont décidé de diminuer de 50% les émissions totales de  $CO_2$  dans l'atmosphère d'ici 2050, afin de limiter le réchauffement climatique à un maximum de 2° par rapport à l'ère pré-industrielle. La commission ACARE a même décidé d'aller plus loin en 2010, en édictant les objectifs pour 2050 dans son rapport Flightpath 2050 : 75% de réduction de  $CO_2$  par kilomètre-passager, 90% de réduction des émissions de  $NOx$  et 65% de réduction de bruit supplémentaire.

De nombreux projets européens, dans lesquels sont impliqués les motoristes, ont vu le jour ces dernières années, afin d'atteindre ces objectifs. Le projet CLEAN SKY Joint Technology Initiative, par exemple, est un partenariat de coopération entre le public et la privé, qui doit permettre de développer les technologies nécessaires pour un "système aérien propre, innovant et concurrentiel". Le projet SESAR, ou Single European Sky ATM Research, vise à fournir à l'Europe des systèmes de gestion du trafic aérien performants. Plus au centre de l'activité des motoristes, les projets de booster VITAL (enVIronmenTALy friendly Aero engines), de compresseur haute pression NEWAC (NEW Aero Engine Core Concepts), de SILENCER pour la réduction du bruit, ou encore de CROR (Contra-Rotative Open Rotors) sont autant de façons de participer à l'effort général nécessaire.

## Enjeux de l'étude des phénomènes instables dans les compresseurs

Parmi tous les composants d'un moteur, le compresseur demeure une partie critique. En effet, une performance insuffisante de celui-ci peut entraîner des conséquences importantes en chaîne :

- Une augmentation de la consommation spécifique du moteur : une diminution de 1% du rendement du compresseur peut entraîner une hausse de 0,5% à 0,8% de cette consommation spécifique ;
- Une réduction de la plage d'opérabilité du moteur ;
- Une diminution de la durée de vie des pièces du moteur ;
- Une augmentation de la fréquence des visites périodiques ;
- Globalement, un avion moins disponible, et des coûts accrus.

Deux voies d'amélioration des compresseurs existent pour diminuer la consommation de carburant du moteur. Le premier levier consiste à utiliser l'approche dite de *compact design*, ou conception compacte. Le compresseur représentant environ 40% de la masse du moteur, tout gain de masse réalisé peut avoir un impact important. La conception compacte d'un compresseur suppose la réduction du nombre d'étage, et la diminution des distances inter-roues, ce qui résulte en des aubages plus chargés aérodynamiquement, et des interactions accrues entre les roues. La seconde approche consiste à améliorer la marge de

sécurité, afin d'améliorer le rendement du moteur et diminuer sa sensibilité aux distorsions amont et changement brusques de point de fonctionnement. L'amélioration de la marge de sécurité passe par une meilleure connaissance des phénomènes pouvant se produire pendant les phases de vol à risque pour les moteurs. Pendant le décollage, par exemple, où les aubes du compresseur sont très chargées, où en cas d'ingestion d'oiseau, qui entraîne une forte distorsion de l'écoulement en entrée, des instabilités comme le décollement tournant ou le pompage peuvent se produire. Ces phénomènes très dangereux pour le moteur ne sont pas très bien compris ni décrits. La compréhension fine de ces phénomènes, de leurs pré-curseurs et de leurs conséquences sur la fatigue des aubages est très importantes pour les motoristes, qui, aujourd'hui, sur-dimensionnent leurs moteurs pour garder de la marge de sécurité et éviter ces instabilités.

Les motoristes doivent garantir une plage d'opérabilité précise et aussi optimale que possible aux aviateurs. Cette plage d'opérabilité est limitée par les phénomènes instables évoqués précédemment, qui la bornent à faible débit. Par conséquent, il est important de mieux connaître les phénomènes caractéristiques des zones de fonctionnement à risque. De nos jours, deux approches complémentaires co-existent pour mieux connaître les compresseurs : l'approche expérimentale, et l'approche numérique. Chaque approche a ses avantages et ses inconvénients. La simulation numérique, ou *CFD* (Computational Fluid Dynamics), qui connaît un bel essor depuis une vingtaine d'année avec l'amélioration rapide des moyens de calcul, est aujourd'hui un outil incontournable pour comprendre l'écoulement dans un compresseur, et améliorer les connaissances des instabilités comme le décollement tournant et le pompage.

## Contexte et objectifs de cette étude

Afin de mieux comprendre les phénomènes qui se produisent dans un compresseur en situation de pompage profond, la simulation numérique instationnaire du phénomène a été réalisée dans le compresseur de recherche CREATE, étudié expérimentalement au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'École Centrale de Lyon. Le cycle de pompage ainsi simulé sera comparé aux cycles obtenus expérimentalement afin de vérifier la qualité de la simulation, et son étude permettra d'avoir une idée beaucoup plus précise des phénomènes aérodynamiques propres à chaque phase du cycle. Cette simulation numérique a également vocation à devenir un cas-test de référence pour la validation des modèles de pompage développés et à venir.

Cette thèse est réalisée dans le cadre d'une convention CIFRE au département CFD du CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique) à Toulouse, en collaboration avec Snecma à Villaroche (77) et le groupe turbomachines du LMFA à Lyon. Les essais portant sur CREATE à Lyon ont permis, depuis le début des années 2000, d'alimenter une base de données importantes sur le compresseur, et en parallèle, les simulations numériques réalisées, validées par les approches expérimentales, ont permis, en explorant différemment le compresseur, de compléter ces études.

## Organisation du mémoire

Ce mémoire s'organise autour de quatre parties principales. La première d'entre elles a pour vocation d'introduire le contexte général dans lequel s'inscrit le sujet de recherche. Le rôle des turbomachines dans la récupération d'énergie est décrit, et leur principe de fonctionnement expliqué, avant de se concentrer sur les turbomachines réceptrices, ou compresseurs. Les instabilités rencontrées dans les compresseurs sont des défis majeurs pour les fabricants de moteurs d'avion aujourd'hui, si bien que ces phénomènes sont globalement décrits et les enjeux associés sont détaillés. La fin de cette première partie se consacre donc aux instabilités de bas régime, qui privent les moteurs d'avion de leurs meilleurs points de fonctionnement en termes de rendement.

La seconde partie de ce mémoire présente toutes les méthodes et outils utilisés pour mener à bien le projet de simulation d'un cycle de pompage dans un compresseur de recherche haute pression et haute vitesse. Les méthodes de maillage sont présentées, les méthodes numériques de résolution de l'écoulement sont également explicitées. Les logiciels de calcul de modes thermo-acoustiques utilisés sont également détaillés, ainsi que plusieurs méthodes de post-traitement utilisées de façon récurrente.

Le décollement tournant est étudié dans la troisième partie, avec une attention particulière portée sur l'effet du banc d'essai sur l'écoulement et les caractéristiques du phénomène. Le compresseur est simulé à un point de fonctionnement proche-pompage, avec et sans le banc, ce qui permet de faire le point sur les modifications apportées par le banc sur l'écoulement. Les grands volumes mis en jeu par la présence du banc d'essai ont nécessité une étude thermo-acoustique de la configuration, qui est également présentée dans cette partie.

Enfin, le cycle de pompage simulé numériquement est présenté en détail dans la dernière partie. D'abord décrit et comparé globalement au cycle expérimental, il est ensuite divisé en 4 phases successives. Pour chacune d'entre elles, les phénomènes principaux sont présentés, et leur impact possible sur les aubages est explicité. Une comparaison plus fine entre les données d'essai et les données issues de la CFD est également réalisée systématiquement, avec de bons résultats.

Finalement, le mémoire se termine sur un bilan des enseignements issus de la simulation du cycle de pompage et d'un point proche pompage dans CREATE, et propose des pistes d'amélioration et des perspectives pour poursuivre l'étude. Quelques annexes sont présentées à la fin, qui fournissent de plus amples détails sur certains aspects des études proposées dans ce mémoire.





Première partie

Contexte bibliographique et  
positionnement

# Introduction

Les turbomachines permettent d'échanger de l'énergie avec le fluide qui les traverse. Leur utilisation est très répandue et leur champ d'application s'étend de la propulsion aéronautique, automobile et spatiale à la récupération d'énergie éolienne, thermique ou nucléaire, en passant par la production de gaz comprimés, l'extraction du pétrole ou encore la ventilation. Lorsque la turbomachine permet de fournir de l'énergie au fluide, elle est dite réceptrice. Les compresseurs, les ventilateurs et les pompes en sont des exemples. À l'inverse, elle est dite génératrice lorsqu'elle récupère l'énergie du fluide : éoliennes, turbines...

Une bonne compréhension des écoulements dans ces machines est nécessaire à l'amélioration de leurs performances. En particulier, le débit de fluide à travers un compresseur est borné à faible valeur par des instabilités dangereuses et potentiellement destructrices comme le pompage et le décollement tournant. Ces deux instabilités n'existent pas dans toutes les machines ; cependant, la plage de débit où sont situés les meilleurs rendements est une zone de fonctionnement proche de la limite de stabilité, comme présenté dans la section 1.2.1. Mieux connaître les mécanismes et le point d'apparition des instabilités est un enjeu de taille pour pouvoir améliorer les performances des turbomachines en toute sécurité. L'émergence des instabilités dans le compresseur peut être contrôlée par des systèmes actifs ou passifs, afin d'améliorer les performances en limite de stabilité. L'apparition des phénomènes instables est encore mal prédite par les modèles analytiques développés et améliorés depuis les années 70. Depuis les années 2000, avec l'amélioration rapide des moyens de calcul, la simulation numérique a permis d'appréhender les instabilités inhérentes aux compresseurs d'une nouvelle façon.

Cette première partie a pour objectifs de présenter les turbomachines et leur principe de fonctionnement, ainsi que les instabilités propres aux compresseurs. Les généralités sur les turbomachines font l'objet du premier chapitre. Le point central de cette thèse étant la simulation numérique d'un cycle de pompage dans un compresseur haute pression, les différentes instabilités des compresseurs sont présentées dans le second chapitre, ainsi que les méthodes classiques de contrôle de l'écoulement. Le décollement tournant et le pompage font l'objet des chapitres 3 et 4. Ces chapitres suivent tous les deux la même logique : description du phénomène physique, bilan des méthodes analytiques proposées dans la littérature pour décrire le phénomène ou prédire son apparition, et bilan critique des simulations numériques du phénomène ayant fait l'objet de publications. Le besoin s'étant fait sentir d'étudier les modes acoustiques de la configuration étudiée, un petit point sur ce phénomène physique est proposé dans la première partie du chapitre 5. De plus, les modes acoustiques tournants dans les compresseurs sont étudiés depuis quelques années, et soupçonnés d'être liés à l'émergence du décollement tournant. La seconde partie du chapitre 5 présente le phénomène et les principaux résultats trouvés dans la littérature. Enfin, le dernier chapitre positionne ce travail de thèse dans son contexte technique et industriel.

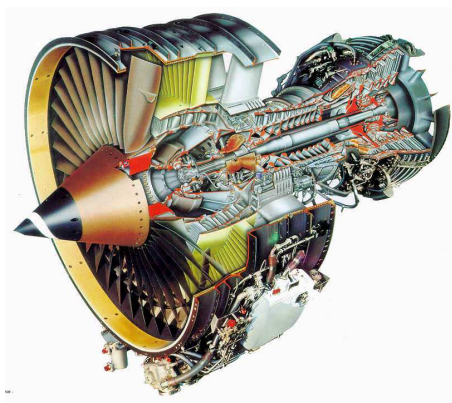
# Chapitre 1

## Introduction aux turbomachines

### Introduction

Une turbomachine est une machine de révolution munie d'une ou de plusieurs roues d'aubes mobiles et d'aubes fixes à travers lesquelles un flux continu de fluide s'écoule. Si le fluide est de l'air, les roues mobiles de la turbomachine permettent l'échange d'énergie entre les aubes et le fluide par le biais du travail des forces aérodynamiques. Les roues fixes redressent l'écoulement pour l'adapter aux roues mobiles et transforment l'énergie cinétique du fluide en énergie interne. Si le transfert de l'énergie se fait de l'aube vers le fluide, le système est dit récepteur et s'appelle un compresseur. Dans le cas contraire, il s'agit d'une turbine, qui récupère avec les aubes de rotors l'énergie cinétique du fluide, et le système est dit générateur.

Il existe deux grandes familles de turbomachines : les machines axiales et les machines radiales. Le choix de l'une ou l'autre dépend des performances voulues et des contraintes, notamment d'encombrement. Les machines axiales (Fig 1.1a), pour lesquelles le fluide entre et sort avec une vitesse globalement axiale, permettent d'avoir des débits importants mais des taux de compression modérés (de l'ordre de 1,1 à 2). Les compresseurs centrifuges, ou radiaux, (Fig 1.1b) ont une vitesse de sortie radiale et une entrée axiale. Ces machines imposent un débit limité mais offrent des taux de compression élevés, pouvant atteindre 10 ou plus.



(a) Turbomachine axiale - CFM56-7



(b) Turbomachine axiale-centrifuge - Source : [Site perso de Benoit Dubois](#)

FIGURE 1.1 – Exemples de turbomachines axiale et radiale

Ce premier chapitre présente de façon plus détaillée les turbomachines, ainsi que les notions de plage et caractéristique de fonctionnement d'un compresseur. Les notions d'aérothermodynamique, de travail et de rendement d'un compresseur axial à fluide compressible sont détaillées dans l'annexe A.

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Stabilité d'un compresseur . . . . .</b>	<b>4</b>
<b>1.2</b>	<b>Caractéristique de fonctionnement d'un compresseur . . . . .</b>	<b>4</b>
1.2.1	Localisation des instabilités . . . . .	4
1.2.2	Limite de stabilité et marge au pompage . . . . .	6

---

## 1.1 Stabilité d'un compresseur

Dans un compresseur, l'écoulement se déplace d'une zone de basse pression vers une zone de haute pression. Cet écoulement contre nature est rendu possible par les rotors qui apportent de l'énergie au fluide, lui permettant de contrer le gradient de pression adverse. Cependant, quand ce gradient de pression adverse augmente, il se peut que la machine perde sa stabilité (Greitzer et Moore [20? ]). Actuellement, les phénomènes associés à la perte de stabilité du compresseur ne sont ni bien connus ni bien prévus. Lors de la conception d'un compresseur, la notion de stabilité est déterminante, les instabilités des machines de compression étant très dangereuses car potentiellement destructrices.

La stabilité d'un compresseur est définie par la façon dont la machine de compression répond à une perturbation transitoire de son point de fonctionnement. Si le compresseur retourne à son point de fonctionnement initial, il est dit stable. Dans le cas contraire, le système est dit instable. Le développement analytique correspondant est proposé dans le chapitre 2.2 de la partie I.

## 1.2 Caractéristique de fonctionnement d'un compresseur

### 1.2.1 Localisation des instabilités

Il est nécessaire de connaître le comportement du compresseur pour des débits différents du régime nominal : on étudie alors la plage de fonctionnement ou zone d'opérabilité de la machine. Cette plage s'étend sur tous les débits stables en fonctionnement hors adaptation. La courbe caractéristique du compresseur représente le taux de compression en fonction du débit (Fig1.2).

La figure 1.2 permet de positionner les phénomènes aéro-mécaniques pouvant se produire selon le régime et la vitesse de rotation. Différents types de flottement peuvent en effet se produire, selon les conditions de pression et de débit dans le compresseur : par exemple, flottement supersonique à débit élevé, ou encore flottement de décrochage subsonique ou supersonique tout le long de la ligne de pompage. Ce type de diagramme permet de distinguer les différentes zones de fonctionnement stables et instables d'un compresseur. Pour une vitesse de rotation donnée (iso-vitesse ou iso-régime, marqué Nn sur la Fig 1.2), la plage de fonctionnement est limitée par une ligne de blocage (en anglais *choked line*) qui correspond à un débit maximal, et par une ligne de pompage (en anglais : *surge line*) qui correspond à un débit minimal :

- Quand le débit est élevé, la vitesse de l'écoulement est elle aussi élevée. Dans le cas des machines transsoniques en régime partiel ou dans les machines subsoniques, un blocage sonique se produit au col d'une des roues et explique la caractéristique verticale. Dans le cas des machines transsoniques à plein régime et des machines supersoniques, la caractéristique verticale résulte de la position du choc droit dans le canal inter-aube, qui se comporte comme une tuyère amorcée (voir Fig 1.2).
- Si le compresseur fonctionne au point nominal et que le débit diminue, l'incidence sur les pales augmente, ainsi que les pertes, ce qui diminue le rendement de la machine. En deçà d'un certain débit critique, des phénomènes instables comme le décollement tournant et le pompage peuvent apparaître. Ces instabilités sont décrites dans les chapitres 3 et 4.

Sur la figure 1.2 le point A représente un point de l'iso-vitesse nominale à débit élevé, dans la zone proche blocage. Si l'on se déplace du point A vers le point B, l'incidence augmente, de même que les

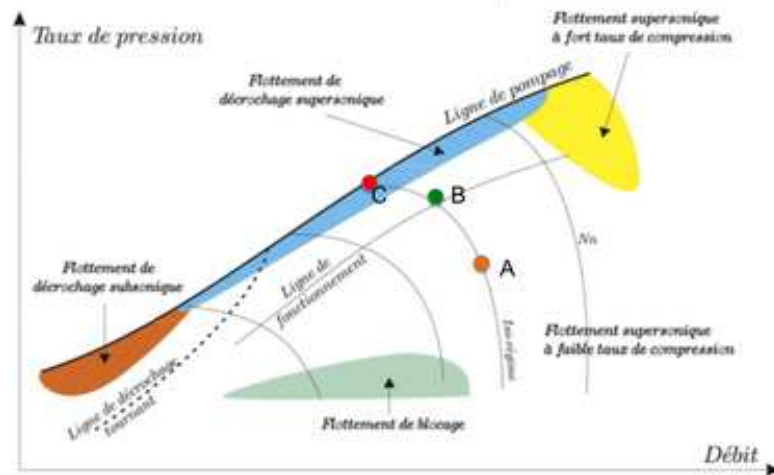
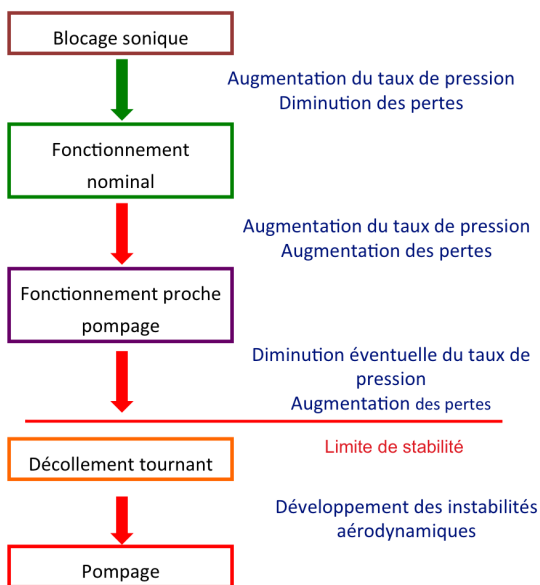
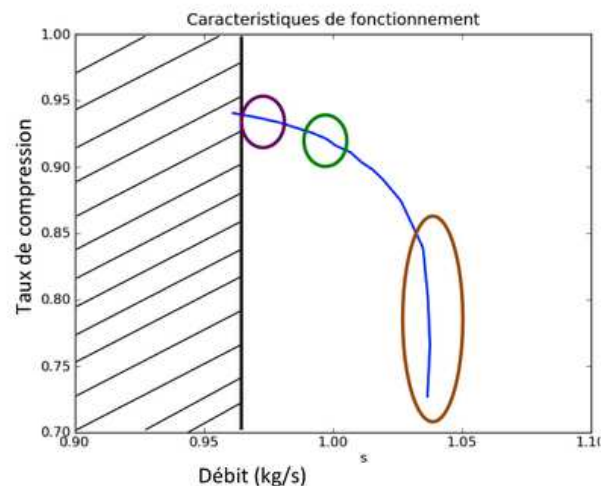


FIGURE 1.2 – Caractéristique d'un compresseur incluant les iso-vitesses de rotation et les dangers propres à chaque zone de fonctionnement

perdes et le travail via le théorème d'Euler (voir annexe A). Le taux de compression obtenu est le résultat de ces deux effets antagonistes. Le rendement passe par un maximum au point B. A partir de ce point là, le rendement chute. La machine atteint un taux de compression maximal au point C car jusqu'à ce point, l'augmentation des pertes est compensée par l'augmentation d'énergie fournie au fluide par le compresseur. Pour des débits en deçà du point C, le travail ne suffit plus à compenser les pertes et le taux de compression chute. La machine fonctionne dans une zone sujette à l'émergence d'instabilités. La figure 1.3 résume les phénomènes principaux qui se produisent dans un compresseur lorsque le débit évolue entre la zone de blocage et la zone d'instabilités de bas débit.



(a) Évolution des grandeurs physiques



(b) Déplacement correspondant sur la caractéristique Pi-débit

FIGURE 1.3 – Les différents régimes de fonctionnement d'un étage de compression

### 1.2.2 Limite de stabilité et marge au pompage

La ligne de pompage correspond à la limite au delà de laquelle le compresseur ne peut pas fonctionner en régime stable. Elle passe au voisinage du maximum de taux de pression. Le modèle suivant, volontairement simple, permet de déterminer l'équation de cette ligne de pompage. On utilise les expressions des coefficients de pression totale et de débit donnés par :

$$\psi = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2}\rho U_{max}^2} \quad (1.1)$$

$$\phi = \frac{V_x}{U_{max}} \quad (1.2)$$

$\Delta P = P_{t2} - P_{t1}$  : Différence de pression totale entre la sortie et l'entrée du compresseur

$U_{max}$  : vitesse de la tête du rotor

$V_x$  : Vitesse axiale de l'écoulement

L'écriture de la conservation du débit  $Q = \rho S V_x$  et du taux de compression en un point quelconque de la caractéristique permet d'obtenir :

$$\frac{Q}{\phi \cdot S} = \rho \cdot U_{max} \quad (1.3)$$

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right) = \frac{P_1 + \Delta P}{P_1} \quad (1.4)$$

Q : Débit traversant le compresseur

S : section d'entrée

En remplaçant  $\Delta P$  par  $\frac{1}{2}\rho U_{max}^2 \psi$  et en utilisant le fait que  $U_{max} = \frac{Q}{\rho S \phi}$  on peut écrire que :

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right) - 1 = \frac{1}{2\rho S^2 P_1} \frac{\psi}{\phi^2} Q^2 \quad (1.5)$$

On se place au point de pompage ( $s$  pour *surge*) et on écrit que  $K_s = \frac{1}{2S^2 \cdot \rho \cdot P_1} \left(\frac{\psi_s}{\phi_s^2}\right)$ . On obtient que la ligne de pompage est décrite par l'équation d'une parabole :

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s - 1 = K_s Q^2 \quad (1.6)$$

Cette parabole passe par le point (0, 1) sur la caractéristique Pi-débit (Fig 1.4), ce qui correspond à une pression d'entrée et de sortie égales à débit nul. Dans un régime de fonctionnement normal, il faut se tenir éloigné de cette ligne de pompage. Cependant, le débit minimal avant pompage est difficile à estimer et les constructeurs imposent une marge au pompage de l'ordre de 20% par rapport à la ligne de fonctionnement pour les machines axiales et 10% pour les machines centrifuges dans les turboréacteurs. Cette marge au pompage est un élément clé de la sûreté de fonctionnement. La figure 1.2 montre sur un même graphique la ligne de pompage et la ligne de fonctionnement. Pour une iso-vitesse donnée, la ligne de fonctionnement impose un taux de compression en général inférieur à celui de la ligne de pompage. Ceci montre que la marge au pompage prive la machine des meilleurs taux de compression. La marge au pompage est définie par :

$$\text{Marge au pompage} = \frac{\left(\frac{\Pi}{\dot{m}}\right)_{pompage}}{\left(\frac{\Pi}{\dot{m}}\right)_{stable}} - 1 \quad (1.7)$$

Afin de permettre à la machine de fonctionner dans des zones à fort rendement et d'augmenter les performances, il est intéressant de diminuer la marge au pompage, mais ceci nécessite une bonne connaissance des mécanismes physiques relatifs aux instabilités et à leur apparition. Les chapitres qui suivent décrivent les phénomènes instables connus dans les compresseurs.

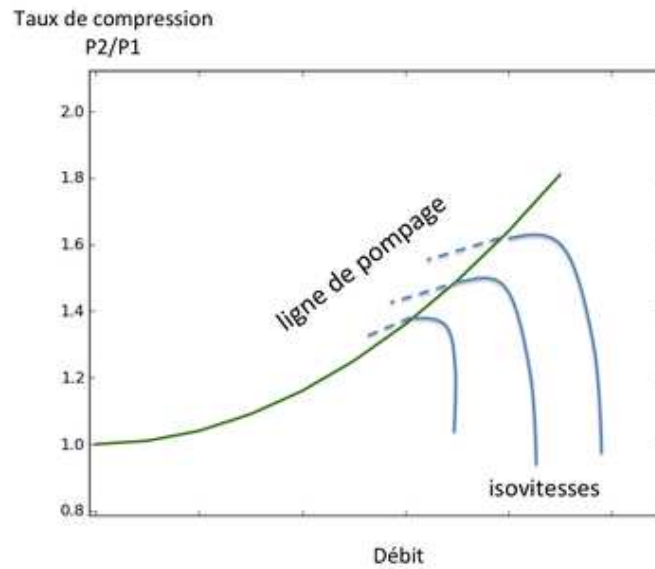


FIGURE 1.4 – Localisation de la ligne de pompage

## Conclusion

Les turbomachines connaissent de multiples utilisations dans la génération ou la récupération d'énergie. Les compresseurs, ou turbomachines génératrices, fournissent au fluide l'énergie nécessaire pour qu'il contre le gradient de pression de la machine. Ce mode de fonctionnement entraîne de fortes contraintes sur l'opérabilité de la machine, qui peut entrer dans un régime instable comme le pompage si elle n'est pas utilisée dans sa plage de fonctionnement. Le pompage étant un phénomène destructeur, les constructeurs imposent d'importantes marges pour maintenir le point de fonctionnement de la machine éloigné de la ligne de pompage. Par ce biais, la machine est généralement privée de ses meilleurs rendements. C'est pour cela que la connaissance des phénomènes instables des compresseurs constitue un enjeu important pour réduire en toute sécurité la marge au pompage.



## Chapitre 2

# Instabilités aérodynamiques dans les turbomachines

### Introduction

Depuis presque un siècle, les instabilités dans les compresseurs sont connues et étudiées. Au départ, elles sont considérées comme faisant partie du fonctionnement normal du compresseur. Ce sont Stodola [21], ingénieur suisse d'origine slovaque, et Keaton qui décrivent en premier le phénomène de pompage, en 1927 pour le premier et 1931 pour le second. En 1946, on s'aperçoit que les conduits communiquant avec le compresseur peuvent contribuer au phénomène [9].

L'approche analytique de Bidard [22, 23] a été pionnière dans le domaine du pompage. Le compresseur et son circuit récepteur sont chacun représentés par leur caractéristique ; le circuit récepteur est aussi défini par ses paramètres d'inertie et de capacité. De cette façon, le problème se ramène à la résolution d'un système de deux équations couplées. Ce modèle a permis de compléter par le calcul la courbe décrite par le point de fonctionnement pendant le pompage pour les débits stables positifs. Les débits négatifs parcourus pendant le pompage sont tracés en fonction d'une courbe de pertes de charge. Ces travaux ont été validés expérimentalement sur une machine à faible taux de compression et ont confirmé qu'à droite du maximum de pression, le compresseur est toujours stable alors qu'à gauche de ce point, le comportement dépend de l'importance relative de la capacité et de l'inertie. Une plus grande inertie par rapport à la capacité éloigne la limite de stabilité du compresseur.

Depuis les années 50, le pompage est qualifié de cyclique et l'on suppose qu'il est lié à une résonance de Helmholtz entre le volume aval du compresseur et le compresseur lui-même (voir Annexe B), qui joue le rôle de piston mobile. Cependant, en 1955, Emmons, Pearson et Grant [24] mènent une vaste étude sur le décollement tournant et le pompage, qui les pousse à utiliser une théorie de débit linéaire. Emmons est le premier à introduire le résonateur d'Helmholtz dans l'étude des instabilités du compresseur. Leur étude est cependant limitée à des perturbations de petite amplitude.

En 1958, Horlocks [25] publie un état de l'art sur les connaissances acquises sur les deux phénomènes. Greitzer propose en 1976 une théorie monodimensionnelle et non linéaire au sujet du décollement tournant et du pompage [10, 11], introduisant le facteur non linéaire  $B$  qui permet de prédire les phénomènes instables qui se produisent dans un compresseur. En 1981, Greitzer complète ses travaux de 1976 [20] et précise de façon plus détaillée le rôle du paramètre  $B$  mis en évidence précédemment. Moore présente en 1984 une analyse non-linéaire du décollement tournant [26]. En 1986, Greitzer et Moore [27, 28] proposent conjointement une théorie des transitoires post-décollement tournant dans les compresseurs axiaux, qui permet de prédire le point d'apparition des instabilités, ainsi que l'évolution de l'écoulement une fois passé le régime transitoire.

Dans les années 1990, l'hypothèse d'incompressibilité généralement admise est progressivement abandonnée. La première raison à cela est que dans le passé, les machines étudiées étaient des compresseurs

basse vitesse, se prêtant bien à l'hypothèse de bas nombre de Mach. La seconde raison tient au fait que les effets de la compressibilité sur la survenue du pompage ont été reconnus et étudiés [29–31]. A ce stade, seul le pompage est étudié, et uniquement par des approches monodimensionnelles [32].

Tauveron [13, 33, 34] a élaboré deux modèles 0D et 1D sur le phénomène de pompage en 2005, basés sur la théorie de Greitzer et validés entre autres grâce aux données expérimentales de Day [35]. L'objectif est de pouvoir établir des critères permettant de prédire quel type de pompage se produit, et d'accéder à bas coût aux performances hors point de fonctionnement du compresseur.

Avec le développement des moyens de calcul, les années 2000 verront les premières simulations aérodynamiques URANS (Équations de Navier Stokes moyennées et instationnaire, voir partie II). Une première approche du problème a pour objectif de faire des calculs aéroélastiques sur un compresseur subissant un écoulement inversé. Des corrélations visant à évaluer les caractéristiques de l'écoulement inversé (Schoenenborn [36–38]) ou des simulations NS3D (Navier Stokes en 3 dimensions) URANS du phénomène de pompage sont utilisées. Le cycle de pompage, s'il est simulé (Di Mare[14]), n'est que brièvement décrit dans ce type de publication. La seconde approche, plus récente, consiste à simuler le pompage dans le but de décrire l'écoulement pendant les phases successives du phénomène : Niazi a simulé du pompage modifié en 2000 [7], alors que Teramoto [19] et Vahdati [18] ont chacun simulé et décrit un cycle de pompage profond (2008).

Ce chapitre propose de décrire dans un premier temps les phénomènes instationnaires qui existent naturellement dans le compresseur et leur impact sur la stabilité. Une approche analytique est ensuite proposée, qui permet de prédire la réaction du compresseur à une petite perturbation selon le point de fonctionnement. Cette étude permet de mettre en évidence des zones stables et des zones instables sur la caractéristique. Enfin, le décollement tournant et le pompage sont deux instabilités qui ont fait l'objet de nombreuses études ces 50 dernières années. Il a été choisi de les évoquer brièvement dans ce chapitre qui porte sur les instabilités, et de leur consacrer ensuite à chacune un chapitre (chapitres 3 et 4). Enfin, les précurseurs aux instabilités sont présentés, ainsi que les méthodes classiques de contrôle de l'écoulement.

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Phénomènes instationnaires dans les compresseurs</b>	<b>9</b>
2.1.1	Changement de régime moteur	10
2.1.2	Interaction Rotor - Stator	10
2.1.2.1	Les effets potentiels	11
2.1.2.2	Les interactions de sillages	11
2.1.3	Écoulement en tête de rotor	12
2.1.3.1	Écoulement de jeu	12
2.1.3.2	Tourbillon de jeu	13
2.1.3.3	Écoulement en tête de rotor en régime proche pompage	13
<b>2.2</b>	<b>Réponse d'un compresseur à une petite perturbation</b>	<b>14</b>
<b>2.3</b>	<b>Le décollement tournant</b>	<b>15</b>
<b>2.4</b>	<b>Le pompage</b>	<b>16</b>
<b>2.5</b>	<b>Précurseurs et contrôle</b>	<b>16</b>
2.5.1	Les phénomènes précurseurs des instabilités	16
2.5.1.1	Les deux types de précurseurs	16
2.5.1.2	Critères d'apparition des précurseurs et des instabilités	16
2.5.2	Contrôle actif et passif des instabilités	18
2.5.2.1	Le contrôle passif	19
2.5.2.2	Le contrôle actif	20

## 2.1 Phénomènes instationnaires dans les compresseurs

Les instationnarités des turbomachines ont été classifiées par Hodson [39] (figure 2.1).

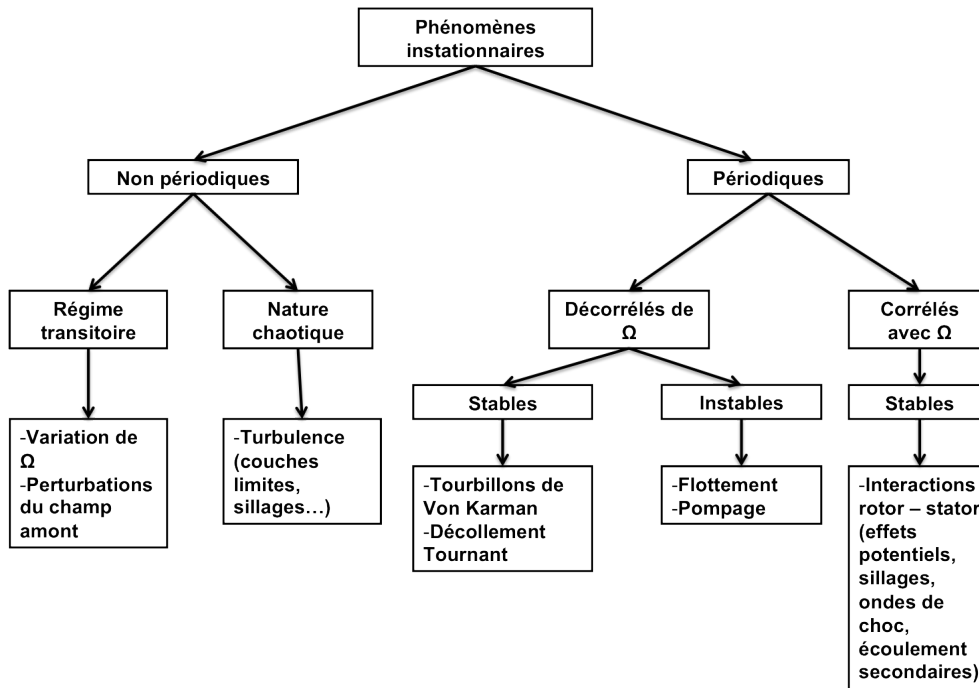


FIGURE 2.1 – Classifications des instabilités dans un compresseurs. Inspiré de Callot [1]

Les instationnarités propres aux compresseurs se divisent en deux grands groupes : les instationnarités périodiques et les apériodiques. Les instationnarités non-périodiques sont plutôt liées à la turbulence et aux changements de régime ; elles ne sont pas abordées dans ce mémoire. Les phénomènes périodiques peuvent être stables, comme les interactions rotor-stator, ou instables, à l’instar du décollement tournant et du pompage. De nombreuses études ont été menées ces dernières années à ce sujet car il est important de bien connaître ces différents phénomènes et leur impact sur la stabilité du compresseur [7, 16, 18, 19, 33, 40–47].

Les interactions rotor - stator et les variations de régime sont des instationnarités qui se produisent systématiquement, au moins de façon transitoire, lors du fonctionnement de la machine. Ces instationnarités stables et périodiques ont un impact important sur l’écoulement. Le décollement tournant et le pompage, décorrélés de la vitesse de rotation, sont deux instationnarités instables, qui contraignent fortement la plage de fonctionnement autorisée du compresseur [48].

### 2.1.1 Changement de régime moteur

Le changement de régime moteur, qui se traduit par la variation de la vitesse de rotation  $\Omega$ , est un exemple d’instationnarité non périodique qu’il faut prendre en compte lors de la conception du compresseur car un simple régime transitoire peut mettre en péril la stabilité de la machine. Une montée en régime est généralement limitée par une butée d’accélération, qui empêche le compresseur de passer par une zone instable pour rejoindre le nouveau point de fonctionnement.

### 2.1.2 Interaction Rotor - Stator

Les interactions rotor - stator sont des phénomènes périodiques corrélés à la vitesse de rotation de la machine. Ils influencent la physique de l’écoulement, les performances et la stabilité (He [40], Courtiade[16]). Les effets potentiels et les interactions de sillage sont deux phénomènes facilement observables, ils sont décrits succinctement ici.

### 2.1.2.1 Les effets potentiels

Les effets potentiels sont des structures créées par les aubes, assimilées à des forces de pression. Les effets induits se propagent sous forme d'onde de pression vers l'amont (en écoulement subsonique) et vers l'aval. Greitzer a suggéré que l'atténuation axiale  $D(x)$  de l'intensité des effets potentiels peut être estimée en fonction du nombre de Mach local de l'écoulement  $M$ , de la distance par rapport à la source potentielle  $x$  et du pas inter-aube  $\theta_g$  par :

$$D(x) = \exp\left(-2\pi\sqrt{1-M^2}\frac{x}{\theta_g}\right) \quad (2.1)$$

Si le pas inter-aube diminue, i.e le nombre d'aubes augmente, l'effet potentiel tend à augmenter. Si la distance inter-aubes est suffisamment importante, de l'ordre de  $x/\theta_g > 30\%$ , l'effet potentiel est rapidement amorti dans une machine de compression subsonique. Les forces de pression exercées par une roue sur la roue adjacente peuvent entraîner un déficit de vitesse de l'ordre de 10% (Sentker et Riess [49]). En revanche, dans les machines transsoniques, le nombre de Mach est proche de 1 et les effets potentiels, peu amortis, peuvent être ressentis loin de la source. Enfin, les travaux de Hodson [50], Giles [51] et Korakianitis [52] montrent que les effets potentiels sont d'un ordre de grandeur inférieur à celui des interactions de type sillage.

### 2.1.2.2 Les interactions de sillages

Les sillages sont engendrés par les effets visqueux des couches limites autour des aubes. Dans un compresseur, cette zone de l'écoulement est caractérisée par une température et un taux de turbulence plus élevés, ainsi qu'une vitesse plus faible. L'entropie y est également plus élevée. Les sillages sont entraînés par l'écoulement vers l'aval. Les effets de sillage interagissent essentiellement avec l'aval de l'écoulement, contrairement aux effets potentiels.

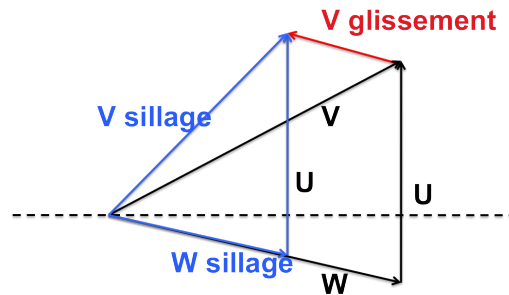


FIGURE 2.2 – Vitesse de glissement dans un sillage

Les sillages issus de la roue fixe amont sont découpés par la roue mobile qu'ils traversent ensuite, comme le montre la figure 2.3. L'entropie contenue dans le sillage s'agglomère au bord de fuite de l'aubage, ce qui épaissit le sillage des aubes en aval (Fig 2.3b).

Les travaux d'Oliveira [54] montrent deux types d'effets par des calculs en 2D, puis 3D. Les calculs Euler 2D réalisés dans le compresseur ECL4 montrent qu'il existe un transport instationnaire vers l'intrados dans le sillage et vers l'extrados hors sillage. De ce mécanisme résultent deux tourbillons contra-rotatifs par sillage. Cependant, les calculs Euler 3D ont montré qu'en tri-dimensionnel, le transport vers l'extrados hors sillage n'existe plus nécessairement et que par conséquent, les tourbillons du plan aube-à-aube n'existent plus forcément non plus. Ceci s'explique par l'existence, en tri-dimensionnel, d'un mécanisme de convection radiale, qui transporte le sillage radialement et dont l'intensité est au moins aussi grande

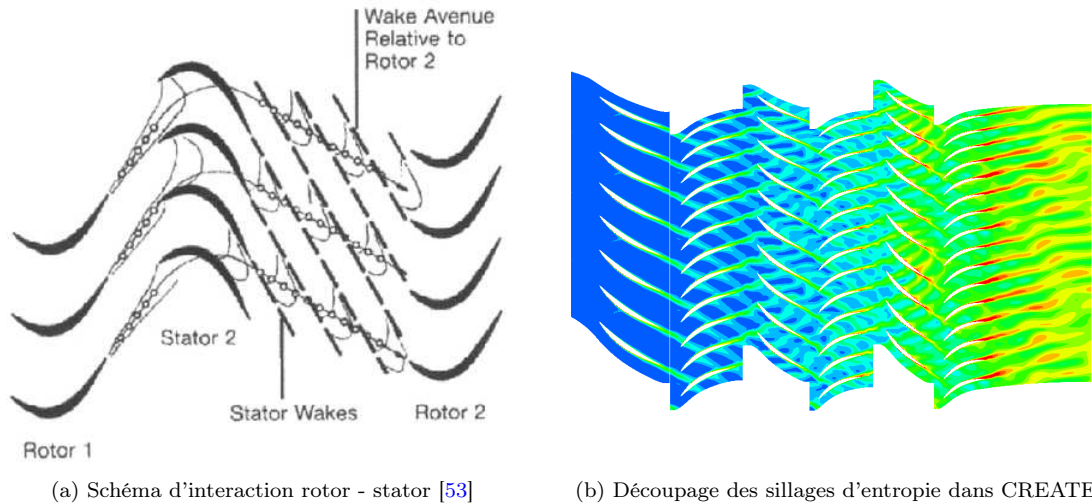


FIGURE 2.3 – Découpage du sillage par la roue aval - illustration de l'interaction rotor-stator

que celle du premier mécanisme. En effet, l'intensité du mécanisme de transport dans le plan aube-à-aube est proportionnel au déficit de vitesse du sillage, alors que l'intensité du mécanisme de transport radial est fonction du gradient de pression suivant le rayon. Il peut arriver que le premier mécanisme soit prédominant, pour de forts déficits de vitesse.

Par conséquent, en lien avec le déficit de vitesse dans le sillage, il existe une vitesse de glissement qui transporte les sillages vers l'intrados de l'aube aval dans un compresseur (Fig. 2.2) et l'extrados dans une turbine. De plus, le défilement des sillages sur une aube a deux effets antagonistes. D'une part, cela génère une augmentation du travail utile par la vitesse tangentielle plus importante (théorème d'Euler, annexe A, Fig2.2). Cependant, l'angle d'incidence s'écartant de l'angle optimal, les interactions de sillage entraînent également une augmentation des pertes de charge sur les aubages.

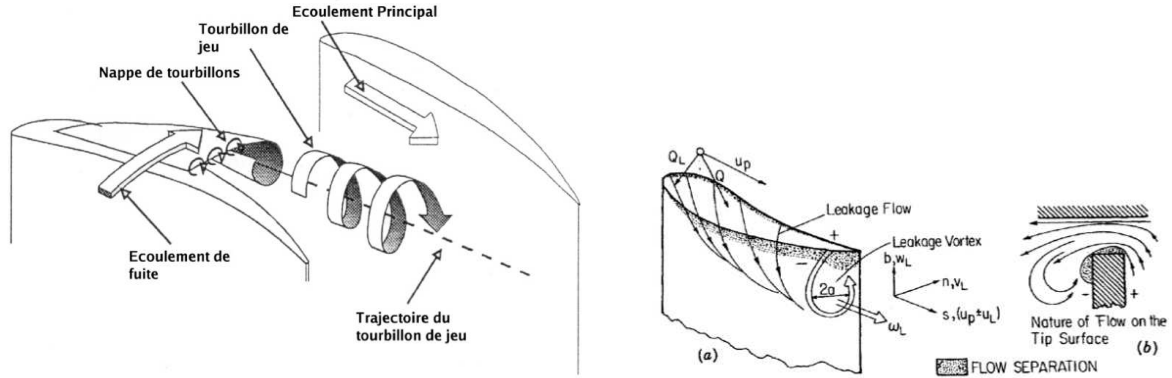
### 2.1.3 Écoulement en tête de rotor

#### 2.1.3.1 Écoulement de jeu

En tête de roue mobile il existe un espace libre entre le bout de pale et le carter, afin de laisser de la place à l'aube qui se dilate, principalement sous l'effet de la force centrifuge et en second lieu sous l'effet de la chaleur. Le jeu radial sépare deux zones aux caractéristiques différentes : l'intrados, en surpression, et l'extrados, en dépression. L'écoulement se trouvant dans cette région a donc tendance à se déplacer de l'intrados vers l'extrados en empruntant le passage en tête de rotor. C'est ce que l'on appelle l'écoulement de jeu. Ce phénomène correspond à un effet technologique qu'il n'est pas envisageable de supprimer aujourd'hui. On pourrait en effet imaginer l'ajout d'un talon en tête de chaque pale, comme dans les turbines basse pression, mais cela n'est pas intéressant au regard du critère de la masse.

Le parcours de l'écoulement de jeu peut être expliqué ainsi (Fig. 2.4a) : tout d'abord l'écoulement est accéléré côté intrados au niveau de l'arête de la tête d'aube. Les lignes de courant convergent alors vers la zone comprise entre la tête d'aube et le carter, ce qui entraîne une chute de pression statique par un phénomène purement potentiel. Le fluide peut décoller sur l'arête en surpression, en s'accompagnant d'une pression statique presque constante. L'écoulement peut recoller si le rapport de la taille du jeu  $\tau$  sur l'épaisseur de la tête d'aube  $e$  est suffisamment petit. Lors du recollement, une brusque augmentation de la pression statique se produit. Ce phénomène se produit surtout en turbine ; dans le cas des compresseurs, le rapport  $\tau/e$  est souvent trop élevé.

Le débit passant à travers le jeu radial peut être évalué pour un fluide incompressible et non visqueux



(a) Structure de l'écoulement de jeu en tête de rotor (reproduit de [53])

(b) Écoulement de jeu [8]

FIGURE 2.4 – Structure de l'écoulements de jeu de tête de rotor

par la formule de Lakshminarayana[8], en faisant l'hypothèse d'une pression totale constante :

$$Q_{jeu} = \sqrt{\frac{2(P_{si} - P_{se})}{\rho}} = \rho \|\mathbf{V}\| c\tau \quad (2.2)$$

ou  $\tau$  est la hauteur du jeu radial et  $c$  la corde de la tête d'aube. Le débit est donc gouverné par la différence de pression statique entre l'intrados et l'extrados, mais aussi par la hauteur de jeu radial selon la formulation employée.

La direction du jet issu du jeu radial est presque perpendiculaire à l'extrados (*jet in cross flow*), et donc transverse à la direction de l'écoulement principal. Le processus de mélange qui en résulte est à l'origine de fortes pertes de pression totale et de production d'entropie. Ceci explique pourquoi les jeux radiaux entraînent une diminution du travail de la machine. De nombreuses études à la fois numériques et expérimentales montrent qu'un jeu radial augmenté (vieillessement de la machine par exemple) entraîne des pertes de performance, notamment en termes de plage de fonctionnement et de marge au pompage (Thompson et al. [55], Beheshti et al. [56], Nezym [57], Buffaz et Trébinjac [58], Gourdain *et al* [59]).

### 2.1.3.2 Tourbillon de jeu

Au niveau du jeu radial en tête d'aube, une partie de l'écoulement de fuite s'enroule sur lui même pour former les tourbillons de jeu. Ces tourbillons tournent sur eux mêmes dans le sens opposé à la vitesse de rotation de la machine. Ce phénomène se produit au niveau du bord d'attaque de l'aube, là où la pression statique est minimale du côté de l'extrados (Storer [60]). Alors que ce tourbillon de jeu est convecté à travers le canal inter-aube vers l'intrados de l'aube suivante, son diamètre augmente.

### 2.1.3.3 Écoulement en tête de rotor en régime proche pompage

Lorsque le débit de l'écoulement principal diminue, la charge des aubes augmente. Plus l'aube est chargée, plus la différence de pression entre l'intrados et l'extrados augmente, et ainsi plus le débit et la quantité de mouvement de l'écoulement de jeu augmente. *A contrario*, la quantité de mouvement de l'écoulement principal diminue. Cette nouvelle répartition des quantités de mouvement entraîne une modification de l'interface entre l'écoulement principal et l'écoulement secondaire en la redressant au niveau du bord d'attaque (Koch [61]). Du blocage aérodynamique survient dans la région du bord d'attaque et l'écoulement en entrée est alors en sur-incidence. Le jeu radial a un rôle déstabilisant important dans la zone de fonctionnement proche pompage.

## 2.2 Réponse d'un compresseur à une petite perturbation

La notion de stabilité d'un compresseur a été abordée dans le chapitre 1.1. Cette partie propose de calculer la réponse d'un compresseur à une petite perturbation de pression, afin de mettre en évidence les zones stables et instables de la caractéristique de fonctionnement.

Sur la caractéristique de fonctionnement de la figure 2.5, on considère un compresseur fonctionnant sur l'un des points marqués (de A à D). A correspond à un point stable, B un point en limite de stabilité, C et D à des points instables mais ayant des caractéristiques de pression et de débit différentes. On fait subir une petite perturbation  $p_r$  à la pression régnant dans le compresseur.

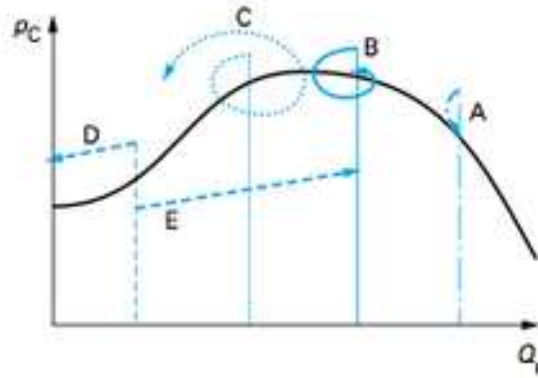


FIGURE 2.5 – Réponse du compresseur à une perturbation de pression  $p_r$  [2]

Pugnet [2] a démontré que les équations régissant le débit et le taux de compression dans un compresseur auquel on fait subir une petite perturbation en pression  $p_r$  peuvent s'écrire sous la forme :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} Q \\ P_t \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \alpha K_1 & -K_1 \\ K_2 & -K_2 K_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q \\ P_t \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} Q \\ P_t \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

$Q$  : Débit traversant le compresseur

$P_t$  : Pression totale

$\alpha, K_1, K_2, K_3$  : constantes

Cette équation se résout par une approche valeurs propres - vecteurs propres dont la solution donne deux valeurs propres  $r_1$  et  $r_2$  telles que :

$$r_i = \frac{\alpha K_1 - K_2 K_3 \pm \sqrt{\Delta}}{2} \quad (2.4a)$$

$$\Delta = (K_2 K_3 + \alpha K_1)^2 - 4K_1 K_2 \quad (2.4b)$$

Dans les équations obtenues,  $\alpha$  est la pente de la caractéristique,  $K_2$  et  $K_3$  sont des constantes positives.  $K_1$  dépend des conditions initiales choisies. Pugnet propose de prendre des valeurs numériques pour résoudre le système. Les valeurs propres dépendent du signe de  $\Delta$  :

- S'il est négatif, les valeurs propres sont complexes et la solution oscillatoire. Il y a de l'amortissement seulement si la partie réelle des solutions est négative, soit  $\xi = (\alpha K_1 - K_2 K_3) / 2 < 0$  ;
- Si  $\Delta$  est positif, la solution est apériodique, les  $r_i$  étant purement réels, et le système est stable si la plus grande des valeurs propres est négative, soit  $\xi = (\alpha K_1 - K_2 K_3 + \sqrt{\Delta}) / 2 < 0$ .

Chaque trajectoire est caractérisée par la perturbation initiale, suivie de la réponse du système à la perturbation. Quatre possibilités existent :

- Le point A réagit à une perturbation en revenant à son point de départ de façon aperiodique et stable ;
- Le point B est un point de fonctionnement stable et oscillant. En effet, ce point est proche de la limite de stabilité mais demeure en deçà du point de taux de compression maximal ;
- Le point C est au delà de la limite de stabilité, il correspond au cas où l'on a une solution oscillatoire instable qui mène au pompage ;
- Les points D et E sont situés dans des zones où la partie réelle est très positive, les réponses sont donc brutales et les trajectoires sont aperiodiques et instables. Ces perturbations mènent au pompage.

Enfin, au voisinage du maximum du taux de compression de la caractéristique, un régime oscillatoire stable est possible sur une petite plage de débit. Cela correspond à la région où peut se déclencher le décollement tournant. La conclusion de ce modèle est proche du modèle de Greitzer [10, 11], décrit dans le chapitre 3.

## 2.3 Le décollement tournant

Le décollement tournant (ou décrochage tournant, en anglais *rotating stall*) est une instabilité tridimensionnelle du compresseur, caractérisée par une ou plusieurs cellules de fluide décollé tournant à vitesse inférieure ou égale à celle du rotor (généralement 30 à 80% de  $\Omega$ , décrit par Day [62]). Susceptible de se produire dans n'importe quelle turbomachine [63], le décollement tournant est souvent précurseur du pompage dans les machines multi-étagées (Riess [64]), ce qui explique qu'il soit très étudié [18, 42, 43, 47, 65, 66]. La figure 2.6 montre un exemple de décollement tournant dans le troisième étage de la machine CREATE.

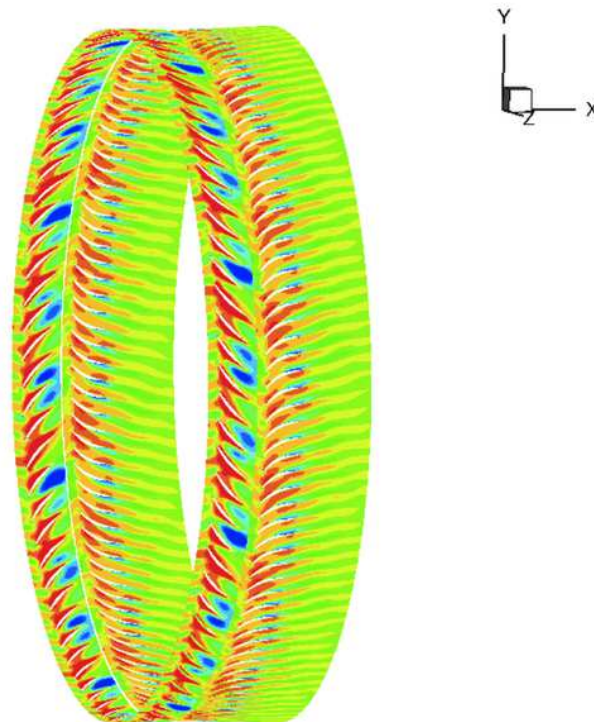


FIGURE 2.6 – Phénomène de décollement tournant à 24 cellules [3] dans le compresseur CREATE [4] - Visualisation de la vitesse axiale positive à mi hauteur de veine

Une fois le décollement tournant établi, le phénomène possède une grande hystérésis, et les pertes sont importantes (Moore [67]). Le fonctionnement de la machine est lourdement pénalisé. De plus, il



peut y avoir une résonance avec les fréquences de vibration des aubages, ce qui entraîne de la fatigue, et à terme une réduction de durée de vie. Le phénomène de décollement tournant présente une grande variabilité selon la machine étudiée, tant en termes de configuration spatiale des cellules que d'évolution entre le régime sain et le régime décollé. Le type de machine étudiée (centrifuge ou axiale) intervient également. Ce phénomène est plus amplement détaillé dans le chapitre 3, qui lui est consacré.

## 2.4 Le pompage

Dans un compresseur, le fluide se déplace des zones de basse pression vers les zones de haute pression grâce aux aubes du rotor qui fournissent au fluide l'énergie nécessaire pour contrer le gradient de pression. Cependant, il peut arriver que la pression en sortie du compresseur devienne trop élevée et que la machine ne fournisse plus assez de travail au fluide. Le point de fonctionnement de la machine traverse la ligne de pompage et il se développe une onde axiale énergétique de basse fréquence (1 à 100Hz), qui se déplace de l'aval à l'amont de la machine. C'est le phénomène de pompage. Lors d'un tel régime, le débit oscille, parfois jusqu'à s'inverser totalement. On parle dans ce cas de pompage profond. Ce phénomène est dangereux pour les aubages, et possède une forte hystérésis. Il est plus amplement détaillé dans le chapitre 4, qui lui est consacré.

## 2.5 Précurseurs et contrôle

La limite de stabilité d'une machine étant difficile à prévoir, il est nécessaire de prévoir des systèmes prévenant l'apparition des instabilités. Les motoristes utilisent deux approches :

- Une marge au pompage importante, qui consiste à faire fonctionner la machine à bonne distance de la limite de stabilité. Cette mesure restreint la plage de fonctionnement et éloigne de la ligne de rendement et taux de compression maximaux ;
- La mise en place de systèmes capables de détecter et contrôler l'apparition des instabilités.

### 2.5.1 Les phénomènes précurseurs des instabilités

#### 2.5.1.1 Les deux types de précurseurs

Les précurseurs aux instabilités ont été beaucoup étudiés (Spakovszky [17], Inoue [68], Niazi [7], Garnier [69], Escuret [70], Vo [71, 72], Nishioka [73], Gourdain [43], Bianchi [74, 75]) car il est nécessaire de bien les connaître pour pouvoir les détecter et les utiliser pour contrôler la stabilité de la machine. La difficulté de leur détection tient au fait qu'il faut déceler une petite instabilité dans un environnement bruyé.

Les précurseurs aux instabilités sont des structures instationnaires transitoires qui précèdent le déclenchement du décollement tournant et du pompage, leur émergence se produisant de quelques rotations à quelques centaines de rotations avant le déclenchement de l'instabilité. Deux types de précurseurs ont été recensés :

- Les précurseurs de type *spike*, qui sont des phénomènes de faible longueur d'onde caractéristiques des machines axiales à grande vitesse [68] (Fig. 2.7).
- Les précurseurs de type *modal*, caractérisés par une grande longueur d'onde et une faible amplitude. Ils se produisent plutôt dans les machines axiales basse vitesse [35] (Fig. 2.8).

#### 2.5.1.2 Critères d'apparition des précurseurs et des instabilités

**2.5.1.2.1 Précurseur de type *spike*** Certains précurseurs de type *spike* se déplacent dans le sens opposé à celui du rotor ; dans les machines axiales où l'espace inter roue est très faible, seules des perturbations de faible longueur d'onde peuvent se développer. Spakovszky[17] propose un critère pour prévoir l'apparition de ce type de structure :

$$\frac{\Delta x}{R} > \frac{\pi}{n^2} \frac{1}{\tan \alpha} \quad (2.5)$$

$\Delta x$  : Espace entre le rotor et le stator

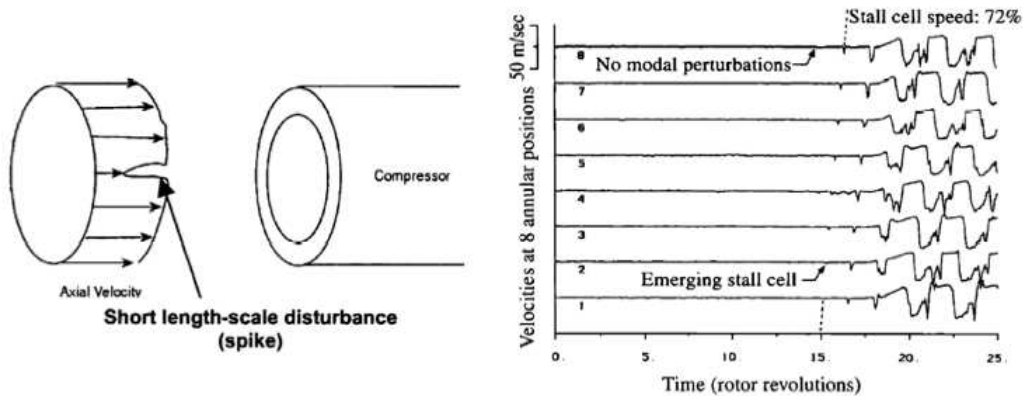


FIGURE 2.7 – Identification des *spikes* et relevé expérimental de la vitesse axiale par fils chauds (Day [5])

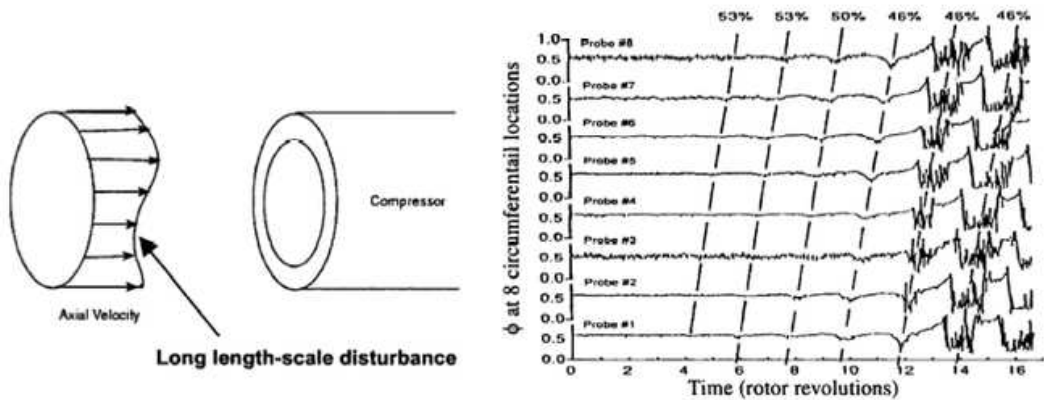


FIGURE 2.8 – Identification d'ondes modales et relevé expérimental de la vitesse axiale par fils chauds (Day [5])

$R$  : Rayon

$n$  :  $n$ -ième harmonique de la fréquence *spike*

$\alpha$  : Angle absolu de l'écoulement en sortie de rotor

**2.5.1.2.2 Instabilités** Crook et Hoying ont mis en évidence que les premières instabilités ont tendance à apparaître en tête d'aube à cause des jeux radiaux qui induisent des écoulements secondaires déstabilisants [76, 77]. De simples mesures de pression au carter peuvent permettre de prédire l'apparition des instabilités. Ce résultat est confirmé par Inoue [78], qui a mis en évidence l'effet important de la taille du jeu sur le phénomène de décollement tournant.

De nombreuses études se sont attachées à relier l'apparition de ces phénomènes instables avec celle des instabilités. Vo [71] propose un critère reliant le phénomène de type *spike* en tête d'aube avec l'entrée en régime instable. Ce précurseur *spike* apparaît lorsque la pente de la caractéristique est négative (Camp et Day [79]) et lorsque les deux phénomènes décrits ci-après surviennent :

- Le premier phénomène est l'écoulement de retour issu du jeu en tête de rotor, qui vient impacter l'intrados de l'aube adjacente (Fig. 2.9a) ;
- Le second phénomène est caractérisé par la déviation de l'écoulement de jeu d'un canal en amont du bord d'attaque de l'aube adjacente (Fig. 2.9b). L'interface entre les écoulements de jeu et issu

du canal amont devient parallèle au plan formé par les bords d'attaques des aubes.

Ces phénomènes touchent généralement 2 à 3 canaux simultanément [71] et peuvent apparaître à des débits différents; c'est le cas quand le plus bas des deux débits est atteint, et l'entrée en régime instable est effective.

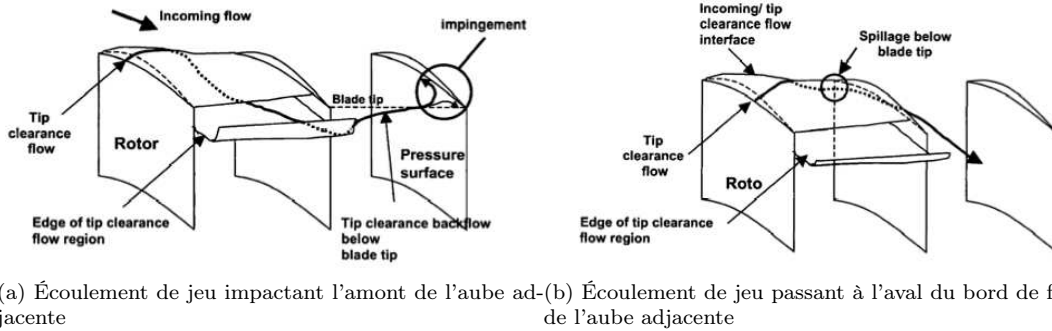


FIGURE 2.9 – Écoulements de jeu

Les précurseurs de type *modal* se produisent quand la pente de la caractéristique tend à s'aplanir avant l'apparition des deux phénomènes physiques décrits ci-dessus.

Les jeux en tête de rotor ayant un rôle déstabilisant sur l'écoulement d'un compresseur, les techniques de contrôle passif ou actif se concentrent essentiellement sur ce phénomène. La mesure de certaines grandeurs de l'écoulement à cet endroit peut servir pour évaluer la marge au pompage [80], et les techniques de contrôle actif agissent sur l'écoulement en tête de rotor pour contrôler la machine et repousser la limite de stabilité vers des débits plus faibles.

### 2.5.2 Contrôle actif et passif des instabilités

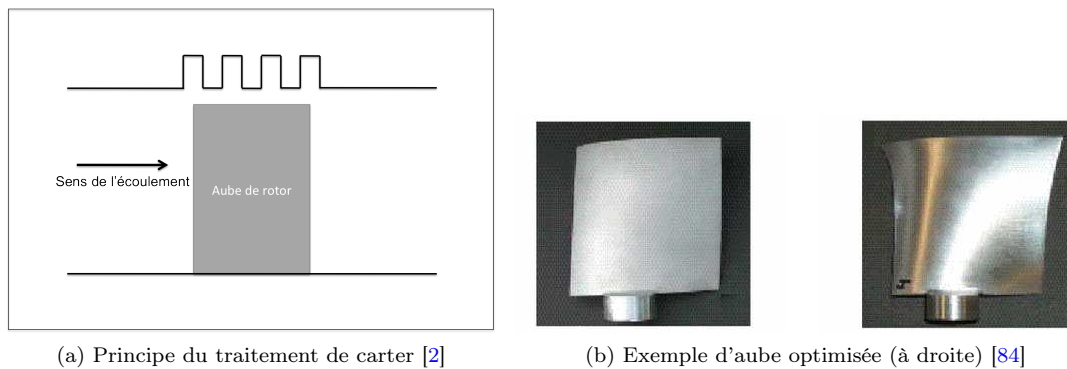
Le contrôle actif et passif du pompage s'est développé par besoin de s'approcher en toute sécurité au plus près de la ligne de pompage pour améliorer les performances des compresseurs. Il y a trois façons de s'approcher de la ligne de pompage tout en conservant la marge de sécurité :

- L'évitement du décollement tournant et du pompage : utilisées depuis longtemps dans l'industrie, les techniques d'évitement sont basées sur un système qui empêche le compresseur de passer du côté gauche de la ligne de pompage. A partir de corrélations basées sur des rapports de pression, des débits ou des combinaisons de ces deux données, la ligne de pompage peut être localisée et le pompage évité. Par exemple, Liu [80] s'est basé sur les caractéristiques de l'écoulement en tête de rotor pour évaluer la marge au pompage.
- La détection puis l'évitement : Cette technique consiste en premier lieu à détecter les instabilités en comparant les valeurs de certaines grandeurs en entrée ou sortie aux valeurs qu'elles ont en situation de pompage. Ensuite, quand le décollement tournant ou le pompage est détecté, des mesures correctives sont appliquées. De cette façon, le compresseur peut fonctionner proche du pompage car il n'y a pas besoin de grandes marges au pompage, mais il faut disposer de forces de contrôle conséquentes et de réponse rapide. Un exemple d'application est proposé dans [81]. De plus, chaque système de contrôle d'un compresseur particulier est unique, l'environnement dans lequel est placé chaque compresseur induisant un comportement différent de chacun à l'approche du pompage.
- L'augmentation de la marge au pompage : il s'agit ici de faire du contrôle actif ou passif pour modifier la caractéristique de fonctionnement du compresseur à l'approche du pompage. Les techniques de contrôle actif et passif sont expliquées dans les paragraphes suivants.

### 2.5.2.1 Le contrôle passif

Deux techniques sont utilisées pour faire du contrôle passif de pompage :

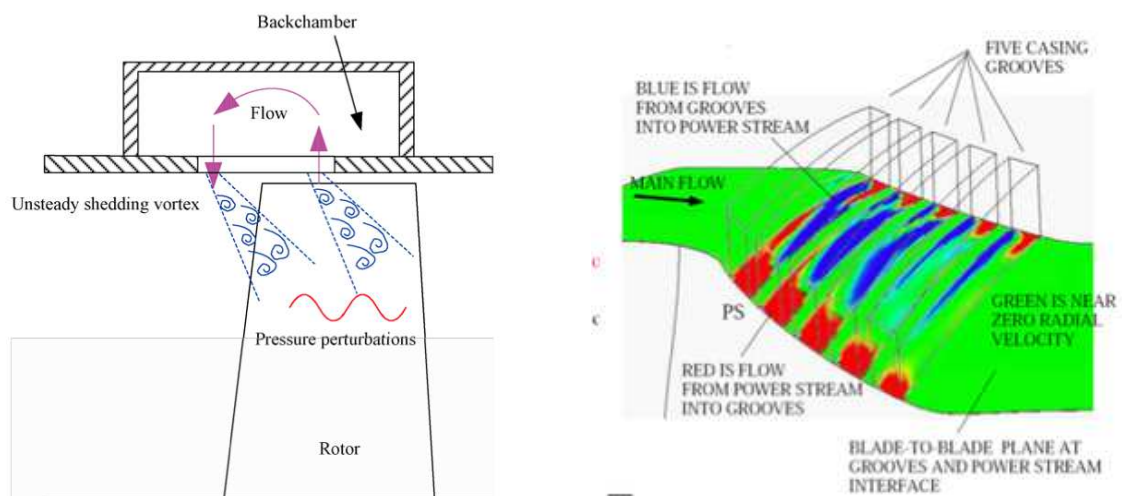
1. Le traitement de carter est une méthode déjà bien étudiée. Il a pour principe d'éviter les écoulements de retour au niveau de la tête du rotor en essayant de contrebalancer le gradient de pression adverse de cette zone de jeu. En ajoutant des rainures au carter, on ajoute de la quantité de mouvement dans la direction radiale, ce qui induit une force axiale qui s'ajoute aux forces issues du gradient de viscosité, qui est sinon seul à contrer le gradient de pression à cet endroit (Shabbir *et al* [82], Legras [83]). Pour obtenir l'effet voulu, il faut étudier le problème au préalable et bien choisir parmi les méthodes de traitement de carter éprouvées : carter poreux avec injection et prélèvement de débit, structure en nid d'abeille [59] ou encore inserts à la verticale des aubes, sur le carter. Il est difficile cependant d'optimiser un traitement de carter pour tous les points de fonctionnement (Fig 2.10a).
2. L'optimisation tridimensionnelle de la forme des pales, par l'ajout d'une flèche axiale et/ou tangentielle, permet d'agir sur la structure et l'intensité de l'écoulement de jeu, et ainsi d'augmenter la marge au pompage (Fig 2.10b).



(a) Principe du traitement de carter [2]

(b) Exemple d'aube optimisée (à droite) [84]

FIGURE 2.10 – Exemples de contrôle passif de l'écoulement en tête de pale



(a) Traitement de carter basique par ajout d'une cavité en tête de rotor [6]

(b) Traitement de carter axisymétrique par ajout de rainures en tête de rotor [82]

FIGURE 2.11 – Exemples de traitements de carter

La figure 2.11 propose deux exemples de traitement de carter classique comprenant une cavité en tête de rotor, dans lequel l'écoulement de retour dans le jeu du rotor recircule. La figure 2.11b permet de comprendre l'intérêt du traitement de carter en étudiant l'effet d'un traitement de carter axisymétrique sur l'écoulement. Le champ représente la vitesse radiale de l'écoulement en tête de rotor en présence de 5 rainures axisymétriques. Ce type de traitement de carter aspire l'écoulement issu de l'intrados en surpression, et crée une vitesse radiale fortement positive. Grâce au gradient de pression entre l'intrados et l'extrados, l'écoulement dans la rainure se déplace circonférentiellement, et ressort au niveau de l'extrados de l'aube, dans une zone à pression modérée, avec une forte vitesse radiale négative. Les mécanismes suivants sont les mécanismes visibles qui permettent d'expliquer le gain de stabilité lié à la présence des rainures :

- Les effets sur les couches limites de l'aube en tête : la couche limite de l'intrados est aspirée, et celle de l'extrados est ré-énergétisée par l'injection de fluide issu de la rainure. Ces deux effets combinés contribuent à réduire la charge en tête d'aube. Ceci a été observé par Rabe et Hah [85] ;
- La segmentation de l'écoulement de jeu et du tourbillon de jeu est liée au crénelage du jeu radial [85-87] ;
- L'aspiration de la couche limite au carter, observée notamment par Shabbir et Adamczyk [82], ré-énergétise la couche limite du carter et diminue le blocage aérodynamique en tête d'aube ;
- Les rainures agissent également sur le tourbillon de jeu, en réduisant son angle avec la corde de l'aube, ce qui retarde le déclenchement des instabilités (Nolan [88]).

La figure 2.12 propose un traitement de carter plus avancé que le précédent. Il est constitué d'une cavité et de plaques perforées, qui permettent de réduire la surface ouverte du traitement à 10% au lieu de 50% pour les traitements de carter du type précédent (Fig 2.11). Cela permet *a priori* d'augmenter la marge au pompage sans augmenter les pertes liées au fluide qui recircule dans la cavité. Il a été proposé et analysé par Liu et Sun [6, 89].

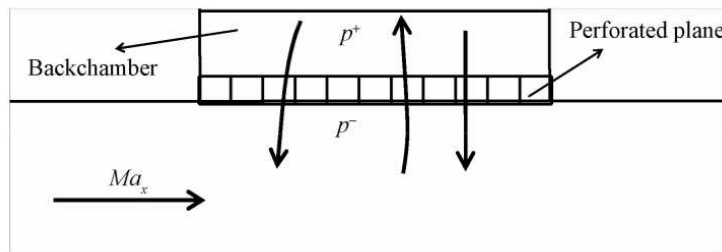


FIGURE 2.12 – Traitement de carter avancé par ajout d'une cavité et de plaques perforées en tête de rotor [6]

### 2.5.2.2 Le contrôle actif

Le contrôle actif se fait généralement par une de ces trois techniques : l'injection d'air et/ou le prélèvement d'air (bleeding), et l'utilisation de stators à calage variable (VGV). Il est courant de combiner injection et prélèvement pour faire de la recirculation. Le contrôle est dit actif car ces équipements peuvent être activés ou désactivés par le système de contrôle, qui peut fonctionner en boucle ouverte ou en boucle fermée (avec un *feedback*).

La technique d'injection d'air consiste à injecter une certaine quantité d'air à haute pression à l'amont du compresseur, en tête d'aube d'un ou plusieurs rotors. Ce débit d'air ré-énergétise l'écoulement de jeu radial, augmente la vitesse axiale et ainsi diminue les angles d'incidence. L'air peut provenir soit de l'aval du compresseur (recirculation), soit d'un autre équipement embarqué. Le prélèvement d'air, ou *bleeding*, consiste à prélever du fluide à haute pression en aval du compresseur afin d'aider l'écoulement à contrer le gradient de pression et les forces visqueuses. Enfin, l'utilisation d'un VGV (Variable Guide Vane), qui est une rangée de stators à calage variable dans le moteur, asservis au régime de rotation, permet de

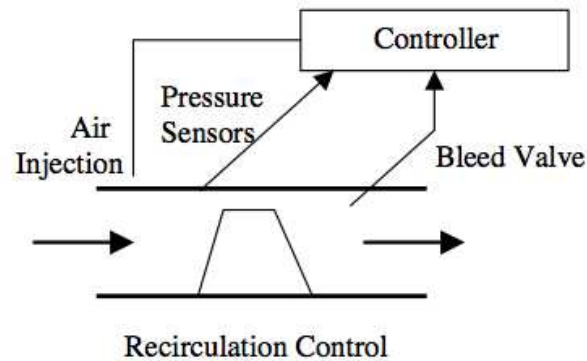


FIGURE 2.13 – Exemple de contrôle actif en boucle fermée [7]

réduire les incidences sur les aubes à régime partiel.

Lorsque le système de contrôle est en boucle fermée (Fig. 2.13), des mesures de pression, température ou vitesse axiale sont faites dans l'écoulement, généralement au niveau du carter. Une fois que le système a détecté un ou des précurseurs aux instabilités, une loi de retour (*feedback law*) est envoyée pour activer un actionneur dont l'action va stabiliser le compresseur. L'action stabilisatrice peut être le VGV dont on fait varier l'angle, du bleeding ou de l'injection d'air dont on fait varier le débit, ou encore le déplacement des parois du plenum situé au dessus du traitement de carter [83]. Cela a généralement un impact négatif sur le rendement.

## Conclusion

Diverses instationnarités se produisent dans l'écoulement d'un compresseur, parmi lesquelles certaines sont instables, voire destructrices, comme le pompage. Selon le point de fonctionnement du compresseur, une petite perturbation de pression peut être atténuée rapidement ou alors avoir une répercussion importante voire catastrophique sur la machine. Les instabilités apparaissent généralement à la suite de précurseurs. Ces précurseurs sont de deux types, *modal* ou *spike*. Ils apparaissent en priorité dans les jeux en tête de rotor, il est donc généralement possible de prédire l'apparition des instabilités par l'étude de la pression au carter. Plusieurs critères ont été proposés pour relier l'entrée en régime instable à la survenue des précurseurs. Enfin, des techniques de contrôle actif et passif de l'écoulement ont été développées, elles permettent de repousser la ligne de pompage vers des débits plus faibles tout en préservant la sécurité. Cependant, hormis les techniques de traitement de carter, de prélèvement et de stators à calage variable, les techniques de contrôle décrites dans les paragraphes précédents ont essentiellement été évaluées en laboratoire mais ne sont pas utilisées à ce jour sur les moteurs.

# Chapitre 3

## Le décollement tournant

### Introduction

Le décollement tournant est une instabilité tridimensionnelle du compresseur, caractérisée par une ou plusieurs cellules de fluide décollé tournant à vitesse inférieure ou égale à celle du rotor. Il se produit à bas débit, quand le point de fonctionnement s'approche de la ligne de pompage. Dans les machines multi-étagées, ce phénomène est souvent précurseur du pompage, c'est pourquoi il est très étudié depuis plusieurs décennies.

Ce chapitre présente d'abord la notion de décollement, puis le mécanisme de propagation des cellules. La configuration spatiale des cellules et les facteurs influants sont ensuite expliqués. Enfin le mécanisme d'apparition du décollement tournant est abordé. Les approches analytiques proposées dans la littérature sont résumées dans la deuxième partie. La troisième partie fait le point sur les simulations numériques du phénomène réalisées depuis les années 90, dans l'optique de mettre en évidence les hypothèses admissibles et les points incontournables pour effectuer ce type de simulation.

### Sommaire

---

<b>3.1 Généralités sur le décollement tournant</b>	<b>22</b>
3.1.1 Notions de décollement	22
3.1.2 Mécanisme de propagation	23
3.1.3 Configuration spatiale des cellules	23
3.1.4 Mécanisme d'apparition	25
<b>3.2 Approche analytique</b>	<b>25</b>
<b>3.3 Simulation du décollement tournant</b>	<b>27</b>
3.3.1 Méthode numérique	27
3.3.2 Les volumes aval	28
3.3.3 Interfaces rotor-stators	28
3.3.4 Conditions aux limites	28
3.3.4.1 Conditions d'entrée	28
3.3.4.2 Conditions de sortie	29
3.3.5 Traitement circonférentiel du domaine	29
3.3.6 Bilan	29

---

## 3.1 Généralités sur le décollement tournant

### 3.1.1 Notions de décollement

Le décollement dénote la séparation de la couche limite sur une paroi. Caractérisé par une forte déviation de l'écoulement autour d'une zone à forte concentration spatiale de vorticité accolée à la paroi, le phénomène se produit autour d'un aubage lorsque l'incidence est trop élevée ou que le gradient de

pression adverse est trop grand. Une couche limite laminaire résiste moins aux gradients de pression adverses et décolle plus rapidement qu'une couche limite turbulente.

Pour prévoir le décollement dans un compresseur, le critère de Lieblein D est souvent utilisé (Vouillarmet [90]) :

$$D = 1 - \frac{W_1}{W_2} + \left( \frac{W_{\theta 2} - W_{\theta 1}}{2W_1\sigma} \right) \leq 0.6 \quad (3.1)$$

D : Facteur de diffusion

$W_i$  : Vitesses relatives en entrée et sortie de roue

$W_{\theta i}$  : Composante tangentielle des vitesses  $W_i$

$\sigma$  : pas relatif

Cependant il y a des restrictions à son utilisation : le nombre de Mach doit être inférieur à 0,75 et le compresseur doit être à son point de fonctionnement nominal. Afin de pouvoir utiliser un critère de décollement dans des conditions moins restrictives, on utilise le critère de Lieblein équivalent :

$$D_{eq} = \frac{W_1}{W_2} \left[ 1.12 + \alpha (i - i^*)^{1.43} + \frac{0.61}{\sigma} \frac{W_{m1}^2}{W_2^2} (\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \right] \leq 2.0 \quad (3.2)$$

$D_{eq}$  : Facteur de diffusion équivalent

$i, i^*$  : angle d'incidence réel et optimum

$\beta_i$  : angle relatif de l'écoulement

$\alpha$  : constante qui dépend du profil ( $\alpha \ll 1$ )

Ce critère équivalent permet de préciser qu'au delà d'une valeur de 2, il y a un risque de décollement des couches limites des aubes. Ces deux facteurs de diffusion ont été obtenus pour des écoulements 2D dans des grilles d'aubes, il est donc difficile de les utiliser dans les conditions 3D d'un compresseur axial.

### 3.1.2 Mécanisme de propagation

Le mécanisme de propagation du décollement tournant est habituellement expliqué à l'aide d'un schéma représentant deux instants successifs (Fig. 3.1). Alors que le canal 3 est obstrué par une cellule de fluide décollé, les canaux 1, 2 et 4 sont encore sains. L'écoulement en amont est dévié vers les canaux sains avec une forte déviation. Cette déflexion des lignes de courant se traduit par une augmentation d'incidence sur le canal 2, qui décolle à l'instant suivant, tout en forçant le recollement de la couche limite dans le canal 3. Ce mécanisme explique comment la cellule se propage de canal en canal, et ainsi le caractère tournant du décollement. La vitesse de rotation des cellules est difficile à estimer, même si les cellules se déplacent à une vitesse comprise entre 30 et 80 % de la vitesse de rotation, et occupent 30 à 100% de l'espace circonférentiel [62].

### 3.1.3 Configuration spatiale des cellules

Le nombre de cellules de décollement tournant, leur vitesse de rotation et leur encombrement spatial sont les trois caractéristiques essentielles du phénomène. Dans la littérature, deux types de cellules sont décrits :

- Le décollement *Part Span* (PS), qui est composé d'une dizaine de cellules occupant une partie seulement de la hauteur de veine, en tête de pale. Leur vitesse de rotation est le plus souvent élevée. Un schéma de cellules PS est visible sur la figure 3.2a. La figure 3.2c montre la vitesse axiale de l'écoulement présentant des cellules PS (en bleu) dans un plan à x constant du troisième étage du compresseur CREATE.
- Le décollement *Full Span* (FS), qui n'est fait que de quelques grosses cellules occupant toute la hauteur de veine (Fig. 3.2b), dont la vitesse de rotation est plus faible que les cellules PS. Ce type de décollement induit un blocage plus important.



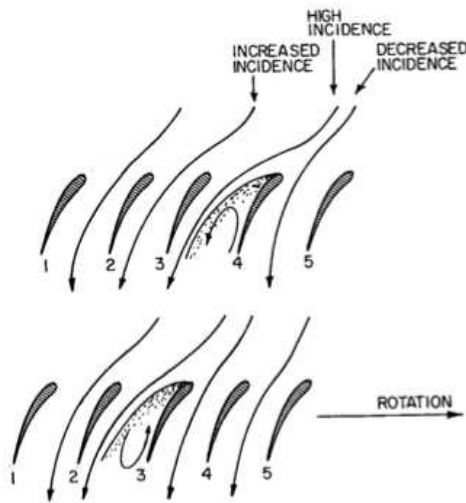


FIGURE 3.1 – Mécanisme de propagation des cellules de décollement tournant [8]

L'apparition de cellules PS ou FS, et leur nombre dépend de plusieurs paramètres : vitesse de rotation de la machine, rapport moyen - carter, machine subsonique ou transsonique, nombre d'étages du compresseur. Des données essentielles ont été rapportées par des études expérimentales (Day et Cumpsty [91], Day [5, 92]) et numériques (He [40]) sur ce thème.

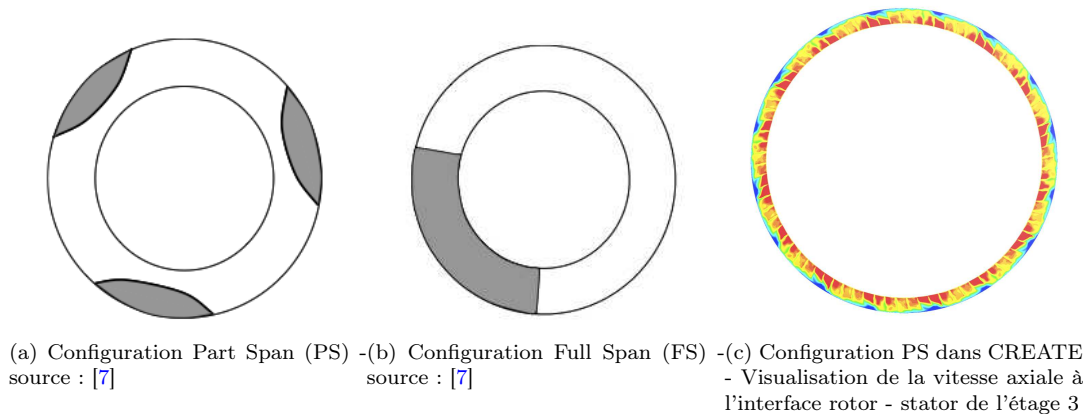


FIGURE 3.2 – Configuration spatiale du décollement tournant

Les observations générales issues de ces travaux sont les suivantes :

- Les forts rapports moyen - carter favorisent l'émergence d'un grand nombre de cellules ;
- Le nombre de cellules de décollement tournant n'est pas toujours constant dans le temps (observé surtout expérimentalement) ;
- Les décollements présentant un grand nombre de cellules sont PS, les décollements à une cellule sont FS ;
- Une vitesse de rotation réduite de la machine entraîne l'émergence d'un grand nombre de cellules ;
- Lorsque le nombre de cellules diminue par coalescence, leur taille augmente ;
- Le nombre de cellules et leur vitesse de rotation sont influencés par les volumes situés à l'aval du compresseur.

Le rôle des volumes entourant le compresseur sur les caractéristiques du décollement tournant a été mis en évidence à plusieurs reprises, en particulier par Day et Spakovsky [17, 35]. Gourdain et al. [93]

montrent numériquement qu'une augmentation des volumes à l'aval du compresseur fait diminuer la fréquence des instabilités qui se développent. Enfin, Gerolymos et Spakovszky [17, 94] observent que, lors de leur apparition, les cellules de décollement tournant sont nombreuses. Ensuite, l'écoulement avec les cellules décollées se réorganise, ce qui entraîne une diminution de leur nombre.

### 3.1.4 Mécanisme d'apparition

Dans la majorité des compresseurs, les premiers signes d'instabilités apparaissent au carter, dans la zone de jeu [77]. L'écoulement issu du jeu en tête de rotor remonte dans le canal et interfère avec l'écoulement moyen. Ce phénomène d'interaction entre les tourbillons de jeu en bord d'attaque de rotor crée un important blocage dans le passage du rotor, près du carter, qui fait décoller les couches limites visqueuses des aubages. Selon le critère de Vo [72], l'interface entre l'écoulement principal et l'écoulement de jeu doit être parallèle au bord d'attaque du rotor pour déclencher le décollement. Il faut cependant nuancer ce résultat par le travail de Day ??, qui a montré que le décollement tournant peut être déclenché sans que l'écoulement de jeu ne vienne bloquer la tête du canal inter-aube. Le décollement tournant se manifeste par l'apparition de nombreuses poches de fluide décollé au carter. Si le régime du moteur ne change pas, ces zones tendent à fusionner et deviennent des poches de fluide décollé plus importantes, dont le nombre et l'étendue sont très variables.

Cette entrée en régime instable peut se produire de façon progressive ou brutale (Pampreen [9]) :

- Lors d'un décrochage progressif, le point de fonctionnement du compresseur reste sur une caractéristique continue et une fois la limite de stabilité franchie, il se stabilise en un régime décollé stable mais dont les performances sont moindres (Fig 3.3a). Généralement, les cellules PS apparaissent d'abord, et si le débit est encore réduit, les cellules FS viennent les remplacer. Au delà, il existe un fort risque de pompage. Ce type de décrochage est favorisé par les machines de faible rapport moyeu/carter et dont les jeux inter roues sont importants.
- Lors d'un décrochage brutal, le point de fonctionnement chute brutalement sur une autre caractéristique lorsque la limite de stabilité est franchie. L'hystérésis associée est bien plus importante que dans le premier cas. Des cellules FS s'y développent de suite et les performances chutent fortement (Fig. 3.3b). Ensuite, le fonctionnement s'établit sur une nouvelle caractéristique. Ce phénomène peut être suffisamment brutal pour entraîner une rupture des aubages par fatigue. Il se rencontre plutôt dans les machines à fort rapport moyeu/carter, typiquement les derniers étages de compresseurs haute pression.

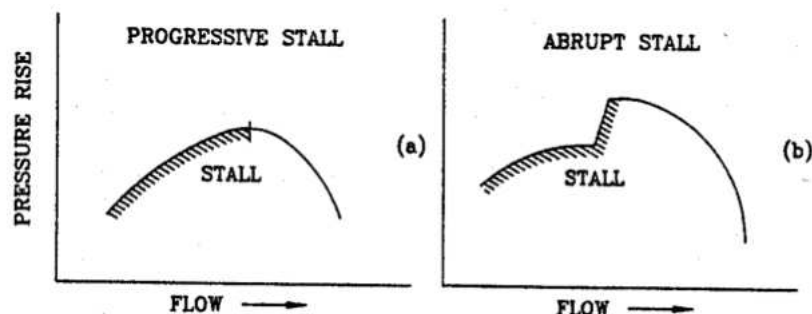


FIGURE 3.3 – Décrochage progressif et décrochage brutal [9]

## 3.2 Approche analytique

Moore et Greitzer sont les auteurs de la première théorie non linéaire traitant du pompage et du décollement tournant, théorie qui permet de prédire laquelle ou lesquelles de ces instabilités se déclenchent

selon les conditions et la configuration étudiée [10, 11]. La machine étudiée est modélisée par un résonateur de Helmholtz (figure 3.4a). La résonance de Helmholtz est un phénomène de résonance de l'air dans une cavité dû à un petit déplacement de la colonne d'air au dessus du volume  $V$  (voir annexe B).

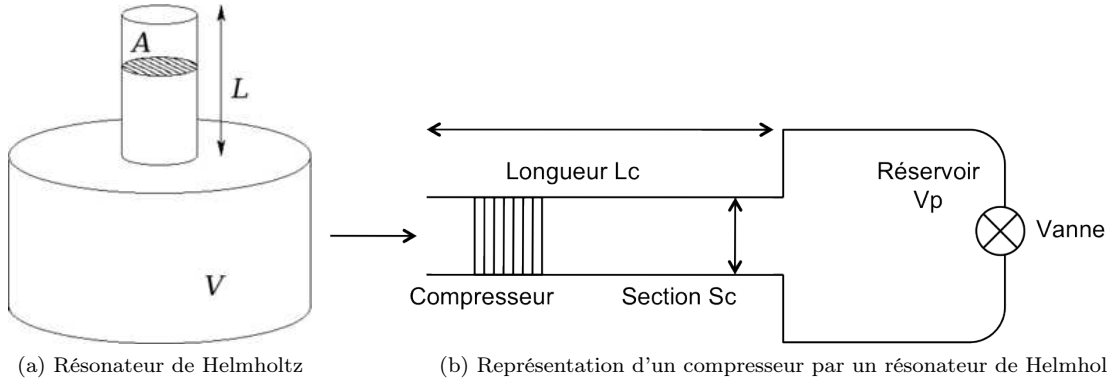


FIGURE 3.4 – Analogie entre un système de compression et le résonateur de Helmholtz suggérée par Greitzer [10, 11]

Le compresseur est situé en amont d'un réservoir important (plenum de volume  $\mathcal{V}$ ) équipé d'une vanne, et joue le rôle du piston qui déplace la colonne d'air. Le conduit dans lequel se trouve le compresseur est de la longueur aérodynamique du compresseur, et de section  $S_c$  de façon à contenir le compresseur (Fig 3.4b).

Moore et Greitzer poussent l'analogie entre un compresseur se vidant dans un réservoir et le résonateur de Helmholtz jusqu'à mettre en évidence un paramètre  $B$  qui permet de prédire le type d'instabilité qui est favorisé, en fonction de la géométrie et de la vitesse de rotation. Le calcul de ce paramètre  $B$  est détaillé dans l'annexe B. Les équations ci-dessous correspondent à la pulsation du résonateur de Helmholtz (eq(3.3a)) et au paramètre  $B$  de Greitzer (eq(3.3b))

$$\omega_h = c \sqrt{\frac{S_c}{L_c \mathcal{V}}} \quad (3.3a)$$

$$B = \frac{U}{2c} \sqrt{\frac{L_c \mathcal{V}}{S_c}} \quad (3.3b)$$

Greitzer a testé plusieurs valeurs de  $B$ , et il ressort de son étude que :

- Quand  $B$  est faible (augmenté jusque 0.45 par exemple), le débit diminue en un transitoire apériodique, amorti. Un nouveau point de fonctionnement stable est atteint ;
- Pour  $B = 0.60$ , le débit diminue et des oscillations apparaissent ; le transitoire est pseudo-périodique et amorti et un nouveau point de fonctionnement stable est atteint ;
- Pour  $B = 0.70$ , Le débit oscille mais n'atteint pas un nouveau point de fonctionnement stable. La caractéristique montre que le compresseur tourne autour d'un point de fonctionnement mais ne se stabilise pas en un point particulier ;
- Pour  $B = 1.58$  et  $B = 5.0$ , le débit oscille fortement, et peut devenir négatif ( $B = 5.0$ ). La caractéristique prend la forme de la caractéristique de pompage classique (Fig. 4.1) ou profond (Fig 4.2), avec une phase de chute de débit, une phase de chute de pression, suivie d'une récupération du compresseur et d'une re-pressurisation des volumes.

En conclusion, comme expliqué à nouveau dans [20], il existe une valeur de  $B$  critique au delà de laquelle des oscillations de pompage apparaissent, alors qu'en dessous de cette valeur, un nouveau point de fonctionnement est trouvé après un transitoire apériodique ou pseudo-périodique.

L'étude de Greitzer met en évidence que plus le volume à l'aval du compresseur  $\mathcal{V}$  est important face à celui du compresseur ( $S_c L_c$ ), plus le pompage est privilégié par rapport au décollement tournant,

et plus la fréquence de pompage est basse (éq(3.3a)). L'influence du volume sur le phénomène est ainsi démontrée analytiquement.

Le paramètre B de Greitzer peut se réécrire de la façon suivante :

$$B = \frac{\frac{\rho U^2}{2} A_c}{\rho U \omega_H L_c A_c} \quad (3.4)$$

Dans cette expression 3.4, le terme du numérateur est proportionnel à la différence de pression à travers la conduite  $P_{reservoir} - P_{atmosphere}$ , et les forces d'inertie sont proportionnelles au dénominateur. Plus la différence de pression est importante, plus le pompage est violent. Cela correspond à une pente importante de la caractéristique, la différence  $P_{reservoir} - P_{atmosphere}$  étant le moteur de l'accélération du fluide dans le conduit. L'ordre de grandeur des forces d'inertie liées à l'accélération du fluide est donné par le produit de la densité du fluide, de la fréquence d'oscillation  $\omega$ , de l'amplitude de l'oscillation de vitesse axiale et du volume dans le conduit  $A_c L_c$ . En fixant les fluctuations de vitesse axiale à une certaine fraction de la vitesse axiale moyenne, Greitzer conclut que B est le rapport entre les forces de pression et les forces d'inertie.

En 1985, Moore et Greitzer ont poursuivi leurs recherches et proposé un modèle analytique permettant de prédire le point d'apparition des instabilités, ainsi que l'évolution de l'écoulement après le transitoire [27, 28]. L'originalité de ce modèle provient du fait qu'il se base sur la caractéristique de fonctionnement du compresseur, indépendamment de la géométrie. Il utilise une approche 2D du compresseur, supposé axisymétrique. Avec ce modèle, il est possible d'étudier le pompage et le décollement tournant de façon couplée ou découplée, ainsi que l'influence des perturbations qui existent à l'amont du compresseur. Deux résultats principaux apparaissent :

- Si la longueur aérodynamique du compresseur (définie dans l'annexe B) diminue à B fixé, le risque d'entrée en pompage augmente ;
- L'introduction d'une perturbation dans l'écoulement diminue le temps d'évolution vers un régime instable, ce temps d'évolution étant inversement proportionnel à l'amplitude de la perturbation introduite.

Les détails de ces modèles sont expliqués dans l'annexe B.

### 3.3 Simulation du décollement tournant

Les premières simulations numériques de décollement tournant ont été réalisées par Escuret [70] dans les années 90. Ce type de simulation, encore cher à l'époque, permet toutefois de tester facilement des jeux de paramètres, ce qui est plus difficilement réalisable lors de mesures expérimentales. En effet, une campagne expérimentale proche pompage présente nécessairement un risque mécanique pour la machine, à cause d'un départ en pompage qui se ferait de façon inopinée. Outre les autres avantages reconnus de la méthode, comme le coût plus faible ou la possibilité de placer de nombreuses sondes numériques, la simulation numérique du décollement tournant permet d'éviter d'endommager le compresseur et les installations. Le coût des conséquences de l'endommagement des installations par un phénomène de pompage est évalué à environ 1,5 millions d'euros. Bien entendu, il est absolument nécessaire que la simulation numérique soit alors fiable, représentative, fidèle et précise.

#### 3.3.1 Méthode numérique

Le décollement tournant est une instabilité tri-dimensionnelle, qui invalide toute hypothèse de périodicité spatiale. L'étude des mécanismes d'apparition et des précurseurs nécessite *a priori* une simulation annulaire du compresseur, c'est à dire une simulation comprenant tous les canaux des rangées d'aubes, avec des codes au minimum 2D.

Au début des années 2000, des simulations 2D et 2,5D, incompressibles puis compressibles, ont montré que ce type d'approche est suffisant pour capturer les phénomènes de base du décollement tournant (Hamilton [95], Schmidtman [96], He [40]). Difficilement comparables aux mesures expérimentales, ces

simulations ont vite laissé la place aux simulations numériques en 3D. L'augmentation des moyens de calcul a commencé à rendre possible des simulations nécessitant potentiellement des ressources 100 fois plus importantes.

L'importance de l'interaction entre l'écoulement de jeu et l'écoulement moyen a été mise en évidence par März [97], dans le cadre de la simulation annulaire d'un fan par un calcul NS3D (Équations de Navier Stokes en 3 dimensions). Les résultats mettent en évidence une structure tourbillonnaire tournant environ à 50% de la vitesse de l'arbre, se déplaçant à proximité du bord d'attaque du rotor. Cette instabilité tournante confère de la stabilité au rotor car en interagissant avec l'écoulement de jeu, il empêche ce dernier de se répandre dans les autres passages d'aube. Si le débit est davantage réduit, alors le tourbillon est déplacé vers l'amont du bord d'attaque, et l'écoulement de jeu peut alors se propager aux autres passages inter-aubes : le décollement tournant apparaît.

### 3.3.2 Les volumes aval

A travers deux simulations URANS quasi 3D de décollement tournant dans le compresseur CME2, Gourdain [43, 98] a mis en évidence, en 2005, l'importance du volume situé à l'aval du compresseur. Ce volume, qui est en fait le canal de sortie du compresseur, fait augmenter le facteur B de Greitzer, et le nombre de cellules passe de 2 à 1. La simulation 3D, sans le canal de sortie du compresseur, prédit quant à elle 10 cellules PS transitoires, qui évoluent ensuite en 3 cellules FS. Plus récemment, Choi [47] a simulé du décollement tournant dans un fan transsonique, dans une configuration comprenant l'entrée d'air, le fan, les OGV (Outlet Guided Vanes) et une vanne en sortie des OGV. Les simulations sont faites pour des vitesses de rotation de 60% (subsonique) et 95% (transsonique) de la vitesse nominale. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les données expérimentales, tant sur le débit que sur le chargement des aubes, le nombre de cellules, leur vitesse de rotation et le mécanisme d'apparition. Ces résultats montrent l'importance des volumes entourant le compresseur dans les caractéristiques physiques du décollement tournant simulé, résultat également constaté par Day [35] et Spakovsky [17].

### 3.3.3 Interfaces rotor-stators

Les structures tournantes présentes dans l'écoulement lors du décollement tournant nécessitent de modéliser les interfaces entre les roues fixes et les roues mobiles de façon adaptée. Ces interfaces peuvent être modélisées par des plans de mélange, ce qui consiste à calculer une moyenne circumférentielle de l'écoulement et de la transmettre à la roue d'en face (voir partie II). Cette méthode ne permet pas la transmission de structures tournantes d'une roue à l'autre et n'est donc pas adaptée à la simulation numérique du décollement tournant. En revanche, la technique du sliding mesh, qui consiste à faire une interpolation des grandeurs conservatives entre les deux interfaces, est généralement utilisée dans ce cadre (Gourdain [43], Vahdati [18], Wlassow [65]). Enfin, Courtiade [66, 99] montre et quantifie expérimentalement l'effet déstabilisant de l'interaction rotor-stator, ce qui constitue un argument de plus en faveur d'une méthode de type interpolation aux interfaces rotor-stator.

### 3.3.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites jouent un rôle important dans la simulation des instabilités tournantes. La difficulté principale dans ce type de simulation vient du fait que l'imposition de conditions aux limites classiques, invariantes dans le temps, n'est pas une méthode adaptée à la simulation d'instabilités.

#### 3.3.4.1 Conditions d'entrée

En entrée, une pression totale et une enthalpie totale fixes sont souvent imposées (Gourdain [43], Wlassow [65]). Pour éviter cela, Vahdati [100] choisit de simuler le compresseur basse pression qui se trouve en amont du compresseur haute pression, ainsi que le fan et l'entrée d'air, ce qui lui permet d'imposer une condition d'entrée de champ lointain atmosphérique et de faire le minimum d'hypothèses sur l'écoulement amont. Enfin, Choi [47] simule du décollement tournant dans un fan, et la condition d'entrée consiste également en une condition atmosphérique lointaine.

### 3.3.4.2 Conditions de sortie

Lors de la simulation du décollement tournant, le compresseur fonctionne dans une zone où sa caractéristique de fonctionnement est presque plate, ce qui signifie qu'un petit changement de pression en sortie peut entraîner un important changement de débit. La convergence du calcul peut donc être très difficile si l'on impose une pression statique fixe en sortie. Pour remédier à ce problème, deux façons de faire sont possibles : imposer une condition de vanne, de type  $P_s = P_{s0} + \lambda Q^2$  (avec  $Q$  le débit,  $P_s$  la pression statique,  $P_{s0}$  la pression statique pivot), qui permet de laisser la pression statique s'adapter au débit courant [43, 65] et facilite la convergence des simulations en limite de stabilité. Vahdati [18] choisit quant à lui de placer une tuyère de section variable en sortie. Le réglage du diamètre de la tuyère permet de régler le débit. Cela permet d'appliquer une condition aux limites plus souples et plus adaptée à la simulation d'écoulement dans un compresseur en limite de stabilité. Choi [47] utilise également une méthode de vanne en sortie pour régler le débit avec souplesse.

### 3.3.5 Traitement circonférentiel du domaine

Le décollement tournant est une instabilité tri-dimensionnelle qui exclut toute hypothèse de périodicité spatiale dans l'écoulement. Par conséquent, il est nécessaire de réaliser des simulations annulaires du domaine pour voir se développer le décollement tournant. Gourdain *et al* [65, 93] et März [97] ont simulé le décollement tournant dans un domaine annulaire. En revanche, Vahdati [18] a simulé le phénomène de décollement tournant dans un domaine hybride. Toutes les aubes des premières roues, dans lesquelles se développent les cellules de décollement tournant, sont simulées alors que les roues non affectées par le phénomène font l'objet d'une simulation mono-passage.

### 3.3.6 Bilan

Ces études mettent en évidence les points importants dont il faut tenir compte pour la simulation d'instabilités tournantes : les conditions aux limites doivent être souples, au moins en sortie, pour pouvoir obtenir une convergence du calcul et éviter le "décrochage numérique" (*numerical stall*) [100], c'est à dire un décollement lié à des conditions aux limites non adaptées et non à un phénomène réel de décrochage. Les interfaces rotor-stator doivent permettre de propager d'une roue à l'autres les structures qui apparaissent, notamment les structures tournantes, ce qui interdit tout calcul de moyenne entre parties fixes et parties mobiles. Enfin, pour prédire de façon plus précise le nombre et la vitesse des cellules de décollement tournant, il faut prendre en compte les volumes situés à l'aval du compresseur. Le lecteur souhaitant obtenir de plus amples informations sur les travaux de Vahdati peuvent se référer à l'annexe E ou directement à la publication [18].

## Conclusion

Le décollement tournant est un phénomène qui peut apparaître à bas débit dans les compresseurs. Lorsque le débit diminue, le jeu en tête de rotor, fondamentalement déstabilisant, prend une importance relative importante par rapport à l'écoulement moyen et peut déclencher le phénomène en favorisant le décollement sur les aubes de rotor. Deux types de cellules existent, les *part span* et les *full span*, et deux façons d'entrer en régime instable sont possibles : brutale ou progressive. Des modèles analytiques ont été développés pour essayer de prédire le point d'apparition du décollement tournant, ainsi que l'évolution du régime après un transitoire décollé.

Enfin, la simulation numérique du décollement tournant devient aujourd'hui de plus en plus courante dans les laboratoires malgré son coût élevé, mais pas dans l'industrie. Elle apporte une approche nouvelle du problème. Toutefois, ce type de simulation doit répondre à un certain nombre d'exigences en termes de méthodologie, synthétisée dans les paragraphes précédents. Enfin, encore aujourd'hui, mis à part le point d'apparition des instabilités, les caractéristiques du décollement tournant (nombre de cellules, vitesse de rotation) sont en général mal prédites par la simulation numérique.

# Chapitre 4

## Le pompage

### Introduction

Le pompage d'un compresseur est caractérisé par une oscillation de débit de plus ou moins grande amplitude. Selon l'amplitude des oscillations et les phénomènes qui les accompagnent, le pompage peut être classique, profond ou modifié. Les caractéristiques générales du compresseur, comme le rapport moyeu-carter ou la vitesse de rotation, influent sur le type de pompage susceptible de se développer, mais aussi sur le mécanisme d'apparition, qui peut impliquer ou non du décollement tournant en phénomène précurseur. Pendant le cycle de pompage profond, il existe deux sources principales de chargement structurel des aubes, ce qui pose la question de leur intégrité mécanique et constitue le principal danger du phénomène. Le pompage peut en effet détruire un moteur aéronautique en quelques secondes. La prédiction du type d'instabilité et de leur point d'apparition est donc une question récurrente et plusieurs modèles analytiques ont déjà été proposés depuis les années 70. L'amélioration des moyens de calcul autorise aujourd'hui la simulation numérique du problème, qui, même si elle reste coûteuse, permet d'obtenir de grandes quantités de données à exploiter.

Dans un premier temps, les différents types de pompage qui existent sont présentés, avant de préciser le mécanisme d'apparition et les dangers liés au phénomène. Quelques modèles analytiques permettant de prédire le point d'apparition du pompage et le comportement du compresseur pendant le cycle sont ensuite évoqués. Les aubes pouvant subir du flottement lorsque le débit est négatif, les conséquences aéroélastiques du phénomène seront décrites. Enfin, un bilan critique des simulations numériques de pompage trouvées dans la littérature sera dressé.

### Sommaire

---

<b>4.1 Généralités sur le pompage</b>	<b>31</b>
4.1.1 Les différents types de pompage	31
4.1.2 Mécanisme d'apparition	32
4.1.3 Les dangers du phénomène	32
<b>4.2 Modélisations du pompage</b>	<b>33</b>
4.2.1 Prédiction des modes instables	33
4.2.2 Performances hors point nominal	33
<b>4.3 Phénomènes aéroélastiques et réponse forcée</b>	<b>35</b>
4.3.1 Résultats principaux de Di Mare [14]	35
4.3.2 Résultats principaux de Schoenenborn [38]	35
4.3.3 Réponses forcées	37
4.3.4 Synthèse	38
<b>4.4 Simulation numérique du pompage profond</b>	<b>38</b>
4.4.1 Synthèse	39
4.4.2 Exigences d'une simulation numérique de pompage	39
4.4.2.1 Traitement circonférentiel du domaine	40
4.4.2.2 Les volumes environnants	40

## 4.1 Généralités sur le pompage

### 4.1.1 Les différents types de pompage

Le pompage est caractérisé par une oscillation auto-induite du débit et de la pression dans un compresseur. L'onde correspondante est purement axiale et énergétique. Sa fréquence varie entre 1 et 100Hz. Le pompage peut être de trois types (Stein[101]) :

- Le pompage léger ou classique est une oscillation basse fréquence du débit qui ne présente pas d'inversion de l'écoulement. Il est plus fréquent dans les machines à faible taux de compression. Sur le cycle de pompage de la Fig 4.1, la ligne des débits négatifs n'est pas franchie.

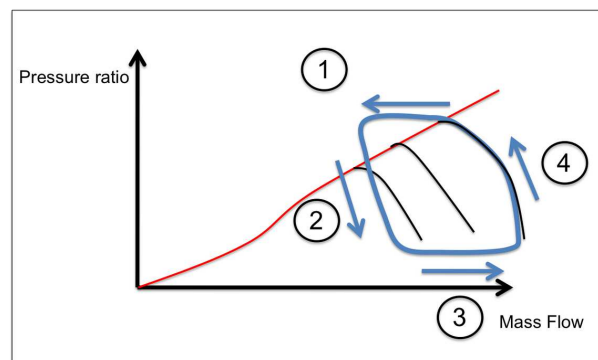


FIGURE 4.1 – Cycle de pompage classique

- Lors d'un phénomène de pompage profond (Fig 4.2), le débit traversant la machine devient négatif sur une partie du cycle.

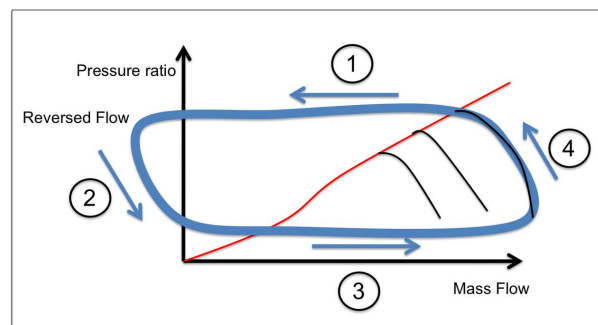


FIGURE 4.2 – Cycle de pompage profond

- Le pompage modifié est une instabilité qui présente les caractéristiques du pompage léger et du décollement tournant. Des cellules de décollement tournant sont présentes, et le débit du compresseur oscille de façon importante, sans toutefois devenir négatif.

Le cycle de pompage profond se décompose en quatre phases principales. Une perturbation initiale fait franchir au compresseur le débit minimal avant le pompage, et ainsi la limite de stabilité. Le mode de fonctionnement instable du pompage profond se décompose comme suit [12] :

1. Le débit diminue brutalement et la ligne de pompage est franchie (perturbation initiale). La phase 1 correspond à l'augmentation d'incidence de l'écoulement sur les aubes, suivi d'un décrochage global de toutes les aubes. C'est ce décrochage qui entraîne une diminution importante du débit.



2. La phase 2 correspond à la dépressurisation des volumes situés à l'aval. Le débit ayant diminué jusqu'à une valeur négative, le taux de compression s'effondre car les volumes situés à l'aval se vident. Le débit est négatif pendant toute la durée de cette phase.
3. Les volumes aval s'étant vidés, la pression y est basse et l'excès de gradient de pression qui empêchait l'écoulement d'aller dans le bon sens a disparu. Le compresseur travaille à nouveau dans une zone de fonctionnement favorable. Le débit redevient alors positif et les volumes aval se remplissent à nouveau.
4. Lors de la phase 4, ou phase de recompression, le point de fonctionnement atteint l'iso-vitesse sur laquelle le compresseur est censé fonctionner, et se situe généralement au dessus de cette courbe caractéristique jusqu'à ce qu'un nouveau cycle de pompage survienne (observé par Day [35]).

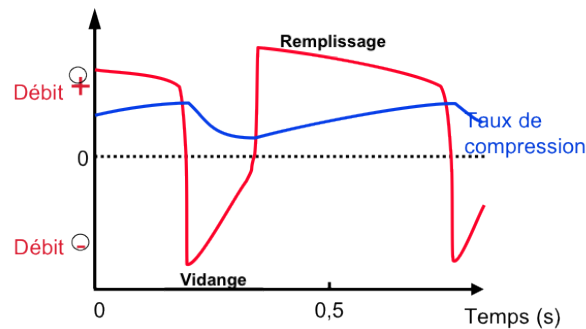


FIGURE 4.3 – Évolution cyclique du taux de compression et du débit [12]

#### 4.1.2 Mécanisme d'apparition

Pour chaque vitesse de rotation de la machine, il existe un débit limite en dessous duquel des instabilités, locales ou globales, se développent dans l'écoulement. Pour un aubage initialement à un point de fonctionnement nominal, lorsque le débit diminue, l'angle d'incidence augmente, ce qui se traduit par des pertes supplémentaires quand le compresseur fonctionne proche de la limite de stabilité. Quand le compresseur ne parvient plus à fournir assez d'énergie au fluide pour qu'il parvienne à contrer le gradient de pression adverse, une oscillation autoinduite et autoentretenu du débit et de la pression peut apparaître dans l'écoulement : c'est le phénomène de pompage qui se met en place.

#### 4.1.3 Les dangers du phénomène

Le danger du pompage profond provient des variations parfois rapides et de grande amplitude du débit et de la pression appliquées aux aubages. Il existe deux sources de chargement structurel des aubages pendant un cycle de pompage (en anglais *surge load*) :

- Lorsque la ligne de pompage est franchie et que le débit diminue rapidement, une onde de pression très énergétique se développe brutalement. Décrite par Mazzawy en 1979 [102], elle sollicite de façon importante les aubages et correspond à la première source de sollicitation structurelle. Ce phénomène est appelé *hammershock* (coup de bélier).
- La seconde sollicitation, moins souvent décrite dans la littérature, se produit durant la phase à débit négatif. Il s'agit de sollicitations aéroélastiques pouvant mener au flottement (*flutter*) des aubages. Schoenborn [37, 38] décrit cette phase vibratoire et montre que le coefficient d'amortissement aéroélastique des aubages est réduit. Vahdati a même constaté qu'il pouvait être négatif [18] en débit inversé. L'énergie peut donc être transmise du fluide aux aubages. Cette sollicitation est dangereuse car elle cause une fatigue prématurée des aubages pouvant mener à la rupture.

La figure 4.4 laisse deviner les sollicitations extrêmes auxquelles sont soumises les aubages pendant le pompage. Les sollicitations aéroélastiques des aubages pendant le pompage sont plus amplement détaillées dans la partie 4.3.



FIGURE 4.4 – Aube endommagée par du pompage

## 4.2 Modélisations du pompage

Étant donné la grande dangerosité du pompage, il est important de pouvoir prédire le point de fonctionnement exact auquel il peut apparaître. L'approche de Moore et Greitzer [10, 11] (détaillée partie 3.2 et en annexe B) permet d'expliquer l'origine du phénomène et de prédire si la configuration favorise l'émergence de pompage ou du décollement tournant. Pour rappel, le paramètre sans dimension  $B$  de Greitzer donne une indication sur le type d'instabilité qui peut se développer :

$$B = \frac{U}{2c} \sqrt{\frac{\mathcal{V}}{S_c L_c}} \quad (4.1)$$

$\mathcal{V}$  : Volume du réservoir

$L_c, S_c$  : Longueur et section du compresseur

$U$  : Vitesse de rotation du compresseur

$c$  : Vitesse du son

### 4.2.1 Prédiction des modes instables

Comme expliqué dans la partie 3.2, Greitzer et Moore [27, 28] ont proposé un second modèle, plus élaboré, en 1985. Cependant, ce modèle ne permet pas de prendre en compte de façon différenciée un compresseur axial ou radial, ni les effets technologiques comme les jeux en tête ou en pied de pale. Spakovszky propose donc en 2001 [17] un modèle plus complet, plus complexe également, qui permet de décrire par une matrice de passage plusieurs types d'éléments (rotor, stator, passage inter - roues, canal axial) et une méthode pour assembler ces éléments de façon séquentielles. Les matrices de passage permettent de calculer les conditions de sortie en fonction de la condition d'entrée dans l'élément. L'annexe C propose une rapide synthèse du modèle. Le lecteur recherchant une synthèse plus détaillée du modèle de Spakovszky peut se référer à sa thèse [17].

Pour une configuration de type canal d'entrée - rotor - espace inter-roues - stator - canal axial de sortie, le modèle de Spakovszky coïncide avec le modèle de Greitzer quand l'espace inter - roues devient nul. Ce modèle a l'avantage de permettre l'étude différenciée des machines centrifuges et axiales. L'utilisation préconisée de ce modèle, et testée avec succès par l'auteur, consiste à identifier théoriquement les modes les plus instables, et à les contrôler activement (injection de débit dans l'espace inter - roue par exemple).

### 4.2.2 Performances hors point nominal

Pour connaître les performances des compresseur hors point de fonctionnement nominal et en régime transitoire, Tauveron [13] propose deux approches, basée sur les corrélations mises en place par Greitzer [10, 11] :

- Un modèle 0D basé sur des hypothèses physiques (détails dans l'annexe D) ;

- Une approche 1D axisymétrique basée sur les équations de Navier Stokes instationnaire. La nouveauté de l’approche vient du fait que les roues sont étudiées une à une via leur caractéristique de fonctionnement, plutôt que d’utiliser la caractéristique du compresseur entier.

La figure 4.5 présente la configuration d’étude de Tauveron, qui est la même que Greitzer : elle comprend une entrée d’air, un compresseur, un plenum à la pression  $P$  et de volume  $\mathcal{V}$  et une vanne en sortie. L’entrée et la sortie sont atmosphériques.

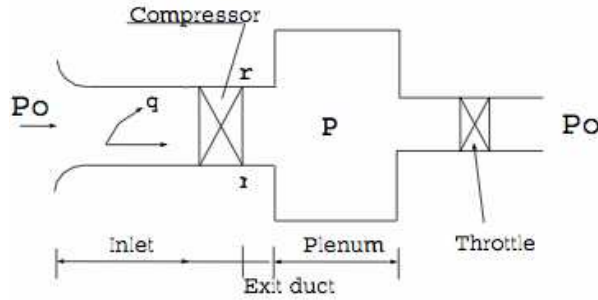


FIGURE 4.5 – Configuration annotée de Tauveron [13]

Les développements mathématiques et les hypothèses retenues par Tauveron sont détaillés dans l’annexe D. Le phénomène de pompage est divisé en deux phases, la phase à débit positif, et la phase à débit négatif. La phase à débit positif a une période estimée par :

$$T^+ \approx \frac{K_1}{K_3^+} \frac{P_{p,max}^+ - P_{p,min}^+}{1 - \frac{K_2}{K_3^+} P_0} \quad (4.2)$$

où  $K_3^+$  et  $K_2$  sont des constantes, et  $P_{p,max}^+$  et  $P_{p,min}^+$  sont les pressions maximales et minimales dans le réservoir pendant la phase positive.

La phase à débit négatif est déduite par complément ( $T^+ + T^- = T$ ) et s’exprime par :

$$T^- \approx -\frac{K_1}{K_3^-} \frac{P_{p,max}^- - P_{p,min}^-}{1 - \frac{K_2}{K_3^-} P_0} \quad (4.3)$$

où  $K_3^-$  et  $K_2$  sont des constantes, et  $P_{p,max}^-$  et  $P_{p,min}^-$  sont les pressions maximales et minimales dans le réservoir pendant la phase négative.

A partir des ces deux données, on en conclut que :

- La fréquence de pompage est linéaire en  $\frac{1}{B^2}$  ou  $\frac{1}{V}$  ;
- Le rapport de la période positive sur la période négative  $\frac{T^+}{T^-}$  dépend fortement du paramètre de vanne. Si la valeur est proche du nominal, alors  $T^+ > T^-$ , mais pour les valeurs éloignées du point de dessin,  $T^+ < T^-$  ;
- La valeur de  $P_{p,max}^-$ , et donc le paramètre  $B_{critique}$  tel que  $T^- = 0$ , permet de prédire l’apparition de pompage profond par opposition au pompage classique (sans débit négatif).

Un modèle 1D propose une approche plus précise, roue par roue. Basé sur les équations de Navier Stokes instationnaires, le modèle les simplifie par hypothèse d’axisymétrie et la simulation est faite sur un maillage axial. Les équations de masse, moment axial, moment circonférentiel et enthalpie totale sont écrites dans le repère qui convient, relatif ou absolu selon que la roue est mobile ou non. Les triangles des vitesses sont calculés en entrée et sortie de chaque roue à mi-hauteur. L’hypothèse des gaz parfaits est utilisée, ainsi que l’hypothèse de réponse quasi-stationnaire des aubes aux perturbations amont, si bien que les corrélations utilisées dérivent de corrélations stationnaires de pertes de charge et d’angles de déviation. En débit inversé, des corrélations spécifiques sont utilisées. Ces corrélations sont fournies pour

plusieurs régimes, en préliminaire. Ce modèle 1D a été testé en comparant les résultats à ceux obtenus expérimentalement par Greitzer [10, 11]; le modèle permet d'avoir les bonnes tendances sur le rôle de B, l'amplitude des cycles, la localisation du cycle sur la caractéristique de fonctionnement et la forme des oscillations. Quantitativement, les résultats sont moins bons mais permettent de répondre à des besoins industriels en phase d'avant projet.

Ce travail a permis de montrer qu'à partir de l'expression du paramètre B de Greitzer et d'hypothèses fortes, il est possible de décrire qualitativement un cycle de pompage à l'aide de modèles empiriques simples et peu coûteux.

## 4.3 Phénomènes aéroélastiques et réponse forcée

Le pompage entraîne un risque important de rupture pour les aubages, ces derniers subissant de façon cyclique la sollicitation du coup de bélier (*hammershock*) de la phase de décompression et la fatigue vibratoire du flottement (*flutter*) qui peut se produire quand le débit est inversé. Des simulations aéroélastiques ont été réalisées afin de comprendre ce qu'il se passe pendant un cycle de pompage profond et de prédire le flottement et la réponse forcée des aubes. Dans ce type de travail, le pompage est soit réduit à un écoulement inversé (Schoenenborn [37, 38]), soit simulé en URANS et l'aéroélasticité simulée à partir d'un ou plusieurs points de fonctionnement de la caractéristique de pompage (Vahdati [18], Di Mare [14]).

**Dans ce qui suit, les notions d'amont, d'aval, de bord d'attaque et de bord de fuite sont utilisées par rapport à un écoulement qui irait dans le "bon sens", c'est à dire de l'entrée du compresseur vers la sortie en régime nominal.**

### 4.3.1 Résultats principaux de Di Mare [14]

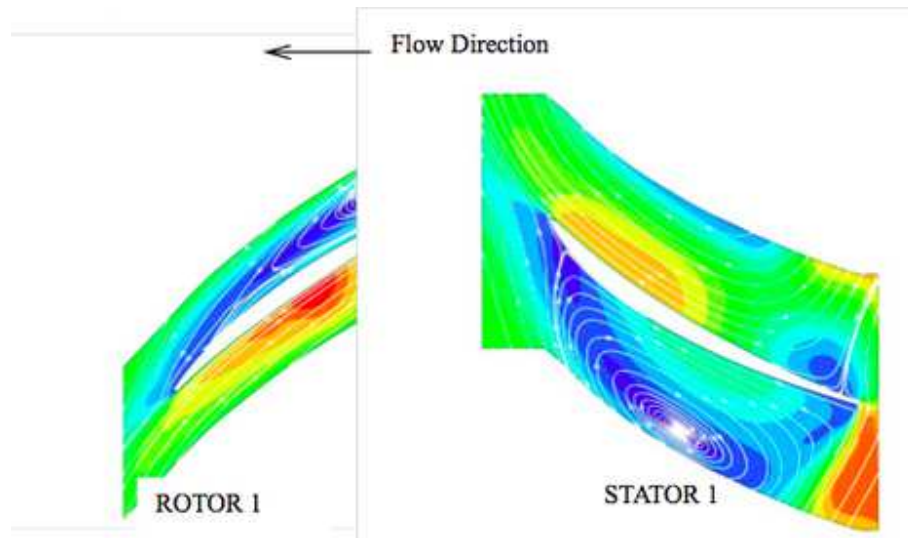
Di Mare [14] obtient les résultats suivants en écoulement inversé (Fig 4.6a) sur un étage de compression :

- Les lignes de courant montrent que l'écoulement quitte le bord d'attaque du redresseur 1 à un angle proche de l'angle métal.
- L'écoulement arrive ensuite au bord de fuite du rotor 1, avec un angle d'incidence qui est déterminé par l'angle métal avec la roue aval et la vitesse de rotation.
- Un point d'arrêt se forme à proximité du bord de fuite du rotor 1, à l'intrados (non visible sur la figure).
- Une grande zone de fluide décollé se forme à mi-passage, attachée à l'extrados du redresseur 1 et une autre se forme également à l'extrados du rotor 1.

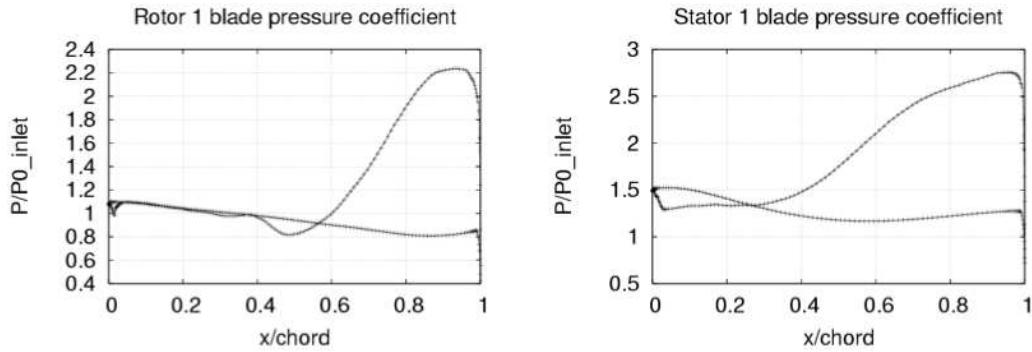
Une des conséquences de cet écoulement inversé est que les zones décollées bloquent environ la moitié de chaque passage inter-aube. L'air accélère au niveau de l'intrados, entre le point d'arrêt situé au bord de fuite, et le bord d'attaque. De plus, le point d'arrêt de l'intrados du rotor induit une forte augmentation de pression statique localement, sur le dernier quart de la corde de l'aube. Les trois premiers quarts des aubes de rotor et de stator ne voient pas d'augmentation de pression statique car ils en sont protégés par l'aube amont. La figure 4.6b résume les remarques précédentes sur la pression autour des aubages. L'écoulement inversé induit ainsi un fort moment sur les aubes, qui a tendance à les vriller et à fermer le passage inter-aube.

### 4.3.2 Résultats principaux de Schoenenborn [38]

Le travail de Schoenenborn est brièvement présenté dans ce qui suit. La simulation aéroélastique d'un compresseur de 4 étages et demi en écoulement inversé est réalisée, afin d'évaluer les effets aéroélastiques de ce type d'écoulement sur les aubages. La distribution du nombre de Mach relatif dans le rotor en écoulement inversé est présentée Fig 4.7a. Dans le repère du rotor, l'écoulement arrive sur le bord d'attaque de l'aube à angle d'incidence élevé, ce qui entraîne la création d'une importante zone de recirculation sur l'extrados, caractérisée par un faible nombre de Mach.



(a) Nombre de Mach relatif et lignes de courant à mi-hauteur d'un étage en écoulement inversé



(b) Coefficients de pression autour des aubes à mi-hauteur, en écoulement inversé

FIGURE 4.6 – Caractéristiques de l'écoulement inversé (reproduit de di Mare [14])

Le coefficient d'amortissement  $\Xi/\Xi_{ref}$  est calculé à partir des données de pression instationnaires sur les aubes par la formule :

$$\frac{\Xi}{\Xi_{ref}} = Im \left( \oint_s C_{p,u} (\vec{r} - \vec{r}_0) \cdot \vec{n} ds \right) \quad (4.4)$$

où  $C_{p,u}$  est le coefficient de pression instationnaire sur la peau de l'aube,  $\vec{r}$  est le vecteur position du point de maillage,  $\vec{r}_0$  est le vecteur position du centre de torsion,  $\vec{n}$  la normale à la surface et  $ds$  un élément de surface. Un amortissement aérodynamique négatif correspond à une excitation par le fluide, et inversement.

Le calcul du coefficient d'excitation aérodynamique (amortissement négatif) a été réalisé pour le rotor et est montré Fig 4.7b. Au niveau du bord de fuite, les zones rouges indiquent une excitation de l'aube, et le point de l'aube où l'excitation est maximale correspond à une zone de fort gradient de pression.

Une période complète de vibration de deux aubes de rotors adjacentes est présentée Fig 4.7c. Les déplacements sont amplifiés pour bien voir les effets. Les flèches indiquent la direction du moment de rotation des aubes; les sens positif et négatif sont édictés en légende. À  $t = 3T/8$ , une zone de basse pression s'est formée au bord d'attaque de l'aube 1, ce qui l'aspire dans la direction négative. À  $t = 5T/8$ , le bord d'attaque de l'aube 2 atteint sa position la plus haute, un jet de fluide partant du bord d'attaque se dirige vers l'intrados de l'aube 1 et l'atteint à  $t = 7T/8$  et  $t = T$ , ce qui crée une zone de haute pression au bord d'attaque de l'aube 1 et la fait tourner à nouveau dans le sens de rotation positif. À  $t = 2T/8$ , la zone de basse pression au bord d'attaque de l'aube 1 réapparaît, et ainsi démarre un nouveau cycle.

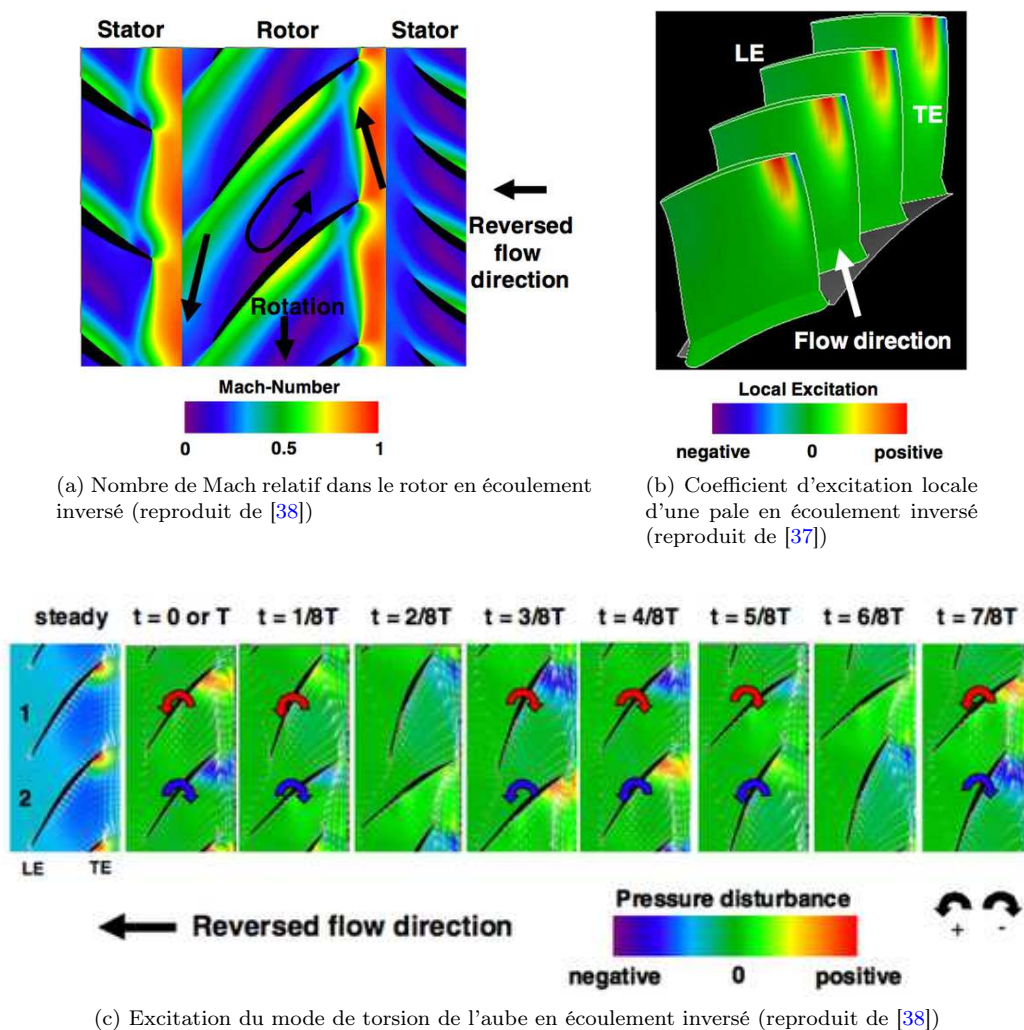


FIGURE 4.7 – Écoulement et excitation aérodynamique d'une pale en écoulement inversé

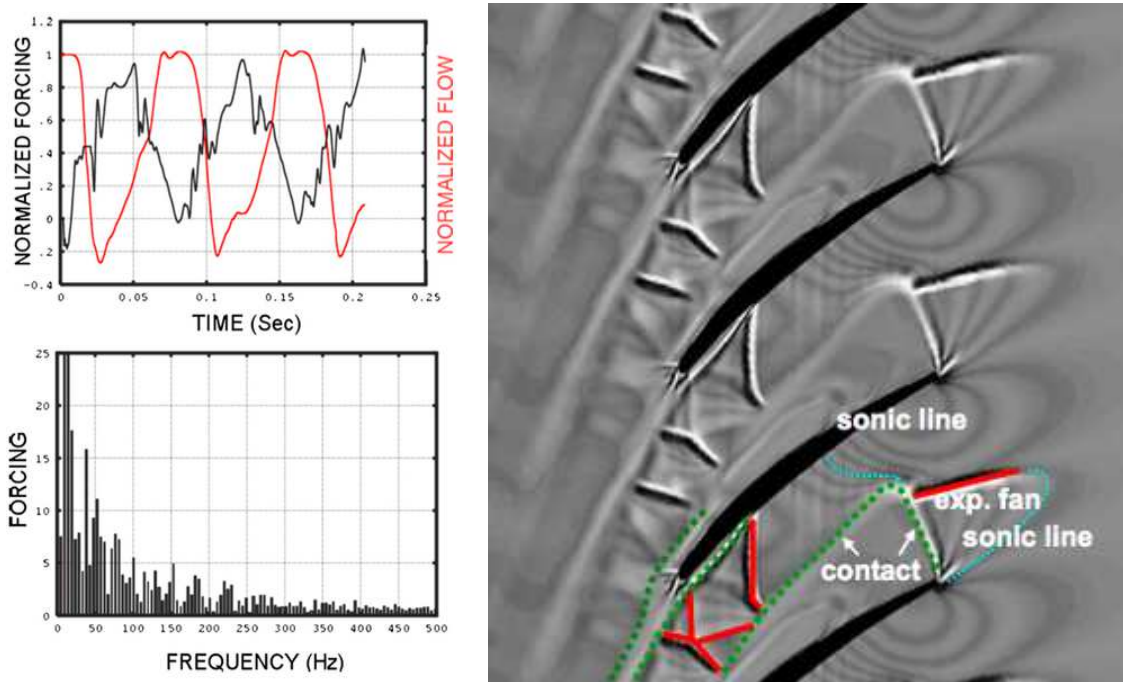
### 4.3.3 Réponses forcées

Les réponses forcées sur les aubages en écoulement inversé ont été calculées et ces études montrent que les niveaux de forçage calculés sont beaucoup plus élevés en écoulement inversé qu'en écoulement normal, d'un facteur 3 pour Di Mare, qui précise également que ce facteur peut être encore plus important. La figure 4.8a, issu des travaux de Vahdati [18], montre le niveau de la réponse forcée sur un aubage en fonction du débit, pendant plusieurs cycles de pompage successifs (figure du haut), ainsi qu'une transformation de Fourier de cette réponse forcée (figure du bas). Cette réponse forcée se répète quasiment identique à elle-même cycle après cycle de pompage. Une transformation de Fourier permet de voir que tous les modes sont excités, mais que la réponse forcée la plus forte est liée à la fréquence de pompage, d'une dizaine de Hertz environ.

Di Mare conclut que si en écoulement normal, le forçage principal provient de l'interaction de la roue aval avec les sillages de la roue amont, en écoulement inversé, l'interaction dominante provient de chocs détachés qui se forment au bord de fuite des aubes (voir Fig 4.8b) et qui interagissent avec la roue aval.

### 4.3.4 Synthèse

Les travaux réalisés dans le domaine de l'aéroélasticité et des réponses forcées en écoulement inversé ont mis en évidence un phénomène majeur : l'amortissement aérodynamique basé sur les pressions insta-



(a) Réponse forcée d'une aube pendant le pompage (reproduit de Vahdati [18]) (b) Chocs sur les aubages en écoulement inversé (reproduit de Mare [14])

FIGURE 4.8 – Réponse forcée pendant le pompage

tionnaires sur la peau des aubes devient faible, voire négatif selon les études. Un amortissement négatif correspond à une excitation de l'aube par le fluide. Un amortissement réduit ou négatif entraîne un risque accru de flottement des aubes. En écoulement inversé, la réponse forcée sur les aubages provient essentiellement de l'interaction entre le choc et la roue à l'aval du choc.

## 4.4 Simulation numérique du pompage profond

Comme pour la simulation du décollement tournant, la simulation numérique d'un cycle de pompage est un outil idéal pour obtenir de nombreuses données locales sur l'écoulement, tout en évitant le risque d'endommager un vrai compresseur. Toutefois, le coût de la simulation d'un cycle de pompage reste aujourd'hui élevé, car il faut prendre en compte un domaine spatial étendu, le simuler sur un temps physique long comparé à des simulations habituelles en turbomachine, tout en conservant un maillage et un pas de temps acceptables. Le pompage est une instabilité monodimensionnelle. Cela a encouragé les auteurs à faire des simulations monocanal du phénomène (un seul canal par roue aubée). Ce type d'hypothèse ne permet toutefois pas de capturer les instabilités tournantes précurseurs du pompage, et est plutôt adapté à des études portant uniquement sur l'écoulement pendant le pompage.

Lorsque l'objectif d'une simulation numérique est d'observer les phénomènes précurseurs au pompage, comme le décollement tournant et la transition du décollement tournant vers le pompage, les hypothèses pour réduire le domaine simulé doivent être adaptées pour laisser la possibilité aux instabilités tournantes de se développer.

### 4.4.1 Synthèse

Dans la littérature, le pompage a été simulé de deux façons différentes, selon que l'étude soit orientée aérodynamique ou aéroélasticité. Le tableau 4.1 permet de synthétiser quatre méthodologies différentes employées par les auteurs ayant simulé du pompage. Le tableau 4.2 met en évidence les points à respecter

pour effectuer la simulation d'un cycle de pompage. Les simulations numériques présentées dans le tableau sont résumées dans l'annexe E.

TABLE 4.1 – Synthèse des simulations numériques de pompage réalisées

Auteur Année	Niazi [7] 2000	Di Mare [14] 2009	Vahdati [18] 2008	Teramoto [19] 2008
Domaine de calcul	Rotor 67 un plenum en sortie	6 étages Chambre de combustion off-takes	Fan, entrée nacelle, Compresseurs BP et HP	Corps HP, chambre de combustion
Réduction du compresseur	4 passage inter-aube	Monocanal	Monocanal	Secteur de 20°
Points par passage d'aube	50 000	Non spécifié	200 000 à 300 000	100 000
Méthode de résolution	URANS NS3D	URANS NS3D	URANS NS3D	URANS NS3D
Condition aux limites	Entrée : $P_t$ et $T_t$ atmosphériques $P_p^{n+1} = P_p^n$ $+K(\dot{m}_p - \dot{m}_t)$ en sortie	Tuyère désamorcée (entrée) Condition de champ libre représentatif d'une sortie de compresseur moyenne pression (IP)	Entrée d'air atmosphérique  Sortie : tuyère amorcée à section variable	Non spécifié
Modélisation des interfaces rotor-stator	Pas d'interface rotor-stator	Non spécifié	Technique du plan de mélange	Technique du sliding mesh

où  $P_p^i$  est la pression statique imposée en sortie à l'instant  $i$ ,  $\dot{m}_p$  est le débit à travers le plenum et  $\dot{m}_t$  est le débit en régime nominal.

TABLE 4.2 – Avantages et inconvénients des méthodologies utilisées

Auteur Année	Points forts	Limites de la méthode
Niazi [7] 2000	Domaine circonférentiel important Prise en compte d'un volume en sortie	Pompage modifié seulement Faible densité de points
Di Mare [14]	Prise en compte de plenum rattachés aux jeux	Calcul monocanal Limité à l'étude du pompage seul
Vahdati [18] 2008	Densité de maillage correct Conditions aux limites souples Grand domaine de calcul	Calcul monocanal Limité à l'étude du pompage seul
Teramoto [19] 2008	Domaine circonférentiel étendu Utilisation de la technique du sliding mesh Prise en compte du volume de la chambre de combustion	Faible densité de points

#### 4.4.2 Exigences d'une simulation numérique de pompage

Les études expérimentales, analytiques et numériques sur le thème du pompage permettent à ce jour de définir deux stratégies acceptables pour la mise en place de la simulation numérique d'un cycle de pompage, notamment quand l'un des objectifs est l'étude des précurseurs et du départ en pompage. Le lecteur souhaitant obtenir de plus amples informations sur les travaux de Vahdati, Niazi, Teramoto et Di Mare peuvent se référer à l'annexe E.



#### 4.4.2.1 Traitement circonférentiel du domaine

Le pompage est une instabilité axiale, si bien qu'une simulation monocanal avec des plans de mélange suffit à décrire le cycle correctement. C'est ce qu'ont fait Vahdati et Di Mare [14, 18], dont l'objectif était d'étudier les phénomènes aéroélastiques. L'entrée en pompage, quant à elle, est souvent caractérisée par des instabilités tournantes qui doivent pouvoir être capturées par la simulation. Les conditions sur l'étendue circonférentielle du domaine à simuler sont aussi sévères que pour le décollement tournant (voir partie 3.3) et interdisent en général toute réduction dans la direction circonférentielle. Un compromis entre le monocanal et la simulation annulaire, en 360°, est la prise en compte de la périodicité de la machine, si elle existe [19]. Ce compromis force toutefois la périodicité de toutes les instabilités tournantes. De même que pour la simulation du décollement tournant, l'utilisation du "sliding mesh" est indispensable dans le cadre de l'étude des instabilités tournantes qui précèdent le pompage.

#### 4.4.2.2 Les volumes environnants

Le pompage est une instabilité globale, et les volumes qui entourent le compresseur jouent un rôle important dans la dynamique du phénomène. Il faut donc simuler, au minimum, les volumes susceptibles de se vider à travers le compresseur pendant le pompage. Di Mare [14] a effectué la simulation d'un cycle de pompage dans un domaine comprenant un compresseur de 6 étages, la chambre de combustion, les canaux de fuite en tête de stator et les volumes attenants à ces canaux, pour deux domaines différents : le premier domaine correspond à une configuration "en vol" et les volumes attendant aux canaux de fuite en tête de stator sont petits, et le second est une configuration "banc d'essai" pour laquelle les volumes sont plus importants. Cette étude a mis en évidence un résultat attendu car déjà prévu par Greitzer. Les volumes attendant au compresseur jouent un rôle direct sur la durée du cycle de pompage. C'est pour cette raison que Niazi a aussi choisi de simuler un réservoir en sortie du rotor 67, dans lequel est simulé du pompage modifié.

#### 4.4.2.3 Discrétisation spatio-temporelle

Le pompage est une instabilité basse fréquence et il faut simuler un temps physique important pour capturer le phénomène. Le pas de temps doit toutefois permettre de capturer les instationnarités de l'écoulement correctement, notamment dans les zones de jeu en tête de rotor, car ces zones sont déstabilisantes [78]. Pour cela, Teramoto, qui a simulé le pompage dans le corps HP et la chambre de combustion du PW6000 [19] a utilisé un pas de temps valant environ 1/100 de passage d'aube.

Le maillage utilisé doit pouvoir transporter les longueurs d'onde que l'on souhaite capturer, comme les BPF (Fréquence de Passage des Aubes) par exemple. Un critère reliant la discrétisation spatiale et la discrétisation temporelle est proposé dans [103]. Teramoto a choisi de ne garder que les échelles supérieures à 1/20 de la corde des aubes, ce qui réduit à un minimum de 100 000 le nombre de points par passage d'aube, mais constitue un maillage fortement dégradé.

## Conclusion

Le pompage profond est une instabilité monodimensionnelle potentiellement destructrice pour le compresseur, les aubes subissant un coup de bélier et parfois du flottement aéroélastique pendant le cycle. Ce phénomène se produit à bas régime, si l'écoulement ne parvient plus à se déplacer des basses pressions en entrée vers les hautes pressions en sortie, quand le travail fourni par les aubes n'est plus suffisant. Des modèles simples permettent d'évaluer les performances hors adaptation d'un compresseur, mais la simulation numérique est *a priori* devenue un outil aujourd'hui envisageable en laboratoire, pour obtenir des données de qualité sur le pompage. La simulation d'un cycle de pompage demeure toutefois coûteuse car il faut simuler un domaine physique important sur un temps physique long.

# Chapitre 5

## Notions d'acoustique

### Introduction

Les phénomènes acoustiques peuvent se manifester de façons différentes dans les turbomachines. D'une façon générale, dans tout domaine physique, il peut se développer des ondes de pression stationnaires, également appelées modes propres. En excitant un des modes propre du domaine dans lequel il évolue, un écoulement de fluide peut connaître des oscillations de pression auto-induites liées au fait que la pression du fluide est alors partiellement régie par le mode propre excité. Le phénomène physique d'onde stationnaire fait l'objet de la première partie de ce chapitre. De plus, des phénomènes de résonances acoustiques, liées cette fois-ci à des ondes tournantes présentes dans le compresseur, peuvent se produire sous certaines conditions inhérentes à l'écoulement. Ces résonances acoustiques sont soupçonnées d'être liées à l'émergence d'instabilités tournantes (Hellmich [104]) et sont devenues ces dernières années un nouvel axe d'étude des instabilités de bas régime. C'est l'objet de la seconde partie.

### Sommaire

---

<b>5.1 Ondes acoustiques stationnaires . . . . .</b>	<b>41</b>
5.1.1 Équations d'onde stationnaire . . . . .	41
5.1.2 Modes harmoniques dans un tube ouvert . . . . .	42
<b>5.2 Résonance acoustique des compresseurs . . . . .</b>	<b>43</b>
5.2.1 Généralités . . . . .	43
5.2.1.1 Effets des roues aubées . . . . .	43
5.2.1.2 Effets de la géométrie et de l'écoulement non uniforme . . . . .	44
5.2.2 Modèle simplifié de propagation des modes . . . . .	44

---

## 5.1 Ondes acoustiques stationnaires

### 5.1.1 Équations d'onde stationnaire

En 1749, Jean Le Rond d'Alembert publie la première équation d'onde de l'histoire [105], qui décrit l'évolution spatiale et temporelle d'une quantité vibrante. L'équation s'écrit pour une grandeur arbitraire  $\phi$  scalaire ou vectorielle :

$$\Delta\phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} \quad (5.1)$$

où  $\Delta$  est l'opérateur laplacien. Le laplacien de la fonction  $f$  deux fois dérivable est défini par :  $\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$ . Cette équation décrit la propagation d'une onde en milieu homogène, linéaire et isotrope. Dans le cadre de l'acoustique, cette équation est résolue pour la pression statique, notée  $P(\vec{r}, t)$ .

Une onde stationnaire est le phénomène résultant de la propagation simultanée de plusieurs ondes de même fréquence mais dans des directions différentes, qui se manifeste par une vibration à une amplitude

différente de chaque point. Certains points sont fixes : ce sont les noeuds, qui ne connaissent pas de variation de pression. Au contraire, les ventres de pressions sont les points qui connaissent la plus grande amplitude vibratoire.

Les ondes stationnaires sont un phénomène courant de la vie de tous les jours. Elles concernent de nombreux phénomènes vibratoires, aussi bien mécaniques que sonores, optiques ou électromagnétiques. Ainsi le son d'une flûte ou d'un tambour est la superposition de plusieurs harmoniques d'une onde stationnaire résonant dans l'instrument ; la fibre optique met également en jeu des ondes stationnaires.

Les ondes stationnaires sont les solutions stationnaires de l'équation de propagation de d'Alembert. Elles sont aussi appelées modes propres et satisfont l'équation de Helmholtz, qui s'écrit pour la pression  $P(\vec{r}, t)$  :

$$\Delta P(\vec{r}, t) + k^2 P(\vec{r}, t) = 0 \tag{5.2}$$

où  $k$  est le nombre d'onde (nombre d'oscillations que l'on dénombre sur une longueur de  $2\pi$ , souvent défini en acoustique par  $k = \frac{2\pi f}{c}$ ). Pour résoudre l'équation, il faut ajouter une condition aux limites, qui peut être une condition de Dirichlet ou une condition de Neumann. La condition de Dirichlet impose un certain champ scalaire aux bords. La condition de Neumann impose une certaine dérivée normale du champ scalaire aux bords.

### 5.1.2 Modes harmoniques dans un tube ouvert

Dans un tube de longueur  $L$  (Fig 5.1a), dont deux des dimensions sont négligeables devant la troisième, il peut se développer une onde plane stationnaire. Si le tube est ouvert aux extrémités, les conditions aux limites imposent une pression constante en entrée et en sortie, et par conséquent un noeud de pression aux deux extrémités du tube.

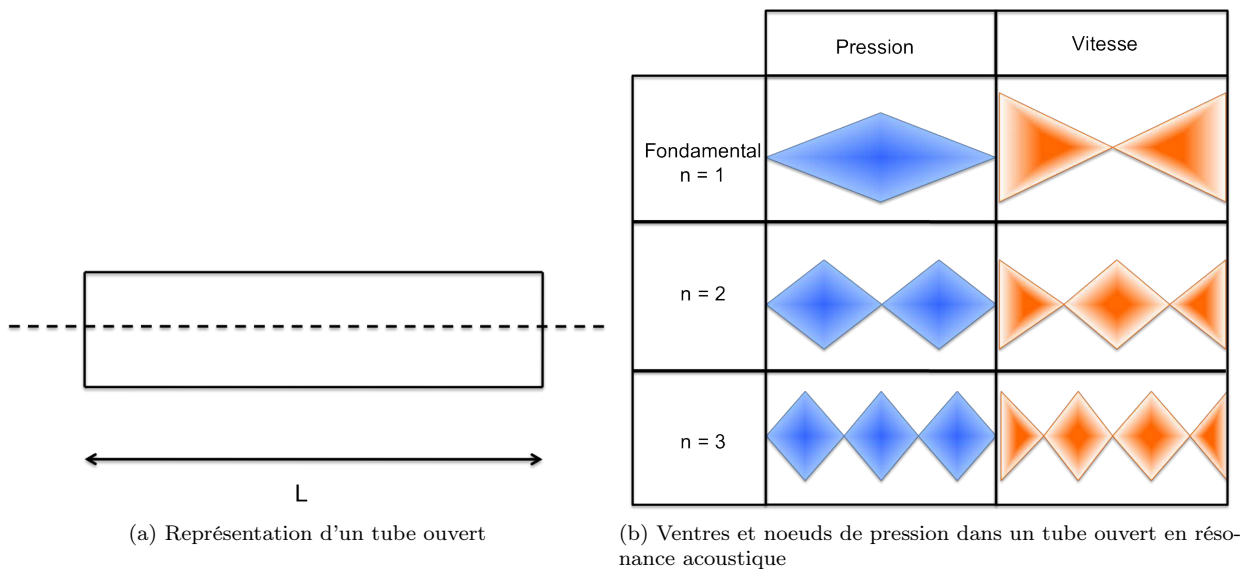


FIGURE 5.1 – Modes harmoniques d'un tube ouvert

La figure 5.1b montre les modes stationnaires pouvant se développer dans un tube ouvert. L'onde stationnaire de fréquence la plus basse pouvant se développer a pour longueur d'onde  $2L$  ne présente qu'un seul ventre de pression. L'amplitude de l'ondulation de pression dans le tuyau a alors l'aspect de la première figure à gauche. Le mode 2 présente 2 ventres, et le mode  $n$  présente  $n$  ventres de pression dans la longueur du tube. L'amplitude vibratoire de la vitesse évolue de façon opposée à celle de la pression. D'une façon plus générale, la fréquence de la  $n$ -ième harmonique des ondes stationnaires se développant dans un tube de longueur  $a$  pour valeur :

$$f_n = \frac{nc}{2L} \tag{5.3}$$

L'étude des harmoniques d'un tube ouvert permet d'appréhender dans un cas simple le phénomène de résonance acoustique lié à la présence d'ondes stationnaires sans écoulement. Dans les cas généraux, tridimensionnels, il y a souvent besoin de résoudre numériquement l'équation de Helmholtz pour identifier les ondes stationnaires susceptibles de se développer dans la configuration étudiée.

## 5.2 Résonance acoustique des compresseurs

Dans un compresseur, des ondes acoustiques peuvent se développer et affecter l'écoulement dans lequel elles se propagent. Ces résonances acoustiques ne se produisent que sous certaines conditions bien spécifiques, généralement pour des débits un peu plus faibles que le débit nominal. Ainsi, Hellmich [104, 106] distingue le décollement tournant des instabilités tournantes. Selon lui, le décollement tournant consiste en un blocage se propageant par décollement de l'écoulement dans les canaux voisins, à cause de l'incidence causée par le phénomène de blocage. Ce phénomène est caractérisé par un pic faible mais large en fréquences, et une fréquence nettement supérieure à la fréquence du rotor. *A contrario*, le phénomène d'instabilités tournantes (*rotating instabilities*) est un décollement périodique de l'écoulement sur le rotor sans blocage, et caractérisé par des pics élevés de fréquences discrètes. Cette approche acoustique des phénomènes de décollement, encore nouvelle aujourd'hui, pourrait être une piste pour mieux comprendre les instabilités proche pompage qui se développent dans les compresseurs.

Ce chapitre propose un rapide état de l'art sur le sujet, afin de présenter le phénomène physique tel que décrit par Hellmich [106], ainsi que le modèle mathématique qu'il propose, qui permet de prédire l'apparition de ces ondes.

### 5.2.1 Généralités

Avec les restrictions en vigueur sur le bruit des avions en zone aéroportuaire, des études acoustiques portant sur les compresseurs ont été menées depuis plusieurs dizaines d'années. Les travaux pionniers sur le sujet ont été présentés par Tyler et Sofrin [107] et Lighthill [108], et ont montré que la fréquence de passage des aubes et les interactions rotor-stator sont les principales sources de bruits dans les compresseurs et les soufflantes. Parker [109–114] est auteur et co-auteur de travaux pionniers sur les phénomènes de résonance acoustique, qu'il a étudiés sur des plaques planes en soufflerie. Il a également cité, dans une de ses publications, le travail de Rizk and Seymour [115] qui porte sur une résonance acoustique excitée par un lâcher tourbillonnaire dans un circulateur de gaz d'une centrale nucléaire. Suite à cette publication, quelques travaux portant sur les résonances acoustiques ont été publiés dans les années 70 et 80. Plus récemment, plusieurs publications ont fait état de phénomènes pouvant être assimilés à des résonances acoustiques dans des turbomachines.

De la littérature existant sur le sujet, plusieurs points ont pu être mis en évidence :

- Le mécanisme excitateur de la résonance acoustique est souvent un lâcher tourbillonnaire (*vortex shedding*) ;
- Les résonances acoustiques se produisent aussi bien en machine réelle qu'en cascade dans un conduit ;
- Le champ acoustique a une structure hélicoïdale dans la plupart des cas (Fig 5.2a) ;
- La fréquence des fluctuations de pression n'est pas un multiple entier de la fréquence de rotation du rotor, et les fréquences de ces fluctuations sont discrètes.

#### 5.2.1.1 Effets des roues aubées

Les roues aubées présentes dans le compresseur ont un coefficient de transmission et de réflexion des modes acoustiques qui varie avec l'angle d'incidence de l'onde. Par l'effet des roues, un compresseur peut piéger des modes entre ses rangées d'aubes et devenir "super-résonant". Hellmich a montré [106] que sous certaines conditions d'incidence de l'onde sur l'aube, et pour un certain espacement entre les aubes, les champs acoustiques incidents et réfléchis forment un nouveau mode acoustique résonant. Ce nouveau mode a généralement un nombre de lobes différent du mode initial. Enfin, pour des angles d'incidence élevés entre l'onde et l'aube, les roues d'aube deviennent des réflecteurs.

### 5.2.1.2 Effets de la géométrie et de l'écoulement non uniforme

La géométrie du compresseur influe sur les modes acoustiques via le rapport moyeu-carter, qui, en évoluant à travers la machine, peut entraîner la création de *turning points*. Les *turning points* sont les points où une onde coupée devient propagée. L'écoulement non uniforme présent dans le compresseur influe également. Cependant, pour les fréquences grandes devant celle du rotor, la giration de l'écoulement n'intervient que dans le calcul des fréquences de coupure des modes [116]. De plus, dans le cadre dans lequel on se place, les ondes acoustiques étudiées ont une longueur d'onde plus grande que 2 fois le pas inter-aubes, par conséquent, il n'y a pas de dispersion de mode [117].

### 5.2.2 Modèle simplifié de propagation des modes

Dans cette partie, un modèle mathématique simple est proposé pour calculer à partir du champ de pression modélisé le nombre d'onde axial  $k_x$  et la fréquence de coupure des modes acoustiques. La fréquence de coupure d'un filtre passe-haut est la fréquence en deçà de laquelle les fréquences sont atténuées exponentiellement (modes évanescents). Le modèle proposé provient des travaux de Hellmich et Seume [106].

Dans un cylindre aux parois rigides, de diamètres intérieur et extérieur constants, le champ de pression peut être modélisé en coordonnées cylindriques d'axe x par [118] :

$$p_{m,n}(r, \phi, x, t) = f(k_{r,m,n}r) \left[ B_1 e^{im\phi} + B_2 e^{-im\phi} \right] e^{i(k_x x - \omega t)} \quad (5.4)$$

Les constantes  $B_i$  sont des facteurs d'échelle,  $\omega$  est la pulsation et  $k$  le nombre d'onde. La fonction  $f$  contient les informations sur la distribution de pression dans le plan  $r - \phi$ . Même sans connaître  $f$ , il apparaît que le champ a une structure hélicoïdale, et tourne autour du conduit du compresseur.

Le nombre d'onde axial  $k_x$  dépend de l'écoulement dans le conduit et de la valeur de  $k_{r,m,n}$ . Cependant, on fait l'hypothèse que l'écoulement se comporte comme un corps rigide et l'équation de  $k_x$  est donnée par Lohman [119] :

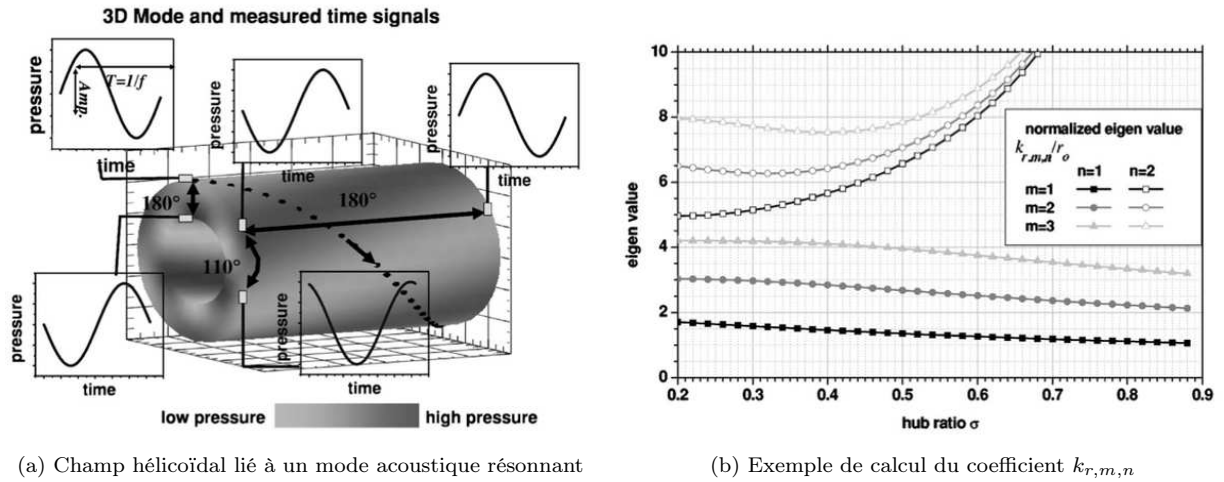
$$k_{\pm x} = \frac{\mp M_x (k \pm M_\phi k_{r,m,n}) + \sqrt{(k \pm M_\phi k_{r,m,n})^2 - (1 - M_x^2) k_{r,m,n}^2}}{1 - M_x^2} \quad (5.5)$$

$M_x$  et  $M_\phi$  sont respectivement le nombre de Mach axial et le nombre de Mach circonférentiel. Le signe devant  $M_\phi$  est positif si le mode tourne avec l'écoulement (co-rotatif) et négatif sinon (contra-rotatif).  $k$  est le nombre d'onde et vaut  $2\pi/\lambda = 2\pi f/c$  où  $c$  est la vitesse du son. Le signe de  $x$  dans  $k_{\pm x}$  est toujours opposé au signe devant  $M_x$ . Un signe  $+$  devant  $M_x$  signifie que le mode se propage dans la direction de l'écoulement. La valeur propre  $k_{r,m,n}$  dépend du rapport moyeu/carter, et du mode  $(m,n)$ , défini par le nombre  $m$  de lobes circonférentiellement et le nombre  $n$  de lobes radialement. Cette valeur propre nécessite l'utilisation de fonctions de Bessel pour être calculée [15].  $k_{r,m,n}$  est la  $n$ -ième solution de l'équation 5.6, qui implique les fonctions de Bessel du premier et du second ordre  $J$  et  $Y$  :

$$\begin{aligned} & (Y_{m-1}(kR_{hub}) - Y_{m+1}(kR_{hub})) (J_{m-1}(kR_{shroud}) - J_{m+1}(kR_{shroud})) - \\ & (Y_{m-1}(kR_{shroud}) - Y_{m+1}(kR_{shroud})) J_{m-1}(kR_{hub}) - J_{m+1}(kR_{hub}) = 0 \end{aligned} \quad (5.6)$$

Quand il n'y a pas d'écoulement, la condition de coupure d'un mode dans une conduite annulaire est  $k = k_{r,m,n}$ . Lorsque cela se produit, le mode est dit évanescents, et il disparaît progressivement, laissant le champ acoustique uniforme selon  $x$ . Lorsqu'il y a un écoulement, l'uniformité selon  $x$  est perdue. La fréquence de coupure correspond à la fréquence pour laquelle  $k_{\pm x} = 0$ . Elle vaut :

$$f_{m,n}^{cut} = \frac{ck_{r,m,n}}{2\pi} \left( \sqrt{1 - M_x^2} \mp M_\phi \right) \quad (5.7)$$



(a) Champ hélicoïdal lié à un mode acoustique résonnant

(b) Exemple de calcul du coefficient  $k_{r,m,n}$ 

FIGURE 5.2 – Modes acoustiques résonnants dans un compresseur [15]

Pour le calcul de la fréquence de coupure, le signe devant  $M_\phi$  est positif pour les modes contra-rotatifs et négatif pour les modes co-rotatifs. Quand on vanne un compresseur, le débit diminue et il a été constaté que le nombre de Mach axial diminue alors que le nombre de Mach circonférentiel augmente. Ces deux variations sont antagonistes pour la fréquence de coupure du mode co-rotatif, et augmentent la fréquence de coupure du mode contra-rotatif.

## Conclusion

La notion de mode propre acoustique impliquant la présence d'ondes stationnaires dans une configuration 3D a été abordée et expliquée sur un cas simple. Dans le cas général, il est nécessaire de résoudre l'équation de Helmholtz ; pour cela, il faut faire appel à un solveur de Helmholtz.

Les résonances acoustiques impliquant des ondes tournantes de structure hélicoïdale dans un compresseur ont également été évoquées. Un modèle simple trouvé dans la littérature est proposé ici, qui permet de prédire l'évolution des modes acoustiques en fonction d'une fréquence de coupure calculée à partir de paramètres simples de l'écoulement et de la géométrie du compresseur. Ces paramètres sont obtenus par une simulation numérique ou des essais.

## Chapitre 6

# Objectifs de l'étude

La simulation numérique d'un cycle de pompage dans un compresseur axial est aujourd'hui un calcul aux frontières des possibilités offertes par la CFD. Outre le temps physique à simuler particulièrement long par rapport aux simulations habituelles en turbomachines, le domaine physique à prendre en compte est très étendu, étant donnée l'influence démontrée des volumes entourant le compresseur sur la dynamique du phénomène de pompage. La littérature récente propose plusieurs simulations numériques d'un cycle de pompage, mais certaines hypothèses formulées pour réduire le coût du calcul sont sévères et ne permettent pas systématiquement d'observer les phénomènes précurseurs comme le décollement tournant. Les moyens de calcul d'aujourd'hui permettent d'améliorer l'approche du phénomène. Le domaine de calcul peut être étendu à tous les volumes entourant le compresseur, tout en conservant un maillage correct. Le coût CPU demeure élevé mais devient envisageable.

Le vif intérêt des industriels pour mieux connaître le phénomène de pompage, et en fournir une description précise, a conduit à ce travail de thèse qui s'articule autour de trois objectifs principaux :

- Simuler un cycle de pompage dans un compresseur axial et son banc d'essai ;
- Analyser le cycle de pompage obtenu ;
- Identifier les efforts aérodynamiques pouvant s'exercer sur les aubages pendant le cycle de pompage.

Le domaine physique de la simulation contient un compresseur axial réduit par périodicité et son banc d'essai. Le maillage de la configuration représente un compromis entre le nombre de points, relié au coût CPU, et la volonté d'obtenir une description fine et fiable du phénomène.

L'analyse du cycle de pompage obtenu permet de comprendre les mécanismes de la transition d'un régime de décollement tournant vers le pompage et donne lieu à une description précise des différentes phases du cycle, de la première vidange des volumes au second départ en pompage. L'accent est également mis sur l'analyse d'un régime stable proche pompage présentant du décollement tournant, et sur l'influence du banc d'essai sur la physique obtenue. Le travail numérique réalisé est systématiquement comparé aux résultats expérimentaux, afin d'enrichir et accréditer l'analyse des résultats obtenus.

Enfin, l'analyse des données de pression sur la peau des aubes du compresseur permet d'appréhender les sollicitations structurelles qui s'exercent sur les pales pendant le cycle de pompage, et ainsi de se faire une idée des contraintes que peuvent subir les aubes pendant un cycle de pompage.

Deuxième partie

Méthodologie et outils



# Introduction

La simulation d'un cycle de pompage dans un compresseur haute pression et son banc d'essai est aujourd'hui un calcul aux frontières des possibilités offertes par la CFD et les moyens de calcul actuels. Par exemple, il n'est pas habituel, aujourd'hui, de simuler numériquement un écoulement qui se retourne, ou d'effectuer une simulation numérique sur un temps physique aussi long que celui du phénomène de pompage. C'est pourquoi la mise en oeuvre d'un tel calcul a nécessité, outre les outils de CFD habituels, le développement et la maîtrise d'outils et de méthodes spécifiques, qui font l'objet de cette seconde partie.

Le phénomène de pompage est simulé dans un compresseur de recherche étudié depuis une dizaine d'années, ce qui sous-entend l'existence d'une base de données expérimentales et numériques fournie. Ce point est important car une telle base de données permet de se baser sur des travaux portant sur la même machine pour bien choisir les paramètres de la simulation numérique et d'évaluer *a posteriori* la qualité du travail réalisé. La partie II commence par la présentation du compresseur étudié dans le cadre de ce travail, CREATE, basé au LMFA à Lyon. Le premier chapitre fait donc le point sur les principaux travaux expérimentaux et numériques menés sur cette machine, puis s'attache à décrire la configuration étudiée et le maillage réalisé.

Un rapide bilan sur la modélisation numérique des écoulements en turbomachines permet ensuite de revenir sur les équations de Navier-Stokes et leur utilisation en CFD, notamment dans le cadre de la formulation "RANS" utilisée ici. Le code elsA est également brièvement présenté et les principaux paramètres numériques choisis sont explicités. Les logiciels utilisés pour la modélisation numérique des phénomènes acoustique de type résonance de cavité sont décrits dans le chapitre suivant.

Au cours de la simulation du compresseur en situation de pompage profond, l'écoulement à l'intérieur du compresseur est amené à changer de sens à deux reprises. Il n'est pas possible de savoir *a priori* si les interfaces d'entrée et de sortie du domaine sont atteintes par l'écoulement retourné. Le phénomène de pompage étant susceptible de mettre en difficulté les conditions d'entrée et de sortie du domaine simulé, le chapitre suivant explique les modifications qui ont été faites pour rendre ces dernières robustes et réalistes vis-à-vis du phénomène simulé. Le chapitre suivant décrit la mise en oeuvre d'un couplage de code en vue de diminuer le temps CPU consommé par la simulation du pompage. La validité de la méthode numérique choisie est vérifiée dans le chapitre 13, et quelques méthodes de post traitement très utilisées dans le cadre de cette étude des signaux issus de la simulation numérique sont présentées dans le dernier chapitre.

# Chapitre 7

## Description de la configuration

### Introduction

Lors de l'étude numérique d'un phénomène physique, il est nécessaire de disposer d'au moins une base de données expérimentales pour pouvoir y confronter les résultats obtenus et les valider. Les phénomènes instables dans les compresseurs ne sont pas souvent étudiés lors des campagnes expérimentales car ils sont potentiellement destructeurs. La simulation numérique permet de simuler des écoulements pouvant mettre en danger la machine sans prendre le risque de la détériorer, et de faire des études paramétriques à moindre coût. Elle est donc un outil incontournable dans l'acquisition des connaissances sur ces phénomènes. Dans ce cadre, le compresseur de recherche CREATE fait l'objet de nombreuses recherches expérimentales et numériques. Des bases de données conséquentes existent et expliquent pourquoi ce compresseur a été choisi dans le cadre de la simulation numérique d'un cycle de pompage.

Dans un premier temps, le banc expérimental de CREATE est présenté, ainsi que les principales études numériques et expérimentales à ce sujet. Le domaine physique étudié dans ce travail et le maillage réalisé sont ensuite décrits.

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>La machine CREATE</b>	<b>49</b>
<b>7.2</b>	<b>Configuration étudiée</b>	<b>51</b>
<b>7.3</b>	<b>Maillage</b>	<b>51</b>
7.3.1	Le compresseur	51
7.3.2	Le banc d'essai	52

---

### 7.1 La machine CREATE

Le compresseur de recherche CREATE (Compresseur de Recherche pour l'Etude des effets Aérodynamiques et TEchnologiques) [4] est étudié à l'École Centrale de Lyon, au LMFA (Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique). CREATE fait l'objet de recherches sur les phénomènes aérothermiques et aérodynamiques. Il a été conçu et fabriqué par SNECMA (Touyeras et Villain [120]). CREATE est un compresseur axial de 3,5 étages, il comporte une Roue Directrice d'Entrée (RDE) et 3 étages de compression. Sa géométrie et sa vitesse de rotation en font un compresseur représentatif des étages médian-aval des compresseurs haute pression des moteurs d'avions civils modernes de type CFM56. La vitesse de rotation est de 11 533 tr/min, et l'écoulement en tête du premier étage a un nombre de Mach de 0,92. L'écoulement est donc faiblement transsonique dans le premier étage et subsonique ailleurs.

La figure 7.1a montre une coupe méridienne de CREATE, ainsi que les noms des plans inter-aubes qui sont les plans d'extraction de données lors des études expérimentales. Une vue en 3D du compresseur sur son banc d'essai est proposée Fig 7.1b.

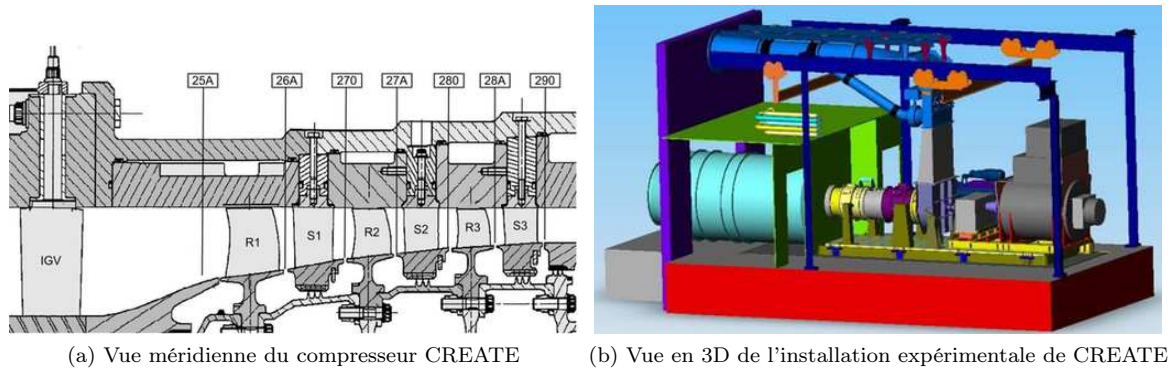


FIGURE 7.1 – Le compresseur CREATE

Le nombre d'étages de CREATE représente un compromis entre l'amplitude des écoulements secondaires, qui doivent être du même ordre que ceux d'un compresseur réel, et la puissance électrique requise pour le faire fonctionner, qui doit être inférieure à la puissance disponible sur le banc d'essai. Le compresseur présente une périodicité naturelle de  $2\pi/16$ , voulue dès la phase de conception dans l'optique des simulations numériques et des sondes à placer dans l'écoulement lors des essais. Les bras de support du banc, présents à l'amont et à l'aval du compresseur, sont au nombre de 8. Par conséquent, la périodicité globale est de  $2\pi/8$  pour les parties axisymétriques. La répartition du nombre de pales par étage est donnée dans le Tab.7.1. Le tableau 7.2 résume les principales caractéristiques du compresseur CREATE.

TABLE 7.1 – Nombre d'aubes par roue dans CREATE

Roue	RDE	R1	S1	R2	S2	R3	S3
Nombre d'aubes ( $2\pi$ )	32	64	96	80	112	80	128
Nombre d'aubes ( $2\pi/8$ )	4	8	12	10	14	10	16

TABLE 7.2 – Caractéristiques principales de CREATE

Nombre d'étages	Trois et demi
Vitesse de rotation	11 533 tr/min
Mach en tête du rotor 1	0,92
Débit nominal	12,5 kg/s
Rayon du carter	0,2591 m

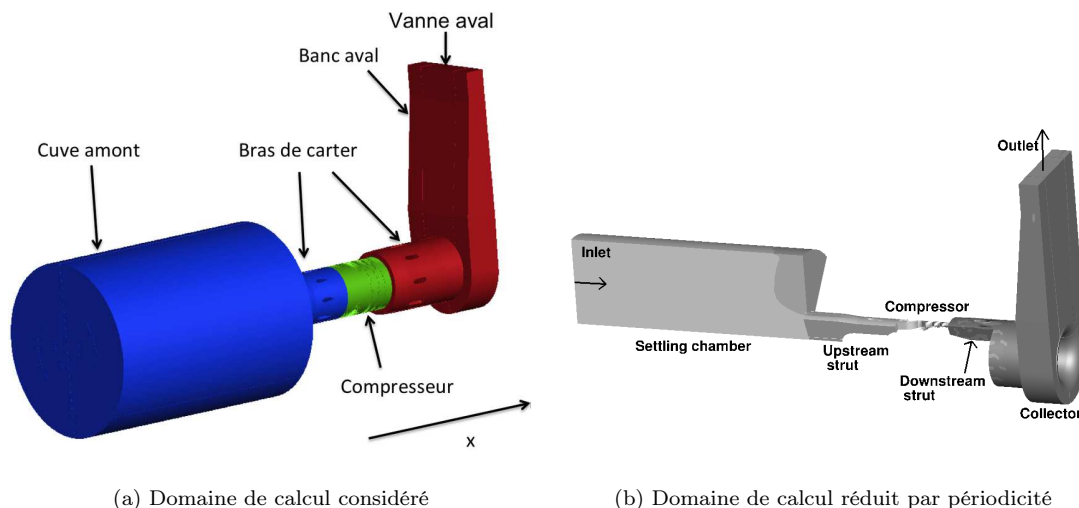
CREATE est un compresseur reconfigurable mécaniquement : le nombre d'aube des grilles, ainsi que leur forme, peut être modifié. L'indexage (en anglais, le *clocking*, c'est à dire l'alignement des stators entre eux) peut être changé. L'installation expérimentale de CREATE au LMFA à Lyon est décrite dans l'annexe F. Elle donne de plus amples détails sur CREATE, son instrumentation et ses caractéristiques [4].

CREATE a fait l'objet de nombreux travaux de recherche, tant expérimentaux que numériques, ce qui permet d'avoir une base de données très importante sur le cas, notamment sur les interactions rotor/stator (Arnaud et al. [121], Courtiade [99]), sur le contrôle de l'écoulement (étude numérique avec des nids d'abeille par Gourdain et al. [59], traitements de carter par Legras [83]), sur les instabilités de bas débit (décollement tournant par Gourdain et al. [93], Wlassow et al. [65], le pompage par Courtiade et al. [66], les résonances acoustique par Courtiade [81]). Il sert également de cas test pour la validation et la calibration de méthodes CFD (Sharma et al. [122]).

## 7.2 Configuration étudiée

Les volumes situés à l’aval du compresseur influent sur la dynamique du pompage, et la cuve de tranquillisation située à l’amont de CREATE crée des pertes de charge qui varient selon le débit. Par conséquent, la simulation numérique du pompage inclut le compresseur, la cuve amont de tranquillisation et la partie aval du banc d’essai (Fig 7.2a).

Comme le compresseur a une périodicité de  $2\pi/16$  et que la partie axisymétrique du banc a une période de  $2\pi/8$ , le domaine considéré est réduit à  $1/8^{eme}$  de la partie axisymétrique, et la partie verticale du banc aval est gardée en  $2\pi$  donc intacte (Fig7.2b). Le choix d’un domaine hybride  $2\pi$  et  $2\pi/8$  se justifie par l’aspect axial du pompage, qui en soi ne nécessite pas une simulation avec une importante étendue circonférentielle du domaine. Cependant, la volonté de décrire également les phénomènes tri-dimensionnels qui se produisent juste avant le pompage, tel le décollement tournant, a conduit à prendre en compte la périodicité du compresseur et des bras de carters. La périodicité du phénomène est forcée à un multiple de 8, et la vitesse de rotation des cellules et leur nombre seront influencés. Cette approche permet donc de réduire le domaine, tout en conservant *a priori* une description du décollement tournant et de ses interactions avec les rotors et les stators.



(a) Domaine de calcul considéré

(b) Domaine de calcul réduit par périodicité

FIGURE 7.2 – Domaine de calcul CREATE

## 7.3 Maillage

### 7.3.1 Le compresseur

Quelques hypothèses simplificatrices ont été faites au sujet du domaine étudié, et plusieurs éléments ne sont pas pris en compte ;

- Les recirculations sous les plateformes de stator ;
- L’injection en pied du premier rotor ;
- Les congés de raccordement en pied de pale.

Le maillage du compresseur est structuré et comprend 27,5 millions de points répartis en blocs selon une méthode H-O. Le raffinement choisi pour ce maillage est basé sur l’expérience acquise dans la simulation numérique du compresseur CREATE [4]. Chaque canal est divisé en 7 domaines. Un bloc en O est utilisé autour de l’aube, et 6 blocs en H maillent les deux demi-passages inter-aubes, les blocs directement amont et aval de l’aube, ainsi que les blocs d’entrée et de sortie du passage (Fig 7.3). Les rotors sont maillés avec 65 points radialement, dont 17 points pour le maillage du jeu en tête, et comportent environ 411 000 points. Les stators, hormis la RDE, comportent 57 points radialement et comportent en moyenne 310 000 points. La RDE comporte 75 points radialement à cause de sa plus grande taille et de ses jeux en

ped et en tête et comporte 610 000 points. Le tableau 7.3 donne le nombre de mailles dans chaque type de roue. Si le calcul avait été réalisé en  $360^\circ$ , le même maillage aurait comporté environ 305 millions de points

TABLE 7.3 – Nombre de points de maillage par roue

Roue	RDE	R1	S1	R2	S2	R3	S3
Direction axiale	89	95	85	85	81	85	89
Direction circonférentielle	39	41	41	41	41	41	31
Direction radiale	75	65	57	65	57	65	57

La simulation du décollement tournant et du pompage n'incitent pas à utiliser de lois de parois car d'important décollements se produisent sur les aubages. La plus petite maille à la paroi est de taille  $10^{-6}m$ , ce qui correspond à un  $y^+ \approx 1$ . La méthode du "sliding mesh" (voir chapitre 8) est utilisée entre les parties fixes et mobiles. Cette méthode est conservative quand les interfaces sont planes, ce qui est le cas ici.

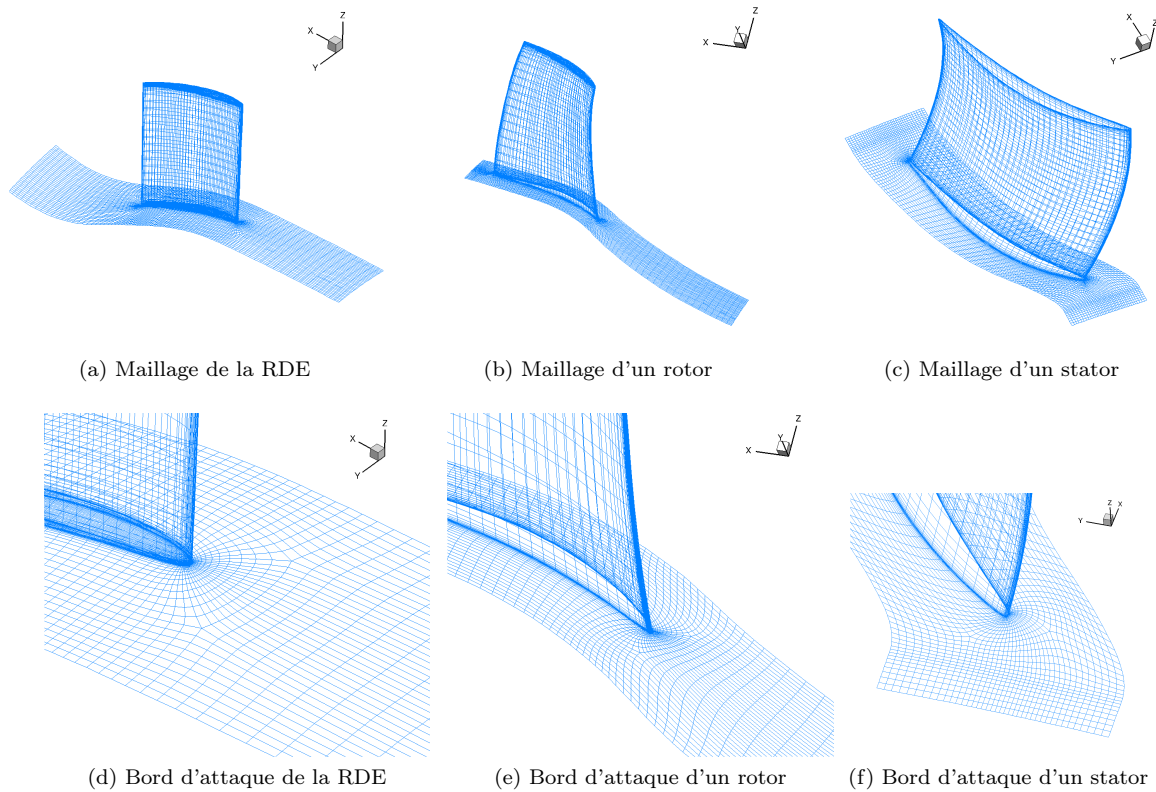


FIGURE 7.3 – Maillage de CREATE

### 7.3.2 Le banc d'essai

Le banc d'essai a été maillé à partir de fichiers de CAO fournis par le LMFA. Il a été divisé en quatre parties avant le maillage : la cuve de tranquillisation amont, le bras de carter amont, le bras de carter aval et la partie verticale du banc aval. Les deux bras de carter ont pu être maillés avec des méthodes et logiciels propres aux turbomachines, car ils peuvent être vus comme des stators. Comme le nombre de Mach de l'écoulement dans ces différentes parties est faible, le raffinement à la paroi est moins important que dans le compresseur et se limite à  $50 \mu m$ , mais le  $y^+$  est toujours voisin de 1. Le taux d'expansion maximal des mailles est de 1,97, le taux de la grande majorité des mailles ne dépassant pas 1,2. La cuve et le bras de carter amont comportent 6,3 millions de points et le banc aval en comporte 5,7 millions (voir Fig 7.4).

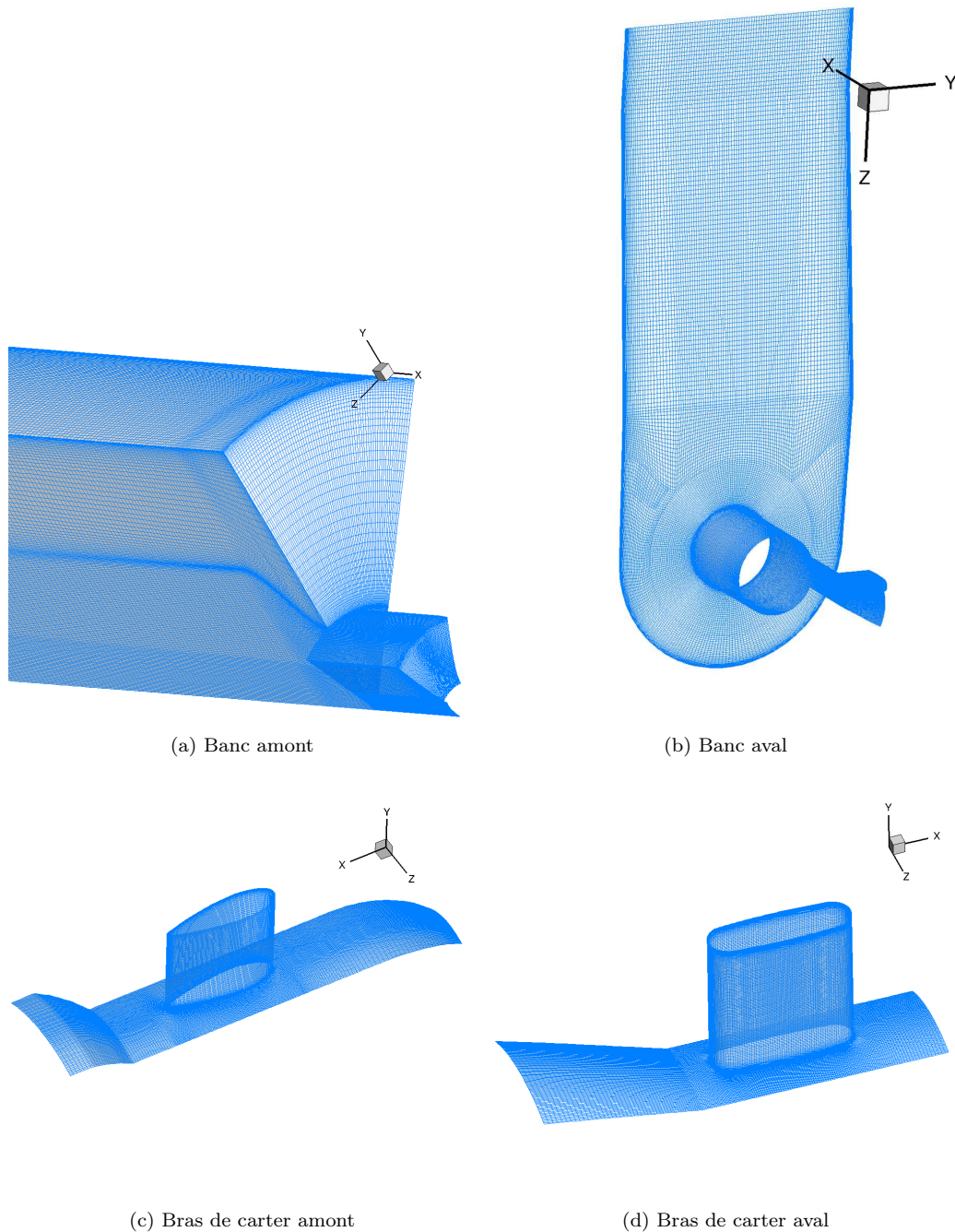


FIGURE 7.4 – Maillage des parties du banc d'essai

## Conclusion

Le compresseur dans lequel est simulé le cycle de pompage est le compresseur de recherche CREATE, basé à Lyon, qui fait l'objet d'une base de données déjà très fournie. Le domaine de calcul retenu inclut le compresseur en  $2\pi/8$ , le banc d'essai en  $2\pi/8$  dans sa partie axisymétrique, et la partie verticale du banc d'essai en sortie est gardée telle quelle. Le maillage est résolu à la paroi, et comporte au total 39,6 millions de mailles. Le même maillage sans réduction par périodicité aurait comporté 305 millions de points, ce qui n'aurait pas permis la simulation numérique d'un cycle de pompage au vu des moyens de calculs actuels, et se situe au delà des objectifs.

## Chapitre 8

# Modélisation numérique des écoulements dans les turbomachines

### Introduction

La simulation numérique d'un écoulement repose à la fois sur la résolution des équations de Navier Stokes, et sur des modélisations qui permettent de limiter le coût mémoire et CPU du calcul. La turbulence désigne un régime d'écoulement caractérisé par des changements stochastiques et chaotiques de ses propriétés. Un écoulement turbulent fait se côtoyer de nombreuses échelles spatiales et temporelles, et donne une impression de grand désordre. Décrite par Feynman comme étant *le problème non résolu le plus important de la physique classique*, la turbulence demeure un phénomène très peu prévisible et mal compris.

La turbulence d'un écoulement peut être modélisée partiellement, totalement ou pas du tout, selon les moyens de calcul disponibles et les résultats attendus. L'approche RANS (pour Reynolds Averaged Navier Stokes) propose de modéliser toute la turbulence, alors que l'approche DNS (Direct Numerical Simulation), extrêmement coûteuse, propose de la simuler. Une approche intermédiaire, la LES (pour Large Eddy Scale) propose de modéliser les petites échelles de la turbulence et de simuler les grandes échelles. La figure 8.1 résume ces trois approches.

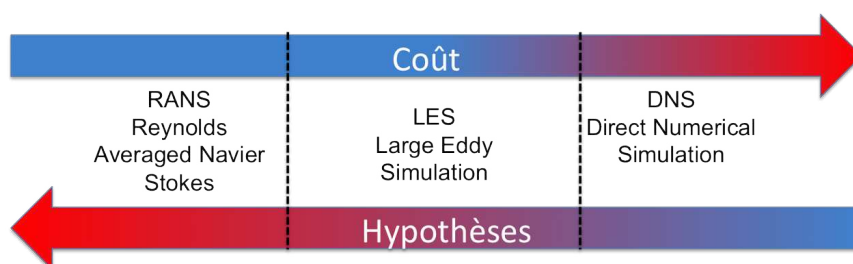


FIGURE 8.1 – Modélisations de la turbulence

D'après les travaux de Georgiadis [123], il faut environ 100 millions de points de maillage par passage d'aube pour pouvoir la simuler en LES pour un nombre de Reynolds élevé, comme c'est le cas dans les compresseurs. Ce coût est prohibitif pour la simulation d'un cycle de pompage sur un domaine qui comprend les 74 canaux de CREATE en  $2\pi/8$  et le banc d'essai. C'est pourquoi l'approche RANS a été retenue pour cette étude.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la stratégie pour la simulation numérique des écou-

lement en turbomachines. Les équations de Navier Stokes et leur formulation avec les hypothèses RANS sont explicitées, et les modélisations courantes utilisées en turbomachines sont présentées. La seconde partie est consacrée au code de calcul *elsA* et vise à présenter les paramètres numériques utilisés dans ce travail de thèse.

## Sommaire

<b>8.1</b>	<b>Stratégie pour la simulation numérique des écoulements en turbomachines</b>	<b>55</b>
8.1.1	Les équations de Navier Stokes en formulation RANS . . . . .	55
8.1.2	Modélisation de la turbulence . . . . .	56
8.1.3	Stratégies pour le calcul d'écoulements en turbomachines . . . . .	56
8.1.3.1	Stratégie de maillage . . . . .	56
8.1.3.2	Les raccords entre roues . . . . .	57
8.1.3.3	Domaine simulé . . . . .	57
8.1.3.4	Conditions aux limites . . . . .	58
<b>8.2</b>	<b>Le code de calcul <i>elsA</i></b> . . . . .	<b>59</b>
8.2.1	Présentation du code . . . . .	59
8.2.2	Paramètres numériques utilisés . . . . .	59
8.2.2.1	Discretisation spatiale . . . . .	59
8.2.2.2	Discretisation temporelle . . . . .	60
8.2.2.3	Turbulence . . . . .	60

## 8.1 Stratégie pour la simulation numérique des écoulements en turbomachines

### 8.1.1 Les équations de Navier Stokes en formulation RANS

Les équations de Navier-Stokes sont un ensemble de trois équations décrivant le mouvement des fluides visqueux newtoniens dans l'approximation des milieux continus. La formulation différentielle pour la formulation RANS de ces équations est donnée par :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \bar{\mathbf{U}}) = 0 \quad (8.1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}} + \bar{p} \mathbf{I} - \bar{\boldsymbol{\tau}} - \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{r}}) = 0 \quad (8.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{E}}{\partial t} + \text{div}[\bar{\rho} \bar{E} \bar{\mathbf{U}} + \bar{p} \bar{\mathbf{U}} - (\bar{\boldsymbol{\tau}} + \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{r}}) \bar{\mathbf{U}} + C_p(\bar{\boldsymbol{\phi}} + \boldsymbol{\phi}_{\mathbf{t}})] = 0 \quad (8.3)$$

$\bar{\rho}$  : Champ de la masse volumique du fluide

t : temps

$\bar{\mathbf{U}}$  : vitesse eulérienne d'une particule de fluide

p : Pression statique du fluide

$\mathbf{I}$  : Matrice identité

$\bar{\boldsymbol{\tau}}$  : Tenseur des contraintes visqueuses

$\boldsymbol{\tau}_{\mathbf{r}} = -\overline{\rho(\mathbf{U}) \otimes (\mathbf{U})}$  : Tenseur de Reynolds, nécessite une modélisation. Il apparaît du fait de la non-linéarité du terme convectif  $\text{div}(\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U})$  ;

$\bar{E}$  : Énergie totale par unité de masse

$\bar{\boldsymbol{\phi}}, \boldsymbol{\phi}_{\mathbf{t}}$  : Tenseur des contraintes liées au flux de chaleur, resp. au flux de chaleur lié à la turbulence



L'équation 8.1 est appelée équation de continuité et traduit la conservation de la masse du fluide. L'équation 8.2, ou équation de quantité de mouvement, traduit la conservation de la quantité de mouvement et l'équation 8.3 s'appelle l'équation du bilan d'énergie et traduit la conservation de l'énergie totale  $\bar{E}$ .

On adjoint de plus à ces équations l'équation des gaz parfaits :  $p = \rho RT$ .

Deux lois de comportement sont supposées dans les équations RANS ci-dessus :

- La loi d'évolution du tenseur des contraintes visqueuses pour un fluide newtonien (vitesse de déformation proportionnelle au gradient des contraintes), qui est donnée par :

$$\bar{\tau} = -\frac{2}{3}\mu(\operatorname{div}\bar{\mathbf{U}})\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{D} \quad (8.4)$$

où  $\mu$  est la viscosité moléculaire dynamique du fluide, et  $\mathbf{D}$  le tenseur des vitesses de déformation :  $\mathbf{D} = \mathbf{grad}(\bar{\mathbf{U}}) + \mathbf{grad}^t(\bar{\mathbf{U}})$  ;

- Le flux de chaleur suit la loi de Fourier :  $\bar{\phi} = -\lambda\mathbf{grad}(\bar{T})$ , où  $\lambda$  est le coefficient de conductivité thermique moléculaire et vaut  $\lambda = -C_p\mu/Pr$ .  $C_p$  et  $Pr$  sont respectivement la chaleur massique à pression constante et  $Pr$  le nombre de Prandtl.

### 8.1.2 Modélisation de la turbulence

L'approche RANS consiste à modéliser toutes les échelles de turbulence et recherche une solution correspondant à la moyenne d'ensemble de l'écoulement. La turbulence est prise en compte de façon statistique et le champ est divisé en une partie moyenne et une partie fluctuante. Pour la vitesse,  $\mathbf{U} = \bar{\mathbf{U}} + \mathbf{U}'$ .

Le système d'équation de Navier Stokes (éq(8.1), éq(8.2) et éq(8.3)) est fermé avec les trois hypothèses suivantes en RANS :

- Le tenseur de Reynolds turbulent est calculé en supposant que l'hypothèse de Boussinesq s'applique au tenseur de Reynolds :

$$\tau_r = -\frac{2}{3}\mu_t(\operatorname{div}\bar{\mathbf{U}})\mathbf{I} + 2\mu_t\mathbf{D} \quad (8.5)$$

où  $\mu_t$  est la viscosité turbulente.

- Le flux de chaleur turbulent est modélisé en utilisant le nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$ . Ce flux de chaleur vaut  $\phi_t = -\lambda_t\mathbf{grad}(\bar{T})$ , où  $\lambda_t = -C_p\mu_t/Pr_t$  est la conductivité thermique turbulente.
- L'énergie cinétique de turbulence  $k$  est supposée négligeable devant l'énergie totale et la pression statique, si bien que l'on approxime l'énergie totale par :  $\bar{E} \approx \bar{E} + k$  et  $\bar{p} \approx \bar{p} + k$ . Cette hypothèse reste valide pour  $2k/U^2 \ll 1$ , ce qui est vrai pour la plupart des écoulements, même supersoniques.

Les grandeurs  $\mu_t$  et  $Pr_t$  sont inconnues et donc modélisées dans l'approche RANS.

### 8.1.3 Stratégies pour le calcul d'écoulements en turbomachines

En compresseur, les écoulements sont complexes. Ils font appel à de l'aérodynamique interne et sont hautement instationnaires, tridimensionnels, visqueux, turbulents et parfois transsoniques. Les pratiques et modélisations courantes en turbomachine sont expliquées dans les paragraphes qui suivent.

#### 8.1.3.1 Stratégie de maillage

En CFD, le maillage revêt une importance capitale dans la qualité de la simulation réalisée et la précision des résultats obtenus. Lorsque le code de calcul utilisé est *elsA*, le maillage est réalisé de façon structuré, ce qui permet de réduire le coût CPU et d'allocation de mémoire par rapport à un maillage non structuré.

Dans le cadre de ce travail, l'écoulement à simuler est visqueux et à haut nombre de Reynolds, et les aubages de CREATE sont assez simples. Le mailleur Autogrid d'*IGG<sup>TM</sup>* permet la génération automatique d'un maillage structuré multi blocs des aubages de turbomachine.

Le maillage est divisé en blocs selon la technique O4H. Le bloc en O entoure l'aubage, afin de bien discrétiser le domaine situé à la peau de l'aube. Ce raffinement de maillage a pour but de capter la couche limite qui se développe sur les parois du domaine simulé. 4 blocs en H entourent le bloc en O, pour décrire l'amont et l'aval de l'aube, ainsi que les demi passage à l'extrados et l'intrados de l'aube. En tête de rotor, le jeu est maillé par un bloc en H entouré d'un bloc en O.

Comme le maillage est destiné à une simulation sans loi de paroi, il faut fortement la raffiner à proximité des parois. La plus petite maille est environ de taille  $1\mu\text{m}$  et le  $y^+$  correspondant vaut environ 1.

### 8.1.3.2 Les raccords entre roues

En turbomachines, les roues fixes et mobiles sont maillées séparément les unes des autres. Lors d'une simulation multi-étagée, chaque roue est simulée dans son repère (fixe pour les stators, tournant pour les rotors) et communique avec ses proches voisines. Il existe deux façons de faire communiquer les roues entre elles : l'interface séparant deux roues peut être modélisée par les techniques de plan de mélange ou de *sliding mesh*.

**8.1.3.2.1 Technique du plan de mélange** Cette méthode est basée sur l'hypothèse de stationnarité de l'écoulement dans le repère propre à chaque roue, et néglige les interactions instationnaires rotor-stator [124]. Les grandeurs de l'interface séparant les deux roues sont traitées par moyenne dans la direction circumférentielle. Ces informations moyennes sont ensuite transmises à la roue opposée. Cette méthode efface toute singularité instationnaire dans la direction circumférentielle, comme les sillages, et donne de bons résultats dans le cadre des simulations stationnaires. Cette méthode trouve ses limites dès que l'on s'intéresse aux interactions entre les roues ou aux structures tournantes.

**8.1.3.2.2 Technique du sliding mesh** La technique du *sliding mesh*, ou raccord glissant, est une méthode beaucoup plus coûteuse que la méthode du plan de mélange qui consiste en une interpolation des grandeurs à l'interface entre les deux roues [125]. Le coût élevé de cette méthode provient du fait qu'il faut faire une nouvelle interpolation à chaque nouveau déplacement de la roue mobile par rapport à la roue fixe, c'est à dire à chaque pas de temps. Cette méthode permet en revanche de prendre en compte les phénomènes instationnaires, et est le plus souvent utilisée dans les simulations instationnaires.

### 8.1.3.3 Domaine simulé

Le domaine simulé en turbomachines peut prendre en compte plus ou moins de canaux, selon les objectifs de la simulation. Plusieurs approches existent :

**8.1.3.3.1 Calcul monocanal** Un calcul monocanal est une simulation mono ou multi-étage, qui ne prend en compte qu'un seul canal par roue. Dans l'industrie, le calcul monocanal stationnaire est très utilisé car il représente un très bon compromis entre coût mémoire, coût CPU, temps de restitution et qualité des résultats obtenus en termes de performances et de tendances globales. Cependant, les effets  $360^\circ$  ne sont pas pris en compte.

**8.1.3.3.2 Calcul annulaire** Le calcul annulaire consiste à prendre en compte tous les canaux de chaque roue simulée, dans le cadre de simulations instationnaires. Cette approche permet de fournir des calculs de référence car elle ne fait aucune hypothèse de réduction de la complexité de l'écoulement. Ce type de simulation permet de capturer à la fois les phénomènes corrélés à  $\Omega$  (comme les interactions rotor-stator) et non corrélés à  $\Omega$  (comme le décollement tournant). Cependant, la calcul annulaire est très coûteux en temps CPU et en mémoire, à cause de la taille du maillage et de la durée du transitoire de convergence.

**8.1.3.3.3 Calcul périodique SMP (Simulation Multi Passage)** Le calcul périodique représente un compromis entre le calcul annulaire et le calcul monocanal. Il consiste à se servir des propriétés de périodicité de la machine pour réduire le domaine de calcul. Si les nombres d’aube du compresseur sont tous multiples d’un même entier  $m$ , le domaine de calcul peut être réduit à une section de  $360^\circ/m$ . Cette approche ne peut pas capturer l’influence d’une distorsion amont localisée, mais peut capturer du décollement tournant, moyennant que le nombre de cellules soit toujours un multiple de  $m$ .

Ce type d’approche a été utilisé sur le CME2 ( $m = 10$ ) et sur CREATE ( $m = 16$ ) [126] dans le passé. Cette méthode, appelée SMP (Simulation Multi-Passages), est un cas particulier de la méthode RNA (Réduction du Nombre d’Aubes). Son coût est directement relié au paramètre  $m$  de périodicité.

**8.1.3.3.4 Méthode RNA** Dans le cas général où il n’existe pas de périodicité spatiale dans une machine, la géométrie du compresseur peut être modifiée pour appliquer la méthode du RNA proposée par Arnone et Pacciani [127]. Le nombre d’aubes est modifié afin de trouver un multiple commun, et réduire ensuite le compresseur comme pour la méthode SMP. Cette méthode a été utilisée par Bardoux [128] sur la turbine VEGA2, pour la simulation d’un étage dont le distributeur comporte 23 aubes et le rotor 37. En passant d’une configuration 23 :37 à une configuration 23 :36, la périodicité de deux permet de réduire le domaine de canal à un distributeur pour 2 rotors (Fig 8.2). La méthode définit donc une extension azimuthale inter-grille commune et conduit à une dilatation u contraction des gradients circonférentiels lors du passage inter-roue.

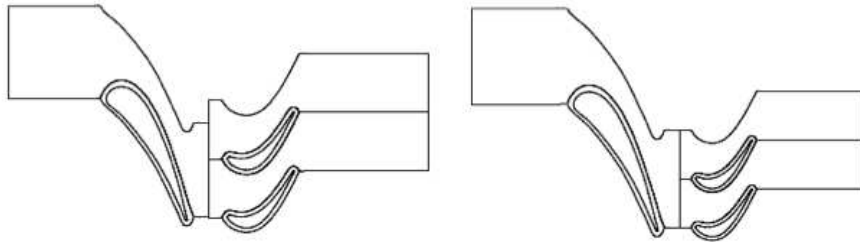


FIGURE 8.2 – Utilisation de la méthode RNA par Bardoux pour passer d’une configuration 23 :37 à 23 :46

Par cette méthode, les interactions instationnaires entre roues sont capturées, mais les fréquences des fluctuations instationnaires et les modes spatiaux sont modifiés. De plus, le point de blocage du compresseur est mal prédit, les effets  $360^\circ$  ne sont pas pris en compte et le transitoire de convergence instationnaire URANS est long.

**8.1.3.3.5 Approche chorochronique** L’approche chorochronique consiste à utiliser une condition aux limites dites spatio-temporelle (en anglais *phase lag* ou *phase shift*), qui repose sur l’hypothèse que toutes les instationnarités ont une origine déterministe : défilement des grilles les unes par rapport aux autres, déphasage inter-aube prescrit pour la simulation du flottement, et distorsion amont instationnaire du type onde tournante. Cette approche implique que le temps physique écoulé soit directement relié au mouvement dans la direction circonférentielle, et une formule mathématique traduit cette relation, et relie l’écoulement dans un canal à l’écoulement dans le canal voisin à un autre instant. Tous les phénomènes non reliés à la vitesse de rotation sont exclus : lâchers tourbillonnaires de bord de fuite, décollement tournant, pompage...

Cette méthode offre donc la possibilité d’effectuer un calcul instationnaire dans un domaine monocanal. En revanche, le filtrage des fréquences est important, le transitoire de convergence instationnaire peut être très long, et les effets  $360^\circ$  sont négligés.

#### 8.1.3.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées en turbomachines sont des conditions aux limites subsoniques, qui consistent en une injection circonférentiellement uniforme en entrée et une condition de vanne en sortie.

Dans le cadre de ce travail, elles ont été modifiées pour les rendre robustes au phénomène de pompage et simuler les pertes de charge créées par le banc en amont de CREATE. Les conditions aux limites sont détaillées dans le chapitre 10.

Les conditions sont imposées au travers de la relation caractéristique définie par Couaillier [129] pour éviter le phénomène de réflexion numérique :

– À l’amont :

$$p + \rho c V_n = cste \quad (8.6)$$

– À l’aval :

$$\begin{cases} V_r = & 0 \\ p - \rho c_0^2 = & cste \\ p \pm \rho c V_n = & cste \end{cases}$$

Les parois (peau des aubages, moyeu, carter) sont traitées comme des parois adiabatiques.

## 8.2 Le code de calcul *elsA*

### 8.2.1 Présentation du code

Le code *elsA* (Ensemble Logiciel de Simulation Aérodynamique) est un logiciel de calcul développé conjointement par l’ONERA et le CERFACS [130], qui permet de faire des simulations d’écoulement compressible en milieu continu, en trois dimensions. Plusieurs hypothèses sont faites :

- Le milieu est continu ;
- Le gaz est mono-espèce, ou alors un mélange de gaz non réactifs à rapport des chaleurs massiques  $C_P/C_V = \gamma$  constant ;
- Le gaz est à l’équilibre thermodynamique ;
- La gravité est négligée (densité du gaz faible) ou le champ de gravité est uniforme.

*elsA* est un solveur structuré multi-bloc centré aux cellules qui s’appuie sur la méthode des volumes finis [131, 132] pour résoudre les équations de Navier Stokes. Une grande variété de maillages peuvent être simulés avec *elsA*, notamment grâce à la grande flexibilité d’assemblage des blocs : raccords coïncidents ou non, raccords chimère, raccords recouvrants. La géométrie peut être souple ou rigide, l’écoulement stationnaire ou instationnaire. Le fluide peut être visqueux ou parfait, le repère fixe ou mobile. Enfin, la turbulence peut être traitée par une approche RANS (modélisation de toutes les échelles) ou par une approche LES (modélisation des petites échelles uniquement). *elsA* propose également un module d’aéroélasticité pour prendre en compte les interactions fluide - structure. Enfin, *elsA* est un code massivement parallèle [133].

### 8.2.2 Paramètres numériques utilisés

Les choix effectués pour les paramètres numériques de la simulation sont basés sur l’expérience acquise sur CREATE [4]

#### 8.2.2.1 Discrétisation spatiale

Le schéma de Roe [134] est, au départ, un schéma d’ordre 1, non entropique. Un schéma est dit non-entropique quand la solution trouvée ne respecte pas nécessairement la fonction d’entropie, qui contient les critères physiques liés à l’entropie. L’utilisation d’un schéma non-entropique entraîne le risque de calculer des chocs non physiques dans l’écoulement. Afin de pallier à ce problème, il est courant d’adjointre à ce type de schéma un correcteur d’entropie, comme le correcteur de Harten, par exemple. Afin d’augmenter l’ordre d’un schéma, il faut utiliser des fonctions d’interpolation plus précises. Le schéma de MUSCL (*Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws*), introduit par Van Leer en 1979 [135], peut être utilisé à cette fin. Il s’agit d’une méthode de volumes finis qui, pour un système donné, peut permettre d’obtenir des résultats très précis même en présence de chocs, discontinuités et forts gradients.

Pour la simulation réalisée, le schéma de Roe a été choisi comme schéma spatial. Le premier étage de CREATE est transsonique, et étant donné l’inversion de l’écoulement qui peut se produire pendant

le pompage, il y aura très certainement des chocs, des discontinuités et de forts gradients à capturer. Sachant cela, le schéma MUSCL est utilisé et permet d'avoir un schéma d'ordre 3 pour discrétiser les flux convectifs et d'ordre 2 pour les flux diffusifs. De plus, le correcteur d'entropie de Harten est utilisé afin d'éviter de calculer des chocs non physiques. Ces choix ont déjà été faits par le passé et validés [4].

### 8.2.2.2 Discrétisation temporelle

L'écoulement instationnaire est résolu par une méthode de Gear à deux pas, avec des sous itérations de Newton pour augmenter la précision du résultat. Cette méthode est d'ordre 2 en temps. Le nombre de sous itération choisi est de 5, et permet aux résidus de perdre deux ordres de grandeurs.

Chaque rotation de la machine est discrétisée par 4 800 pas de temps, portant le pas de temps utilisé à  $1,08 \cdot 10^{-6}$ s. Dans Ottavy et al [4], discrétiser une rotation de la machine par 3200 pas de temps revient à utiliser un "grand" pas de temps, alors que discrétiser par 6400 pas de temps suffit à avoir un "petit" pas de temps. La valeur de 4800 est exactement au milieu des deux valeurs testées et correspond à ce titre à une valeur "moyenne". La taille de maille dans la direction circonférentielle n'excède pas 0,7mm dans le compresseur. D'après le critère proposé par [103], la résolution spatio-temporelle permet de capturer avec précision au moins deux fois la fréquence de passage des aubes (BPF).

### 8.2.2.3 Turbulence

La turbulence est modélisée par le schéma à deux variables  $k$ - $\omega$  Wilcox [136]. L'écoulement est supposé turbulent car le nombre de Reynolds basé sur la corde de l'aube vaut environ  $10^6$ . Le modèle de turbulence  $k$ - $\omega$  résout les équations de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et de la fréquence caractéristique de la turbulence  $\omega$ . La viscosité turbulente s'exprime par :

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (8.7)$$

Ce modèle de turbulence ne nécessite pas le calcul de la distance à la paroi à chaque pas de temps, ce qui représente un avantage dans une configuration mobile.

## Chapitre 9

# Modélisation numérique des phénomènes acoustiques

Dans la partie I, le phénomène d'onde acoustique stationnaire a été expliqué et l'équation de Helmholtz, qui décrit ce phénomène, a été présentée. Pour la pression  $P(\vec{r}, t)$  cette équation s'écrit :

$$\Delta P(\vec{r}, t) + k^2 P(\vec{r}, t) = 0 \quad (9.1)$$

où  $k$  est le nombre d'onde (nombre d'oscillations que l'on dénombre sur une longueur de  $2\pi$ , souvent défini en acoustique par  $k = \frac{2\pi f}{a}$ ). Cette équation est valable en milieu homogène, isotrope, et linéaire. Cette équation aux dérivées partielles est elliptique et une résolution numérique du problème peut être nécessaire dans des géométries complexes. Les codes réalisant ce type de calcul sont appelés solveurs de Helmholtz. Dans le cadre de ce travail, deux solveurs de Helmholtz ont été utilisés : Soundtube et AVSP. Chacun de ces deux codes a ses spécificités. La première partie de ce chapitre est consacrée à Soundtube, et la seconde à l'outil AVSP.

### Sommaire

---

<b>9.1 Le code Soundtube</b> . . . . .	<b>61</b>
9.1.1 Présentation du code . . . . .	61
9.1.2 Cas de calcul Soundtube . . . . .	62
<b>9.2 Le code AVSP</b> . . . . .	<b>62</b>
9.2.1 Présentation du code . . . . .	62
9.2.2 Mise en oeuvre du code AVSP . . . . .	63
9.2.2.1 Cas de calcul principal . . . . .	63
9.2.2.2 Utilisation d'AVSP dans un compresseur à nombre de Mach non nul . . . . .	64
9.2.2.3 Évaluation des modes acoustiques dans d'autres configurations . . . . .	64

---

## 9.1 Le code Soundtube

### 9.1.1 Présentation du code

Soundtube est un code 1,5D de calcul de modes thermo-acoustiques longitudinaux dans un réseau de tubes élémentaires, développé par le CERFACS [137]. Chaque tube est défini par ses dimensions physiques, une température et une pression. Ce code suppose un nombre de Mach faible et ne peut calculer que les modes acoustiques longitudinaux. Un modèle  $n$ - $\tau$  pour la fonction de transfert de la flamme est proposé, pour simuler la présence d'une flamme dans le tube. Ce logiciel, qui peut être lancé sur un PC de bureau, a pour but d'évaluer rapidement les modes thermo-acoustiques longitudinaux dans des configurations industrielles [138].

### 9.1.2 Cas de calcul Soundtube

Le cas de calcul retenu pour le calcul des modes acoustiques avec Soundtube se compose uniquement du carter de la partie axisymétrique du banc de CREATE. Ni le moyeu ni les aubages ne sont pris en compte (Fig 9.1). La géométrie est assimilée à un réseau de 4 tubes : un pour la chambre de tranquillisation amont, à température et pression atmosphérique, un second qui inclue le bras de carter amont et le compresseur, un troisième qui comprend le bras de carter aval et une partie de la cuve aval, et le dernier, qui correspond à la partie axisymétrique de la partie verticale du banc aval. Les pressions et températures imposées sont calculées à partir de résultats 3D instationnaires obtenus avec elsA.

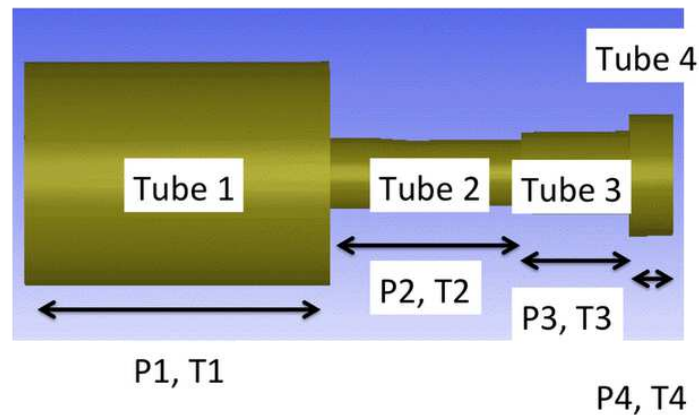


FIGURE 9.1 – Réseau de tubes considérés pour Soundtube

## 9.2 Le code AVSP

### 9.2.1 Présentation du code

Le code AVSP a été développé au CERFACS par Benoît[139], dans le but d'évaluer les modes thermo-acoustiques des chambres de combustion aéronautiques, avec ou sans écoulement réactif. Lors des essais de chambre de combustion sur banc, il est courant d'exciter les modes propres de la configuration chambre + banc d'essai, ce qui peut entraîner des instabilités de combustion simplement liées à la présence du banc. Depuis plusieurs années, les bancs d'essais des chambres de combustion sont conçus afin d'éviter ce phénomène et c'est dans ce cadre que l'outil AVSP a été conçu.

L'équation de base d'AVSP repose sur l'hypothèse des gaz parfaits et les relations classiques de la mécanique des fluides (chapitre 8), et sur les hypothèses suivantes :

- Pression moyenne constante ;
- Faible nombre de Mach ( $M < 0,1$ ) ;
- Viscosité et thermodiffusivité sont négligées, car les fréquences recherchées sont faibles ou moyennes.

Avec ces hypothèses, l'équation d'onde régissant les petites perturbations de pression statique, dans le domaine linéaire de l'acoustique, s'écrit [140] :

$$\nabla (\bar{a}^2 \nabla p') - \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = -(\gamma - 1) \frac{\partial \dot{q}}{\partial t} \quad (9.2)$$

où  $x'$  désigne la perturbation acoustique sans dimension de la grandeur  $x$  et  $\bar{q}$  la valeur moyenne de la vitesse du son.  $\dot{q}$  est le flux de chaleur,  $p$  est la pression statique et  $\nabla$  est l'opérateur nabla.

Pour fermer le système, un modèle de flux de chaleur est proposé, pour les calculs incluant une flamme, ce qui n'est pas le cas dans ce travail. Trois conditions aux limites sont proposées :

- Une condition de Dirichlet, dite atmosphérique, qui impose une fluctuation de pression nulle ;
- Une condition de Neumann, dite pariétale, qui impose une fluctuation de vitesse normale nulle ;
- Une condition d'admittance de la forme  $\frac{1}{Z} = \frac{\vec{\rho} \vec{a} \cdot \vec{n}}{\hat{p}}$ .

AVSP est un code qui peut calculer les modes thermo-acoustiques d'une configuration dans deux types de problèmes :

- En l'absence de flamme acoustique et d'écoulement réactif. Dans ce cas, l'équation à résoudre est l'équation de Poinso et Veynante (équation 9.2) sans le terme de chaleur [141] :

$$\nabla \left( \frac{1}{\rho_0} \hat{p} \right) + \frac{\omega^2}{\gamma p_0} \hat{p} = 0 \quad (9.3)$$

où  $\hat{p}$  désigne l'amplitude complexe de l'oscillation de pression statique à la fréquence  $f$  et à la pulsation  $\omega$ . Cette équation suppose un nombre de Mach nul. La résolution numérique se fait par la méthode d'Arnoldi. En algèbre linéaire, la méthode d'Arnoldi est une méthode de projection qui permet de résoudre le problème du calcul des valeurs propres d'une matrice de très grande taille [142].

- Avec un écoulement réactif. Ce problème n'est pas détaillé ici.

AVSP se base sur la méthode des éléments finis pour discrétiser la configuration et l'équation. La validation du code fait l'objet d'un rapport technique (Benoît[139] en 2004) et d'une publication (Nicoud[141] en 2007).

## 9.2.2 Mise en oeuvre du code AVSP

### 9.2.2.1 Cas de calcul principal

AVSP est un code 3D qui nécessite un maillage non structuré de la configuration à simuler. Le domaine calculé correspond exactement au domaine utilisé pour la simulation du cycle de pompage. Toutefois, le domaine est annulaire là où il était en  $2\pi/8$  pour la simulation aérodynamique, et les aubages ont été enlevés car par hypothèse, ils n'influent pas sur les très basses fréquences. CREATE et son banc se résument donc, pour cette étude acoustique, à un moyeu et à un carter, en plus de la partie verticale du banc aval. La figure 9.2 montre le maillage non-structuré utilisé, composé d'environ 65 000 tétraèdres. En entrée et en sortie de domaines, des conditions atmosphériques ont été imposées, soit  $p'=0$  (pas de fluctuations de pression). Aux parois, une condition pariétale est imposée, qui impose  $u'=0$  (pas de fluctuation de la vitesse normale).

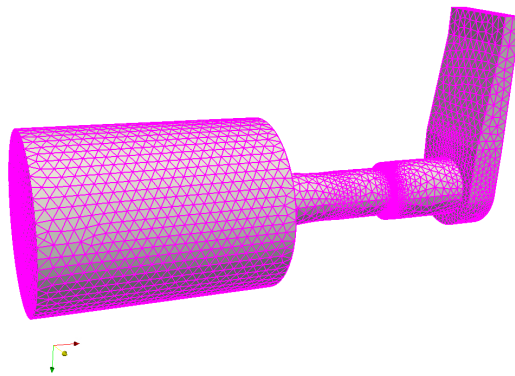


FIGURE 9.2 – Domaines de calcul pour AVSP



### 9.2.2.2 Utilisation d'AVSP dans un compresseur à nombre de Mach non nul

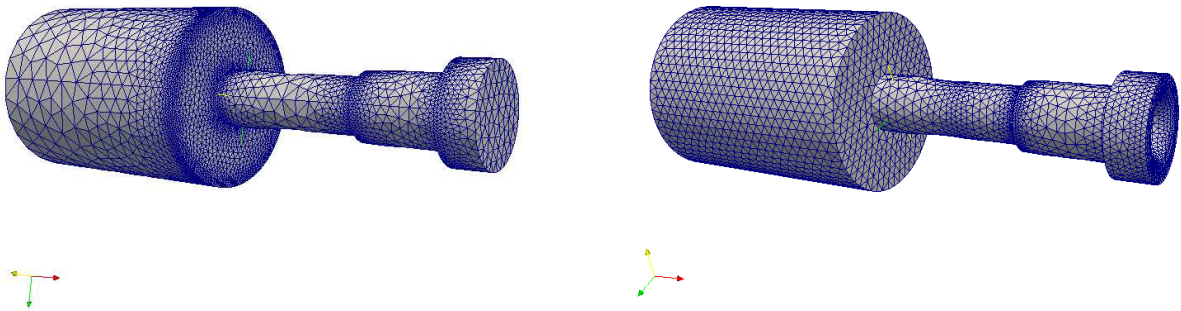
Selon Benoit [139], les hypothèses de nombre de Mach faible ( $M < 0,1$ ) et de pression moyenne constante sont raisonnables dans le cadre des turbomachines, où la vitesse moyenne de l'écoulement n'est pas très élevée par rapport à la vitesse du son, mis à part à la sortie de la chambre de combustion. Cependant, Wieczorek a étudié les instabilités de combustion avec ce code [143], et a pu montrer que dans ce cadre, la fréquence d'oscillation des modes résonants tend à diminuer quand le nombre de Mach de l'écoulement augmente, ce qui s'explique par le changement de vitesse de propagation entre les ondes acoustiques se propageant vers l'amont et celles se propageant vers l'aval. Cependant, ces effets sont faibles dans de simples tuyaux à section variable, alors que la situation devient bien plus complexe lorsqu'il y a des flammes et des tuyères.

Les simulations réalisées avec AVSP dans le compresseur et son banc d'essai visent à identifier de très basses fréquences mises en évidence par le calcul NS3D. Dans ce cas, le compresseur est totalement compact et le système se comporte comme un tuyau à section variable. Comme montré par Wieczorek [143], les effets de la convection sur les fréquences de résonance devraient être mineurs.

### 9.2.2.3 Évaluation des modes acoustiques dans d'autres configurations

Afin d'évaluer l'impact de la géométrie prise en compte dans le calcul des modes acoustiques, deux autres configurations ont été simulées :

- La configuration équivalente à celle utilisée pour Soundtube, à savoir la partie axisymétrique du banc sans le moyeu (Fig 9.3a). Cette simulation a pour but de confronter les résultats de Soundtube et d'AVSP ;
- La partie axisymétrique seulement de la configuration, avec cette fois-ci le moyeu (Fig 9.3b), afin d'évaluer l'impact de la présence du moyeu sur les modes résonants.



(a) Configuration sans moyeu et sans la sortie verticale du banc

(b) Configuration sans la sortie verticale du banc

FIGURE 9.3 – Domaines de calcul testés par AVSP dans le but de comparer avec l'approche Soundtube

# Chapitre 10

## Conditions aux limites

Lors d'un cycle de pompage profond, l'écoulement traversant le compresseur se retourne et parcourt la machine de la sortie vers l'entrée. Les conditions aux limites d'entrée et de sortie peuvent poser problème, si elles ne tolèrent pas ce retournement.

Dans le code elsA, les conditions aux limites utilisées sont les suivantes :

- En entrée, une injection de fluide, à pression totale et enthalpie totale constante, dont on spécifie les 2 angles ;
- En sortie, une pression statique uniforme avec application d'une loi de vanne.

D'après les travaux présentés Partie I, une loi de vanne à deux degrés de liberté en sortie convient pour simuler du décollement tournant. Tant que le débit traversant le système est positif, les conditions aux limites d'elsA conviennent. Cependant, l'écoulement du compresseur est amené à se retourner pendant le cycle de pompage. Les deux conditions aux limites d'elsA citées plus haut tolèrent le retournement de l'écoulement, mais pour de faibles débits seulement, et uniquement de façon transitoire. Elles ne conviennent pas en l'état à ce type de simulation ; il faut adapter le code. C'est l'objet de la première partie de ce chapitre.

Enfin, un dispositif placé en amont du banc CREATE crée des pertes de charge pour diminuer d'environ 30% la pression totale entre l'entrée de la cuve de tranquillisation et l'entrée du compresseur. La pression totale en entrée du compresseur varie globalement en fonction du carré du débit (Fig 10.2). La simulation de ces pertes de charge est nécessaire pour capturer correctement la dynamique du pompage. Ceci est l'objet de la seconde partie du chapitre. Les différentes validations sur cas de canal et sur CREATE font l'objet des deux parties suivantes.

### Sommaire

---

<b>10.1</b>	<b>Création d'une condition unique d'entrée et sortie . . . . .</b>	<b>65</b>
<b>10.2</b>	<b>Simulation des pertes de charge du banc amont . . . . .</b>	<b>66</b>
<b>10.3</b>	<b>Validation pour un cas de canal . . . . .</b>	<b>67</b>
<b>10.4</b>	<b>Calcul d'un paramètre de pertes de charge pour CREATE . . . . .</b>	<b>69</b>
<b>10.5</b>	<b>Validation sur le module chambre de tranquillisation et bras de carter amont . . . . .</b>	<b>69</b>

---

### 10.1 Création d'une condition unique d'entrée et sortie

Les conditions de sortie et d'entrée du code elsA spécifiée plus haut, permettant respectivement d'appliquer en sortie une pression statique uniforme, et d'appliquer en entrée une injection à pression totale et enthalpie totale constantes, ont été modifiées pour rendre la simulation plus robuste. Le principe est de tester le sens de l'écoulement avant d'appliquer la condition aux limites adaptée :

- Si l'écoulement sort du domaine, une condition de sortie est appliquée. Une condition de vanne à deux variables permet d'appliquer une pression statique variant avec le débit de la forme :

$$P_{s_{out}} = P_{s0} + k \cdot Q^2(t) \quad (10.1)$$

$P_{s_{out}}$  : Pression statique adimensionnée de sortie

$P_{s0}$  : Pression statique adimensionnée de référence

$k$  : Paramètre de vanne

$Q$  : débit adimensionné traversant l'interface

- Si l'écoulement entre dans le domaine, une condition d'injection est appliquée

Le sens global de l'écoulement est déterminé à l'interface, puis une condition aux limites est appliquée de façon globale à toute l'interface. La notion de globalité repose sur le débit, est intégré sur chaque cellule de l'interface, et dont le signe détermine le sens de l'écoulement à travers l'interface. Il aurait été possible de tester le sens de l'écoulement pour chaque cellule de l'interface et d'appliquer à chacune des cellules une condition aux limites calculée localement, mais la première solution a été retenue, pour des raisons de stabilité, de robustesse et de simplicité de développement dans le code.

## 10.2 Simulation des pertes de charge du banc amont

En régime de fonctionnement nominal, lorsque le débit est positif, la pression totale en entrée du compresseur vaut 0,76 fois la pression atmosphérique (Fig10.1), ce qui signifie que la chambre de tranquillisation en amont du compresseur entraîne une chute de pression totale d'environ 30% dans l'écoulement qui la traverse.

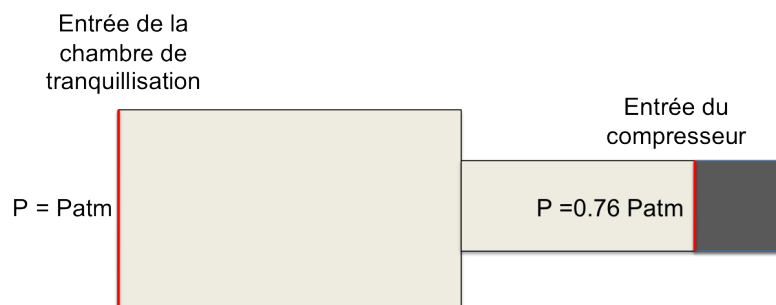


FIGURE 10.1 – Évolution de la pression totale dans le banc amont

Quand le compresseur n'est pas en fonctionnement, le débit est nul et la pression en amont du compresseur vaut la pression atmosphérique. La figure 10.2 montre que la pression totale en amont du compresseur varie continûment en fonction du débit entre la valeur de débit nul et la valeur de débit bloqué. En pratique, ces pertes de charge sont souhaitées car elles permettent de faire fonctionner CREATE à une pression moindre et permet des économies d'énergie lors des essais.

Lors des simulations au point nominal ou en décollement tournant, le débit ne varie pas beaucoup, si bien que l'on peut considérer la pression totale en amont du compresseur comme constante. C'est ce qui a toujours été fait pour la simulation numérique de CREATE. Cependant, le pompage entraîne de fortes variations de débit et donc de pression totale à l'amont du compresseur, qu'il convient de simuler en modifiant la condition d'entrée.

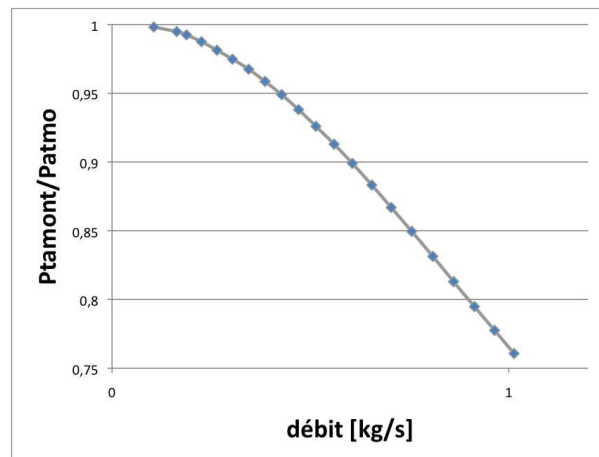


FIGURE 10.2 – Évolution de la pression totale d'entrée du compresseur en fonction du débit - Courbe expérimentale

Lors du retournement de l'écoulement, la pression en entrée passe de 0,76 à 1 fois la pression atmosphérique car le débit passe par la valeur 0. Si l'évolution de la pression totale n'est pas prise en compte dans la simulation, une marche de pression est franchie quand le débit nul est franchi. Cette augmentation de pression brutale entraîne une instabilité passagère de la condition aux limites, forçant l'écoulement à se retourner tous les quelques pas de temps lors du passage par  $Q = 0$ . Cela n'est pas physique et risque de compromettre la capture de la dynamique du pompage, ainsi que la robustesse du calcul. Au lieu d'appliquer une pression totale uniforme et constante en entrée, il a été choisi de simuler les pertes de charges créées par le système de vannage amont du banc en appliquant une pression totale modifiée par le débit traversant l'interface, de la forme :

$$P_{t_{in}}(t) = P_{t0} - \lambda \cdot Q^2(t) \quad (10.2)$$

$P_{t_{in}}$  : Pression totale adimensionnée appliquée en entrée

$P_{t0}$  : Pression totale adimensionnée fournie de référence

$\lambda$  : Paramètre de la vanne amont

$Q$  : débit adimensionné traversant l'interface

### 10.3 Validation pour un cas de canal

La condition aux limites mixte ainsi créée a été testée sur un cas test sous trois optiques différentes :

- Le premier objectif était de vérifier que les résultats obtenus sont rigoureusement les mêmes que si l'on utilisait les conditions d'entrée et de sortie d'origine, pour un écoulement initial identique et un paramètre de vanne amont  $\lambda$  nul ;
- Ensuite, la possibilité de retourner l'écoulement a été testée, afin de vérifier la robustesse des conditions codées ;
- Enfin, la possibilité de moduler le débit avec la pression totale imposée à l'amont (et réciproquement) a été vérifiée.

La validation et la mise à l'épreuve des conditions créées ont été faites sur canal (Fig 10.3). Le canal a une section rectangulaire de 25 points par 25 points, et une longueur de 40 points, soit 25000 points au total. Son extension axiale vaut environ 39mm, et les dimensions de sa section rectangulaire valent 30 et 47mm. À part l'entrée et la sortie du canal, en  $x = x_{min}$  et  $x = x_{max}$ , les autres frontières sont des parois adiabatiques. Le fluide est injecté axialement en  $x = x_{min}$ . La capacité des conditions aux limites à supporter une inversion brutale de l'écoulement a été testée en appliquant une pression statique importante en sortie. La Fig 10.4 montre que le débit s'est inversé pendant la simulation, puis que l'écoulement s'est stabilisé dans l'autre sens.

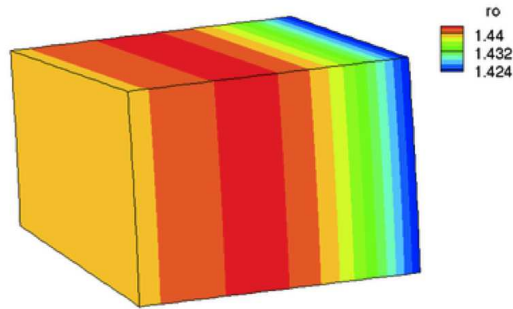


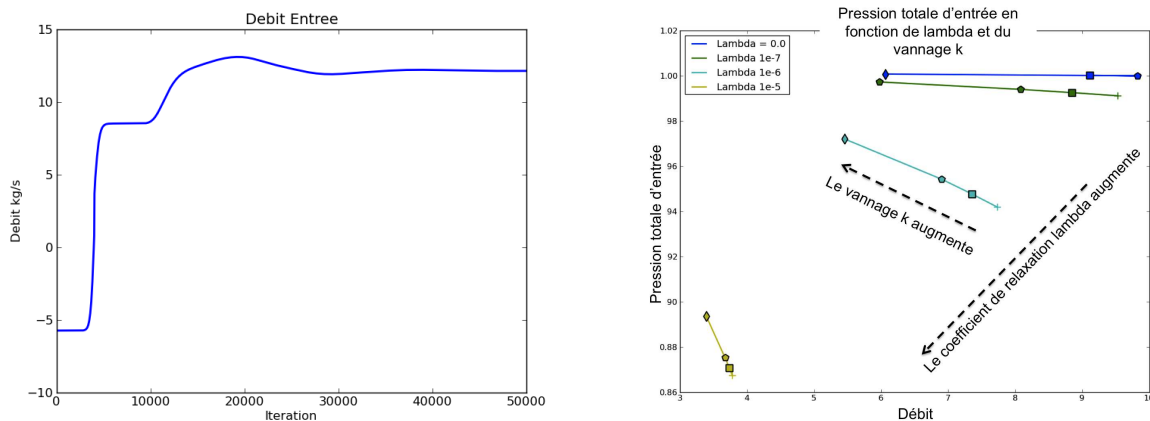
FIGURE 10.3 – Cas test étudié pour la validation du fonctionnement de la condition aux limites développée

Plusieurs valeurs de  $\lambda$  ont été testées pour plusieurs valeurs de vanne  $k$ , et donc de débit, afin d'identifier correctement l'impact de cette modification. La Fig 10.4(b) montre une synthèse des résultats obtenus. Le coefficient  $\lambda$  augmente quand on se déplace de ligne en ligne, vers la gauche. Le coefficient de vanne  $k$  augmente quand, sur une même ligne, on change de symbole en se déplaçant vers les bas débits.

Quand  $\lambda = 0$ , on applique la condition d'injection standard d'elsA. On voit que dans ce cas (courbe bleue), le débit n'a aucune influence sur la pression totale amont imposée. C'était le résultat attendu. En revanche, quand  $\lambda$  n'est plus nul, il apparaît une dépendance entre débit et pression totale d'autant plus grande que  $\lambda$  est important.

Une augmentation de  $\lambda$  à vannage constant  $k$  (même symbole, changement de ligne) au niveau de la sortie entraîne une diminution de la pression totale d'entrée et du débit. Le débit diminuant, la pression statique de sortie diminue elle aussi, ce qui s'explique simplement par la relation exprimée plus haut :  $P_{s_{out}} = P_{s_0} + k \cdot Q^2(t)$ . La diminution de la pression totale résultante correspond aux pertes de charge que l'on souhaite simuler.

Une augmentation du coefficient de vanne  $k$  à  $\lambda$  constant (changement de symbole sur une même ligne) entraîne une diminution du débit et, pour  $\lambda$  non nul, une augmentation de pression totale en entrée. En effet, une augmentation de  $k$  entraîne une augmentation de la pression statique de sortie, et donc une diminution du débit. Si le débit diminue, avec  $P_{t_{in}}(t) = P_{t_0} - \lambda \cdot Q^2(t)$ , la pression totale d'entrée augmente.



(a) Test du comportement de la condition aux limites lors du (b) Etude de la simulation des pertes de charge par l'ajout du retournement de l'écoulement facteur en  $\lambda \cdot Q^2(t)$

FIGURE 10.4 – Mises à l'épreuve de la nouvelle condition aux limites effectués sur un cas de canal

En conclusion, l'utilisation d'un cas de validation canal a permis de montrer les points suivants :

- La condition codée est robuste à l'inversion de débit et n'engendre pas d'instabilité ;
- Il y a convergence de l'écoulement vers un point stable lors de l'utilisation d'un paramètre de vanne amont de charge  $\lambda$  non nul ;
- Il est possible de piloter la pression totale d'entrée avec le débit et ainsi de simuler des pertes de charge.
- La condition aux limites codée pour l'entrée a le comportement souhaité, mais il faut trouver le paramètre  $\lambda$  qui permettra de simuler la bonne perte de charge du banc amont de CREATE

## 10.4 Calcul d'un paramètre de pertes de charge pour CREATE

La courbe expérimentale (Fig 10.1) peut être approchée par une branche de parabole d'équation  $y = -0,0013x^2 - 0,0054x + 1,0085$  avec un coefficient de corrélation de  $R^2 = 0,99786$ . On cherche donc à approcher le comportement expérimental du banc amont par un polynôme du second ordre donnant la pression en fonction du carré du débit, de la forme  $Pt = Pt_0 - \lambda Q^2$ , les valeurs du polynôme et de  $R^2$  laissant espérer une bonne approche du comportement avec le terme de degré 1 nul et le terme de degré 0 égal à 1.

Le système d'équations à résoudre est le suivant :

$$\begin{cases} Pt_{in} & = Pt_0 - \lambda \cdot Q^2(t) \\ 1 & = Pt_0 - \lambda \cdot 0^2 \\ Pt_{in,nominal} & = Pt_0 - \lambda \cdot Q_{nominal}^2 \end{cases} \quad (10.3)$$

où  $Pt_{in,nominal}$  et  $Q_{nominal}$  sont lus sur la courbe. La résolution donne les valeurs suivantes pour  $Pt_0$  et  $\lambda$  :

$$\begin{cases} Pt_0 & = 1,00 \\ \lambda & = 18083 \end{cases} \quad (10.4)$$

Cette résolution de système rapide permet d'avoir une idée de l'ordre de grandeur du paramètre de vanne amont  $\lambda$  à appliquer dans la condition d'entrée pour que le comportement de la pression totale d'entrée des simulations numériques soit comparable à celui des essais. La mise en pratique de ces conditions aux limites sur CREATE a montré qu'il fallait une valeur de  $\lambda$  un peu plus faible pour que le comportement de la pression totale d'entrée en fonction du débit dans les simulations numériques soit proche de celle des essais.

## 10.5 Validation sur le module chambre de tranquillisation et bras de carter amont

Plusieurs simulations sur le banc amont ont été lancées, en utilisant trois valeurs de  $\lambda$  proches la valeur théorique calculée pour un débit voisin du débit nominal de CREATE, afin de voir l'impact de l'ajout de ce paramètre sur le débit et la pression totale amont. La pression totale d'entrée a été augmentée de  $1,0/\gamma$  à  $1,3/\gamma$  afin de compenser les pertes de charge créées et ne pas changer la pression totale d'entrée du compresseur pour le régime nominal. Enfin, plusieurs vannages ont été simulés, afin de voir plusieurs points de fonctionnement stabilisés avec cette conditions aux limites.

Les résultats obtenus sont présentés Fig 10.5. Les tendances obtenues sont les mêmes que celle de la courbe expérimentale, en noir, et les pertes de charge sont bien simulées. Les résultats sont satisfaisants et la valeur de  $\lambda$  choisie pour la suite est de 16700.

## Conclusion

Les conditions aux limites d'entrée et de sortie ont été modifiées en une nouvelle condition mixte qui teste le sens de l'écoulement sur l'interface avant d'appliquer une condition d'entrée ou de sortie.

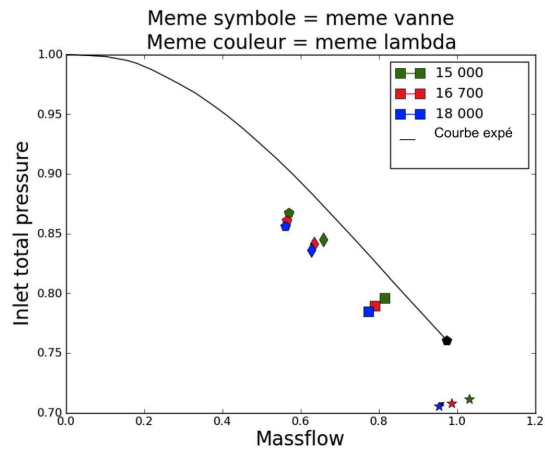


FIGURE 10.5 – Pression totale d’entrée en fonction du débit et du paramètre de vanne amont - Résultats numériques

De plus, un terme de pertes de charge a été ajouté à la condition d’entrée afin d’approcher au mieux le comportement du banc amont. Cette condition a été testée avec succès sur un canal, puis sur le banc amont de CREATE isolé. La valeur du paramètre de vanne amont a également été évaluée. Le cycle de pompage, qui permet de mettre en conditions réelles ces conditions aux limites, permettra *a posteriori* le comportement de la condition d’entrée.

# Chapitre 11

## Couplage de codes

### Introduction

La simulation numérique de l'installation expérimentale fait se côtoyer des domaines maillés de façon lâche (parties banc d'essai ou système) avec des domaines maillés finement (compresseur). Dans la simulation instationnaire, le pas de temps utilisé est le même partout, alors que les parties système ne nécessitent pas une discrétisation temporelle aussi importante que le compresseur. Diviser la simulation en deux sous parties, en un domaine comprenant le banc d'essai et en un autre contenant le compresseur, et utiliser un pas de temps plus grand dans les parties système que dans le compresseur peut faire gagner du temps CPU. C'est l'idée sous-jacente du couplage de codes qui a été testé pour faire communiquer les deux simulations séparées. Cette partie a pour vocation de présenter l'intérêt potentiel et le principe de cette stratégie, d'expliquer le travail réalisé et pourquoi cette stratégie n'a finalement pas été retenue.

### Sommaire

---

<b>11.1 Gain de temps</b>	<b>71</b>
<b>11.2 Le couplage elsA-elsA par OpenPalm</b>	<b>72</b>
<b>11.3 Application à un cas test</b>	<b>73</b>
<b>11.4 Application à CREATE</b>	<b>73</b>

---

### 11.1 Gain de temps

En couplant temporellement une première simulation instationnaire utilisant un grand pas de temps et une seconde utilisant un petit pas de temps, il est possible de gagner du temps de calcul sur la partie à grand pas de temps. En effet, le temps CPU nécessaire au calcul est à première vue proportionnel au nombre de points et à l'inverse du pas de temps :

- Pour un calcul instationnaire de pas de temps  $\Delta t$  :  $t \propto n_{points}/\Delta t$
- Pour deux calculs couplés de pas de temps  $\Delta t_1$  et  $\Delta t_2$ , et de nombre de mailles  $n_1$  et  $n_2$  :  
 $t \propto n_1/\Delta t_1 + n_2/\Delta t_2$

Le rapport entre ces deux temps de calcul permet d'évaluer le gain potentiel, en considérant que la simulation sans couplage aurait été réalisée avec le petit pas de temps  $\Delta t_1$  :

$$\text{Gain} = 1 - \frac{\frac{n_1}{\Delta t_1} + \frac{n_2}{\Delta t_2}}{\frac{n_1+n_2}{\Delta t_1}} \quad (11.1)$$

$n_1$  : nombre de points dans le maillage compresseur

$n_2$  : nombre de points dans la partie système

soit :

$$\text{Gain} = 1 - \frac{1 + \frac{\xi}{N}}{1 + \xi} \quad (11.2)$$



$\xi = \frac{n_2}{n_1}$  : Rapport entre les deux tailles de maillages

$N = \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}$  : Rapport entre les deux pas de temps

La figure 11.1 représente le gain potentiel en fonction du rapport entre les tailles de maillage, et du rapport entre les pas de temps. Dans le cas présent, il était possible de gagner jusque 25% de temps de calcul en utilisant un pas de temps dix fois plus grand pour un rapport de maillage de 0,4. Le gain peut s'élever jusqu'à 50% pour des rapports de maillage de 1,5 et un rapport de pas de temps de 10 minimum.

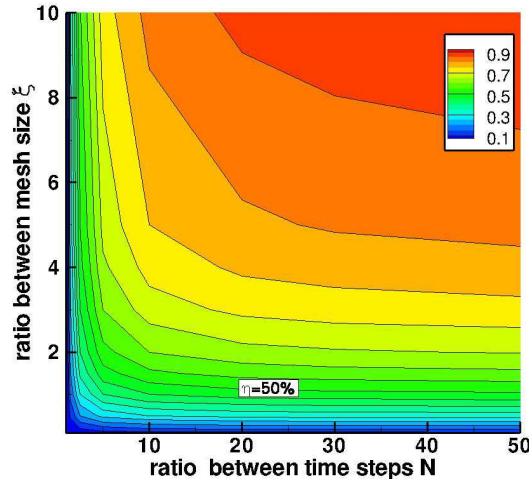


FIGURE 11.1 – Estimation de la performance maximale attendue du couplage

Il faut cependant nuancer ces résultats en rappelant que le couplage de codes ralentit un peu les simulations à cause des communications avec le coupleur, et les synchronisations nécessaires qui forcent à avancer au rythme du plus lent. Sur le cas test canal utilisé précédemment pour tester les conditions aux limites créées (partie II chapitre 10) , les premières estimations ont montré que les temps de simulation étaient rallongés d'environ 5 à 10%.

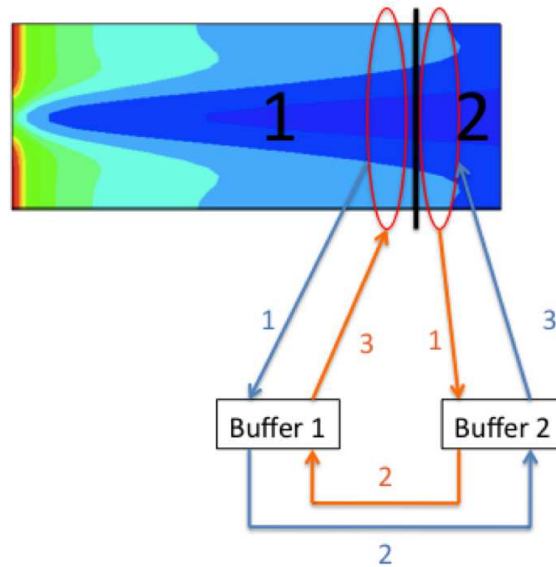
## 11.2 Le couplage elsA-elsA par OpenPalm

L'objectif est de coupler deux instances distinctes d'elsA tournant simultanément, à des pas de temps différents ou non, en utilisant le logiciel **OpenPalm**. En préalable à la simulation avec le code elsA, le domaine de calcul est maillé et divisé en blocs de maillages qui communiquent entre eux via leurs raccords, ou *joins*. Ces *joins* peuvent être coïncidents (*match*) lorsque les maillages de part et d'autre du raccord entre deux blocs se correspondent exactement, ou non-coïncidents (*nomatch*) dans tous les autres cas. Ces deux types de raccords sont natifs d'elsA.

Pour coupler les deux calculs ensemble, il a été choisi de les faire communiquer au niveau d'un raccord, étant donné que dans le code, presque toutes les clés nécessaires à la modification existent déjà pour ajouter une communication avec OpenPalm. Les communications sont plus simplement codées pour les raccords coïncidents, ceci conforte le choix de les utiliser afin d'ajouter la fonctionnalité de couplage avec OpenPalm.

Au niveau d'un raccord coïncident, il y a deux champs à traiter, un pour l'interface du bloc amont et un pour celle du bloc aval. La figure 11.2 montre un canal divisé en deux blocs de maillage, la ligne noire symbolise le raccord coïncident et les deux cercles rouges matérialisent les deux champs à échanger. Au moment de l'échange, la routine est la suivante :

1. Chaque champ à échanger est envoyé vers un buffer ;

FIGURE 11.2 – Principe des échanges de buffers aux *joins* matchs dans elsA

2. Les buffers sont échangés entre interfaces opposées ;
3. Chaque interface récupère le champ reçu par son buffer.

Cette routine a été adaptée pour pouvoir faire fonctionner les raccords coïncidents avec OpenPalm. L'enjeu de cette adaptation est de pouvoir faire cohabiter les raccords coïncidents "normaux", non concernés par le couplage et devant échanger leurs buffers à l'intérieur d'elsA, avec ceux qui doivent échanger leurs buffers avec OpenPalm. La routine créée fonctionne comme suit (Fig 11.3) :

- Chaque couple de raccords coïncidents devant fonctionner avec OpenPalm est reconnu par elsA et porte un numéro (1 ou 2 sur la Fig 11.3) ;
- Une fois que tous les raccords ont envoyé leur champ vers un buffer et que tous les buffers sont remplis, les buffers "normaux" sont échangés normalement et le contenu des buffers "OpenPalm" est envoyé vers OpenPalm. Dans la foulée, les champs provenant de OpenPalm sont reçus et placés dans les buffers dédiés à OpenPalm, puis réintègrent le circuit normal.

### 11.3 Application à un cas test

Afin de vérifier que le couplage réalisé fonctionne correctement, il a été appliqué à un cas test qui consiste en deux canaux simples, l'un à la suite de l'autre, mais avec une zone de recouvrement qui permet d'avoir le raccord coïncident nécessaire (en noir sur la Fig 11.4a). C'est au milieu de cette zone que les échanges OpenPalm se font, au niveau du raccord topologique. Si le couplage se passe bien, alors la partie amont du canal supérieure doit communiquer exclusivement avec la partie aval du canal inférieure, et réciproquement, la partie aval du canal supérieure doit communiquer avec la partie amont du canal inférieure. A l'état initial, un sillage est présent dans le canal amont supérieur mais pas dans le canal aval inférieur. Quand le calcul est convergé (Fig 11.4b), on constate que la partie amont du canal supérieur a bien communiqué avec la partie aval du canal inférieur, puisque le sillage s'est transmis d'un canal à l'autre. En revanche, le sillage a disparu de la partie aval du canal supérieur, ce qui montre qu'il a cessé de communiquer avec la partie amont, ce qui est le résultat attendu.

### 11.4 Application à CREATE

Suites aux essais sur le canal, des essais ont été réalisés sur le cas CREATE. L'objectif est de tester le couplage de code sur un cas beaucoup plus important, avec notamment des fenêtres d'échange 4 fois

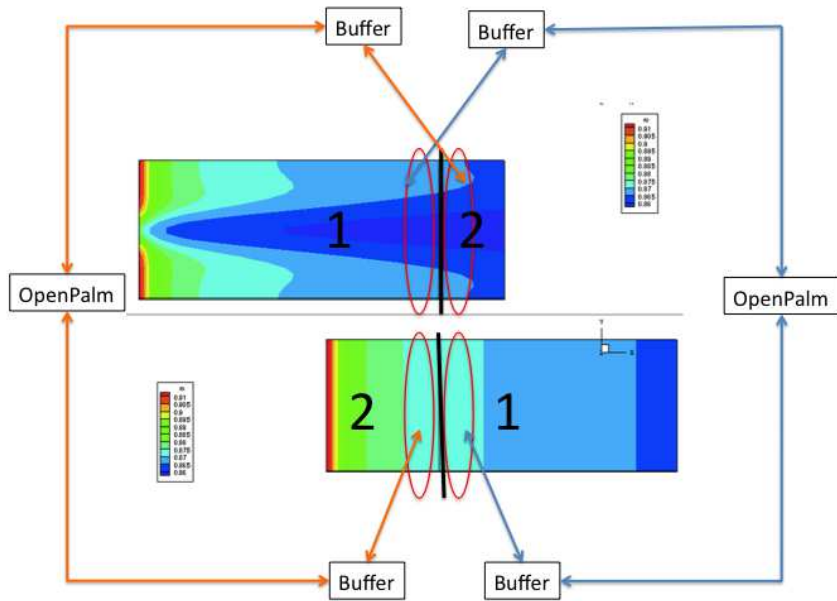


FIGURE 11.3 – Principe des échanges de buffers entre OpenPalm et elsA

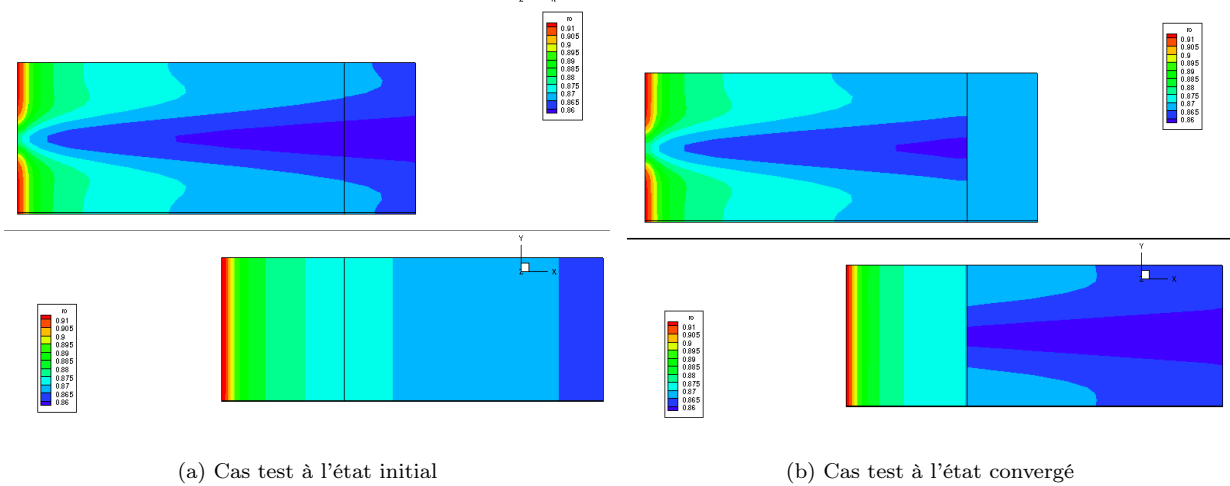


FIGURE 11.4 – Couplage de codes appliqué à un cas test

plus grandes que dans le cas test. Le couplage réalisé consiste à coupler la partie amont de la RDE avec le reste de CREATE, soit la RDE elle-même et les 3 étages de compression.

Ce couplage simpliste a permis de montrer que d'un point de vue informatique, le couplage fonctionne. Cependant, le fonctionnement du programme obtenu est entaché d'un bug aléatoire qui bloque en chaîne toute l'application à un moment non prévisible. Ce problème serait *a priori* lié à la grande désynchronisation autorisée par l'application au sein des processeurs alloués à elsA. En l'absence de solution facilement intégrable, le projet de couplage de code a été abandonné.

## Conclusion sur le couplage elsA-elsA

Le code elsA a été modifié afin de pouvoir communiquer avec OpenPalm, dans le but de coupler deux instances d'elsA fonctionnant avec deux pas de temps différents. Ce couplage permet de répondre au problème d'optimisation des ressources de calcul soulevé en introduction. Cependant, l'application résultante n'est pas utilisable à l'échelle d'une simulation aussi longue que celle d'un cycle de pompage, à cause du caractère aléatoire et imprévisible du blocage évoqué plus haut. Par ailleurs, la mise en donnée du cas de calcul a montré que la possibilité de gagner du temps CPU ne se situait pas vraiment au niveau des parties système mais plutôt dans l'optimisation du raccord "sliding mesh", très coûteux. Des améliorations ont été effectivement apportées, mais hors du cadre de cette thèse.

# Chapitre 12

## Validité de la méthode numérique

### Introduction

#### Sommaire

---

12.1 Validation du maillage et des paramètres numériques . . . . .	76
12.2 Validation en situation des conditions aux limites . . . . .	77
12.3 Conservation du débit aux raccords glissants . . . . .	77

---

### 12.1 Validation du maillage et des paramètres numériques

La méthode numérique choisie et le maillage du compresseur ont été validés avant de simuler les écoulements instables. La caractéristique de fonctionnement stationnaire a été calculée sur le maillage mono-passage de CREATE, depuis le blocage jusqu'au dernier point vanné permettant d'obtenir une solution stationnaire convergée. Cette caractéristique est tracée en ligne pointillée rouge sur la Fig12.1.

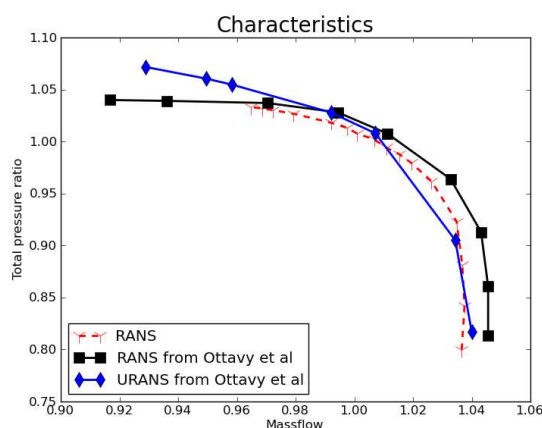


FIGURE 12.1 – Caractéristiques de fonctionnement obtenues en RANS, en comparaison avec les calculs (U)RANS de référence [4]

La caractéristique en noir a été calculée sur le maillage qualifié de "relâché" (*coarse*) dans le travail d'Ottavy et al [4]. Le maillage comprend les 3 étages de compression sans la RDE. L'absence de la RDE explique le décalage du point de blocage vers des débits plus élevés. Dans ce cas, la RDE est remplacée par une condition d'entrée basée sur les résultats expérimentaux, et il a été constaté que cela change tout de même de quelques degrés l'angle d'attaque à l'entrée du premier rotor, et par conséquent le débit de blocage. En entrée de domaine, la pression totale et l'enthalpie totale sont imposées, et la vitesse imposée

est purement axiale.

La caractéristique bleue est une caractéristique instationnaire qui ne comprend pas non plus la RDE, et a aussi été présentée dans [4]. Tous les résultats issus de [4] ont été calculés avec des lois de parois, alors que le maillage de CREATE réalisé dans le cadre de ce travail est résolu à la paroi, avec des  $y^+$  de l'ordre de 1. Les résultats numériques présentés dans [4] ont tous été soigneusement comparés avec les résultats expérimentaux et validés; en ce sens, il est légitime de confronter les résultats numériques obtenus sur le maillage présent de CREATE avec ces résultats. La comparaison entre la caractéristique rouge et les caractéristiques bleue et noire montre qu'en dehors des débits élevés à proximité du blocage, le maillage et la méthode numérique utilisés permettent d'obtenir des performances qui sont très proches des performances attendues. Le maillage et la méthode numérique sont ainsi validés.

## 12.2 Validation en situation des conditions aux limites

Le début de la simulation de pompage a permis d'obtenir l'évolution de la pression totale d'entrée en fonction du débit traversant le compresseur dans la configuration finale. L'objectif est de simuler des pertes de charge permettant de faire passer d'un point de fonctionnement nominal où la pression totale en entrée vaut  $1/\gamma$  à un point de fonctionnement où le débit est nul et la pression totale vaut 1.0, soit environ 31% de perte de pression totale. La figure 12.2 permet de voir que l'objectif est atteint. En effet, même si la pression totale d'entrée des résultats numériques reste inférieure d'environ 5 à 10% à celle des essais, la dynamique liée aux pertes de charges est correctement simulée puisque l'on a 37% de perte de pression totale entre les deux points de fonctionnement alors que les essais sont à 31%. Le second objectif, qui avait pour but d'éviter les sauts de pression lors du retournement de l'écoulement, a également été atteint. L'évolution de la pression totale est continue au passage des débits négatifs. Les différences obtenues malgré le soin apporté au calcul du bon paramètre de vanne amont  $\lambda$  proviennent du fait que le paramètre a été calculé en ne simulant que le banc amont, et non la configuration complète, étant donné le coût du calcul. L'absence du compresseur dans la configuration implique que le niveau de pression statique imposé en sortie n'est pas exactement le même et qu'il est uniforme sur tout le plan de sortie.

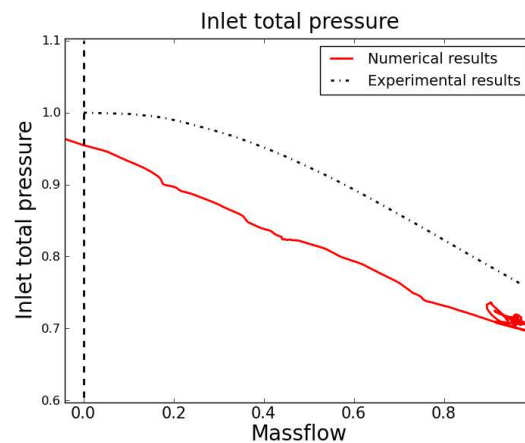


FIGURE 12.2 – Évolution de la pression totale d'entrée en fonction du débit lors de la chute de débit au début du cycle de pompage - Validation du comportement obtenu

## 12.3 Conservation du débit aux raccords glissants

La Fig 12.3 met en évidence que le débit d'entrée (rouge) est légèrement en moyenne supérieur au débit de sortie (vert). Une étude succincte de ce problème a été faite pour trouver les endroits où la conservativité du débit fait défaut. L'observation d'une moyenne glissante du débit (moyenne réalisée sur

une fenêtre de 2 rotations) permet de lisser les oscillations afin de mieux voir les différents débits (Fig 12.4).

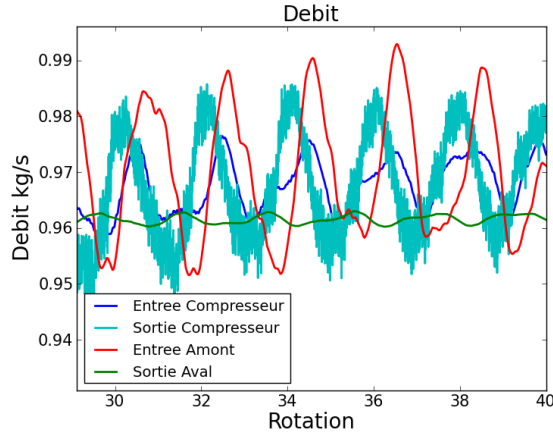


FIGURE 12.3 – Évolution des débits d'entrée et sortie de banc et compresseur

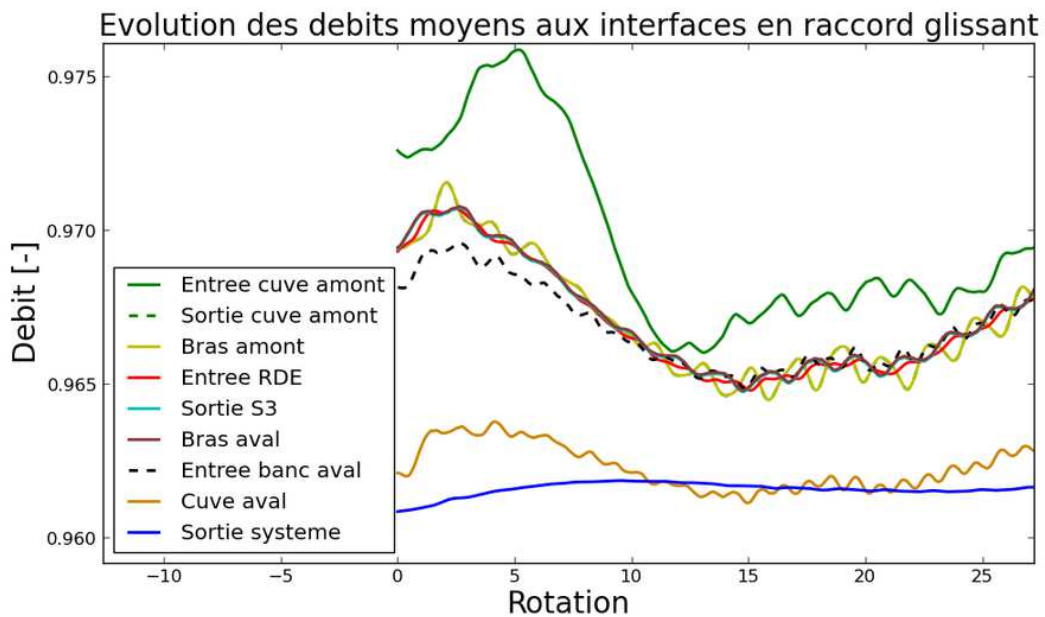


FIGURE 12.4 – Evolution du débit moyenné sur deux rotations lors du transitoire d'une condition limite à l'autre

La Fig 12.4 montre qu'il y a deux interfaces de sliding mesh dans la configuration où le débit ne parvient pas à se conserver :

- à l'interface entre la cuve amont et le bras de support amont, 0.37% de débit est perdu ;
- à l'interface entre le bras de support aval et le banc aval, ce qui correspond à l'endroit où l'on passe d'un secteur de  $2\pi/8$  à un secteur en  $2\pi$ . Au passage de cette interface, 0.45% de débit est perdu.

Au total, 0.820% de débit est perdu entre l'entrée et la sortie de la configuration complète, au passage des raccords en sliding mesh. L'hypothèse retenue est liée à la façon de fonctionner de ces interfaces dans elsA. Les flux à échanger de part et d'autres sont calculés pour chaque côté de l'interface, il n'y a donc pas

unicité. Certaines cellules de maillage localisées aux rayon maximal ou minimal ne sont pas recouvertes à 100% par les cellules d'en face (Fig 12.5) ; c'est cela qui entraîne une perte de conservativité des flux. Les deux interfaces concernées correspondent aussi à des zones où le raffinement du maillage évolue (plus fortement lors du passage de la cuve amont au bras amont), ce qui favorise la présence de cellules non totalement recouvertes.

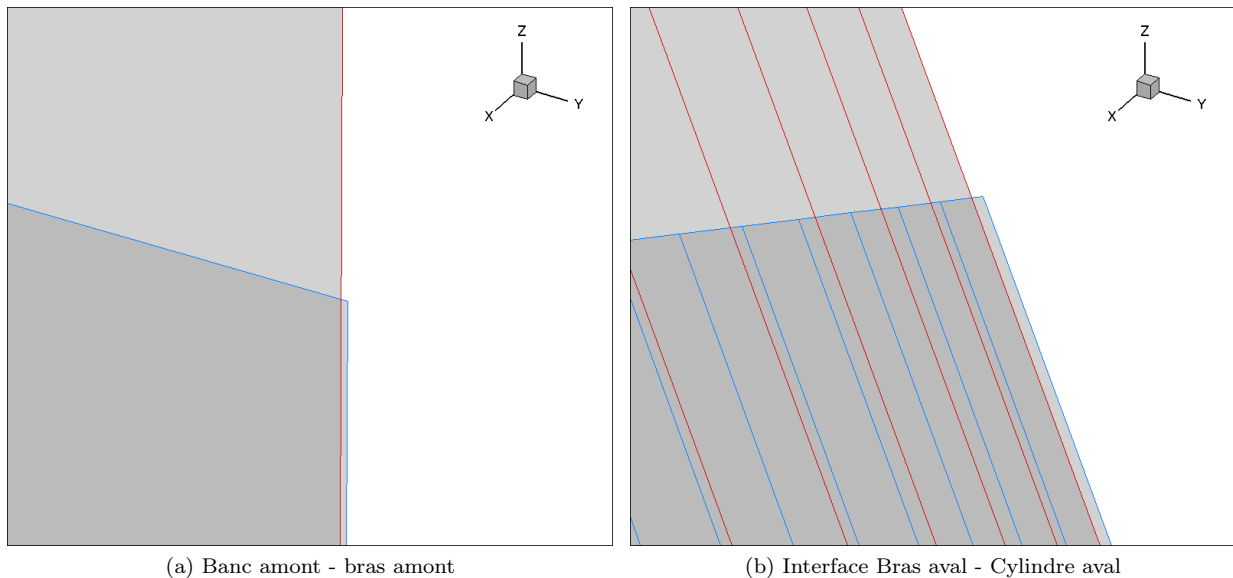


FIGURE 12.5 – Visualisation du recouvrement des cellules aux interfaces rotor-stator modélisées en *sliding mesh*. La taille des mailles est très différente d'une interface à l'autre et du débit est perdu à ces endroits

Ces problèmes purement numériques ont un impact non négligeable sur le débit. Par exemple, lors du décollement tournant, l'amplitude de variation du débit autour de sa valeur moyenne vaut environ 2% (voir partie III), à comparer aux 0.8% de débit que l'on perd entre l'entrée et la sortie. Cependant, il n'y a pas de perte de débit notable entre l'entrée du bras de support amont et la sortie du bras de support aval. De plus, il s'agit d'un problème très localisé à chacune des interfaces concernées. Par conséquent, ce problème ne devrait modifier ni l'entrée en pompage, ni la dynamique du phénomène, étant donné que l'on s'intéresse uniquement au compresseur.



# Chapitre 13

## Méthodes de traitement du signal

### Sommaire

---

<b>13.1</b>	<b>Placement des sondes numériques</b>	<b>80</b>
<b>13.2</b>	<b>Double décomposition modale</b>	<b>80</b>
<b>13.3</b>	<b>Évolution spatiale de l'amplitude d'un mode</b>	<b>82</b>
<b>13.4</b>	<b>Calcul du coefficient de pression autour des aubages</b>	<b>82</b>

---

### 13.1 Placement des sondes numériques

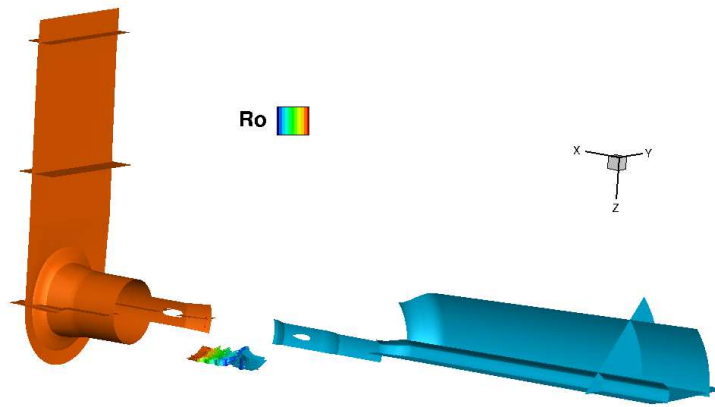
De nombreuses sondes numériques ont été placées dans les deux types de simulations numériques (avec et sans banc d'essai), afin de pouvoir visualiser l'écoulement et étudier les signaux. Une coupe à rayon constant à 83% de hauteur de chaque aube traverse le compresseur, ainsi qu'une coupe à 50% de hauteur de chaque pale, prolongée dans les parties amont et aval du banc d'essai. Quelques coupes à  $x$  constant et à  $z$  constant sont également extraites dans les parties banc. Les trois interfaces rotor-stator sont extraites du moyeu jusqu'au carter, et une coupe à  $\theta$  constant traverse le compresseur. Enfin, la peau des aubages a été extraite lors de la simulation du pompage, afin d'analyser l'évolution de la pression statique s'exerçant sur les aubes pendant le cycle. Toutes ces extractions sont visibles sur la Fig 13.1. Dans le compresseur isolé, seuls les plans à 83% et 50% sont extraits, ainsi que les interfaces rotor-stator. Les plans extraits subissent un premier post-traitement qui permet d'extraire une ligne, à  $R$  et  $x$  constant pour l'étude des modes circonférentiels, et  $\theta$  et  $x$  constant pour l'étude des modes radiaux.

Conséquence pratique : tous les points de maillage sont pas extraits à haute fréquence, c'est à dire tous les 10 ou 20 pas de temps; uniquement les plans cités ci-dessus le sont. De plus, les plans sont extraits à un pourcentage donné de la hauteur de veine pour chaque roue. De ce fait, il apparaît souvent une légère discontinuité aux interfaces entre les roues.

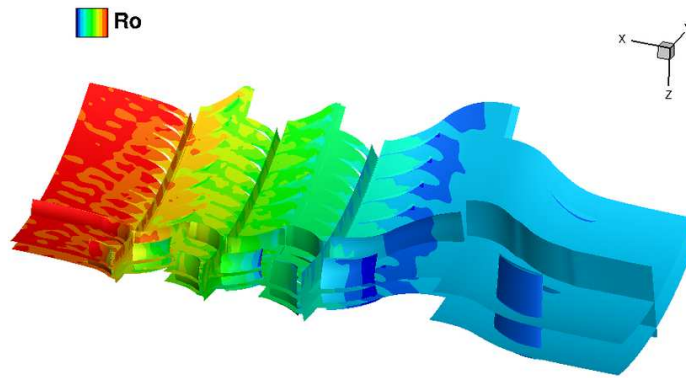
### 13.2 Double décomposition modale

L'annexe I présente la théorie de la transformation de Fourier, que l'on calcule par l'algorithme de "Fast Fourier Transform" (FFT), ainsi que l'utilisation de cette méthode pour réaliser des FFT à fenêtre glissante, qui décrivent l'évolution des fréquences avec le temps. La double décomposition modale permet d'extraire les modes spatiaux et les modes temporels d'un signal spatio-temporel. Cette méthode a été largement utilisée dans le calcul des modes spatio-temporels circonférentiels à une abscisse  $x$  et un rayon  $R$  donnés dans la machine. Le principe de cette double décomposition modale est schématisé Fig 13.2.

Dans un premier temps, une FFT spatiale est appliquée aux données spatio-temporelles, ce qui permet d'en extraire les modes circonférentiels, c'est à dire le nombre de lobes autour du compresseur, et leur évolution en fonction du temps. Dans un second temps, les modes circonférentiels subissent une FFT temporelle, ce qui permet d'associer à chacun une fréquence, et de calculer la vitesse de rotation des



(a) Vue générale



(b) Zoom sur le compresseur

FIGURE 13.1 – Plans extraits pendant la simulation numérique

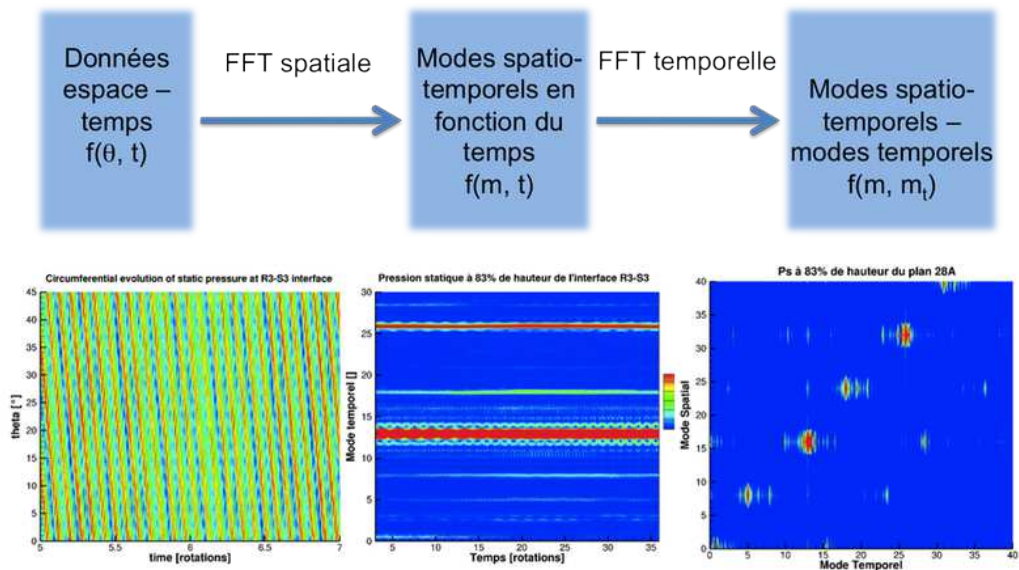


FIGURE 13.2 – Principe de la double décomposition modale d'un signal spatio-temporel

lobes. Les modes circonférentiels  $m$  sont en fait la somme d'un ou plusieurs modes temporels  $m_t$  ou fréquences, liés aux rotors, et d'un ou plusieurs modes purement spatiaux  $m_\lambda$  liés aux stators. La vitesse de rotation du mode  $m$  est le rapport entre le mode temporel et le mode circonférentiel.

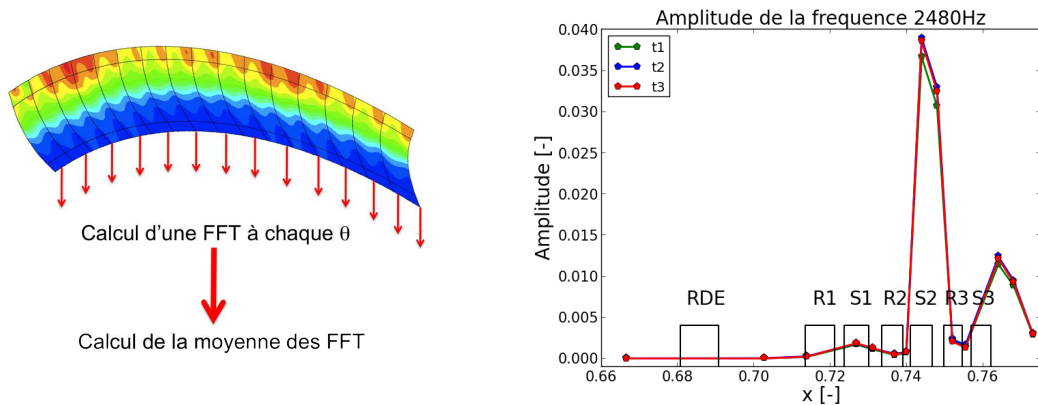
$$m = m_t + m_\lambda \quad (13.1a)$$

$$\Omega_m = \frac{m_t}{m} \Omega_{arbre} \quad (13.1b)$$

Ce type de traitement du signal a également été utilisé pour un signal à  $x$  constant et position circonférentielle constante, afin d'étudier les modes spatio-temporels radiaux.

### 13.3 Évolution spatiale de l'amplitude d'un mode

À plusieurs reprises, l'évolution de l'amplitude d'un mode en fonction de la position axiale, et/ou du temps, dans le compresseur et le banc a été tracée. Pour cela, les mêmes données spatio-temporelles sont utilisées que pour la double décomposition modale. Dans un premier temps, une transformation de Fourier est appliquée à toutes les positions circonférentielles disponibles. Ensuite, une moyenne des amplitudes pour chaque fréquence est calculée ; cela permet d'avoir une FFT représentative de toutes les positions circonférentielles.



(a) Calcul d'une FFT temporelle moyennée en espace, à une position radiale donnée, (b) Évolution axiale de l'amplitude d'un mode à 50 % de hauteur de veine, en régime de décollement tournant

FIGURE 13.3 – Calcul et utilisation de la FFT temporelle

Ce traitement est réalisé pour toutes les positions axiales souhaitées et permet d'obtenir des graphiques du type de celui de la Fig13.3b.

### 13.4 Calcul du coefficient de pression autour des aubages

Afin d'estimer le chargement aérodynamiques des aubages du compresseur en situation de pompage profond, le calcul du coefficient de pression  $C_p$  a été réalisé. Dans le repère tournant, ce coefficient a pour formule :

$$C_p = \frac{P - P_{ref}}{\frac{1}{2} \rho_{ref} (V_\infty^2 + r^2 U^2)} \quad (13.2)$$

$P$  : Pression statique sur la peau de l'aube

$P_{ref}$  : Pression atmosphérique de référence

$\rho_{ref}$  : densité de l'air atmosphérique

$V_\infty$  : la vitesse infinie amont

$r$  : rayon courant

$U$  : vitesse de rotation de l'aube

Pour la calcul du coefficient dans un stator, et donc dans le repère absolu, il suffit d'annuler le terme en  $r^2U^2$ . Cette formule permet de composer les vitesses et de prendre en compte la composante de la vitesse liée à la rotation de la pale. Le coefficient de pression  $C_p$  a été calculé pour des lignes autour des aubages (Fig13.4a) et est représenté en fonction de l'abscisse curviligne pour chaque côté de l'aube. La figure 13.4b) montre un calcul de ce coefficient pour un aubage entier.

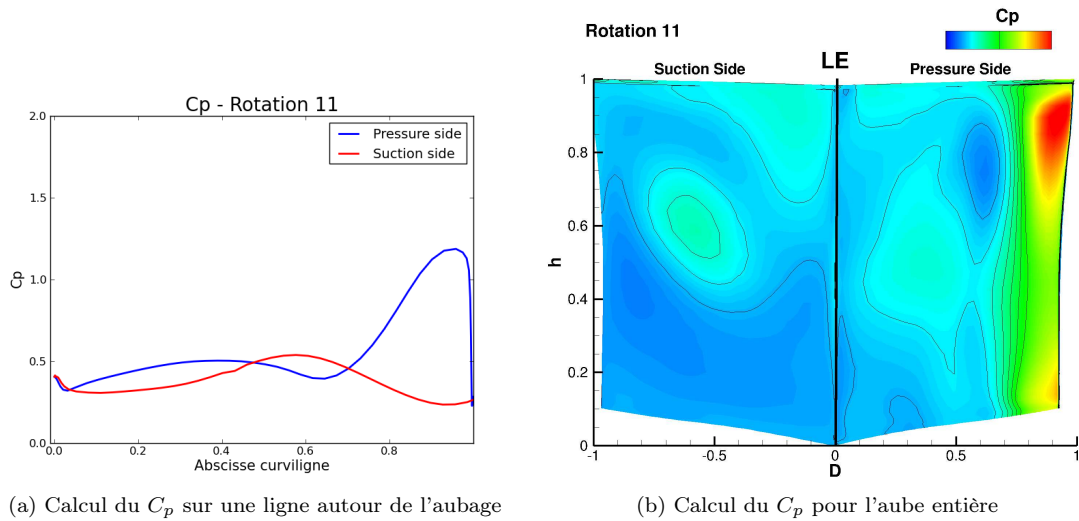


FIGURE 13.4 – Coefficient de pression autour des aubages

Troisième partie

Simulation instationnaire du  
décollement tournant

# Introduction

Le décollement tournant est une instabilité du compresseur, souvent précurseur du pompage. Ce phénomène est sensible aux volumes entourant le compresseur [17, 35], ce qui a conduit à la réalisation de deux simulations numériques de décollement tournant pour CREATE : l'une avec le banc d'essai, l'autre sans. Le décollement tournant qui s'est développé dans le compresseur isolé est différent du phénomène qui est apparu dans le compresseur sur son banc, plutôt assimilable à du pompage modifié.

Dans la simulation du compresseur isolé, un plus grand nombre de cellules est apparu que dans la simulation du compresseur sur le banc d'essai ; cependant, la vitesse de rotation des cellules est presque la même d'une simulation à l'autre, si bien que les fréquences associées sont assez éloignées. La méthode de Tyler et Sofrin donne accès aux modes d'interaction rotor/stator, et comme elle ne prédit pas ceux dont l'origine n'est pas liée aux interactions rotors-stator, elle permet de les déduire. L'extension de cette méthode aux phénomènes non liés à ces interactions permet de proposer une origine physique à la plupart des modes spatio-temporels présents dans l'écoulement.

En plus des différents modes spatio-temporels liés au décollement tournant et aux interactions rotor-stator, de très basses fréquences apparaissent dans l'écoulement de la configuration comprenant le banc d'essai, de l'ordre de 100 à 200Hz. Des outils d'acoustiques ont été mis en oeuvre pour essayer de les expliquer.

Cette troisième partie est consacrée à l'étude comparative du décollement tournant dans les deux configurations simulées. Dans un premier temps, les caractéristiques générales des deux phénomènes simulés sont étudiées : nombre de cellules, vitesse de rotation et fréquence sont explicités. L'effet d'une cellule de décollement tournant sur l'écoulement local est également décrit. Le second chapitre est dédié à l'analyse spectrale, c'est à dire la mise en évidence et l'explication de tous les modes spatio-temporels que l'on trouve dans l'écoulement. Une interprétation des différences entre les deux décollements tournants simulés est proposée. Enfin, le troisième chapitre propose une étude acoustique du banc d'essai, qui permet de proposer une origine physique aux ondes basse fréquence qui modulent l'écoulement quand le banc est simulé. Enfin, une synthèse des principaux résultats obtenus dans cette partie est proposée dans un tableau, en conclusion.

## Chapitre 14

# Caractéristiques générales du décollement tournant

Le décollement tournant a été simulé pour un débit adimensionné oscillant autour de 0.95 dans le compresseur isolé et de 0.97 pour le compresseur sur banc d'essai. Le taux de compression moyen adimensionné s'est établi respectivement à 1,027 et 1,017. Pour obtenir ces points de fonctionnement, le compresseur a été vanné progressivement depuis son point de blocage. Quand le décollement tournant est apparu, la simulation a été prolongée pour pouvoir stabiliser l'écoulement et étudier le décollement. Les deux points de fonctionnement n'ont donc pas été à proprement parler choisis. Ces deux points sont localisés sur la caractéristique de fonctionnement de la Fig.14.1. Cette figure présente la caractéristique de fonctionnement RANS du compresseur en simulation mono-passage, et la caractéristique instantanée instationnaire de la configuration comprenant le banc d'essai.

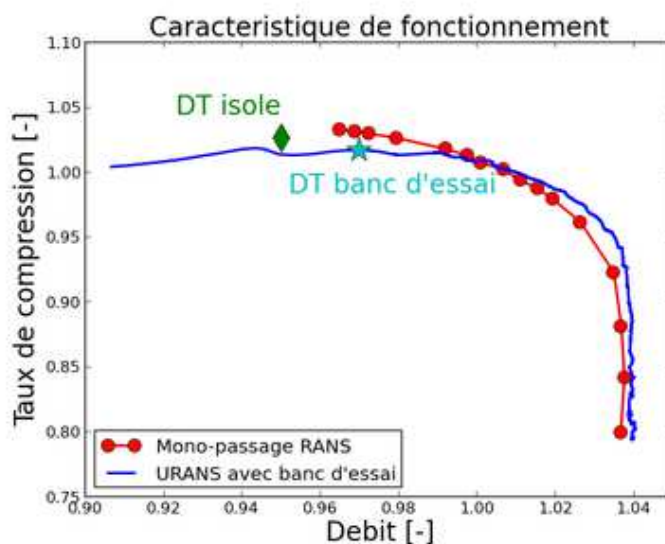


FIGURE 14.1 – Localisation des points de fonctionnement simulés sur une caractéristique  $Pi - debit$

Ce premier chapitre propose une approche générale du phénomène de décollement tournant dans les deux configurations et met en évidence les caractéristiques générales des deux phénomènes simulés. Dans un premier temps, une rapide étude de l'écoulement interne est réalisée, et permet d'évaluer le nombre de cellules et leur localisation dans le compresseur. Ensuite, l'effet d'une cellule de décollement tournant sur l'écoulement environnant est décrit. Enfin, l'observation de signaux temporels de débit et pression statique donne une première estimation de la fréquence du phénomène et la vitesse de rotation des cellules.

## Sommaire

<b>14.1 Écoulement dans le compresseur</b> . . . . .	<b>87</b>
14.1.1 Identification des cellules . . . . .	87
14.1.2 Bilan sur les cellules . . . . .	88
<b>14.2 Étude de l'effet d'une cellule de décollement tournant sur l'écoulement</b> . .	<b>88</b>
14.2.1 Écoulement sain . . . . .	89
14.2.2 Écoulement proche pompage . . . . .	89
<b>14.3 Étude des signaux temporels de débit et pression</b> . . . . .	<b>90</b>
14.3.1 Compresseur isolé . . . . .	92
14.3.2 Compresseur sur le banc d'essai . . . . .	92
<b>14.4 Résultats expérimentaux</b> . . . . .	<b>92</b>

## 14.1 Écoulement dans le compresseur

### 14.1.1 Identification des cellules

L'étude de l'écoulement dans le compresseur a pour objectif d'identifier et dénombrer les cellules de décollement tournant qui apparaissent dans le compresseur dans chacune des simulations effectuées. La figure 14.2 montre une coupe radiale de l'entropie en tête de pale à travers les 7 rangées d'aubes du compresseur, pour les deux configurations étudiées. L'écoulement entre dans le compresseur en haut à droite de l'image, et en sort en bas à gauche. Entre les deux dernières rangées d'aubes R3 et S3 (à gauche), des poches rouge d'entropie élevée se distinguent du reste de l'écoulement. Il y en a 24 dans le compresseur isolé et 16 dans le compresseur sur le banc d'essai.

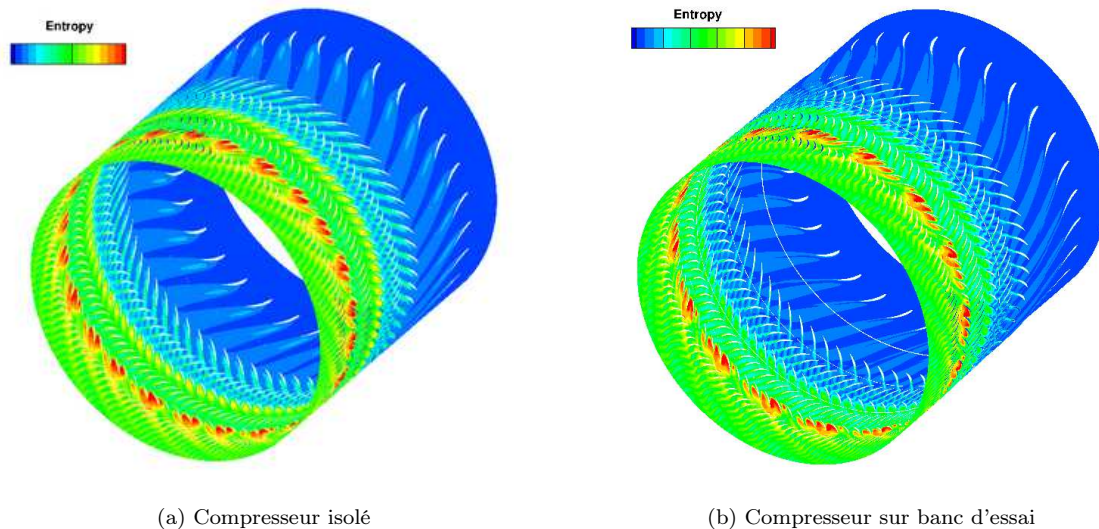


FIGURE 14.2 – Entropie de l'écoulement à 83% de hauteur de veine dans le compresseur

La pression statique est représentée pour le compresseur sur le banc d'essai sur la Fig.14.3a. Le champ de pression statique est marqué par des poches de déficit de pression (de couleur bleue) dans une zone de l'écoulement où le champ de pression est plus élevé (couleur verte), entre les interfaces R3 et S3. L'alternance de poches de pression statique faible avec des poches de pression plus élevée sont un des marqueurs de la présence de cellules de décollement tournant.



Enfin, la figure 14.3b montre une coupe de vitesse axiale positive à 83% de hauteur de pale. Les zones bleu foncé correspondent à une vitesse axiale négative ou nulle ; l'une d'entre elles est entourée en noir. Dans les cellules de décollement tournant, le fluide décollé des aubages forme un poche dans laquelle le fluide recircule, ce qui crée des zones où la vitesse axiale est négative. Sur les deux images de la Fig 14.3, le cercle noir est positionné au même endroit. La cellule de décollement tournant est situé à gauche de ce cercle, qui s'étend, vers la droite, jusqu'à la cellule suivante. Le même cercle sur le champ de pression statique permet de voir que la zone immédiatement autour de la cellule est à basse pression, alors que la zone située plus à droite, plus loin de la cellule, est à une pression statique plus élevée. Les cellules tournent dans le même sens que les rotors, par conséquent, la cellule se déplace depuis la gauche vers la droite du cercle. En conclusion, une cellule de décollement tournant est précédée d'une zone de haute pression, et est responsable du phénomène de blocage en tête du passage inter-aube. Il est à noter que dans le repère relatif du rotor, la cellule se déplace à contre-sens.

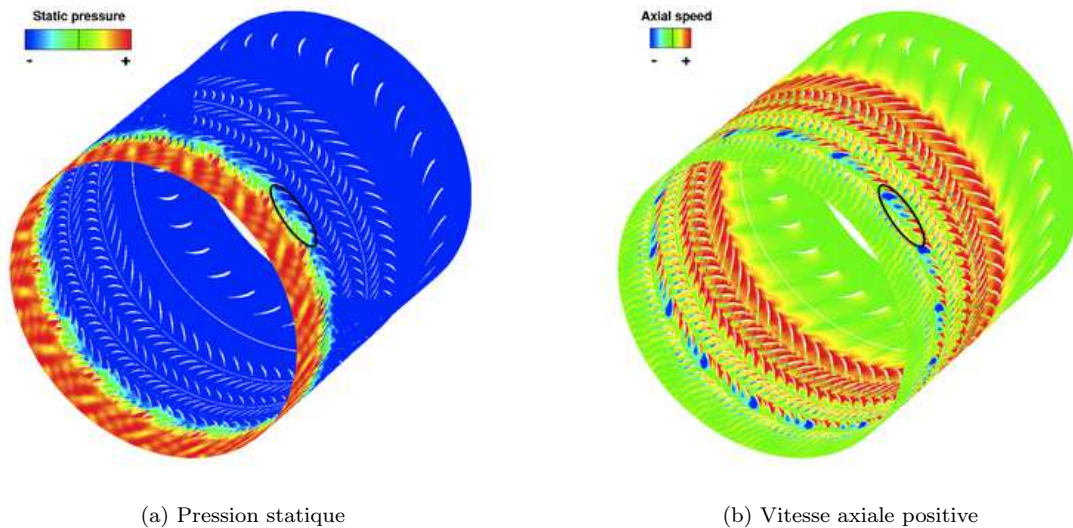


FIGURE 14.3 – Pression statique et vitesse axiale de l'écoulement à 83% de hauteur dans le compresseur sur son banc d'essai

### 14.1.2 Bilan sur les cellules

Cette première étude a permis de mettre en évidence le nombre de cellules présentes dans chaque cas :

- 24 cellules sont apparues dans le compresseur isolé ;
- 16 cellules sont apparues dans le compresseur sur banc d'essai.

Par ailleurs, les cellules sont localisées dans le rotor R3, en tête de pale. Expérimentalement, entre 17 et 20 cellules sont observées [144], localisées elles aussi dans le rotor R3. La paragraphe 14.4 revient plus amplement sur les résultats d'essai.

## 14.2 Étude de l'effet d'une cellule de décollement tournant sur l'écoulement

La présence de cellules de fluide décollé tournant autour du compresseur a des conséquences importantes sur l'écoulement localement, même si globalement, les performances du compresseur ne sont pas très affectées. Ce paragraphe a pour but d'étudier l'effet de la présence d'une cellule dans le rotor R3 sur l'écoulement dans les aubages adjacents, en comparaison avec un écoulement sain.

### 14.2.1 Écoulement sain

Afin de comprendre comment les cellules de fluide décollé affectent l'écoulement, il faut d'abord étudier un écoulement sain. La figure 14.4 montre le troisième étage de CREATE au débit nominal, avec les mêmes échelles de couleur que les figures proposées plus loin pour l'étude de l'écoulement en situation de décollement tournant. La figure 14.4a montre que, dans un écoulement sain, la vitesse axiale est plus élevée sur l'extrados de l'aube que sur l'intrados. La figure 14.4b montre quant à elle que l'extrados est en dépression par rapport à l'intrados. Ceci est vrai pour les rotors comme pour les stators, et fait partie du fonctionnement normal d'un aubage.

Comme la pression statique augmente lorsque l'écoulement progresse dans le canal, les lignes de niveau de pression se structurent de façon oblique par rapport à l'écoulement dans la première moitié du passage inter-aube. Les lignes de niveau de pression statique tendent à devenir perpendiculaires aux aubes dans la deuxième moitié du canal, ce qui va de paire avec le ralentissement de l'écoulement qui se produit dans cette zone. Une compression se faisant perpendiculairement à l'écoulement est caractéristique d'un effet de divergent pur sans effet d'incidence, alors qu'une compression se faisant de façon oblique par rapport à l'écoulement montre qu'un effet d'incidence existe. Les remarques précédentes permettent de conclure qu'en entrée d'aube, la compression est liée à l'incidence de l'écoulement sur l'aubage, alors que dans la deuxième moitié de la corde de l'aube, la compression est plutôt liée à un effet de divergent pur sans effet d'incidence.

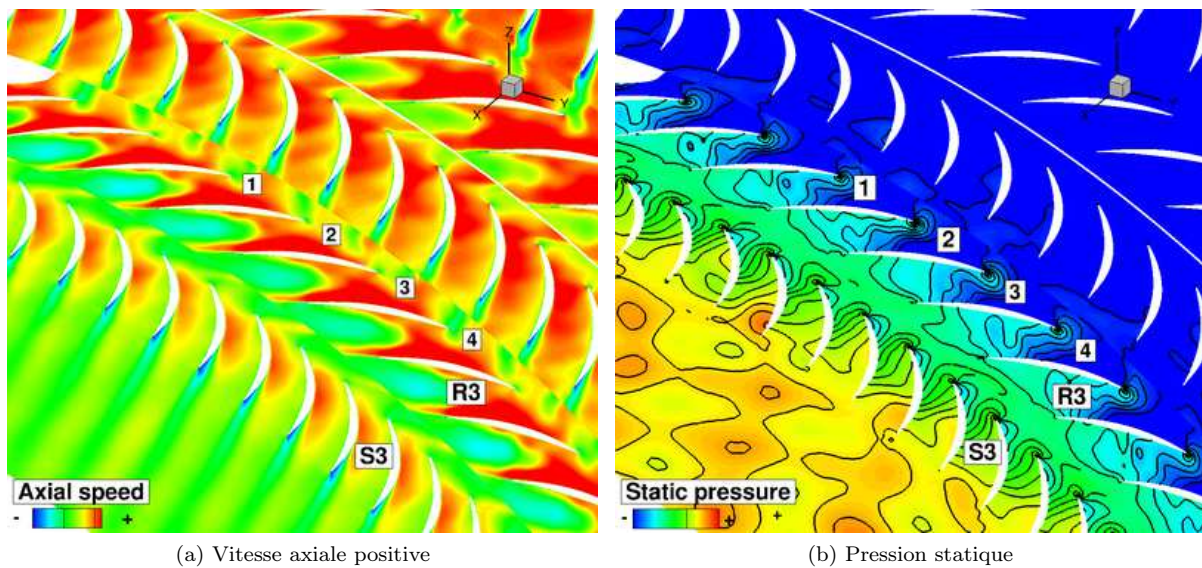


FIGURE 14.4 – Aspect d'un écoulement sain dans l'étage 3 de CREATE - Coupe à 83% de hauteur de veine dans l'étage 3

### 14.2.2 Écoulement proche pompage

Il est à noter que dans les figures présentant une coupe du champ à 50% ou 83%, il peut apparaître une discontinuité aux interfaces rotor-stator. Ceci est dû au fait que les plans de maillage extraits ne sont pas exactement à la même hauteur d'une roue à l'autre.

L'observation des propriétés physiques d'une des poches de fluide présentes dans le rotor R3 aide à comprendre les phénomènes en jeu. Les figures 14.5a et 14.5b montrent la vitesse axiale positive (*i.e* les zones en bleu ont une vitesse axiale négative ou nulle) dans l'étage 3 du compresseur, qui subit du décollement tournant. Sur ce type de figure, une cellule de décollement tournant se reconnaît par sa vitesse axiale négative ou nulle. Les cellules tournent autour du compresseur à vitesse légèrement inférieure au rotor, si bien que leur position par rapport aux aubages évolue en permanence. Sur les figures proposées,

elles se déplacent vers les canaux de numéros décroissants. Une cellule est composée d'une partie principale ou tête, composée de la grosse poche de vitesse axiale négative (visible dans les canaux 3 et 4 de la Fig 14.5a et dans le canal 2 de la Fig 14.5b) et d'une queue qui occupe 2 à 3 canaux, reconnaissables par les petites zones de vitesse axiale négative qui y sont présentes (canaux 5 et 6 Fig 14.5a et canaux 3, 4 et 5 Fig 14.5b). L'étendue circonférentielle des cellules est donc constante, et couvre environ 3 à 4 canaux inter-aubes.

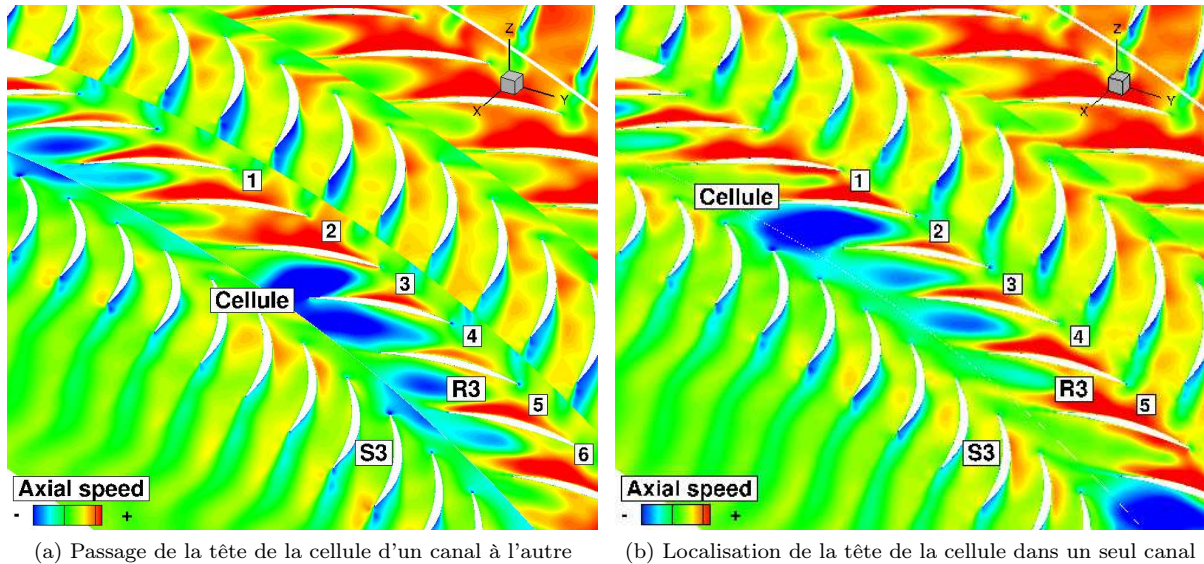


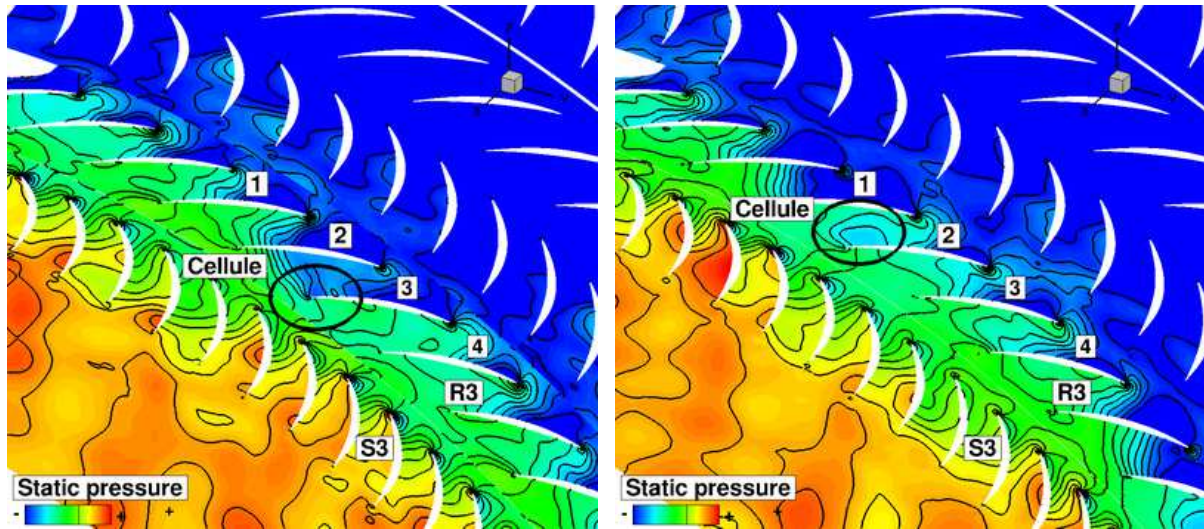
FIGURE 14.5 – Deux positions successives d'une même cellule de décollement tournant - Coupe à 83% de hauteur de veine

Les cellules de décollement tournant affectent fortement le champ de pression statique. La figure 14.6 montre l'effet des cellules sur le champ pour les deux positions évoquées, et les lignes noires correspondent aux isobares. Trois types de structures apparaissent dans le champ de pressions statique du rotor :

- Au niveau de la tête de la cellule (canal 3 Fig 14.5a) ou juste en amont (canal 1 Fig 14.5b), les lignes de compression sont perpendiculaires aux aubages, ce qui indique que le canal comprime par un effet de divergent pur.
- Le gradient de pression du canal qui contient la queue des cellules (canal 4 Fig 14.5a), voire la tête de la cellule (canaux 2 et 3 Fig 14.5b) est très faible et la pression est presque constante, ce qui indique un décollement du fluide sur l'aube.
- Entre les cellules (canaux 1 et 2 Fig 14.5a, canal 5 Fig 14.5b), les lignes de compression sont obliques par rapport aux aubages, ce qui indique que la compression se fait par l'effet d'incidence sur les aubes et correspond à la compression en écoulement sain.

### 14.3 Étude des signaux temporels de débit et pression

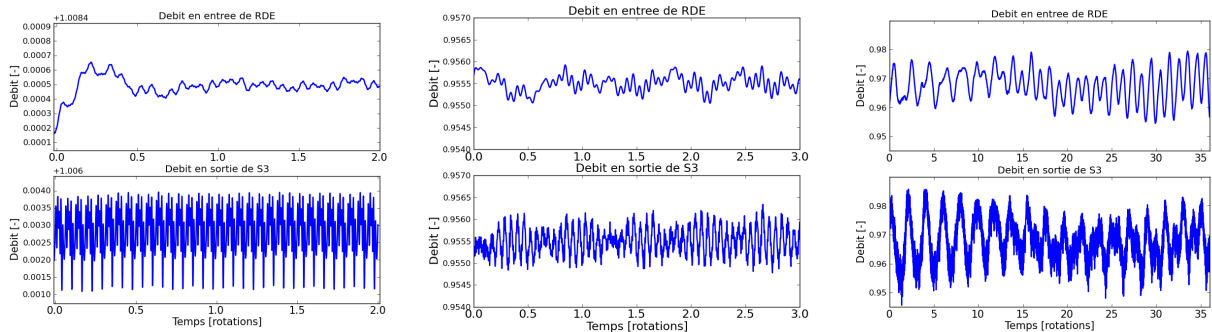
L'étude d'images instantanées de l'écoulement a permis d'identifier des cellules de décollement tournant dans chacune des simulations. Il y en a 24 dans le compresseur isolé, et 16 dans le compresseur sur le banc d'essai. L'étude des signaux temporels de débit et de pression va permettre d'appréhender rapidement les phénomènes temporels, ou fréquences, prédominants dans l'écoulement. La figure 14.7 montre l'évolution du débit en entrée de RDE et en sortie de S3 pour le compresseur isolé au nominal (Fig 14.7a), en décollement tournant (Fig 14.7b) et pour le compresseur sur banc d'essai en décollement tournant (Fig 14.7c). Dans les trois cas, le débit de sortie oscille avec une amplitude plus importante que le débit d'entrée ; ceci est dû aux interactions rotor/stator qui se produisent dans le compresseur. Le débit de sortie du compresseur isolé en régime de décollement tournant est modulé par une basse fréquence de période valant environ 0,65 rotation (soit une fréquence d'environ 288Hz), alors que le débit de sortie du compresseur sur son banc présente une oscillation de grande amplitude d'une période



(a) Pression statique pour une cellule passant d'un canal à l'autre (b) Pression statique pour une cellule dans le canal

FIGURE 14.6 – Champ de pression statique en fonction de la position de la cellule - Coupe à 83% de hauteur de veine

d'environ 2 rotations (soit une fréquence proche de 96Hz). Ces deux fréquences ne sont pas visibles dans le compresseur en régime nominal et seront recherchées lors de l'analyse spectrale (chapitre 15).



(a) Compresseur isolé en régime nominal (b) Compresseur isolé en régime de décol- (c) Compresseur sur le banc d'essai en régime de décollement tournant

FIGURE 14.7 – Évolution du débit en entrée RDE et sortie S3 pendant le décollement tournant

Les cellules de décollement tournant sont localisées en tête de rotor. L'observation du champ de pression à l'interface R3-S3 à 83% de hauteur permet d'étudier leur effet sur l'écoulement et d'en déterminer les caractéristiques principales. Sur un signal de pression statique, le passage d'une cellule de décollement tournant se traduit par une dépression, suivie d'une sur-pression. L'évolution spatio-temporelle d'une cellule de décollement tournant dans l'écoulement se traduit en conséquence par l'apparition d'un sillon oblique de basse pression bien reconnaissable sur le diagramme. L'observation d'une représentation  $\theta - temps$  permet donc d'observer l'évolution temporelle du champ de pression pour toutes les positions circonférentielles extraites ( $\theta$  pour position circonférentielle). De même, une représentation  $R - temps$  montre, pour une position circonférentielle donnée, l'évolution temporelle du champ sur toute la hauteur de veine ( $R$  pour position radiale).

### 14.3.1 Compresseur isolé

La représentation  $\theta - temps$  de la pression statique à 83% de hauteur de l'interface R3-S3 est tracée pour 2 des 3 rotations simulées sur la Fig.14.8. Le temps est en abscisse, et la position circumférentielle en ordonnées. Pour une position circumférentielle donnée, 19 sillons de basse pression (bleus) alternent avec 19 sillons de haute pression (rouges) pendant la durée d'une rotation, ce qui fournit une information purement temporelle sur l'écoulement et indique qu'un mode temporel de 19 existe dans l'écoulement (soit une fréquence de 3652Hz). L'analyse spectrale (chapitre 15) montrera que c'est bien la fréquence des cellules de décollement tournant. Le parcours circumférentiel d'une cellule de décollement tournant est représenté par la ligne noire en pointillés sur la Fig 14.8, qui suit un sillon de basse pression. La vitesse de rotation des cellules peut être évaluée à partir de cette ligne, en regardant le temps que prend une cellule à parcourir  $45^\circ$ . La pente de la droite en pointillés montre que les cellules tournent approximativement à 150 tr/min, soit environ 78% de la vitesse de rotation de l'arbre. L'analyse spectrale (chapitre 15) permettra d'affiner ce résultat.

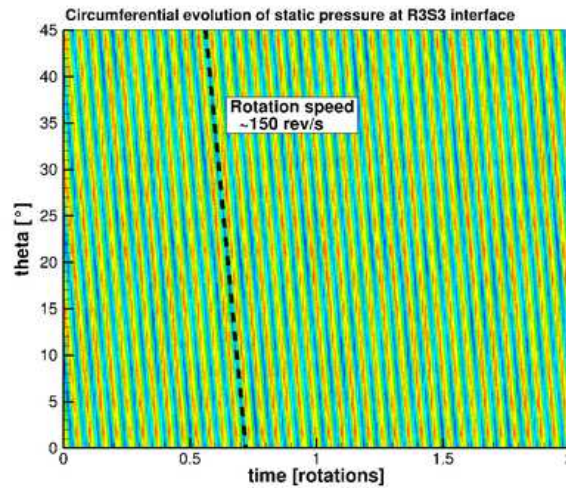


FIGURE 14.8 – Évolution spatio-temporelle de la pression statique - compresseur isolé

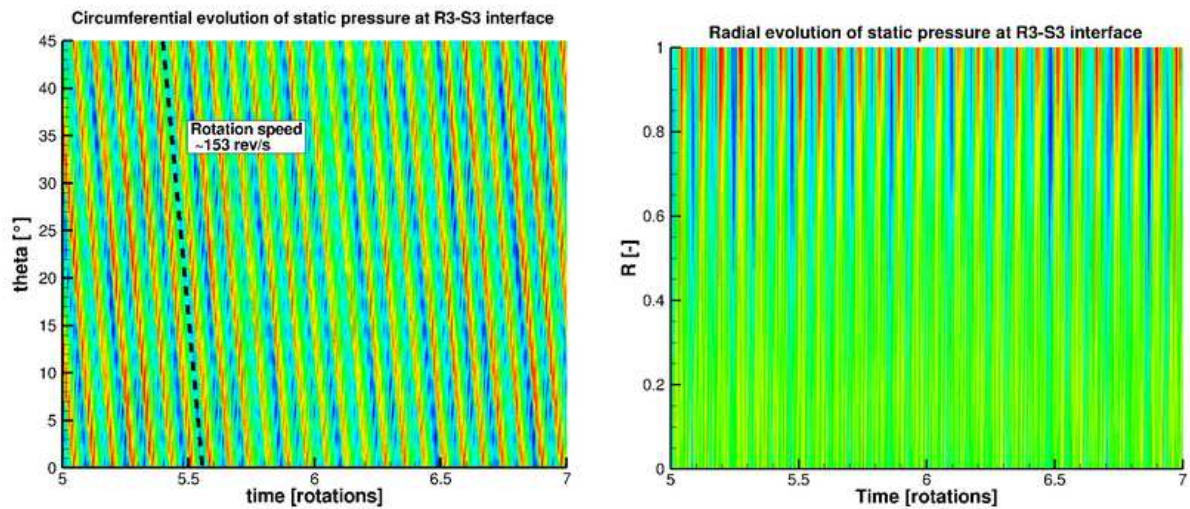
### 14.3.2 Compresseur sur le banc d'essai

Le décollement tournant a été simulé pendant 36 rotations, après un régime transitoire qui a duré 30 rotations et a permis de stabiliser le débit moyen et le taux de compression moyen. Cependant le tracé de l'évolution du débit montre que le phénomène évolue encore puisque l'aspect des fluctuations de débit autour du débit moyen continue à changer. La figure 14.7c montre que la basse fréquence qui module l'écoulement varie. L'analyse spectrale (chapitre 15) proposera une description des phénomènes qui évoluent dans l'écoulement.

La figure 14.9 montre les représentations  $\theta - temps$  à 83% de hauteur de l'interface R3-S3, et  $R - temps$  de la pression statique. Les deux diagrammes de la Fig 14.9 mettent en évidence une alternance de 13 sillons basse pression avec 13 sillons haute pression pendant la durée d'une rotation, ce qui montre l'existence d'un mode temporel d'environ 13 dans l'écoulement. De même que précédemment, la ligne en pointillés matérialise le trajet d'une cellule de décollement tournant à travers les  $45^\circ$  de la configuration. Ces 13 sillons visibles à proximité du carter correspondent à une fréquence voisine de 2500Hz. La vitesse de rotation des cellules peut être évaluée approximativement à 80% de la vitesse de rotation de l'arbre.

## 14.4 Résultats expérimentaux

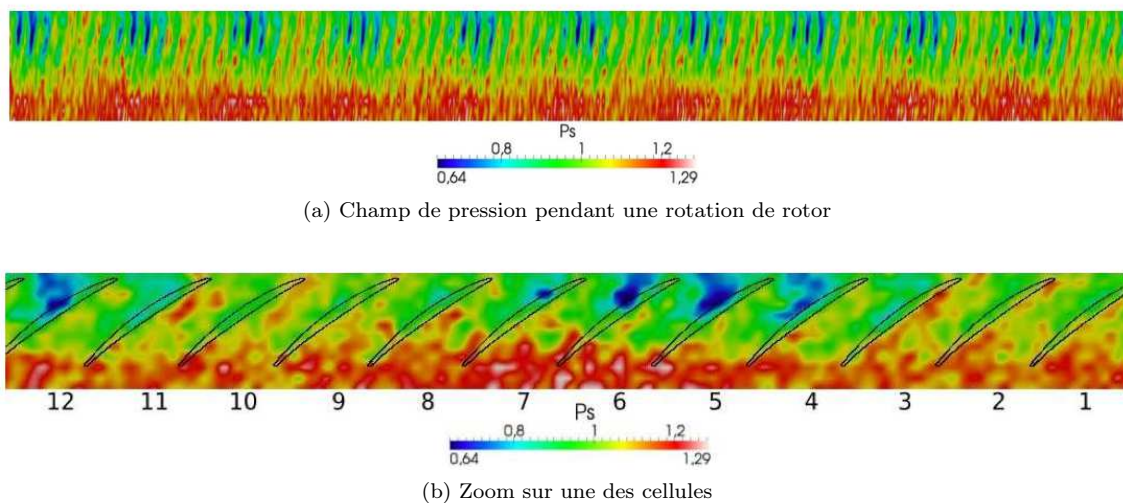
À plusieurs reprises, le compresseur CREATE a été étudié pour des points de fonctionnement proche pompage, comportant du décollement tournant. Les principaux résultats obtenus par ces études sont



(a) Pression à 83% à l'interface R3-S3 : représentation  $\theta$  – (b) Pression sur l'interface R3-S3 : représentation  $R$  – temps

FIGURE 14.9 – Évolutions spatio-temporelle de la pression statique - compresseur sur banc d'essai

brèvement présentés ici, et proviennent des travaux réalisés par Courtiade et Ottavy [66, 81, 99, 144]. Expérimentalement, il a été déterminé que des ondulations de pression liées à une résonance acoustique entraînent de petits décollements aux bords de fuite. Lorsque l'intensité du mode de pression augmente, les zones de décollement s'étendent autour des bords de fuite des aubes et occupent plusieurs canaux inter-aubes, entraînant la création de zones en surpression et de zones en dépression. La figure 14.10b propose un zoom sur une des poches décollées de l'écoulement. La zone comprise entre les canaux 4 et 7 est une zone de basse pression, et la zone comprise entre les canaux 7 et 12 est une zone de haute pression. Les essais portant l'écoulement proche pompage dans CREATE ont montré que le nombre de lobes des ondes de pression présentes dans le rotor 3 varie entre 17 et 20. Parmi ces 4 nombres, 18 est celui qui revient le plus souvent, et il est associé à la fréquence 1990Hz, soit une vitesse de rotation à 57% de celle de l'arbre.



(a) Champ de pression pendant une rotation de rotor

(b) Zoom sur une des cellules

FIGURE 14.10 – Cellules de décollement tournant expérimentales

Les caractéristiques générales du décollement tournant observé lors des essais se comparent plutôt bien aux résultats obtenus en numérique, si l'on prend en compte le fait que la simulation a été réalisée

en  $2\pi/8$ , ce qui force le nombre de cellules à un multiple de 8 (Tab 14.1). Le nombre de cellules obtenu avec l'approche numérique ne pouvait pas être plus proche du nombre de cellules expérimental qui revient le plus souvent, 18. La fréquence de 2480Hz est du même ordre de grandeur que la fréquence 1990Hz qui correspond au mode 18, mais les vitesses de rotation sont en revanche assez éloignées (80,6% contre 57,0%). La vitesse de rotation d'une cellule est calculée en divisant la fréquence adimensionnée du phénomène par le nombre de cellules autour du compresseur.

TABLE 14.1 – Comparaison essais - calculs (simulation comprenant le banc)

Caractéristiques	Études expérimentales			Étude numérique
Nombre de cellules	17	18	19	16
Fréquence	1830Hz	1990Hz	2170Hz	2480Hz
Vitesse de rotation (% $\Omega_{arbre}$ )	55,6%	57,0%	59,1%	80,6%

## Conclusion

L'observation des champs de pression statique, vitesse axiale et entropie en tête de rotor R3 ont permis de voir que des cellules de décollement tournant sont apparues dans l'écoulement. Il y en a 24 dans le cas isolé et 16 dans le cas comprenant le banc d'essai. Une étude succincte de diagrammes spatio-temporels au niveau de l'interface R3-S3 permet de donner une première estimation de la vitesse de rotation des cellules, et de leur fréquence. Une comparaison avec les caractéristiques générales du décollement tournant obtenu lors des essais montre que le nombre de cellules prévu par la simulation numérique est bon, et que la fréquence est du même ordre de grandeur. Cependant, la vitesse de rotation est assez éloignée, conséquence directe des différences sur le nombre de cellules et leur fréquence, mal prévue par la simulation. L'analyse spectrale, proposée dans le chapitre suivant, permettra de confirmer et d'affiner les résultats issus des observations générales réalisées dans cette partie.

# Chapitre 15

## Analyse spectrale du phénomène de décollement tournant

Le chapitre 14 a permis de mettre en évidence l'existence de poches de fluide décollé évoluant dans le rotor R3. Ces cellules peuvent être reliées de façon précise à une fréquence par le biais de l'analyse spectrale, et ainsi, un mode spatio-temporel est attribué au décollement tournant. Un mode spatio-temporel est caractérisé par un nombre de lobes autour du compresseur, et par la vitesse de rotation de ces lobes. Une fois le phénomène de décollement tournant bien caractérisé, il est possible de comprendre comment il interagit avec les modes spatio-temporels naissant des interactions rotor-stator.

Ce chapitre commence par un rappel de la méthode de Tyler et Sofrin, et propose une extension de cette méthode pour expliquer tous les modes spatiaux et temporels créés par l'interaction entre le décollement tournant et les aubages. Ensuite, les deux simulations de décollement tournant réalisées, l'une dans le compresseur isolé et l'autre dans le compresseur sur banc d'essai, sont analysées successivement. L'écoulement dans le compresseur sur banc d'essai comprend des basses fréquences qui sont étudiées dans la partie suivante. Enfin, une interprétation concernant les modes non liés aux interactions rotor-stator qui apparaissent dans l'écoulement dans les deux configurations est proposée.

### Sommaire

---

<b>15.1 Méthode de Tyler et Sofrin</b> . . . . .	<b>96</b>
15.1.1 Méthode de discrimination des modes spatio-temporels . . . . .	96
15.1.2 Extension à l'étude du décollement tournant . . . . .	97
<b>15.2 Compresseur isolé</b> . . . . .	<b>98</b>
15.2.1 Caractérisation . . . . .	98
15.2.2 Modes spatio-temporels . . . . .	98
15.2.2.1 Origine du mode 13-16 . . . . .	98
15.2.2.2 Origine des autres modes . . . . .	99
<b>15.3 Compresseur sur le banc</b> . . . . .	<b>101</b>
15.3.1 Caractérisation . . . . .	101
15.3.2 Modes spatio-temporels . . . . .	101
15.3.2.1 Origine du mode 17,9-24 . . . . .	101
15.3.2.2 Origine des autres modes . . . . .	103
15.3.3 Évolution des modes temporels . . . . .	104
15.3.3.1 Modes temporels de fréquence supérieure à 1000Hz . . . . .	104
15.3.3.2 Modes temporels de basse fréquence . . . . .	104
15.3.4 Étude de la structure spatiale des ondes basse fréquence . . . . .	105
<b>15.4 Étude des modes co-existants</b> . . . . .	<b>112</b>
<b>15.5 Résultats expérimentaux</b> . . . . .	<b>113</b>

---



## 15.1 Méthode de Tyler et Sofrin

La méthode de Tyler et Sofrin, décrite formellement en Annexe H, est une approche qui permet de prédire les modes spatio-temporels pouvant être engendrés par l'interaction entre un rotor et un stator, et par extension, entre  $n$  rotors et  $m$  stators. Cet outil aide à trouver l'origine des phénomènes périodiques présents dans les écoulements, notamment en turbomachines.

Dans la suite du chapitre, le vocabulaire utilisé est le suivant : les modes temporels  $m_t$ , aussi appelés fréquence réduite, correspondent à  $m_t = f/f_{arbre}$  où  $f_{arbre} = 192.23333Hz$  et  $f$  est la fréquence du phénomène étudié. Cependant, lorsque la fréquence étudiée est inférieure à environ  $1000Hz$ , elle est exprimée en  $Hz$  car c'est plus parlant. Les modes spatiaux  $m_\lambda$  sont liés aux structures fixes de l'écoulement, comme les stators. Enfin, les modes spatio-temporels  $m$ , qui sont généralement des modes circonférentiels, correspondent au nombre de lobes engendrés par l'interférence entre modes spatiaux et modes temporels, et valent  $m = m_t + m_\lambda$ . Les modes présents dans l'écoulement sont énoncés sous la forme  $m_t$ - $m$ . Le mode spatial  $m_\lambda$ , généralement non explicité, se déduit par soustraction. Les modes spatio-temporels sont tous obtenus par une double décomposition modale d'un signal spatio-temporel, comme expliqué dans la partie II.

### 15.1.1 Méthode de discrimination des modes spatio-temporels

L'utilisation de la méthode de Tyler et Sofrin permet de séparer les modes spatio-temporels issus de façon certaine des interactions rotor-stator des modes dont l'origine est plus incertaine. Dans un compresseur à  $n$  étages, il y a  $n$  rangées de rotors et  $n$  rangées de stators. Les modes spatio-temporels  $m$ , leur vitesse de rotation  $\Omega_m$  et leur fréquence  $f_m$  sont reliés au nombre de rotors de la rangée  $k$   $N_{Rk}$  et de stators  $N_{S_k}$  par des relations de la forme :

$$m = \sum_{k=1}^n (a_k N_{R_k} + b_k N_{S_k}) \quad (15.1a)$$

$$\Omega_m = \frac{\sum_{k=1}^n a_k N_{R_k}}{m} \Omega_{arbre} \quad (15.1b)$$

$$f_m = \frac{m\Omega_m}{2\pi} = \sum_{k=1}^z a_k N_{R_k} \frac{\Omega_{arbre}}{2\pi} \quad (15.1c)$$

où les  $a_k$  et  $b_k$  sont des entiers relatifs.

Par identification des modes temporels et des modes spatiaux, un mode  $m = m_t + m_\lambda$  a pour origine une interaction entre plusieurs aubages uniquement s'il existe une combinaison linéaire du nombre d'aubes des rotors (respectivement du nombre d'aubes de stators) qui soit égale au mode temporel  $m_t$  (respectivement au mode spatial  $m_\lambda$ ) :

$$m_t = \sum_{k=1}^n a_k N_{R_k} \quad (15.2a)$$

$$m_\lambda = \sum_{k=1}^n b_k N_{S_k} \quad (15.2b)$$

$$m = m_t + m_\lambda \quad (15.2c)$$

où les  $a_k$  et  $b_k$  sont des entiers relatifs.

Les nombres d'aubes par roue dans la machine CREATE sont donnés dans le Tab.15.1. Il sont tous pairs et au minimum multiples de 8 ; par conséquent, les interactions entre les aubages ont nécessairement une fréquence réduite (ou mode temporel) et un mode spatial pairs et multiples de 8. Les modes temporels  $m_t$  et les modes spatiaux  $m_\lambda$  présents dans l'écoulement mais non prédits par Tyler et Sofrin ont nécessairement une origine décorrélée des interactions entre les aubages.

TABLE 15.1 – Nombre d’aubes par roue dans CREATE et son banc

Roue	Bras amont	RDE	R1	S1	R2	S2	R3	S3	Bras aval
Nombre d’aubes $N$ ( $2\pi$ )	8	32	64	96	80	112	80	128	8
Modes temporels ( $m_{tRi}$ )	0	0	64	0	80	0	80	0	0
Modes spatiaux ( $m_{\lambda Si}$ )	8	32	0	96	0	112	0	128	8

### 15.1.2 Extension à l’étude du décollement tournant

Pour un étage de compression qui comprendrait  $N_R$  aubes de rotor et  $N_S$  aubes de stator, les modes spatio-temporels s’écrivent sous la forme :

$$m = aN_R + bN_S \quad (15.3a)$$

$$m = m_t + m_\lambda \quad (15.3b)$$

où  $a$  et  $b$  sont des entiers relatifs,  $m_t$  le mode temporel (lié au rotor) et  $m_\lambda$  le mode spatial (lié au stator). La vitesse de rotation du mode spatio-temporel correspondant vaut :

$$\Omega_m = \left( \frac{aN_R}{m} \right) \Omega_{arbre} \quad (15.4a)$$

$$= \left( \frac{m_t}{m_t + m_\lambda} \right) \Omega_{arbre} \quad (15.4b)$$

$$= \left( 1 - \frac{m_\lambda}{m} \right) \Omega_{arbre} \quad (15.4c)$$

Cette formule met en évidence que la vitesse de rotation d’un mode d’interaction entre un rotor et un stator est en fait systématiquement augmentée ou diminuée par le mode spatial du stator, selon son signe, et qu’en réalité seuls les modes de rotor pur tournent à la même vitesse que l’arbre.

Le phénomène de décollement tournant peut être vu comme un rotor qui tournerait à sa propre vitesse de rotation, différente de la vitesse de l’arbre [93]. Cette façon d’appréhender le phénomène revient à voir une interaction entre un rotor et un stator comme un rotor qui tournerait à sa propre vitesse, et fait perdre de vue les données purement spatiales liées au stator.

À la place de cette façon de voir les choses, qui occulte le mode spatial, on peut assimiler le phénomène de décollement tournant à l’ajout d’un étage de compression dans le compresseur, dont le rotor a  $m_t$  aubes et tourne à la vitesse de l’arbre, et dont le stator a  $m_\lambda = m - m_t$  aubes. La vitesse de rotation des cellules est égale à  $\Omega_{cell}/\Omega_{arbre} = 1 - m_\lambda/m$ . Le fait que la vitesse de rotation des cellules soit généralement inférieure ou égale à la vitesse de rotation de l’arbre  $\Omega_{arbre}$  implique simplement que le mode spatial  $m_\lambda$  est toujours positif ou nul, et inférieur au nombre de lobes.

Les interactions entre le décollement tournant et les aubes du compresseur résultent alors de l’interaction simultanée avec le rotor et le stator équivalents au décollement tournant. Il est important de noter que les fréquences de décollement tournant peuvent se positionner n’importe où, y compris sur des modes temporels non entiers, ce qui résulte en des modes spatiaux non entiers, les modes spatio-temporels étant toujours entiers (et multiples de 8 pour cette application).

Ce type d’approche est plus complet que l’approche évoquée précédemment, basée uniquement sur l’étude des modes temporels. L’étude du mode spatial lié au stator équivalent créé par le phénomène permet de relier de façon beaucoup plus certaine les phénomènes spatio-temporels entre eux, ou au contraire permet d’affirmer avec plus de certitude qu’un certain mode spatio-temporel apparaît de façon décorrélée des autres modes déjà identifiés.

## 15.2 Compresseur isolé

### 15.2.1 Caractérisation

La figure 15.1 montre les modes spatio-temporels présents dans l'écoulement au niveau de l'interface R3-S3, près du carter. Le mode 19-24 est prédominant dans cette région de l'écoulement. La figure 14.2a montre que le mode spatio-temporel 19-24 peut être relié au décollement tournant puisqu'il comporte 24 cellules d'après les visualisations de l'écoulement interne. L'application de la méthode de Tyler et Sofrin met en évidence que le mode temporel 19, impair, ne peut être lié aux interactions entre les aubages. Comme de plus il est prédominant dans l'étage 3 en tête de pale, là où sont présentes les cellules de décollement tournant, le mode temporel 19 correspond manifestement à la fréquence du décollement tournant. Dans la suite, ce mode est qualifié de mode de décollement tournant de la configuration isolée (ou du compresseur isolé).

**Le décollement tournant dans le compresseur isolé présente 24 cellules tournant à une vitesse de 79,17% de la vitesse de rotation de l'arbre, et a pour fréquence 3648Hz (mode temporel 19).**

### 15.2.2 Modes spatio-temporels

La figure 15.1 présente les modes spatio-temporels présents dans l'écoulement (Fig 15.1a) et leur évolution temporelle (Fig 15.1c) pendant les 3 dernières rotations simulées après un transitoire de 7 rotations. Le phénomène n'évolue plus à ce stade et est considéré comme stabilisé. De nombreux modes spatio-temporels co-existent dans l'écoulement. Parmi eux, certains peuvent être expliqués par l'approche de Tyler et Sofrin. Les autres ont nécessairement une cause autre que les interactions rotor - stator. L'application de l'extension de la méthode de Tyler et Sofrin (partie 15.1.2) au mode de décollement tournant 19-24 montre que ce phénomène peut être assimilé à un étage de compression dont le rotor a 19 aubes et le stator 5 :

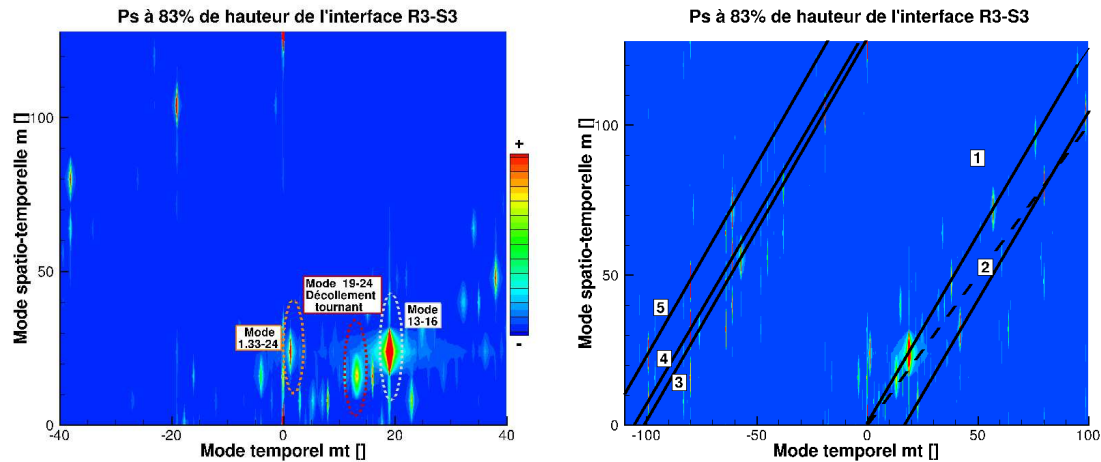
$$\begin{aligned} m &= m_t + m_\lambda \\ 24 &= 19 + 5 \end{aligned} \tag{15.5}$$

#### 15.2.2.1 Origine du mode 13-16

Le mode le plus énergétique de l'écoulement en tête de l'interface R3-S3 est le mode 19-24, lié au phénomène de décollement tournant. Un second mode assez énergétique co-existe, c'est le mode 13-16 (voir Fig 15.1a). Ce mode spatio-temporel a un mode temporel impair, ce qui signifie qu'il n'est pas causé par les interactions entre rotors. L'application de l'extension de la méthode de Tyler et Sofrin permet de montrer qu'il est hautement probable que ce mode spatio-temporel ne soit lié ni aux interactions rotor-stator, ni au mode de décollement tournant 19-24. En effet, d'après cette méthode,  $m = m_t + \sum b_k S_k$ . Dans le compresseur isolé, les  $S_k$  sont tous des multiples de 16 (voir Tab 15.1). Le mode 13-16 impose qu'il existe  $b_k$  et  $S_k$  tels que :  $\sum b_k S_k = 3$  et  $a_k$  et  $R_k$  tels que  $\sum a_k R_k = 13$ . Il y a alors deux possibilités pour expliquer ce mode spatio-temporel :

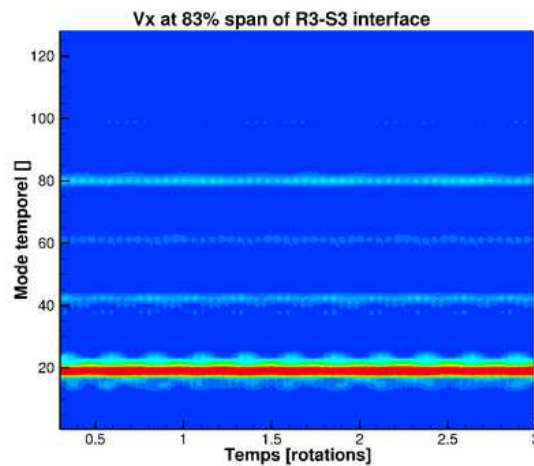
- La première hypothèse consiste à rechercher une combinaison linéaire des nombres d'aubes de stators qui permette d'obtenir 3 et faire de même avec les rotors pour trouver le mode 13, en incluant le mode spatial  $m_{\lambda DT} = 5$  et le mode temporel  $m_{tDT} = 19$  créés par le décollement tournant. Le mode spatial peut provenir de l'interaction entre les modes de stator de S2 et S3 et la 9<sup>ème</sup> harmonique du stator équivalent du décollement tournant :  $3 = 3 \times (m_{\lambda S3} - m_{\lambda S2}) - 9 \times m_{\lambda DT}$ . De même, le mode temporel peut provenir de l'interaction entre les rotors R1 et R3, et le rotor équivalent du décollement tournant :  $13 = 2m_{tR3} - 2m_{tR1} - m_{tDT}$ .
- La seconde hypothèse repose sur une apparition décorrélée des interactions rotor-stator et du décollement tournant.

La seconde hypothèse est beaucoup plus probable que la première car impliquer la 9<sup>ème</sup> harmonique du mode spatial créé par le décollement tournant pour expliquer le mode 13-16 n'est que peu réaliste. En effet



(a) FFT spatio-temporelle à 83% de l'interface R3-S3 pendant le décollement tournant

(b) Relations entre les modes spatio-temporels



(c) FFT à fenêtre glissante à 83% de l'interface R3-S3 pendant le décollement tournant

FIGURE 15.1 – Écoulement à 83% de hauteur dans le compresseur

seules les 4 premières harmoniques du phénomène sont vraiment énergétiques (Fig 15.1a). L'hypothèse d'apparition indépendante des interactions rotor-stator et du décollement tournant est donc retenue, et dans la suite, ce phénomène est appelé mode co-existant de la configuration isolée (ou du compresseur isolé).

### 15.2.2.2 Origine des autres modes

En utilisant la méthode d'assimilation du décollement tournant à l'ajout d'un étage de compression, tous les modes visibles sur la Fig 15.1a peuvent être expliqués de façon simple, comme schématisé sur la figure 15.1b. Cinq lignes ont été tracées en plus de la diagonale en pointillés, elles ont toutes le même coefficient directeur, ce qui indique que c'est le même phénomène de base qui interagit avec différents modes. La ligne 1 contient le mode de décollement tournant et ses harmoniques. Les modes de cette ligne sont de la forme :

$$m = n \times (m_{tDT} + m_{\lambda DT}) \quad (15.6)$$

où  $n$  est un entier. Malgré la proximité, le mode 13-16 n'est pas sur la ligne 1, mais juste en dessous.

La ligne 2 correspond aux modes d'interaction entre le décollement tournant et le rotor R3. Les modes présents sont listés dans le Tab 15.2. Ces modes sont de la forme :

$$m_t = (m_{tR3} + n \times m_{tDT}) \quad (15.7a)$$

$$m_\lambda = n \times m_{\lambda DT} \quad (15.7b)$$

$$m = m_{tR3} + n \times m_{DT} \quad (15.7c)$$

où  $m_{DT} = m_{tDT} + m_{\lambda DT}$  est le mode spatio-temporel engendré par le décollement tournant.

TABLE 15.2 – Modes de la ligne 2

Mode temporel $m_t$		Mode spatio-temporel $m$	Mode spatial $m_\lambda$	
23	80 - 3 × 19	8	-15	-3 × 5
42	80 - 2 × 19	32	-10	-2 × 5
61	80 - 19	56	-5	- 5
80	80	80	0	0
99	80 + 19	104	5	5
118	80 + 2 × 19	128	10	2 × 5

La ligne 3 de la Fig 15.1b correspond aux modes d'interactions entre le décollement tournant et le stator S3 (Tab 15.3). En effet, les modes temporels sont uniquement les harmoniques de la fréquence de décollement tournant, et les modes spatiaux font apparaître une interaction entre le mode spatial du décollement tournant (5) et le nombre d'aubes du stator S3 (128).

TABLE 15.3 – Modes de la ligne 3

Mode temporel $m_t$		Mode spatio-temporel $m$	Mode spatial $m_\lambda$	
-19	-19	104	123	128 - 5
-38	2 × -19	80	118	128 - 2 × 5
-57	3 × -19	56	113	128 - 3 × 5
-76	4 × -19	32	108	128 - 4 × 5
-95	5 × -19	8	103	128 - 5 × 5

La ligne 4 de la Fig 15.1b contient les interactions entre le décollement tournant, le rotor R3 et le stator S2 (Tab 15.4). Les modes temporels font intervenir 80 (mode de R3) et 19 (mode temporel de décollement tournant), alors que les modes spatiaux font intervenir 5 (mode spatial du décollement tournant) et 112 (nombre d'aubes du stator S2).

TABLE 15.4 – Modes de la ligne 4

Mode temporel $m_t$		Mode spatio-temporel $m$	Mode spatial $m_\lambda$	
-61	-80 + 19	56	117	112 + 5
-80	-80	32	112	112
-99	-80 - 19	8	107	112 - 5

Enfin, la ligne 5 de la Fig 15.1b contient les interactions entre le rotor R3, le décollement tournant et le stator S2 (Tab 15.5). En effet, les modes spatiaux contiennent l'interaction du mode 5 (décollement tournant) et du mode 112, soit le stator S2.

Les principaux modes ont été expliqués mais d'autres modes sont visibles sur la Fig 15.1a et la plupart d'entre eux peuvent être expliqués de la même façon que précédemment. Cependant, le mode 1,33-24, visible sur la Fig 15.1a, est le mode qui correspond à la fréquence qui module le signal de débit, visible sur la Fig 14.7b. D'après ce signal, la fréquence a été évaluée à environ 288Hz. L'analyse spectrale permet de mieux calculer cette fréquence, qui vaut en réalité 255Hz. Tout comme les deux modes de décollement tournant, l'origine de ce mode est décorrélée des interactions rotor-stator prédites par la méthode de Tyler et Sofrin. Aucune explication n'a été trouvée pour en expliquer l'apparition.

TABLE 15.5 – Modes de la ligne 5

Mode temporel $m_t$		Mode spatio-temporel $m$	Mode spatial $m_\lambda$	
-23	$-80 + 3 \times 19$	120	143	$128 + 3 \times 5$
-42	$-80 + 2 \times 19$	96	138	$128 + 2 \times 5$
-61	$-80 + 19$	72	133	$128 + 5$
-80	-80	48	128	128
-99	$-80 - 19$	24	123	$128 - 5$
-118	$-80 - 2 \times 19$	0	118	$128 - 2 \times 5$

## Conclusion

Dans le compresseur isolé, le mode de décollement tournant qui apparaît comporte 24 lobes et a une fréquence de 3652Hz (fréquence réduite de 19). Il est équivalent à un étage de compression dont le rotor comporterait 19 aubes et le stator 5 aubes. Cet étage de compression équivalent crée 4 harmoniques énergétiques, et interfère fortement avec le mode de rotor R3 pour donner 5 autres modes énergétiques eux aussi. Le mode 13-16, très proche du mode de décollement tournant de la configuration comprenant le banc d'essai (Section 15.3), est également présent dans l'écoulement et a une origine décorrélée des interactions rotor-stator de CREATE ainsi que du mode de décollement tournant 19-24. Ainsi, deux modes d'origine décorrélés des interactions rotor-stator co-existent ; l'un correspond au décollement tournant visible dans l'écoulement, alors que l'autre s'avère être très proche du mode de décollement tournant qui se développe dans la configuration complète. Enfin, un mode spatio-temporel basse fréquence, le mode 1,33-24, existe et module l'écoulement. Son origine est également décorrélée des interactions rotor-stator et des deux modes 19-24 et 13-16.

## 15.3 Compresseur sur le banc

### 15.3.1 Caractérisation

L'analyse spectrale des modes spatio-temporels Fig15.2b montre que le mode 12,9-16 est prédominant à l'interface R3-S3 près du carter. Ce mode correspond à un gros point rouge sur la figure, mais à un seul mode spatio-temporel. Le mode temporel 12,9 est relié au mode spatio-temporel 16, or dans cette région de l'écoulement, 16 cellules de décollement tournant ont été identifiées. De plus, il ne peut avoir pour origine les interactions entre les aubes du compresseur car 12,9 n'est pas nombre entier. L'étude des signaux spatio-temporels de pression statique ayant mis en évidence que le phénomène de décollement tournant a une fréquence réduite proche de 13 permet de conclure que le décollement tournant simulé dans le compresseur sur son banc est bien le mode spatio-temporel  $m_{DT} = 12,9-16$ .

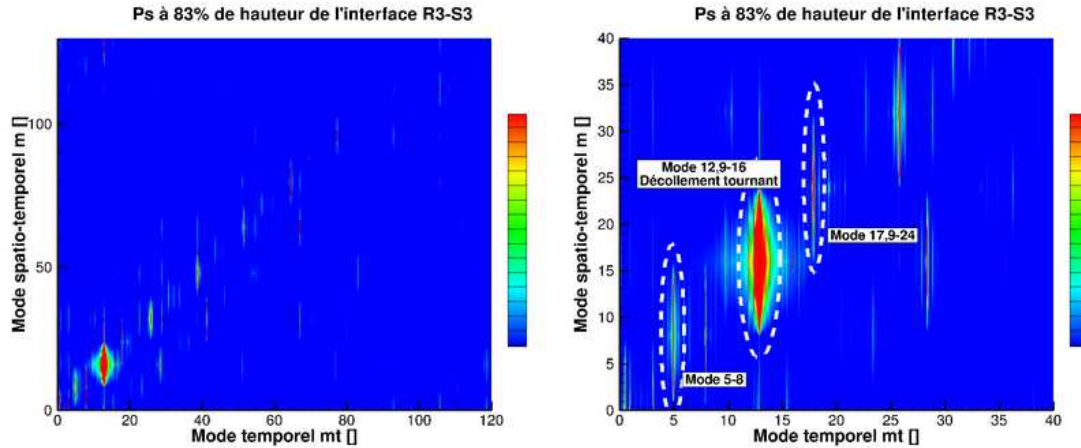
**Le décollement tournant dans le compresseur sur le banc présente 16 cellules tournant à une vitesse de 80,6% de la vitesse de rotation de l'arbre, et a pour fréquence 2480Hz.**

### 15.3.2 Modes spatio-temporels

Les figures 15.2a et 15.2b permettent de voir les modes prédominants présents dans l'écoulement à 83% de hauteur de l'interface R3-S3. La figure 15.3 comporte des lignes rassemblant entre eux des modes issus du même type d'interaction. La ligne en pointillés correspond à la droite  $y = x$  et permet de matérialiser la diagonale (vitesse de rotation de ces modes :  $\Omega_{shaft}$ ). On trouve sur toutes ces figures le mode 12,9-16, soit un mode très proche du mode co-existant du compresseur isolé (mode 13-16), ainsi que 4 harmoniques énergétiques (ligne 1 de la Fig 15.3). Le stator équivalent associé au décollement tournant a donc  $m_\lambda = 3,1$  aubes en étendant les principes de Tyler et Sofrin à des modes spatiaux non entiers. Bien que le mode 12,9 semble s'étaler sur plusieurs fréquences et modes circonférentiels, il ne correspond qu'à un seul mode spatio-temporel, l'aspect étant dû à la résolution circonférentielle de 8.

#### 15.3.2.1 Origine du mode 17,9-24

La figure 15.2b montre que le mode 17,9-24 est énergétique au niveau de l'interface rotor 3-stator 3 et *a priori* donne naissance à 5 modes d'interaction visibles sur la ligne 2 de la Fig 15.3. Sur cette figure,



(a) FFT spatio-temporelle à 83% de l'interface R3-S3 pendant le décollement tournant du compresseur sur banc d'essai

(b) Zoom sur les basses fréquences

FIGURE 15.2 – Modes spatio-temporels à 83% de hauteur de l'interface R3-S3 du compresseur sur banc d'essai

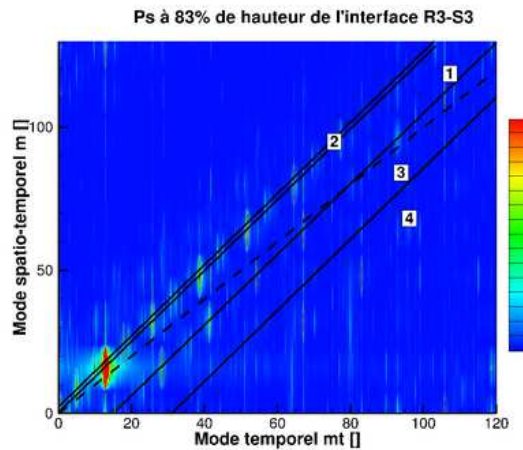


FIGURE 15.3 – Origine des modes spatio-temporels

les modes spatio-temporels issus du même type d'interaction sont situés sur la même ligne.

Avant de commencer l'analyse des modes de la ligne 2, il faut s'assurer que c'est bien le mode 17,9-24 qui est à l'origine des autres modes de la ligne, et non le mode 5-8. Tout d'abord, c'est le mode le plus énergétique, ce qui *a priori* soutient l'hypothèse que le mode 5-8 est issu d'une interaction entre le décollement tournant et ce mode. La figure 15.4 montre l'évolution axiale de l'amplitude de ces deux modes, en plus de celle du mode de décollement tournant. Les figures 15.4b et 15.4c concernent les modes 5 et 17,9 de la ligne 2 et sont à la même échelle. La figure 15.4a représente l'onde liée au décollement tournant ; son échelle est plus grande que les deux autres figures. L'étude de ces figures montre que l'amplitude du mode 17,9 est la plus élevée des deux. De plus, cette fréquence a deux pics principaux, l'un dans le stator S2 et l'autre en sortie de stator S3. Il y a également un très faible pic dans le stator S1. Le pic du mode 5 dans le stator S1 est quant à lui beaucoup plus élevé que pour le mode 17,9, ce qui est vrai aussi pour le mode de décollement tournant. Ce résultat montre qu'il est plus probable que le mode 5 soit issu d'une interaction entre le décollement tournant et le mode 17,9, que l'inverse.

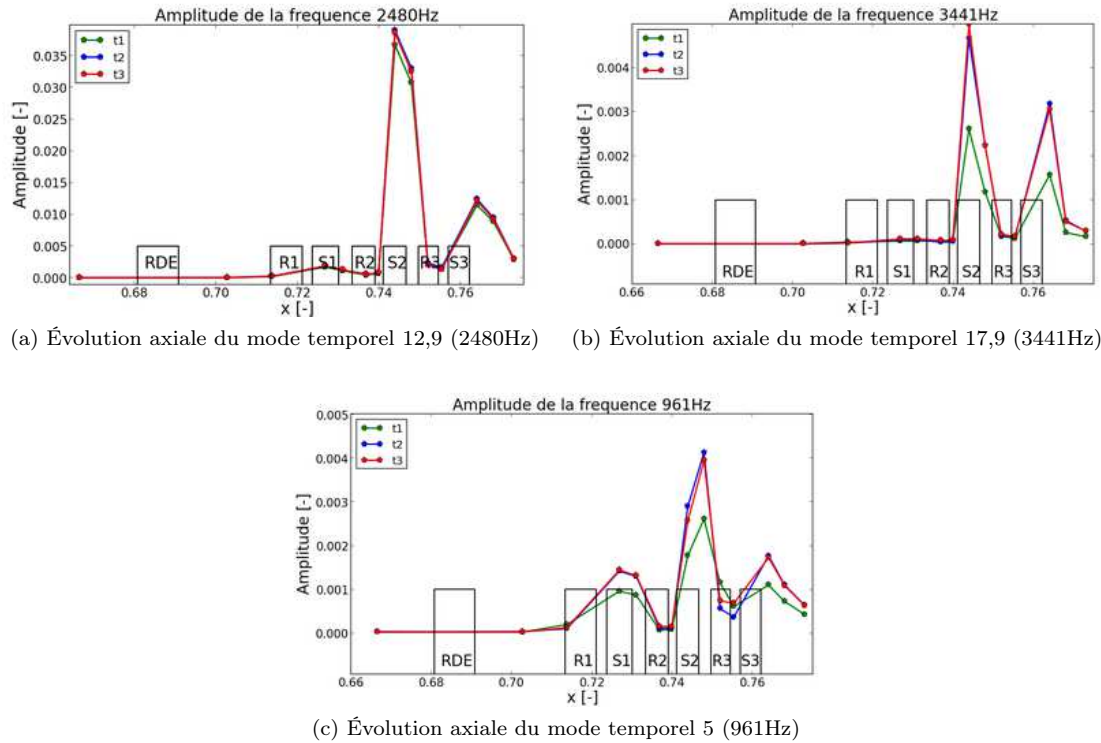


FIGURE 15.4 – Évolution axiale et temporelle des modes 5, 12,9 et 17,9

Le mode 17,9-24 implique l'existence d'un mode spatial valant 6,1, qui ne peut s'expliquer que par l'apparition spontanée du mode spatio-temporel correspondant. En effet, il n'est pas possible de trouver une combinaison linéaire des modes spatiaux des stators (nécessairement multiple de 8) égale à 6,1, même en incluant le mode spatial du décollement tournant  $m_\lambda = 3,1$ . Les modes de la ligne 2 de la Fig 15.3 correspondent aux interactions entre ce mode et le mode de décollement tournant 12,9-16 mis en évidence plus haut. Le tableau 15.6 liste ces modes et explique leur structure.

TABLE 15.6 – Modes de la ligne 2

Mode temporel $m_t$	Mode spatio-temporel $m$	Mode spatial $m_\lambda$
5	17,9 - 12,9	8
17,9	17,9	24
30,8	17,9 + 12,9	40
43,7	17,9 + 2 × 12,9	56
56,6	17,9 + 3 × 12,9	72

### 15.3.2.2 Origine des autres modes

Les modes visibles sur la ligne 3 de la Fig 15.3 sont issus de l'interaction entre le décollement tournant et le rotor R3 (Tab 15.7). Les modes spatiaux de ces modes correspondent en effet à des multiples du mode spatial engendré par le décollement tournant (mode spatial 3,1). Le mode temporel de R3 (80) interagit avec les harmoniques du mode de décollement tournant et ces interactions sont suffisamment énergétiques pour que l'interaction avec la 5<sup>ème</sup> harmonique soit encore visible (mode spatio-temporel 15,5-0).

Les modes de la ligne 4 de la Fig 15.3 sont plus discrets que les précédents, et correspondent aux interactions entre la première harmonique du rotor R3 et les harmoniques du mode de décollement tour-



TABLE 15.7 – Modes de la ligne 3

Mode temporel $m_t$		Mode spatio-temporel $m$	Mode spatial $m_\lambda$	
15,5	$80 - 5 \times 12,9$	0	-15,5	$-5 \times 3,1$
28,4	$80 - 4 \times 12,9$	16	-12,4	$-4 \times 3,1$
41,3	$80 - 3 \times 12,9$	32	-9,6	$-3 \times 3,1$
54,2	$80 - 2 \times 12,9$	48	-6,2	$-2 \times 3,1$
67,1	$80 - 12,9$	64	-3,1	-3,1
80	80	80	0	0
92,9	$80 + 12,9$	96	3,1	3,1
105,8	$80 + 2 \times 12,9$	112	6,2	$2 \times 3,1$
118,7	$80 + 3 \times 12,9$	128	9,6	$3 \times 3,1$

nant (Tab 15.8). L'implication d'harmoniques d'ordre élevé explique la faible énergie associée à ces modes.

TABLE 15.8 – Modes de la ligne 4

Mode temporel $m_t$		Mode spatio-temporel $m$	Mode spatial $m_\lambda$	
56,8	$2 \times 80 + - 8 \times 12,9$	32	-24,8	$-8 \times 3,1$
69,7	$2 \times 80 + - 7 \times 12,9$	48	-21,7	$-7 \times 3,1$
82,6	$2 \times 80 + - 6 \times 12,9$	64	-18,6	$-6 \times 3,1$
95,5	$2 \times 80 - 5 \times 12,9$	80	-15,5	$-5 \times 3,1$
108,4	$2 \times 80 - 4 \times 12,9$	96	-12,4	$-4 \times 3,1$

### 15.3.3 Évolution des modes temporels

#### 15.3.3.1 Modes temporels de fréquence supérieure à 1000Hz

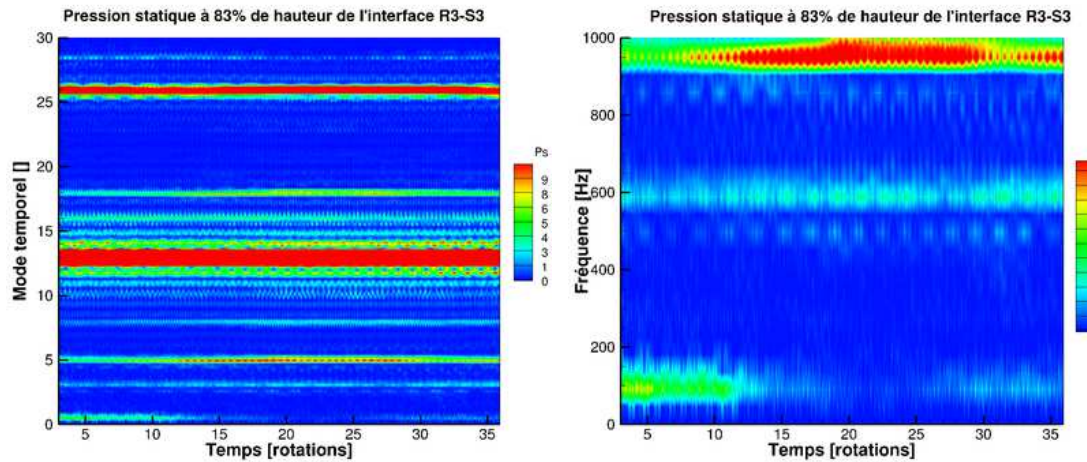
La figure 15.5 représente l'évolution du niveau d'énergie des modes temporels en fonction du temps. La répartition d'énergie entre les modes continue à varier dans le temps mais le phénomène de décollement paraît constant. La FFT à fenêtre glissante a été réalisée avec une fenêtre temporelle d'une largeur de 3 rotations. Cela signifie que l'on ne peut voir que des fréquences supérieures à  $1/3T$  où  $T$  est la période de rotation de CREATE (environ 5,2ms), soit des fréquences supérieures à 64Hz.

Le mode temporel 17,9 commence à s'amplifier après la 10<sup>ème</sup> rotation et atteint une amplitude maximale autour de la 20<sup>ème</sup> rotation. Cependant, son amplitude décroît légèrement dès la 30<sup>ème</sup> rotation pour revenir quasiment à l'amplitude de départ. L'amplification de ce mode temporel n'a été que passagère. Les modes temporels 5 et 8 évoluent de façon similaire, et le mode temporel 12,9 conserve globalement un même niveau d'énergie pendant les 36 rotations simulées. La répartition de l'énergie des basses fréquences, visibles sur la Fig 15.5b, évolue fortement et incite à étudier leur évolution à plusieurs endroits de la configuration. Les basses fréquences sont exprimées en Hz.

#### 15.3.3.2 Modes temporels de basse fréquence

L'évolution temporelle des modes basses fréquences explique en partie le changement d'aspect du signal de débit, qu'ils modulent fortement. La figure 15.6 montre l'évolution temporelle des basses fréquences à plusieurs endroits de la configuration, depuis la chambre de tranquillisation jusqu'au collecteur aval. Ces figures ont été réalisées par FFT glissante sur un signal d'une longueur temporelle de 4 rotations afin de pouvoir observer proprement le comportement des fréquences correspondant à des périodes de l'ordre de 1 à 2 rotations. Une grande fenêtre glissante permet d'améliorer la résolution fréquentielle, au détriment de la résolution temporelle. Ici, la résolution fréquentielle vaut 48Hz.

Quelle que soit la position axiale considérée, la fréquence 188Hz apparaît nettement après 15 à 20 rotations. Dans la partie amont de la configuration (Fig 15.6a et Fig 15.6b), la fréquence 94Hz est très marquée au départ et s'atténue ensuite. L'atténuation est plus marquée dans le bras de carter amont



(a) FFT glissante fenêtre de 3 rotations du signal à 83% de hauteur de l'interface R3-S3 (b) FFT glissante fenêtre de 3 rotations - Zoom sur les basses fréquences

FIGURE 15.5 – Évolution temporelle des modes temporels à 83% de hauteur de l'interface R3-S3 du compresseur sur banc d'essai

que dans la cuve de tranquillisation, où l'onde continue à échanger de l'énergie avec la fréquence 188Hz et une fréquence valant 48Hz qui apparaît de façon sporadique. Étant donnée la résolution fréquentielle (48Hz), on ne peut tirer aucune conclusion quant à l'apparition passagère de cette fréquence de 48Hz.

Selon la hauteur à laquelle l'observateur se place à l'interface R2-S2 (Fig 15.6c et 15.6d), l'amplitude des basses fréquences varie ; elles sont plus énergétiques quand on les observe près du moyeu. Cependant le comportement est le même : la fréquence 94Hz s'atténue et cède son énergie à la fréquence 188Hz.

L'apparition de la fréquence 188Hz est très franche dans la partie aval de la configuration (Fig 15.6e et 15.6f). La fréquence 94Hz apparaît à peine au niveau du bras de carter aval car l'amplitude des fluctuations de pression liées à cette fréquence est faible à cet endroit là. En effet, l'étude acoustique présentée au chapitre 16 montrera que cet endroit est à proximité d'un noeud de pression ( $x = 0,8$  sur la Fig 16.6a). Dans le collecteur aval, la fréquence 94Hz n'est pas très marquée, même au début du signal, et disparaît après 15 rotations.

La figure 15.7 montre l'évolution axiale et temporelle des ondes de fréquence 94Hz et 188Hz dans le compresseur. Les trois instants présentés correspondent à une moyenne sur 12 rotations de l'amplitude de la fréquence étudiée. La fréquence 94Hz est, à tout instant, plus énergétique à l'amont du compresseur qu'à l'aval, et son amplitude diminue pendant les 12 premières rotations avant de se stabiliser à un niveau plus faible pour les 24 dernières rotations. La fréquence 188Hz, quant à elle, ne fait que prendre de l'ampleur, et est aussi forte en amont qu'en aval du compresseur. Dans les deux cas, le pic d'amplitude est atteint au bord d'attaque du rotor R1, ce qui constitue un bon argument pour dire que l'onde à 188Hz est la première harmonique de l'onde à 94Hz et que l'énergie se transfère de cette dernière vers la première au cours de la simulation.

### 15.3.4 Étude de la structure spatiale des ondes basse fréquence

La simulation de décollement tournant dans le compresseur sur le banc d'essai a mis en évidence une onde basse fréquence à 94Hz, visible sur les signaux de débit en entrée et sortie du compresseur (Fig14.7c) pendant les 10 à 15 premières rotations, et une onde de fréquence un peu plus élevée, 188Hz, pendant les 10 à 15 dernières rotations. L'étude des signaux de pression statique à plusieurs positions axiales dans la configuration (Fig15.8) montre que ces basses fréquences, d'une période respectivement de 2 rotations et d'une rotation, affectent l'écoulement aussi bien dans le banc amont que dans le compresseur et le banc

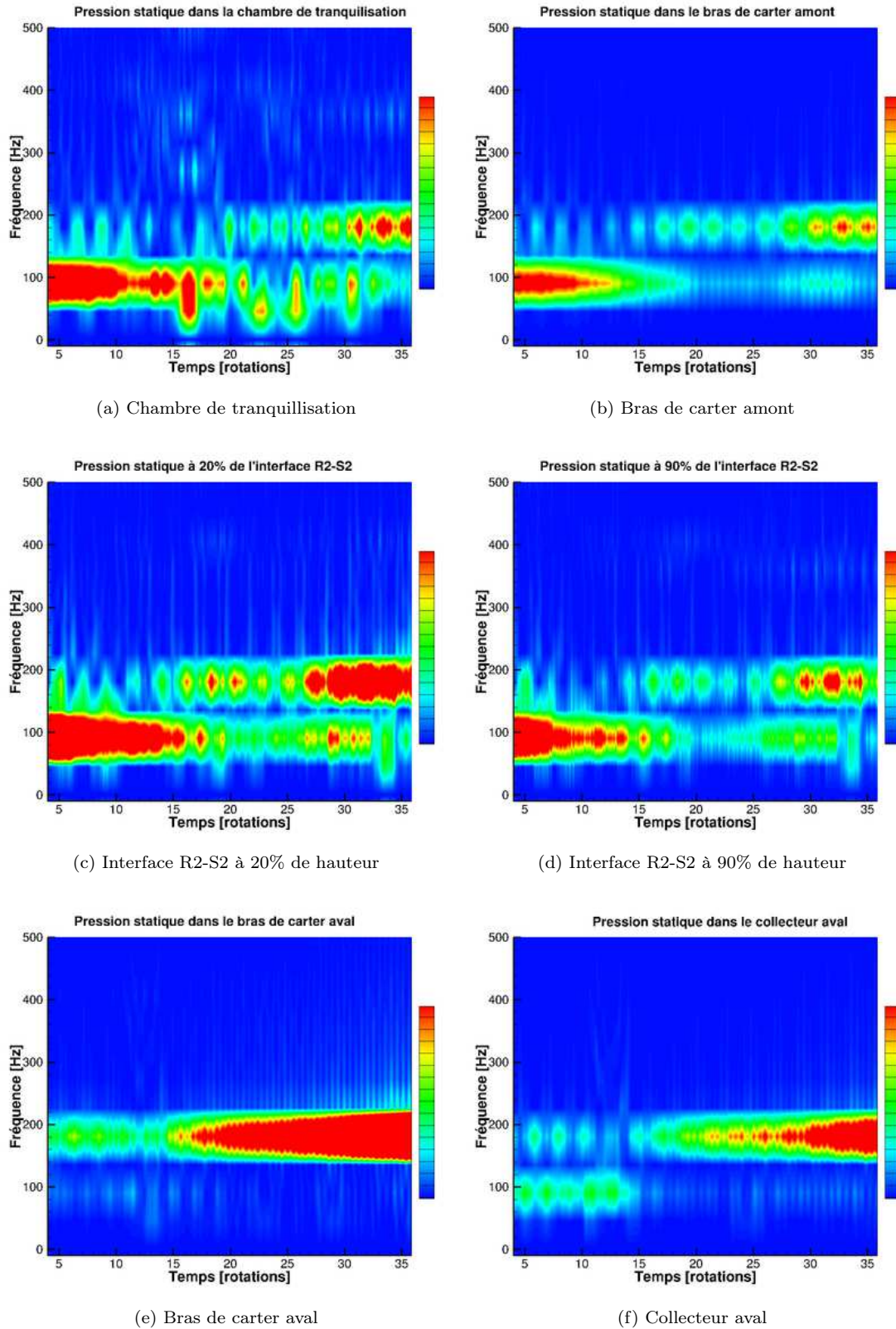


FIGURE 15.6 – Évolution des modes temporels basse fréquence à 83% de l'interface R3-S3 du compresseur sur banc d'essai

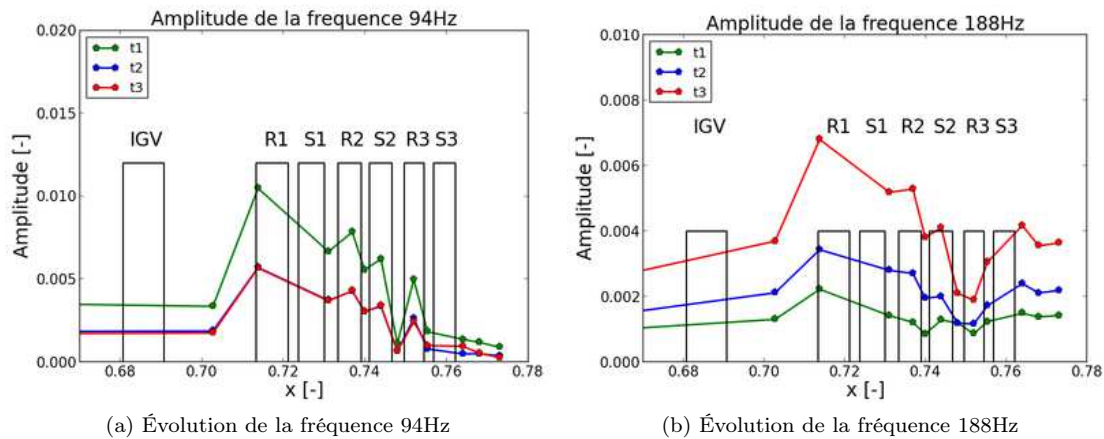


FIGURE 15.7 – Évolution axiale et temporelle des basses fréquences 94Hz et 188Hz dans le compresseur sur banc d'essai

aval. La modulation est visible sur les 3 signaux des Fig 15.8a et 15.8b.

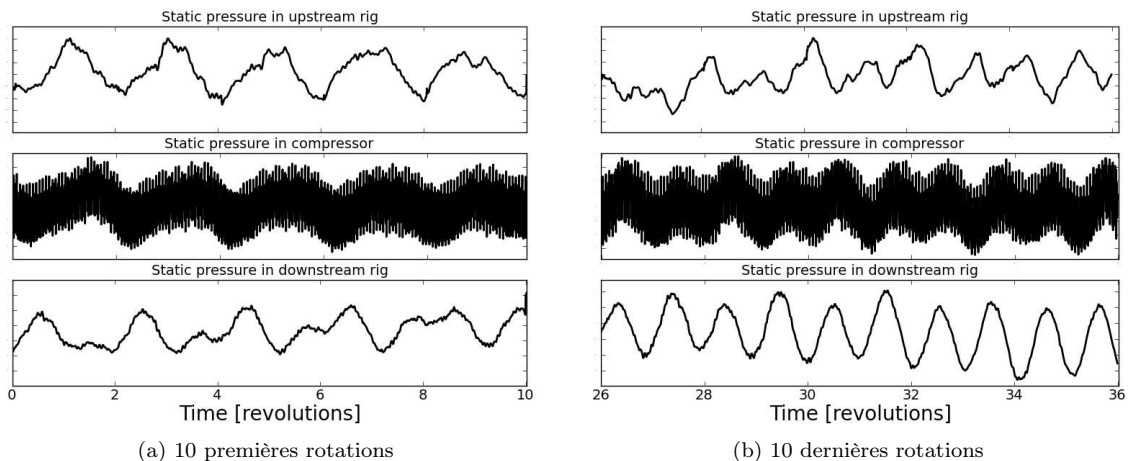


FIGURE 15.8 – Signaux de pression statique dans le banc et le compresseur

Les modes circonférentiels et radiaux contenus dans l'interface R3-S3 sont tracés sur la Fig 15.9 en fonction de leur fréquence. La figure 15.9a montre que la fréquence 94Hz est reliée à trois modes circonférentiels, les modes 0, 16 et 32. Le mode nul est de loin celui qui contient le plus d'énergie, et les deux modes circonférentiels qui co-existent sont négligeables devant le mode 0. Par conséquent, la fréquence 94Hz n'est liée qu'à des modifications circonférentielles mineures de l'écoulement dans cette zone. Cette même fréquence est reliée uniquement au mode radial nul (Fig 15.9b).

Afin de déterminer plus précisément la structure spatiale de l'onde dans toute la configuration, il faut connaître quelle part de son énergie est contenue dans sa composante axiale (modes circonférentiel et radial nuls) par rapport à l'énergie contenue dans ses composantes circonférentielles et radiales. Pour ce faire, l'énergie des modes circonférentiels est représentée en fonction de l'abscisse  $x$  de l'axe machine, en pourcentage de l'énergie totale (Fig 15.10) pour les fréquences 94Hz et 188Hz. Deux échelles sont proposées. Les figures 15.10a et 15.10b montrent qu'avant l'entrée dans le compresseur (encadré en blanc), plus de la moitié de l'énergie de l'onde est reliée au mode circonférentiel nul. D'après les Fig 15.10c et 15.10d, le reste de l'énergie n'est pas concentré dans un seul mode, mais réparti de façon plutôt diffuse dans les modes circonférentiels non nuls. En aval de la sortie du compresseur, cependant, l'énergie ne se

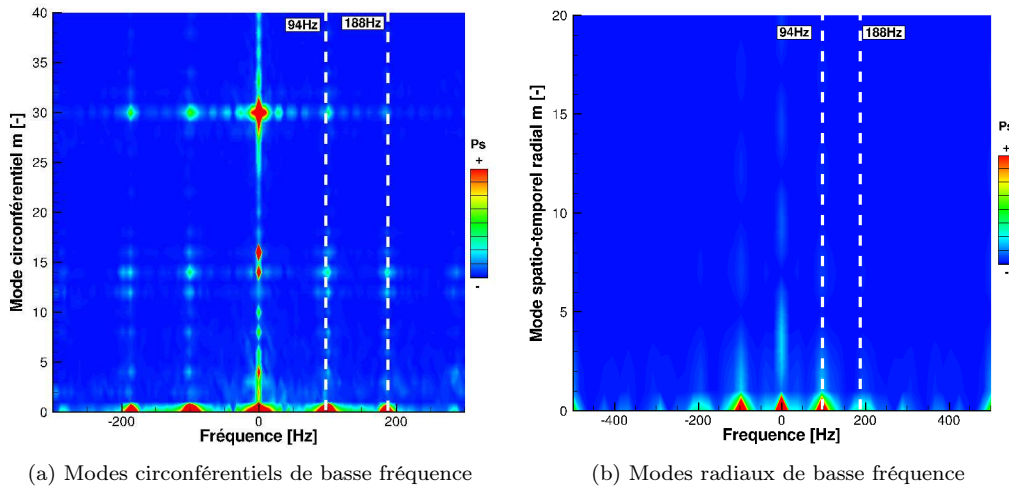


FIGURE 15.9 – Modes spatiaux basse fréquence à l'interface R3-S3 du compresseur sur banc d'essai

concentre plus dans le mode 0 comme c'était le cas en amont. Ceci peut s'interpréter comme le résultat de l'interaction entre l'onde basse fréquence et les modes tournants du compresseur.

L'observation des modes radiaux dans les interfaces R1-S1 et R2-S2, seules zones où les informations nécessaires étaient disponibles, permet de voir que les fréquences 94Hz et 188Hz ont toutes deux un mode radial nul (Fig 15.11), et qu'aucun autre mode radial ne leur est associé.

Dans les différentes parties du banc d'essai, seuls quelques champs instantanés sont disponibles, l'un d'entre eux est montré sur la Fig 15.12. Le banc amont (Fig 15.12a) ne présente pas de mode radial visible, ce qui laisse présager que la fréquence 94Hz n'induit pas de distorsion radiale dans l'écoulement. Pour le banc à l'aval, la figure 15.12b montre que c'est un petit peu plus compliqué. Le compresseur débouche en un jet dans le collecteur aval; il y a une augmentation de section brutale qui se produit entre la sortie du compresseur et l'entrée du collecteur aval (Fig 15.13). Ce jet débouche à proximité du carter, et crée la zone de survitesse axiale rouge régulière, visible tout autour du collecteur. Cela crée donc un mode radial, mais son origine montre *a priori* qu'il n'est pas relié aux fréquences 94Hz et 188Hz. En aval de la première coupe circulaire de la Fig 15.12b, les 8 bras de carter modulent l'écoulement, et cet effet est visible sur la seconde coupe circulaire qui comprend 8 poches rouges de survitesse axiale. Cette modulation circonferentielle et radiale de l'écoulement n'est, comme précédemment, *a priori* pas reliée aux fréquences 94Hz et 188Hz par nature.

En résumé, les deux basses fréquences visibles sur les signaux de débit et de pression statique du compresseur sont des ondes de pression qui affectent tout l'écoulement, en particulier dans la partie axiale de la configuration. Elles présentent quelques modes circonferentiels non nuls selon l'abscisse à laquelle elles sont observées, mais le mode nul est bien plus énergétique que les autres, toujours diffus. Le mode radial associé à cette fréquence est également nul aux interfaces rotor-stator et dans le banc amont. Dans le banc aval, il existe bien un mode radial à un lobe, reconnaissable au cercle rouge qui entoure l'entrée du banc aval, mais il n'est pas lié à ces fréquences. Il est la conséquence de la structure en jet débouchant de l'écoulement dans cette zone. Ces ondes basse fréquence sont donc essentiellement axiales.

## Conclusion

Le phénomène de décollement tournant qui se produit dans le compresseur sur banc d'essai comporte 16 cellules, qui tournent à la vitesse de 80,6% de la vitesse du rotor. Cela équivaut à une fréquence de 2480Hz. Un second phénomène, dont l'origine n'est pas liée aux interactions rotor-stator de CREATE, se produit, il s'agit du mode 17,9-24. Ce mode co-existant est assez proche du mode décollement tournant

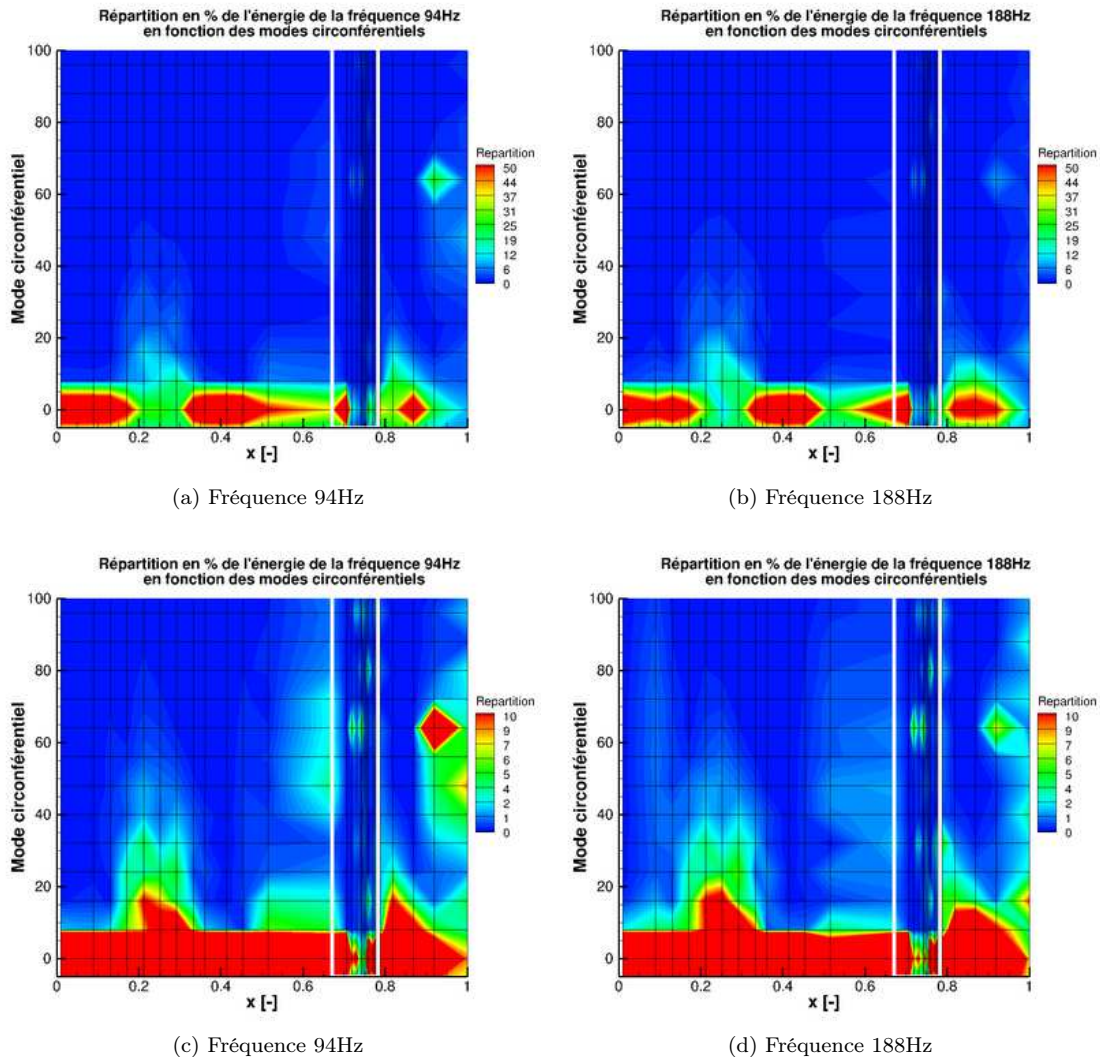


FIGURE 15.10 – Évolution axiale de la répartition d'énergie des basses fréquences entre les modes circonferentiels dans le compresseur sur banc d'essai

de la configuration isolée, et sera mieux étudié dans la section 15.4.

L'écoulement dans le compresseur sur banc d'essai est au départ modulé par la basse fréquence 94Hz qui s'atténue en une dizaine de rotations et cède son énergie à sa première harmonique, la fréquence 188Hz. Ces deux ondes sont principalement axiales, et leur association avec le phénomène de décollement tournant permet de montrer que du pompage modifié se produit. L'originalité de ce pompage modifié réside dans le fait que la fréquence du pompage classique change au cours de la simulation.

Il aurait peut être été intéressant de voir ce vers quoi le phénomène évoluait mais la simulation numérique n'a pas été poursuivie pour plusieurs raisons. Le temps d'évolution étant potentiellement très long, la stabilisation du phénomène était incertaine et les ressources de calcul insuffisantes. Il a donc été choisi de ne pas poursuivre la simulation.

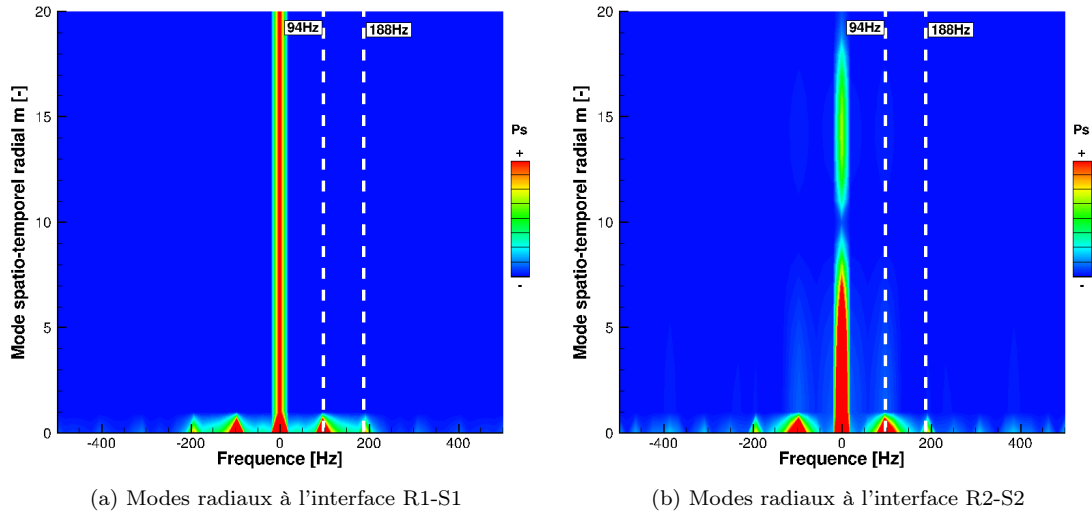


FIGURE 15.11 – Modes radiaux aux interfaces rotor-stator 1 et 2 dans le compresseur sur banc d'essai

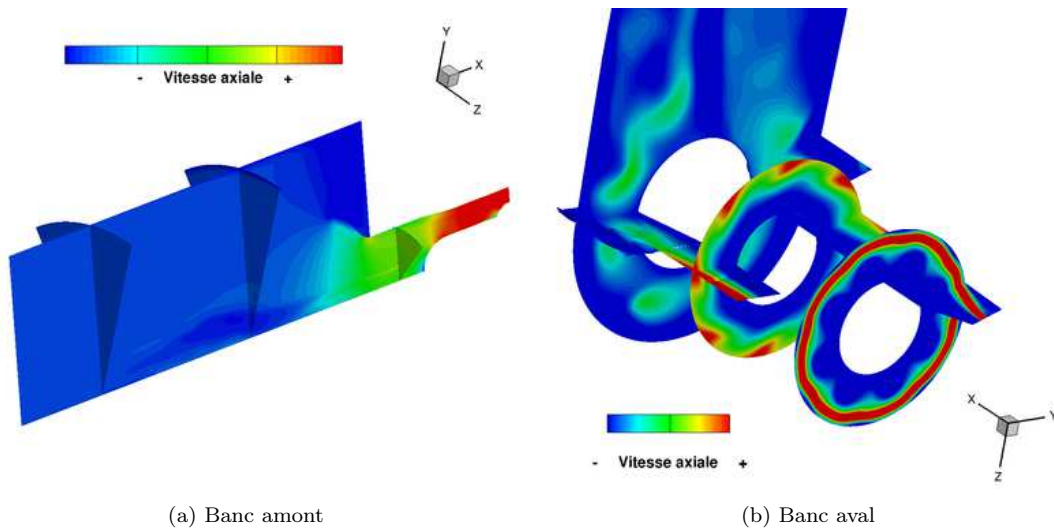


FIGURE 15.12 – Champ instantané dans le banc d'essai

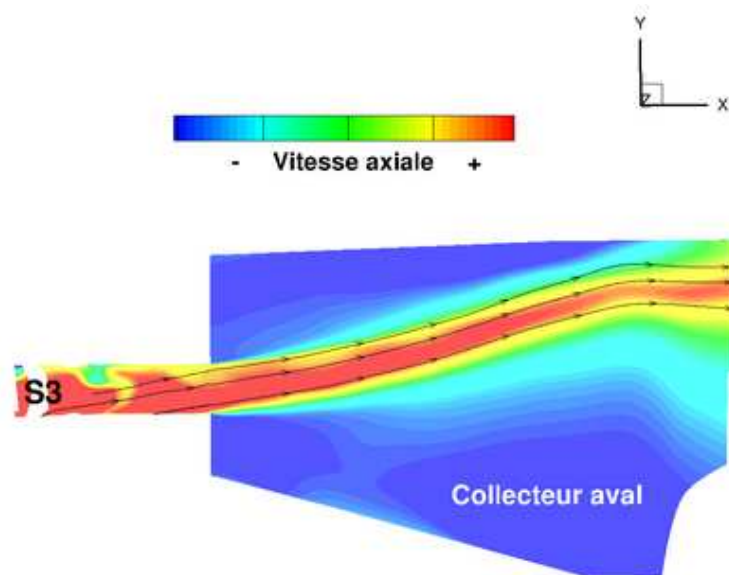


FIGURE 15.13 – Jet débouchant du compresseur dans le collecteur



## 15.4 Étude des modes co-existants

L'étude des modes de décollement tournant dans les configurations isolées et complètes met en évidence que deux modes, ni corrélés aux interactions rotor-stator, ni entre eux, co-existent dans l'écoulement, et semblent avoir un lien d'une autre nature (Tab 15.9). En effet, le mode de décollement tournant de chaque configuration est proche du mode co-existant de l'autre configuration. Une interprétation est proposée dans ce qui suit.

TABLE 15.9 – Modes co-existant dans les deux configurations

Mode	Compresseur isolé		Compresseur sur banc d'essai	
	Mode temporel $m_t$	Mode spatial $m_\lambda$	Mode temporel $m_t$	Mode spatial $m_\lambda$
<b>Décollement tournant</b>	19	5	12,9	3,1
<b>Co-existant</b>	13	3	17,9	6,1

Cette coïncidence suggère que le forçage des modes spatio-temporels lié au calcul dans une configuration en  $2\pi/8$  empêche le mode spatio-temporel "réel" d'apparaître, mode qui aurait très probablement entre 16 et 24 cellules. Les études expérimentales ont mis en évidence un nombre de cellules variant entre 17 et 20 [81] dans CREATE. À la place de ces modes inatteignables dans une simulation en  $2\pi/8$ , deux modes apparaissent, et l'énergie se répartit entre les deux en fonction des volumes environnants, et de certaines caractéristiques de l'écoulement pas encore mises en évidence. Il est à noter que la fréquence des cellules dans la configuration avec banc d'essai est plus faible, ce qui est en accord avec les travaux portant sur le sujet [17, 20? ], qui concluent que de plus importants volumes à l'aval du compresseur favorisent des fréquences plus basses. Trois arguments étayent l'hypothèse d'un phénomène de décollement tournant qui existerait à travers 2 modes différents :

- La vitesse de rotation des cellules ;
- La localisation du mode co-existant dans le compresseur ;
- La structure axiale des deux ondes.

La vitesse de rotation des cellules de décollement tournant est globalement la même dans les deux simulations, puisqu'elle vaut 79,2% dans le cas isolé et 80,6% dans le cas complet, soit une différence de 1,4% entre les deux vitesses. De plus, le calcul de la vitesse de rotations des lobes des modes co-existant (81,25% pour le compresseur isolé, et 74,8% pour le compresseur sur banc d'essai) montre que le phénomène co-existant a une vitesse de rotation proche de celle des cellules de décollement tournant.

Les évolutions axiale et temporelle du mode 17,9 dans le compresseur sont proposées par les Fig 15.4a et 15.4b. La figure 15.14 propose un zoom sur le stator S1, ce qui permet de voir un très petit pic d'amplitude dans cette zone là pour le mode 17,9, pic qui se produit de façon plus marqué pour le mode 12,9. Cela montre que le mode de décollement tournant et le mode co-existant ont les mêmes caractéristiques. L'évolution temporelle est également similaire, avec une faible diminution de l'énergie du mode avec le temps. Dans le cas du compresseur isolé, ces données ne sont pas disponibles, et il n'a pas été possible de vérifier la similarité des structures axiales et de l'évolution temporelle entre les deux fréquences.

En résumé, il est probable que la simulation en  $2\pi/8$ , qui force le nombre de cellules à être un multiple de 8, empêche l'apparition du mode de décollement tournant qui se produirait dans une simulation annulaire. À la place de ce mode, deux modes apparaissent, et la répartition d'énergie entre les deux fait que l'un des deux est appelé décollement tournant et impose son nombre de cellules et sa fréquence. Les volumes entourant le compresseur sont probablement un des facteurs qui favoriserait le mode ayant la fréquence la plus basse. Cependant, la partie IV montrera que le même type de phénomène existe lors des deux départs en pompage successifs simulés, qui ne présentent pas le même type de décollement tournant alors que le domaine simulé n'a pas changé. Enfin, un calcul annulaire sur le compresseur isolé visant à simuler du décollement tournant a déjà été proposé par le passé [65] et a mis en évidence un phénomène à 32 cellules, tournant à environ 66% de la vitesse de rotation de l'arbre. Un phénomène de modes co-existants n'y a pas été mis en évidence.

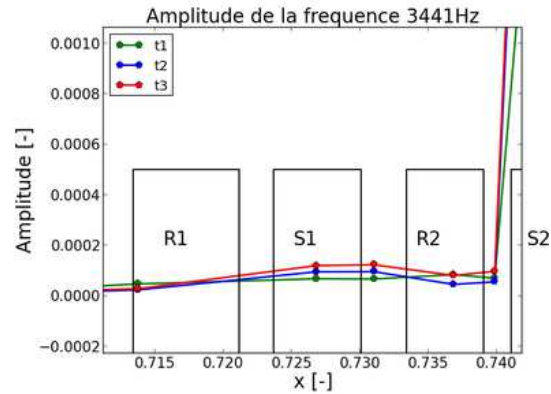


FIGURE 15.14 – Évolution axiale et temporelle du mode 17,9 dans le compresseur sur banc d'essai

## 15.5 Résultats expérimentaux

L'évolution axiale et temporelle de la fréquence de décollement tournant a été réalisée par Courtiade et Ottavy [81], et est présentée aux côtés du résultat numérique sur la Fig 15.15. La comparaison entre les approches numérique et expérimentale est faite de façon qualitative. La simulation numérique montre qu'aux trois instants considérés, la fréquence de décollement tournant (2480Hz) présente un petit pic d'amplitude dans le stator S1, puis un très important pic dans le stator S2 et à l'interface entre ce dernier et le rotor R3. La valeur à l'interface rotor R3-stator S3 est très faible, puis augmente en sortie du dernier stator. Les résultats expérimentaux (Fig 15.15b) montrent une augmentation de l'amplitude de la fréquence plus régulière. Elle est maximale à l'interface stator S2-rotor R3 et chute brutalement en sortie du dernier rotor. Les données ne sont pas disponibles au passage des stators. La comparaison des deux figures montre que le pic d'amplitude des fréquences de décollement tournant est prédite à la même position axiale par les deux approches, c'est à dire à l'aval du stator S2. Ce pic est suivi dans les deux cas d'une importante diminution de l'amplitude au passage du rotor R3. En revanche, la simulation numérique sous-estime beaucoup l'amplitude relative de la fréquence dans les deux premiers étages par rapport au dernier étage.

Les résultats expérimentaux n'ont pas mis en évidence l'existence d'une onde basse fréquence particulièrement énergétique, de fréquence 94Hz ou 188Hz. Cette différence importante de comportement de l'écoulement est peut être lié au fait que la configuration numérique laisse se développer ces ondes, à cause de parois ou conditions aux limites trop réfléchissantes par rapport à la réalité. Le glissement qui se produit, de la fréquence 94Hz vers la fréquence 188Hz pose également la question du transitoire numérique et des conditions initiales. Ce travail n'a pas été réalisé cependant, la simulation correspondante étant potentiellement très longue, et non situé au coeur de ce travail. Quelques remarques intéressantes à ce sujet sont proposées dans l'annexe G

La comparaison de l'évolution temporelle n'a pas de sens ici, dans la mesure où la simulation numérique montre le décollement tournant à des instants où le pompage est probablement encore très éloigné temporellement. En revanche, l'étude expérimentale porte sur les phénomènes qui se produisent juste avant le pompage. La comparaison de l'évolution temporelle du décollement tournant juste avant le pompage sera réalisée dans la partie IV, consacrée à l'étude de la simulation numérique du phénomène.

## Conclusion

L'analyse modale du décollement tournant dans le compresseur isolé puis dans le compresseur sur banc d'essai a permis de voir l'effet des volumes du banc sur les caractéristiques du phénomène. Alors que le compresseur isolé présente du décollement tournant simple, le compresseur entouré des volumes du banc d'essai voit apparaître du pompage modifié. La simulation montre que la fréquence de pompage modifié varie pendant la simulation, pour passer de 94Hz à 188Hz, soit un transfert de l'énergie vers

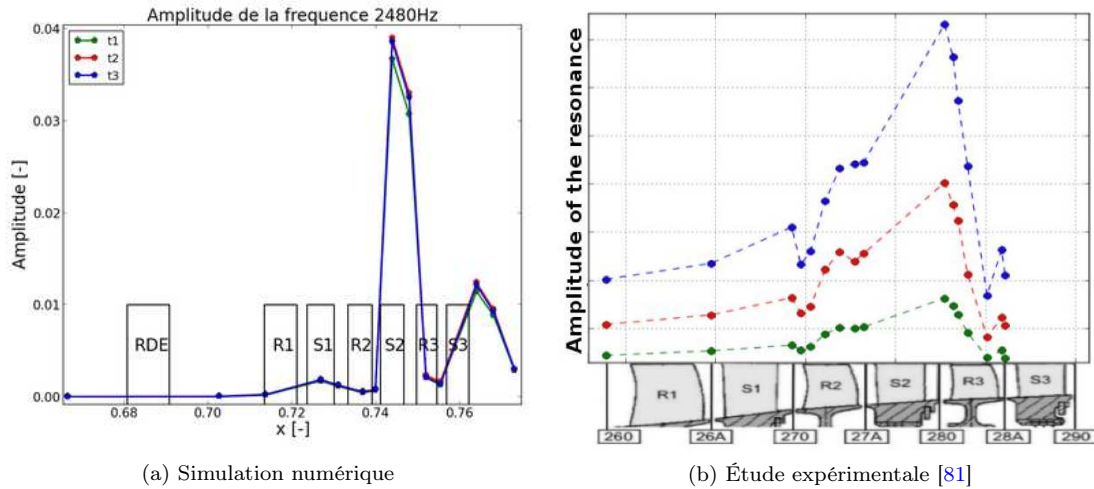


FIGURE 15.15 – Évolution axiale de l’amplitude du mode décollement tournant dans le compresseur - Comparaison expérimental et numérique

la première harmonique. La basse fréquence 94Hz qui module l’écoulement est étudiée dans le chapitre 16.

La simulation du décollement tournant dans les deux configurations a mis en évidence, une nouvelle fois, la complexité du phénomène et de ses origines. Dans chacune des configurations, deux modes spatio-temporels, qui ne peuvent être reliés ni aux interactions rotor-stator, ni l’un à l’autre, apparaissent. L’un des deux s’identifie au phénomène de décollement tournant, reconnaissable par les poches de fluide décollé dans le 3<sup>ème</sup> étage du compresseur, alors que l’autre co-existe. Les deux phénomènes ont presque la même vitesse de rotation, la même localisation dans le compresseur et la même répartition axiale d’énergie, ce qui a poussé à formuler l’hypothèse de l’existence du phénomène de décollement tournant à travers deux modes spatio-temporels dans l’écoulement, à cause du forçage des modes spatio-temporels par le calcul en  $2\pi/8$ . Une simulation numérique annulaire sur le même maillage, avec les mêmes conditions aux limites et les mêmes paramètres numériques pourrait permettre d’appuyer ou de rejeter l’interprétation proposée.

# Chapitre 16

## Étude acoustique du banc d'essai

La simulation du compresseur sur son banc en régime proche pompage a mis en évidence qu'une onde axiale et basse fréquence de 94Hz se développe dans le banc et module fortement la pression dans toute la configuration. Cette structure axiale et omniprésente de l'onde incite à lui chercher une explication acoustique. Trois méthodes successives, de plus en plus précises, ont été mises en oeuvre pour répondre à la question :

- Une approche acoustique basique, permettant de calculer les modes propres de la partie axiale de la configuration en l'assimilant à un cylindre ouvert aux deux extrémités ;
- Une approche acoustique utilisant l'outil 1,5D Soundtube, développé au CERFACS, qui permet de calculer les modes propres d'un réseau de tubes à des pressions et températures définies pour chaque cylindre par l'utilisateur ;
- Une approche thermo-acoustique basée sur le code AVSP, qui est un solveur de Helmholtz développé au CERFACS et permet de calculer les modes thermo-acoustiques de toute configuration 3D.

Dans ce chapitre, les 3 approches énoncées ci-dessus sont expliquées et mises en oeuvre successivement, avant d'identifier l'onde mise en évidence par la CFD à un des modes propres du banc.

### Sommaire

---

<b>16.1 Approche basique</b> . . . . .	<b>115</b>
<b>16.2 Simulation avec Soundtube</b> . . . . .	<b>116</b>
16.2.1 Configuration étudiée . . . . .	116
16.2.2 Résultats obtenus . . . . .	117
<b>16.3 Calcul des modes acoustiques avec AVSP</b> . . . . .	<b>118</b>
16.3.1 Cas de calcul . . . . .	118
16.3.2 Résultats obtenus . . . . .	118
16.3.3 Fréquence de Helmholtz . . . . .	119

---

### 16.1 Approche basique

La partie axiale de la configuration, de la chambre de tranquillisation à la sortie du compresseur, est considérée comme un tube ouvert, sans moyeu. La sortie verticale est ignorée étant donné que les fluctuations de pression sont moins fortes dans cette partie de la configuration, ce qui suggère que seule la partie axiale de la configuration est à l'origine de la résonance acoustique.

Un cylindre de longueur  $L$  ouvert, aux extrémités atmosphériques, résonne pour une fréquence fondamentale  $f$  valant :

$$f = \frac{a}{2L} \tag{16.1}$$

où  $a$  est la vitesse du son. Les harmoniques de la fréquence fondamentale  $f_n$  sont données par :

$$f_n = \frac{na}{2L} \tag{16.2}$$

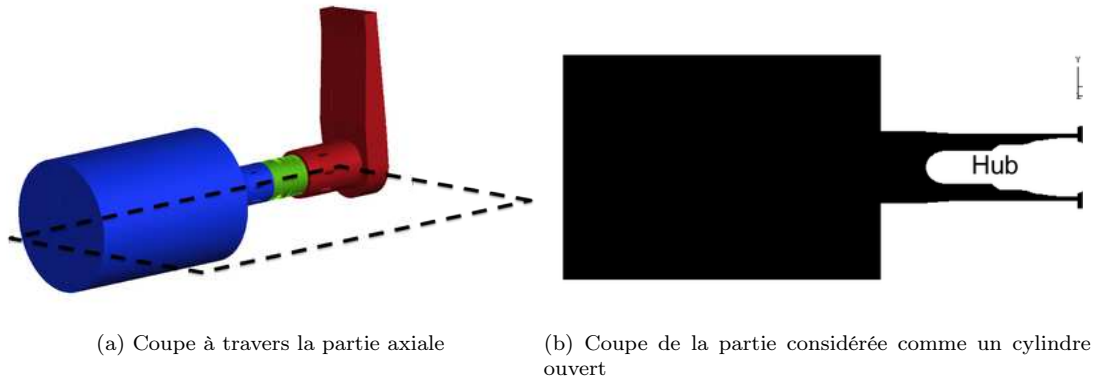


FIGURE 16.1 – Domaine considéré pour l'approche acoustique basique

La section cylindrique considérée concerne la partie axiale de la configuration, de l'entrée de la chambre de tranquillisation à la sortie du compresseur. En effet, le brutal changement de section dans cette zone, visible tout à droite de la Fig.16.1b, peut se comporter comme une surface réfléchissante pour les ondes acoustiques qui se développent. La valeur de la longueur  $L$  est de  $3,9283\text{m}$  et la température moyenne de l'écoulement, qui intervient dans le calcul de la vitesse du son, vaut  $317\text{K}$ , soit  $c = 357\text{m/s}$ . Pour ces valeurs, le mode fondamental se développant dans le tube équivalent a pour fréquence  $45,4\text{Hz}$ . La première harmonique de la fréquence calculée a donc pour fréquence  $90,8\text{Hz}$ , ce qui est très proche de la valeur de la basse fréquence calculée par *elsA*, qui est de  $94\text{Hz}$ . L'origine acoustique de cette basse fréquence de  $94\text{Hz}$  est donc possible, et cette première approche acoustique indique que cette fréquence correspondrait à la première harmonique d'un cylindre de longueur  $3,9283\text{m}$  à une température moyenne de  $317\text{K}$ . Ce résultat encourageant incite à utiliser des outils plus précis.

## 16.2 Simulation avec Soundtube

### 16.2.1 Configuration étudiée

L'outil Soundtube, disponible au CERFACS, permet de calculer les modes thermo-acoustiques d'une configuration composée d'un réseau de tubes de sections différentes, chacun à une pression et température données. La partie axiale de la configuration étudiée est divisée en 4 tubes successifs (Fig.16.2). Des conditions d'entrée et de sortie sont imposées aux deux extrémités. Ces conditions sont soit des conditions de Neumann, soit de Dirichlet, exprimées à travers un coefficient de réflexion.

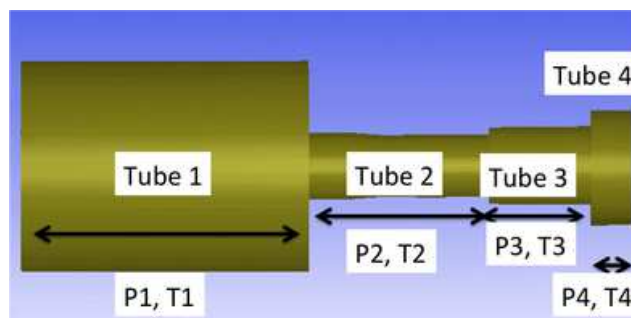


FIGURE 16.2 – Calcul des modes acoustiques avec Soundtube - Mise en évidence des 4 tubes du réseau de tubes considéré

En entrée, on impose des fluctuations de pression nulles. En sortie, les deux conditions de Neumann et Dirichlet ont été essayées. En effet, la partie axiale de la configuration se finit par une paroi métallique

car le banc fait un coude. Par conséquent, dans la zone où  $x = x_{max}$ , il y a une paroi donc pas de fluctuation de vitesse et une condition de Neumann est imposée (cas (1)). Pour pouvoir évaluer l'influence de la condition aux limites sur les ondes qui se développent, un second essai a été fait en imposant une condition atmosphérique en sortie (cas (2)).

La condition de sortie est fixée par le choix du coefficient de réflexion  $R$ , qui est défini par le rapport entre l'onde réfléchiée et l'onde incidente :  $R = \frac{w_-}{w_+}$ . L'onde  $w_+$  est l'onde se dirigeant vers la sortie et  $w_-$  l'onde se dirigeant vers l'entrée du domaine :

$$\begin{aligned} w_+ &= p' + \rho c u' \\ w_- &= p' - \rho c u' \end{aligned} \quad (16.3)$$

où  $p'$  est la fluctuation de pression,  $c$  la vitesse du son,  $\rho$  la masse volumique et  $u'$  la fluctuation de vitesse.

Si  $|R| = 1$ , alors la paroi est totalement réfléchissante et si  $R = 0$ , la paroi est parfaitement non-réfléchissante. Les entrées et sorties du domaine sont supposées parfaitement réfléchissantes, par conséquent  $|R| = 1$ . En entrée, on suppose  $p' = 0$  donc  $w_+ = -w_-$  et  $R = -1$ . En sortie, si l'on a un mur,  $u' = 0$  et alors  $w_+ = w_-$  et  $R = 1$  (cas (1)). Si en revanche on impose  $p' = 0$  en sortie (sortie atmosphérique), alors  $R = -1$  (cas (2)).

### 16.2.2 Résultats obtenus

La figure 16.3a synthétise les résultats obtenus pour les deux conditions de sortie imposées. Les résultats obtenus avec une condition de Neumann  $u' = 0$  en sortie montrent que la troisième fréquence de résonance vaut 94,4Hz, et est très proche de la fréquence de 94Hz trouvée par *elsA*.

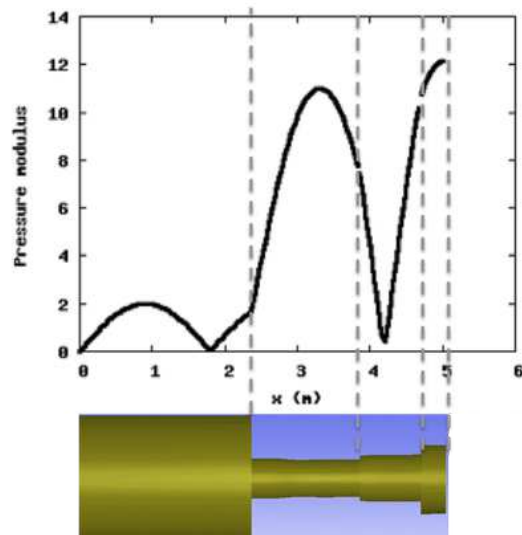
L'amplitude des fluctuations de pression est montrée sur la Fig.16.3b. Il y a deux noeuds et trois ventres de pression. Les noeuds sont situés dans la cuve de tranquillisation et dans le compresseur. La partie 16.3 montrera que l'onde de 94Hz calculée par *elsA* a le même type de structure axiale.

Mode	Fréquence (1) (Hz)	Fréquence (2) (Hz)
Mode 1	30,4	35,6
Mode 2	44,6	75,7
Mode 3	94,4	108,8
Mode 4	111,1	163,5
Mode 5	174,1	181,8
Mode 6	191,2	226,5

(1) : Paroi :  $u'=0$

(2) : Atmosphère :  $p'=0$

(a) Fréquences de résonance calculées par Soundtube pour les deux jeux de conditions aux limites



(b) Amplitude des fluctuations de pression du mode 3 à travers la configuration (cas (1))

FIGURE 16.3 – Résultats obtenus avec Soundtube

Par ailleurs, l'application de conditions atmosphériques en sortie a une forte influence sur les fréquences trouvées, ce qui montre que le banc aval influence beaucoup le développement des ondes stationnaires dans la configuration. La première approche excluait cette partie de la configuration ; l'approche

Soundtube permet de conclure *a posteriori* que c'était une mauvaise hypothèse.

Bien que les résultats de la simulation avec le logiciel Soundtube semblent bon, il faut garder à l'esprit que le compresseur et le banc sont représentés par des cylindres à température et pression imposée par morceaux, et que ni le moyeu ni les aubages ne sont pris en compte. L'avantage de l'approche Soundtube est la très rapide mise en oeuvre possible. La simulation ne dure que quelques secondes et permet d'obtenir un résultat approché *a priori* de plutôt bonne qualité.

## 16.3 Calcul des modes acoustiques avec AVSP

### 16.3.1 Cas de calcul

Afin d'évaluer les modes thermo-acoustiques de la configuration étudiée avec la plus grande précision possible, le solveur de Helmholtz AVSP est utilisé. Le domaine de calcul correspond au banc d'essai et au compresseur privé de ses aubes. En effet, on suppose que la très basse fréquence recherchée n'interfère que très peu avec les aubes étant donné leurs dimensions. Par conséquent, le domaine de calcul est composé d'un carter, d'un moyeu et d'une sortie verticale (Fig.16.4).

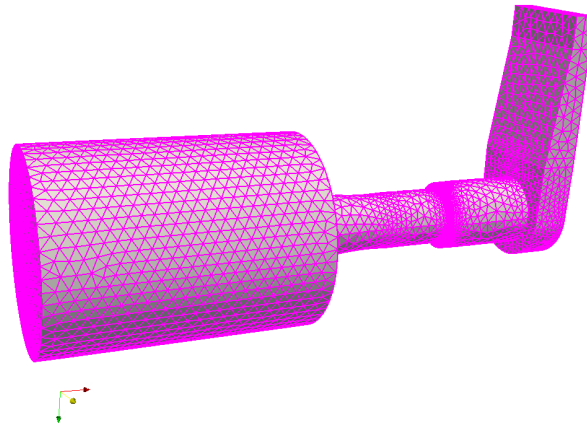


FIGURE 16.4 – Domaine de calcul utilisé pour calculer les modes thermo-acoustiques avec AVSP

### 16.3.2 Résultats obtenus

La simulation numérique avec AVSP fournit les fréquences propres de la configuration 3D (Tab.16.1), ainsi que l'amplitude et la phase des fluctuations de pression associées à chaque fréquence trouvée (Fig.16.5). La troisième fréquence propre prévue par AVSP dans la configuration vaut 95,8Hz, ce qui est très proche de la fréquence prévue par *elsA* et par Soundtube. Par ailleurs, les 4 premières fréquences propres calculées par Soundtube sont assez proches de celles prévues par AVSP.

TABLE 16.1 – Fréquences propres calculées par AVSP

Numéro du mode	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	Mode 5	Mode 6
Fréquence AVSP	33.8Hz	40.2Hz	95.8Hz	110.6Hz	121.56Hz	121.60Hz
Fréquence Soundtube	30.4Hz	44.6Hz	94.4Hz	111.1Hz	174.1Hz	191,1Hz

L'étude de l'amplitude des fluctuations de pression à travers la configuration (Fig 16.5a) montre qu'il y a un premier pic dans la chambre de tranquillisation (en bleu ciel) et un second pic beaucoup plus important dans le compresseur (rouge). Il y a également un pic de niveau intermédiaire dans la sortie

verticale du banc d'essai (vert).

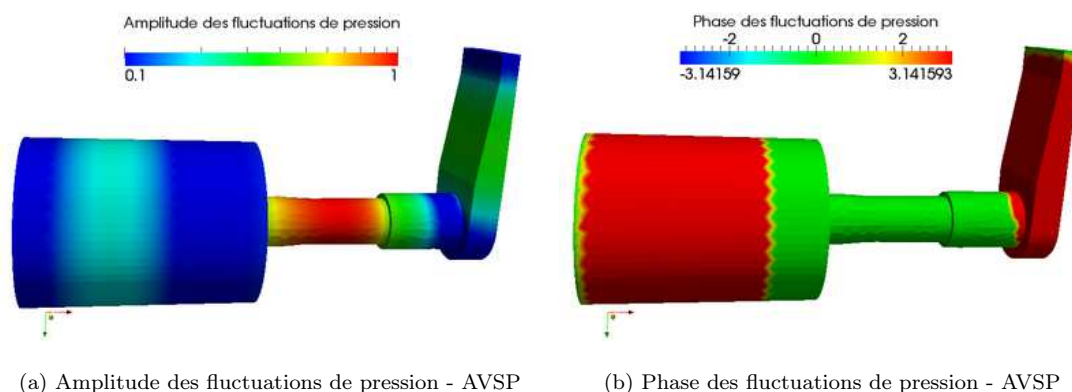


FIGURE 16.5 – Fluctuations de pression liées au mode 94Hz

La comparaison de l'amplitude normalisée des fluctuations de pression entre le calcul de CFD et le calcul de Helmholtz (Fig.16.6a) montre que les deux ondes ont la même structure axiale, avec deux noeuds et trois ventres de pression. Le ventre de pression le plus élevé est localisé dans le compresseur. Les figures 16.6b et 16.6c proposent un zoom sur les zones correspondant respectivement à la chambre de tranquillisation à l'amont et au collecteur à l'aval. Dans la chambre de tranquillisation, *elsA* prédit un pic d'amplitude beaucoup plus faible que celui prédit par AVSP. Cependant, le noeud et le ventre de pression de cette zone sont localisés exactement à la même position axiale. Dans le collecteur, le noeud de pression prévu par le calcul *elsA* est situé à une abscisse un peu plus faible que celui prédit par AVSP (0,84 contre 0,91). Le ventre de pression est prédit par AVSP en  $x = 1$  alors que pour *elsA*, la courbe est presque plate entre  $x = 0,88$  et  $x = 1$ , ce qui empêche de localiser précisément le ventre correspondant.

En résumé, AVSP prédit un mode propre du banc d'une fréquence de 95,8Hz, ce qui est très proche de la fréquence que prévoit *elsA*, qui est de 94Hz. La comparaison des structures axiales des ondes prévues par les deux codes montre qu'elles ont toutes les deux trois ventres et deux noeuds de pression, dont la localisation est prédite presque au même endroit par les deux approches.

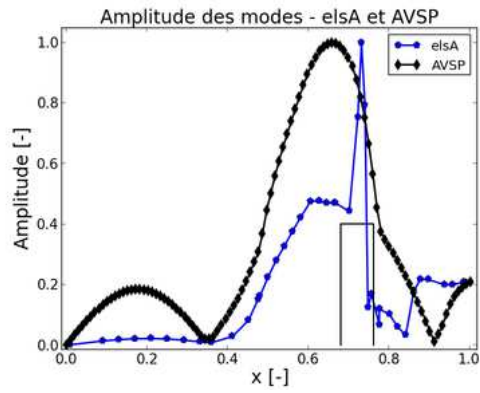
### 16.3.3 Fréquence de Helmholtz

La fréquence de Helmholtz est souvent utilisée lors de l'étude du pompage dans les compresseurs depuis l'introduction par Greitzer du paramètre B [10, 11]. Le solveur de Helmholtz AVSP permet de la calculer en l'absence d'écoulement (hypothèse  $M < 0.1$ ), parmi les autres fréquences propres de la configuration. Au sein des fréquences trouvées, la fréquence de Helmholtz se reconnaît par le fait que c'est une très basse fréquence, de l'ordre de 50Hz. De plus, dans le volume qui sert de résonateur de Helmholtz, les fluctuations de pression sont très fortes et à phase constante. Parmi les deux très basses fréquences éligibles (les modes 1 et 2 du Tab 16.1), le mode à 40,2Hz correspond le mieux à cette description (Fig 16.7).

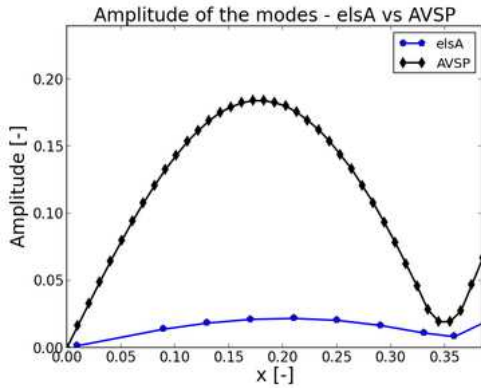
## Conclusion

L'étude acoustique de la configuration par des outils dédiés a permis de comprendre la nature de la basse fréquence du phénomène de pompage modifié qui se produit dans CREATE et son banc. Il s'agit du troisième mode résonant du banc d'essai. L'étude avec AVSP a aussi permis de mettre en évidence la fréquence de Helmholtz du compresseur et du collecteur aval ; cette fréquence vaut 40,2Hz, elle sera utilisée lors de l'analyse du phénomène de pompage.

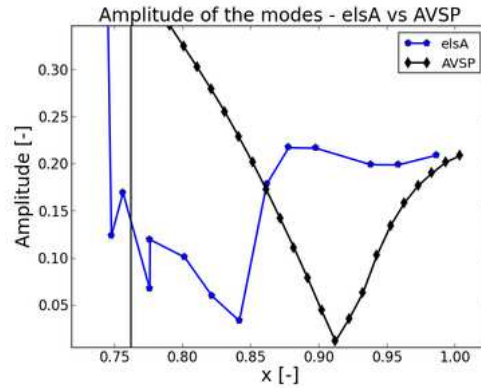




(a) Amplitudes calculées par *elsA* et AVSP

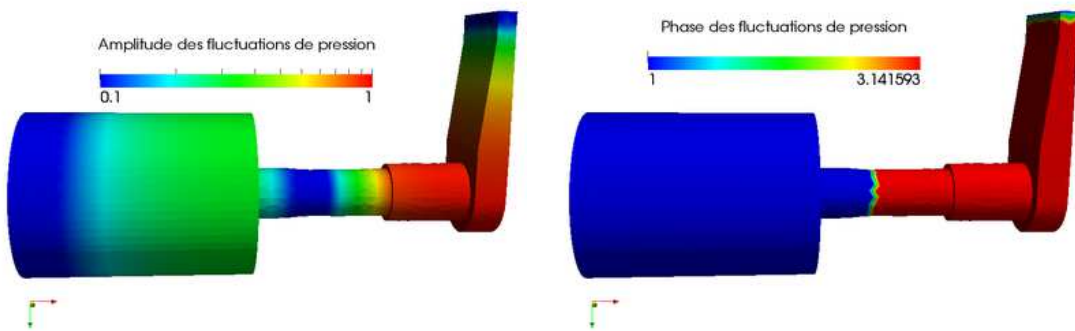


(b) Zoom dans la chambre de tranquillisation



(c) Zoom dans le collecteur aval

FIGURE 16.6 – Comparaison de l'amplitude des fluctuations de pression



(a) Amplitude des fluctuations de pression

(b) Phase des fluctuations de pression

FIGURE 16.7 – Amplitude et phase de la fréquence de Helmholtz calculée par AVSP, de 40,2Hz

# Chapitre 17

## Résonance acoustique

Dans le cadre de son travail de thèse, Courtiade [99] a émis l'hypothèse que les instabilités tournantes qui se développent dans CREATE à l'approche du pompage pouvaient être liées à des résonances acoustiques se développant dans le compresseur. Afin d'étayer cette hypothèse, les modèles détaillés dans la partie II ont été utilisés, modèles qui permettent d'évaluer la fréquence de coupure d'un mode donné en fonction des caractéristiques géométriques du compresseur et de quelques caractéristiques physiques de l'écoulement. Une vaste étude paramétrique a été réalisée, afin d'appliquer ces modèles, d'abord utilisés dans un cadre expérimental, à des cas numériques.

Ce chapitre étudie l'influence de plusieurs paramètres liés à l'écoulement sur la fréquence de coupure. Tout d'abord, les objectifs et les hypothèses de l'étude sont précisés ; ensuite, l'effet de la position radiale sur les nombres de Mach et la fréquence de coupure est mise en évidence, afin de choisir en connaissance de causes une position pour les études suivantes. L'influence du point de fonctionnement sur la fréquence de coupure des modes est ensuite évaluée, puis une méthode de prédiction du nombre de lobes pour le décollement tournant est proposée.

### Sommaire

---

<b>17.1 Fondements de l'étude</b>	<b>121</b>
17.1.1 Objectifs	121
17.1.2 Obtention des données	122
17.1.3 Étude de la formule	122
17.1.4 Calculs préliminaires	122
<b>17.2 Influence de la position radiale étudiée</b>	<b>123</b>
<b>17.3 Influence du point de fonctionnement</b>	<b>125</b>
<b>17.4 Prédiction du nombre de lobes autour du compresseur</b>	<b>125</b>

---

## 17.1 Fondements de l'étude

### 17.1.1 Objectifs

L'objectif de cette étude paramétrique portant sur la fréquence de coupure des modes dans un compresseur a deux objectifs :

- Par l'étude de deux écoulements à deux points de fonctionnement différents, il s'agit d'évaluer la possibilité d'expliquer l'apparition des résonances acoustiques et des instabilités tournantes par une diminution de la fréquence de coupure. L'idée conductrice est que, d'un point de fonctionnement à l'autre, il est peut-être possible de mettre en évidence que les modes instables qui apparaissent sont coupés dans un cas, et passants dans l'autre, suite à une diminution de la fréquence de coupure, qui serait liée aux changements de certaines grandeurs de l'écoulement.
- Par ailleurs, ce type d'approche semble pouvoir être utilisé pour justifier ou prédire le nombre de cellules de décollement tournant qui apparaît dans un écoulement, en lien direct avec l'onde acous-

tique résonante qui se développe et cause le décollement. Les données obtenues sur le décollement tournant dans CREATE sont donc utilisées pour voir ce que prévoit le modèle dans ce cas.

### 17.1.2 Obtention des données

Pour ce chapitre, une nouvelle simulation numérique a été mise en place pour le compresseur isolé. Le nombre de points dans la direction radiale a été doublé, et deux points de fonctionnement ont été simulés : un point au débit nominal, et un point à débit réduit, environ à mi-chemin entre le débit nominal et le débit de pompage. Des données ont été extraites à 4 hauteurs de veine différentes à travers tout le compresseur : 25%, 50%, 83% et 95%. Avec ces données il est possible d'étudier l'effet de la hauteur de veine et l'effet du point de fonctionnement sur la fréquence de coupure. De plus, le coefficient  $k_{r,m,n}$  de l'éq(17.1) contient de façon intrinsèque les informations sur les modes circonférentiels  $m$  et les modes radiaux  $n$ . Il est donc également possible d'étudier leur influence.

### 17.1.3 Étude de la formule

Pour rappel, quand il n'y a pas d'écoulement, la condition de coupure d'un mode dans une conduite annulaire est  $k = k_{r,m,n}$ . Lorsque cela se produit, le mode est dit évanescant, et il disparaît progressivement, laissant le champ acoustique uniforme selon  $x$ . Lorsqu'il y a un écoulement, l'uniformité selon  $x$  est perdue. La fréquence de coupure  $f_{m,n}^{cut}$  du mode  $m,n$  correspond à la fréquence pour laquelle  $k_{\pm x} = 0$ . Elle vaut [106] :

$$f_{m,n}^{cut} = \frac{ck_{r,m,n}}{2\pi} \left( \sqrt{1 - M_x^2} \mp M_\theta \right) \quad (17.1)$$

$c$  : vitesse du son

$k_{r,m,n}$  : coefficient dépendant de la géométrie, propre à chaque couple ( $n, m$ )

$M_x$  : Nombre de Mach axial

$M_\theta$  : Nombre de Mach circonférentiel

La fréquence de coupure dépend donc de :

- L'écoulement, par les variables  $c$  (vitesse du son),  $M_x$  et  $M_\theta$  (nombres de Mach)
- La géométrie du compresseur et les modes circonférentiel et radial, par le coefficient  $k_{r,m,n}$

Elle ne dépend pas de la fréquence du mode spatio-temporel en question. Pour le calcul de la fréquence de coupure, le signe devant  $M_\theta$  est positif pour les modes contra-rotatifs et négatif pour les modes co-rotatifs.

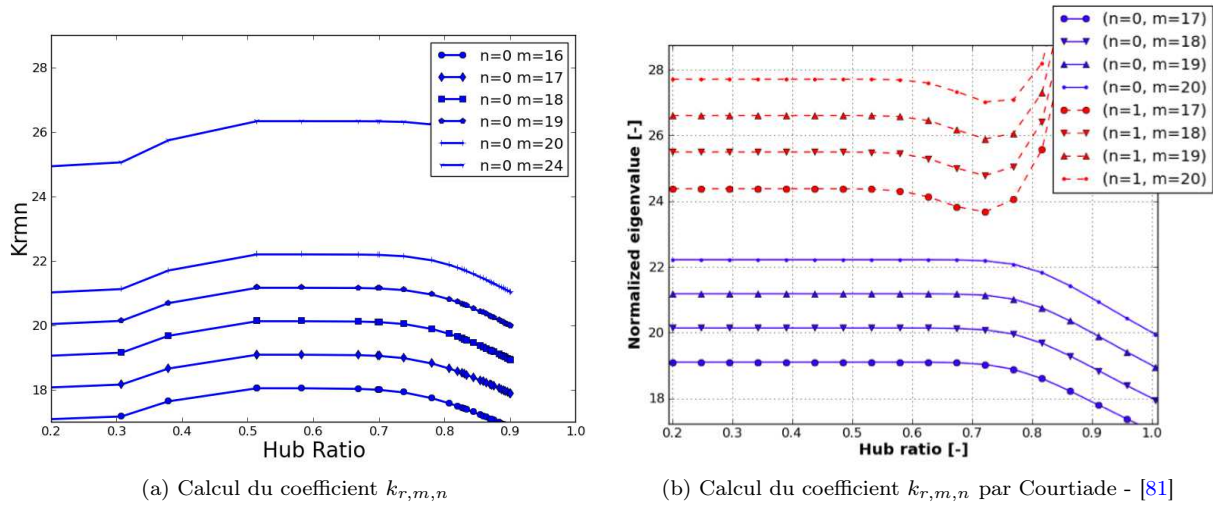
### 17.1.4 Calculs préliminaires

Avant de pouvoir calculer les fréquences de coupure, il faut calculer le coefficient  $k_{r,m,n}$ , dépendant du rapport moyeu-carter et des modes circonférentiel et radial. Pour rappel,  $k_{r,m,n}$  est la  $n$ -ième solution de l'équation 17.2, qui implique les fonctions de Bessel du premier et du second ordre  $J$  et  $Y$  :

$$\begin{aligned} & (Y_{m-1}(kR_{hub}) - Y_{m+1}(kR_{hub})) (J_{m-1}(kR_{shroud}) - J_{m+1}(kR_{shroud})) - \\ & (Y_{m-1}(kR_{shroud}) - Y_{m+1}(kR_{shroud})) J_{m-1}(kR_{hub}) - J_{m+1}(kR_{hub}) = 0 \end{aligned} \quad (17.2)$$

Afin de vérifier que le coefficient  $k_{r,m,n}$  est correctement calculé, il est judicieux d'effectuer la comparaison avec le calcul de Courtiade. Ici, le coefficient n'a été calculé que pour des modes radiaux nuls, étant donné que c'est l'hypothèse faite par Courtiade [99] lors de son étude des résonances acoustiques dans CREATE. La figure 17.1 confirme que le calcul de  $k_{r,m,n}$  est correct. Les valeurs  $m=16$  et  $m=24$  ont été ajoutées car elles correspondent aux nombres de cellules observées numériquement lors du décollement tournant dans CREATE.

Le rapport moyeu-carter a été calculé pour une vingtaine de positions axiales dans CREATE, et répercuté en conséquence dans le calcul des  $k_{r,m,n}$ . Dans les calculs de fréquence de coupure effectués,

FIGURE 17.1 – Vérification des valeurs trouvées pour le coefficient  $k_{r,m,n}$ 

la valeur du coefficient  $k_{r,m,n}$  utilisée à une position axiale donnée correspond à la valeur la plus proche trouvée dans le fichier qui contient les valeurs de  $k_{r,m,n}$  en fonction de  $x$ .

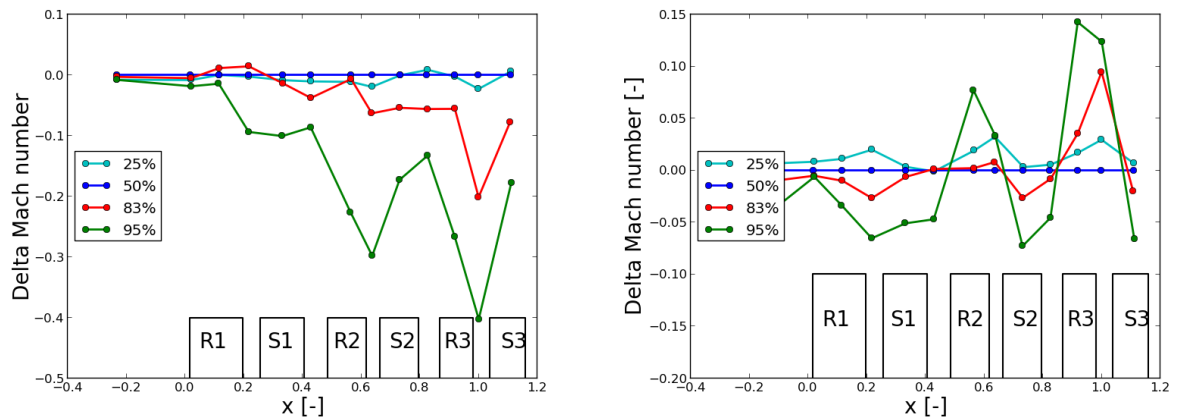
Dans la suite, les deux fréquences trouvées pour le décollement tournant sont étudiées, ainsi que les modes circonferentiels 16, 24 et 32. Le mode radial est supposé nul, car d'après la thèse de Courtiade [99], un mode radial non nul entraînerait des valeurs de  $k_{r,m,n}$  trop élevées, et par voie de conséquence des fréquences de coupure également plus élevées que celles observées dans CREATE.

## 17.2 Influence de la position radiale étudiée

Selon la hauteur de veine à laquelle l'écoulement est étudié, les nombres de Mach axial et circonferentiel changent. La Fig 17.2 synthétise l'impact de la hauteur de veine sur l'évolution axiale de ces deux nombres, par différence entre l'évolution du nombre de Mach courant avec celui à mi-hauteur de veine. Dans le compresseur CREATE, les rotors ont tendance à diminuer le nombre de Mach axial, alors que les stators l'augmentent ; la traversée du compresseur diminuant globalement le nombre de Mach axial. D'après la Fig 17.2a, le nombre de Mach axial à 25% de hauteur est presque le même qu'à 50%. Cependant, il diminue franchement pour des hauteurs de veine plus élevées (83% et 95%). En effet, les couches limites s'épaississent au carter lors du parcours du compresseur par le fluide ; l'interaction avec les écoulements de jeu entraîne ces variations de nombre de Mach au passage des rotors en proche carter.

L'évolution axiale du nombre de Mach circonferentiel est elle aussi rythmée par le passage des roues de rotor et de stator. Le nombre de Mach circonferentiel est basé sur la composante de la vitesse tangentielle en repère absolu. Par la giration qu'ils transmettent au fluide, les rotors tendent à faire augmenter ce nombre, alors que les stators, qui redressent l'écoulement, le font diminuer. Les différences induites par la hauteur de veine sont moins importantes que pour le nombre de Mach axial, cependant, deux tendances co-existent (Fig 17.2b) : dans le premier étage, le nombre de Mach circonferentiel est plus élevé en pied qu'en tête ; cela est probablement lié au fait que le rotor R1 est transsonique. Pour les deux autres étages, le phénomène est inverse, et plus marqué dans l'étage 3 que l'étage 2.

La fréquence de coupure des modes est influencée par les nombres de Mach axial et circonferentiel, qui varient selon la hauteur de veine. La figure 17.3 présente la fréquence de coupure du mode co-rotatif à 24 lobes, dans un écoulement au point nominal, pour 4 hauteurs de veine différentes. Pour un mode ayant 24 lobes et une fréquence donnée, la fréquence de coupure permet de savoir si le mode sera propagé ou coupé : si la fréquence est supérieure à la fréquence de coupure, il y a propagation, et pour une fréquence inférieure, il y a coupure (*damping*). Par conséquent, les fréquences situées en dessous de la fréquence



(a) Évolution axiale de la différence entre le nombre de Mach axial à 50% de hauteur et les nombres de Mach axial pour plu-circonférentiel à 50% de hauteur et les nombres de Mach circon-sieurs autres positions radiales  
 (b) Évolution axiale de la différence entre le nombre de Mach axial à 50% de hauteur et les nombres de Mach circon-sieurs autres positions radiales

FIGURE 17.2 – Influence de la position radiale sur les nombres de Mach

de coupe, en couleur, correspondent à des fréquences inférieures et sont donc coupées. Inversement, les fréquences situées au dessus de la fréquence de coupe sont propagées. L'exemple est donné avec la fréquence 3652Hz, représentée par la ligne en pointillés, et qui correspond à la fréquence de décollement tournant de la configuration isolée, sur la Fig 17.3. Les zones comprises entre les pointillés et la fréquence de coupe calculée (courbes en couleur) peuvent être de deux types :

- Si les pointillés sont en dessous de la courbe, alors la fréquence de coupe est plus grande que la fréquence de l'onde étudiée : il y a amortissement (*damping* sur la Fig 17.3) ;
- Si les pointillés sont au dessus de la courbe, alors la fréquence de coupe est plus faible que la fréquence de l'onde étudiée : il y a propagation.

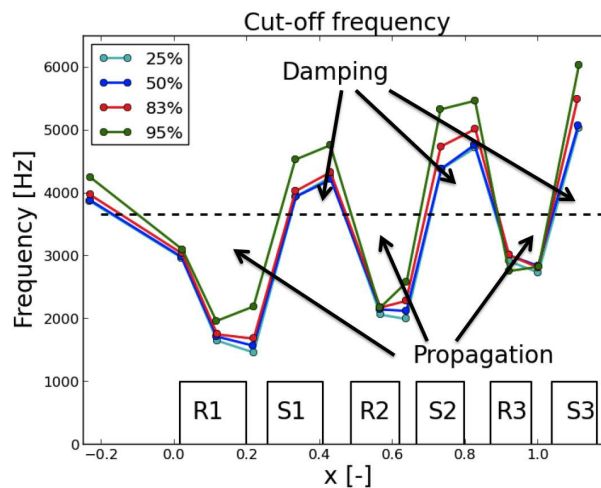


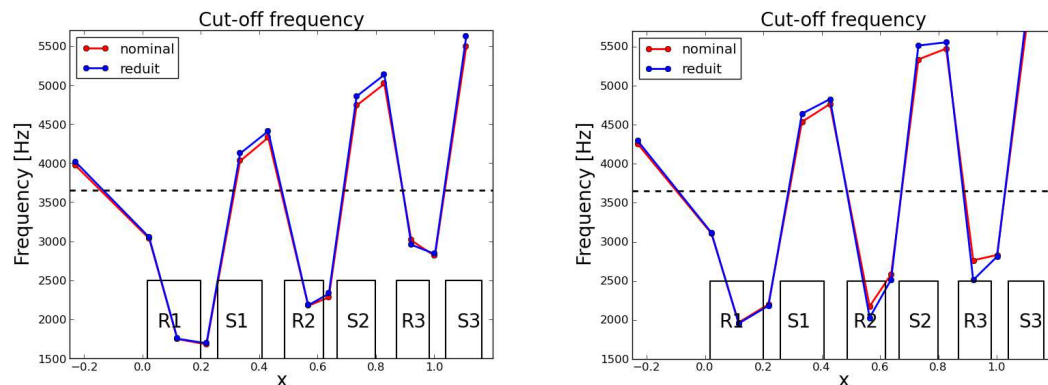
FIGURE 17.3 – Influence de la position radiale sur la fréquence de coupe. Ligne pointillés :  $f=3652\text{Hz}$

D'après l'éq(17.1), la fréquence de coupe pour les modes co-rotatifs évolue de façon opposée aux nombres de Mach axial et circonférentiel. Le nombre de Mach axial diminue avec la hauteur de veine, mais le nombre de Mach circonférentiel augmente dans les deux derniers étages. Ces deux effets antagonistes agissent sur la fréquence de coupe, qui malgré tout augmente à la fois axialement, et avec la hauteur de veine, repoussant d'autant le seuil de fréquence minimal pour qu'une onde soit propagée. Les 4 courbes sont presque homothétiques, par conséquent, pour la suite de l'étude, on choisit celle à 83% de hauteur

de veine, étant donné que le décollement tournant est détectable à cette hauteur.

### 17.3 Influence du point de fonctionnement

Expérimentalement, il a été vu que les instabilités tournantes n'apparaissent qu'en deçà d'un certain débit, d'où l'étude de l'influence du point de fonctionnement sur l'évolution de la fréquence de coupure. Une hypothèse proposée pour expliquer ce phénomène repose sur le fait que la fréquence de coupure pourrait diminuer quand le débit de l'écoulement diminue, et ainsi permettre l'apparition de fréquences coupées en régime nominal.



(a) Influence du régime sur la fréquence de coupure à 83% de hauteur de veine (b) Influence du régime sur la fréquence de coupure à 95% de hauteur de veine

FIGURE 17.4 – Influence du régime de fonctionnement sur la fréquence de coupure

Sur la Fig 17.4, l'évolution axiale de la fréquence de coupure est représentée pour des données récupérées à 83% et à 95% de hauteur de veine, pour un écoulement au débit nominal et un écoulement à débit réduit. Le modèle donne un résultat contraire au résultat attendu : la fréquence de coupure a tendance à augmenter légèrement à l'approche du débit de pompage. Elle varie cependant d'à peine une centaine de Hertz entre les deux points de fonctionnement, ce qui est relativement peu, d'autant plus que les modes coupés très proches de la fréquence de coupure peuvent tout de même se propager un peu (modes évanescents). Ce résultat contraire aux attentes suggère que ce n'est pas l'évolution des nombres de Mach axial et circonférentiel de l'écoulement qui fait diminuer la fréquence de coupure des modes, entraînant les résonances acoustiques dans le compresseur. Plusieurs autres pistes sont donc à envisager ; parmi elles :

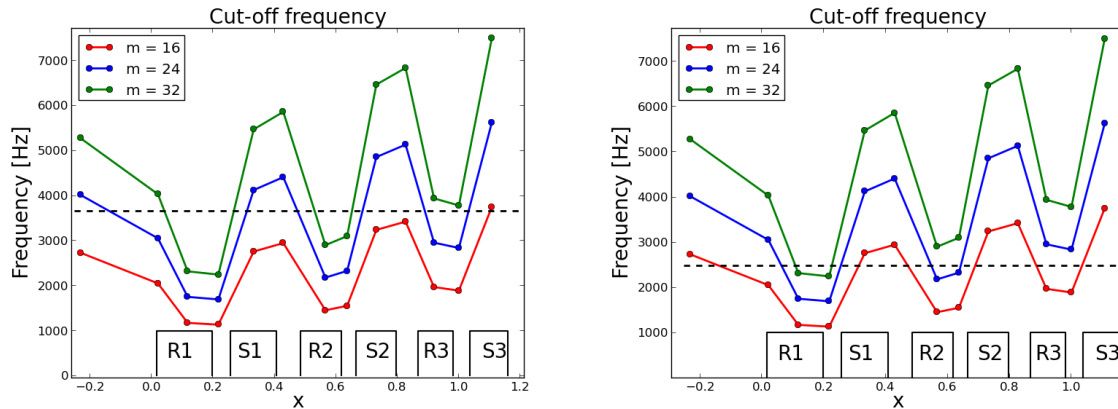
- La fréquence de coupure diminue par un autre phénomène que la diminution des nombre de Mach axial et circonférentiel ;
- Le décollement tournant n'a pas pour origine une résonance acoustique (mais en serait plutôt la cause).

### 17.4 Prédiction du nombre de lobes autour du compresseur

Une ébauche de réponse peut être proposée pour répondre à la question non résolue suivante : quels paramètres de l'écoulement et/ou de la géométrie du compresseur influencent le nombre de cellules qui se forment lors d'un événement de décollement tournant ? En supposant que le nombre de lobes de l'onde acoustique qui déclenche le décollement tournant est le même que le nombre de cellules obtenu, l'utilisation de la fréquence de coupure peut permettre de prédire quel nombre de cellules est susceptible d'apparaître en fonction de la fréquence de l'onde, à supposer qu'elle soit connue par avance.

Dans le cas présent, la fréquence de décollement tournant du compresseur isolée est connue, et vaut 3652Hz. Elle est en pointillés noirs sur la Fig 17.5a. Trois fréquences de coupure ont été calculées, correspondant à une onde dont le nombre de lobes est respectivement 16, 24 et 32. Seuls des multiples de 8

sont considérés ici, étant donné la périodicité forcée de l'écoulement. Au niveau de l'interface R3-S3, la fréquence de coupure de l'onde à 32 lobes (courbe verte) est supérieure à la fréquence de l'onde, si bien qu'elle ne peut pas se propager. Il faut diminuer le nombre de cellules à 24 pour qu'au niveau de cette interface, la fréquence de coupure devienne inférieure à la fréquence de l'onde. Par conséquent, les ondes à 16 et 24 lobes peuvent se propager. L'onde à 24 lobes est la première des deux à pouvoir se propager, et elle prend le dessus, comme l'ont montré les résultats de décollement tournant présentés précédemment.



(a) Fréquences de coupure des modes à 16, 24 et 32 lobes pour une fréquence de 3652Hz (Décollement tournant de lapour une fréquence de 2480Hz (Décollement tournant de la configuration isolée) (b) Fréquences de coupure des modes à 16, 24 et 32 lobes pour une fréquence de 2480Hz (Décollement tournant de la configuration complète)

FIGURE 17.5 – Fréquence de coupure des ondes tournantes dans les configurations isolée et complète - Rapprochement avec le phénomène de décollement tournant

Afin de mettre à l'épreuve cette approche, la fréquence de décollement tournant mise en évidence dans la configuration complète, de 2480Hz, est également testée. L'onde correspondante comporte 16 lobes, et sur la Fig 17.5b, la fréquence de coupure de ce mode est la première à être inférieure à la fréquence de 2480Hz. Cela conforte le résultat précédent, mais il faut nuancer ce résultat en rappelant que la configuration en  $2\pi/8$  étudiée force le nombre de lobes à un multiple de 8 et que l'onde à 18 lobes d'une fréquence aux alentours de 2000Hz des essais serait également propagée si elle pouvait exister.

## Conclusion

La fréquence de coupure d'un mode, telle que calculée par le modèle décrit dans la partie I, permet d'appréhender de manière simplifiée la propagation et l'amortissement des ondes acoustiques tournantes dans un compresseur. L'étude présentée ici permet de mettre deux choses en évidence :

- D'une part, ce modèle n'a pas montré de baisse de la fréquence de coupure des ondes quand le point de fonctionnement s'approche de la limite de pompage. Cela peut signifier deux choses. Soit le modèle n'est pas adapté pour capturer ce type d'effet, soit, d'un point de vue physique, ce n'est pas directement un abaissement de la fréquence de coupure qui déclenche la résonance acoustique constatée expérimentalement.
- Cette approche semble en revanche donner un début de réponse quant au problème de la prédiction du nombre de cellules de décollement tournant. Les deux jeux de résultats obtenus en décollement tournant (configuration isolée et configuration complète) ont en effet permis de voir si, dans l'écoulement étudié, l'onde tournante correspondant peut se propager au niveau de l'interface R3-S3 d'après le modèle. Dans les deux cas, la première onde à pouvoir se propager correspond à l'onde de décollement tournant. Ceci constitue un résultat important de l'étude acoustique.

# Conclusion

La troisième partie de ce mémoire s'est attachée à décrire le plus finement possible le décollement tournant se produisant dans le compresseur, simulé soit seul, soit sur son banc d'essai. Un travail important a été fourni pour mettre en évidence les différences, mais aussi les ressemblances, entre les deux phénomènes simulés. Un tableau de synthèse est proposé Tab 17.1, afin de faire le bilan des caractéristiques principales des deux phénomènes. Lorsque l'information existe concernant les essais, elle est indiquée en bleu.

TABLE 17.1 – Synthèse des caractéristiques principales de l'écoulement dans le compresseur en situation de décollement tournant

	Compresseur simulé seul	Compresseur simulé sur le banc d'essai
<b>Phénomène</b>	Décollement tournant	Pompage modifié de fréquence 94Hz (3 <sup>eme</sup> mode thermo-acoustique du banc)
<b>Débit moyen [-]</b>	0,95	0,97
<b>Taux de compression moyen [-]</b>	1,027	1,017
<b>Nombre de cellules</b>	24 cellules	16 cellules
	17 à 20 cellules 18 cellules plus fréquent	
<b>Localisation</b>	Configuration PS (numérique et essais) Deuxième moitié du rotor R3, en tête de pale Première moitié du rotor R3, en tête de pale	
<b>Fréquence</b>	3652Hz ( $f/f_{arbre} = 19$ )	2480Hz ( $f/f_{arbre} = 16$ )
	1830Hz à 2330Hz, selon le configuration spatiale associée, 1990Hz pour 18 lobes	
<b>Vitesse de rotation des cellules (% de <math>\Omega</math>)</b>	79,2%	80,6%
	55,6% à 60,6%	
<b>Mode co-existant</b>	Mode 13-16 13 cellules, $f/f_{arbre} = 16$	Mode 17,9 24 24 cellules, $f/f_{arbre} = 17,9$



Quatrième partie

Simulation instationnaire d'un cycle de  
pompage

# Introduction

Le pompage est une instabilité périodique violente, propre aux systèmes de compression. Son temps caractéristique est très long à l'échelle des autres phénomènes propres aux machines tournantes, comme les fréquences de passage des aubes. De plus, la période de pompage est directement influencée par les volumes connectés au compresseur. Par conséquent, la simulation numérique du pompage se heurte à deux difficultés majeures. La nécessité de modéliser tous les volumes attenants au compresseur est doublée de la nécessité de simuler un temps physique très long, sans possibilité de réduire la densité du maillage ou d'augmenter le pas de temps.

La simulation a été effectuée sur le calculateur national Curie, financé et géré par GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif). Au rythme d'un peu plus de 2 rotations simulées toutes les 24h, 132 rotations du compresseur ont été simulées, ce qui a duré deux mois et a consommé exactement un million d'heures CPU sur les noeuds *thin nodes* de la machine. La simulation a été arrêtée lorsqu'un deuxième cycle de pompage a démarré, après une seconde inversion de débit. Par conséquent, deux départs en pompage successifs ont été simulés.

Le pompage a été déclenché en fermant un peu plus la vanne de sortie, par rapport à la simulation de décollement tournant. Très rapidement, les oscillations de débit et de pression ont pris de l'amplitude, au point de démarrer un cycle de pompage. Les premières phases du cycle, à savoir le départ en pompage, la phase à débit inversé et le rétablissement de l'écoulement, sont très rapides, alors que la phase de recompression est très longue.

Cette quatrième et dernière partie est dédiée à l'analyse du cycle de pompage simulé dans le compresseur et son banc d'essai, travail qui représente entre plusieurs mois de travail et comprend le développement d'outils d'analyse, et l'analyse physique qui s'en suit. Le premier chapitre propose une approche globale du phénomène, qui permet une première comparaison avec les résultats expérimentaux, et dégage un plan d'étude à partir d'un découpage du cycle en 4 phases. Le second chapitre décrit et compare les deux départs en pompage qui ont été simulés, ainsi que les phénomènes précurseurs. Par nature, ce chapitre est assez proche de la partie III de ce mémoire. L'étude de l'écoulement inversé est réalisée dans le chapitre 3, et le chapitre 4 porte sur le rétablissement de l'écoulement dans le bon sens, et l'augmentation rapide de pression et de débit qui s'ensuit. Enfin, le chapitre 5 décrit brièvement la très longue phase de recompression et la conclusion propose un tableau de synthèse des principaux phénomènes rencontrés à chaque phase du cycle.

# Chapitre 18

## Caractéristiques générales du cycle de pompage

Ce chapitre constitue une introduction globale aux résultats de la simulation numérique du pompage qui a été réalisée. Dans un premier temps, les caractéristiques générales du cycle simulé sont présentées et comparées à celles du cycle obtenu lors des essais expérimentaux. Ensuite, le cycle est découpé en phases successives, du premier départ en pompage au second, ce qui constitue la base du plan d'étude pour la suite. Enfin, quelques corrélations proposées dans la littérature sont testées avec les valeurs du cycle obtenu.

### Sommaire

---

<b>18.1</b>	<b>Caractéristiques générales et comparaison aux essais</b>	<b>130</b>
18.1.1	Découpage du cycle en phases à partir des pressions statiques	130
18.1.2	Modélisation de la réponse de la sonde expérimentale	132
<b>18.2</b>	<b>Calcul de corrélations</b>	<b>133</b>
18.2.1	Paramètre B	133
18.2.2	Rapport des pressions totales à débit nul	134
18.2.3	Formules de Tauveron	134

---

### 18.1 Caractéristiques générales et comparaison aux essais

Le cycle de pompage simulé a une durée de 0,614s, soit 118 rotations. La fréquence de pompage correspondante est donc de 1,63Hz, ce qui est proche du cycle de pompage obtenu lors des essais expérimentaux, qui dure 0,68s (132 rotations), et a une fréquence de 1,47Hz. L'erreur relative sur la fréquence est de 11%. Étant donné que c'est le premier cycle de pompage simulé numériquement sur CREATE, il n'y avait pas de savoir-faire numérique spécifique à ce sujet, malgré un important savoir-faire en termes de simulation numérique instationnaire du compresseur CREATE à des points de fonctionnement proche pompage. La simulation numérique se devait d'être la plus fidèle possible à la réalité des essais expérimentaux, mais un certain degré de modélisation, expliqué dans la partie II, était nécessaire. En considérant tous ces facteurs, le résultat obtenu en termes de fréquence de pompage est bon.

#### 18.1.1 Découpage du cycle en phases à partir des pressions statiques

La figure 18.1 propose une comparaison des cycles de pompage obtenus expérimentalement et numériquement, basée sur la pression statique au carter à l'interface R3-S3 (Fig 18.1a et Fig 18.1c) et la température totale dans la RDE (Fig 18.1b et Fig 18.1d). Les instants auxquels se déclenche le pompage sont matérialisés par les lignes pointillées noires ou rouges, à  $t = 12$  rotations pour les essais et  $t = 10$  rotations pour la simulation. Il est à noter que dans l'approche expérimentale, la pression statique relevée est légèrement plus élevée que numériquement.

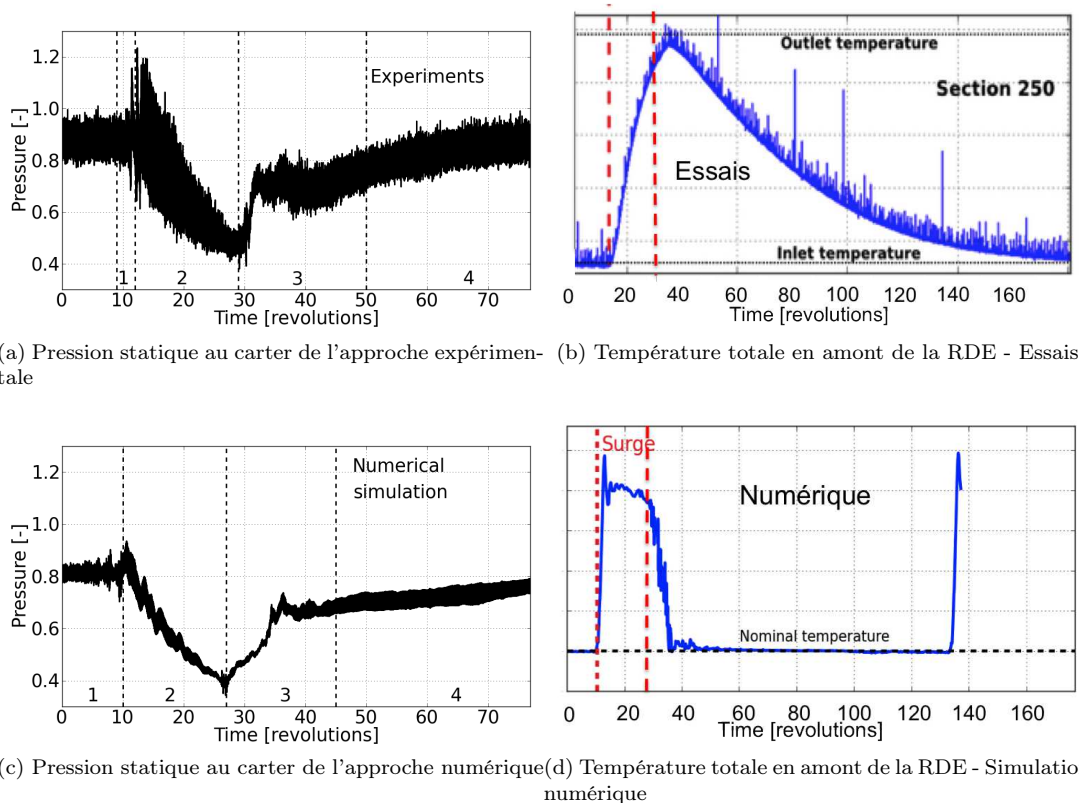


FIGURE 18.1 – Comparaison du cycle numérique au cycle expérimental - Pression statique au carter à l'interface R3-S3 et température totale dans la RDE

Lors des études expérimentales du pompage dans CREATE, le cycle obtenu a également été divisé en 4 phases (Fig 18.1a) :

1. La première commence à l'instant où le gradient de pression créé par les aubes disparaît sur une étendue circonférentielle d'une dizaine d'aubes, avec l'apparition d'une cellule de décollement de type *full span*, qui décharge les aubes. La cellule finit par occuper tout le compresseur et l'écoulement se retourne. Cette phase dure 2 rotations.
2. La seconde dure 16 rotations et correspond aux instants où l'écoulement est retourné.
3. La troisième dure 21 rotations et correspond à la récupération du compresseur. Elle se termine quand le compresseur fonctionne à nouveau de façon stable.
4. La quatrième et dernière correspond aux phases de recompression et de second départ en pompage, elle dure 93 rotations.

De la même façon que pour le cycle expérimental, le cycle de pompage numérique peut être découpé en 4 phases successives (Fig 18.2), plus une cinquième phase correspondant à la première phase d'un nouveau cycle de pompage :

1. Le premier départ en pompage, pendant lequel le compresseur est en situation de pompage modifié. Les oscillations liées à la fréquence de pompage modifié (94Hz) s'amplifient, jusqu'à déclencher le retournement de l'écoulement. Cette phase s'étend de  $t = 0$  à  $t = 10$  rotations.
2. La phase de débit inversé, visible sur la Fig 18.1c, correspond à la dépressurisation rapide des volumes aval à travers le compresseur alors que le débit est inversé (Fig 18.2a). Cette phase dure de  $t = 10$  à  $t = 27$  rotations, soit 17 rotations. À  $t = 27$  rotations, le débit redevient positif, ce qui marque la fin de la phase.
3. Lorsque le débit est à nouveau positif, la pression et le débit dans le compresseur augmentent rapidement. La phase de récupération s'étend de  $t = 17$  rotations à  $t = 45$  rotations, soit 18

rotations. La fin de cette phase correspond au moment où le compresseur recommence à fonctionner de manière stable, et arrive au début de sa caractéristique de fonctionnement.

4. Après la phase de récupération, le compresseur fonctionne à nouveau dans des conditions de débit et de pression convenables ; commence alors la phase de recompression. Le débit atteint rapidement le débit de blocage, et alors que le compresseur fournit à nouveau un taux de compression, la pression statique remonte doucement. Cette phase est la plus longue du cycle de pompage et dure de  $t = 45$  à  $t = 96$  rotations, ce qui représente environ 51 rotations, à comparer aux 118 rotations que dure le cycle total.
5. À l'issue de la phase de recompression, des instabilités tournantes apparaissent de nouveau dans l'écoulement, étant donné que la vanne située à l'aval du banc d'essai n'a pas été modifiée. Ces instabilités s'accroissent jusqu'à entraîner un second départ en pompage à  $t = 128$  rotations. C'est la seconde phase de départ en pompage. La durée totale des phases de recompression et de second départ en pompage dure 83 rotations, à comparer aux 93 rotations constatées expérimentalement.

En conséquence, la comparaison de la durée des différentes phases du cycle entre les deux approches est bonne, puisque la phase à débit inversé dure 16 rotations pour les essais et 17 rotations pour l'approche numérique, ce qui est équivalent, et que la phase de récupération dure seulement 3 rotations de moins dans le cas numérique, soit une différence relative de 14%. La durée totale d'un cycle de pompage diffère de 10,6% entre les deux approches. Les différentes phases du cycle font l'objet des chapitres suivants ; qui étudient les deux départs en pompage simultanément puis les 3 autres phases successivement.

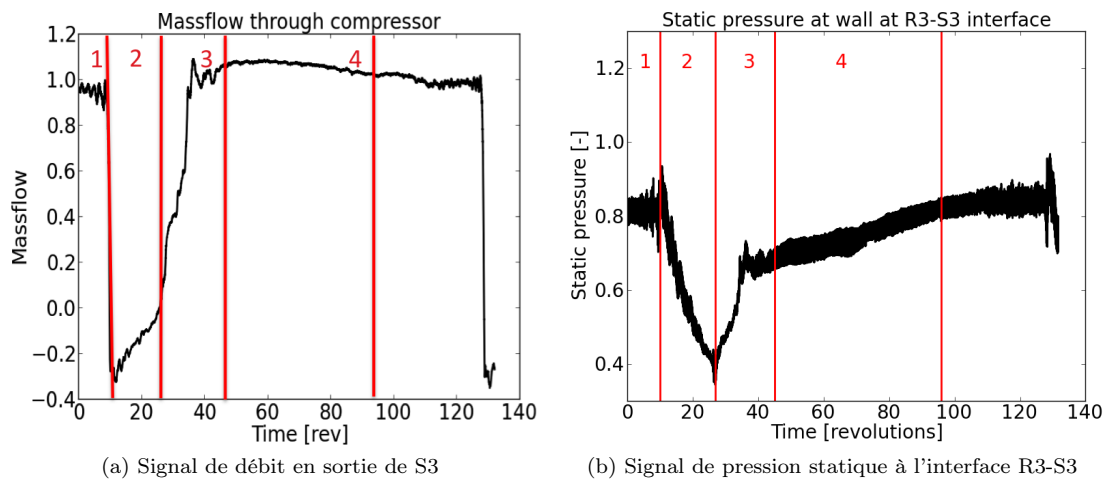


FIGURE 18.2 – Découpage du cycle de pompage en 4 phases - Résultats numériques

### 18.1.2 Modélisation de la réponse de la sonde expérimentale

La température totale est relevée en entrée de RDE lors des essais ; la courbe correspondante pendant le pompage est proposée Fig 18.1b. La courbe équivalente pour la simulation numérique est présentée Fig 18.1d. Les divergences entre les deux courbes ont incité à modéliser le capteur expérimental. Sa courbe de réponse pendant le pompage est constituée de deux branches d'exponentielles, pouvant correspondre aux réponses successives à deux échelons de température. Le premier échelon se produit au moment du retournement de l'écoulement, quand l'écoulement s'échauffe beaucoup et rapidement d'après la simulation numérique. Le second échelon se produit quand l'écoulement refroidit rapidement après sa ré-inversion. Afin de vérifier l'hypothèse, le comportement de la sonde est modélisé supposant que c'est un corps à température uniforme (voir chapitre 20 partie 20.4.2.1), qui répond donc à la loi suivante :

$$T(t) = T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) \exp(-At) \quad (18.1)$$

où  $A$  est une constante à déterminer avec la courbe de température proposée par Courtiade [99]. Grâce à cette loi, il est possible de calculer la réponse en température statique de la sonde, pour un créneau

de température donné. L'amplitude et la durée du créneau sont choisis en fonction des résultats numériques ; l'amplitude correspond à la moyenne de température entre les deux instants extrêmes choisis pour le créneau. Enfin, il faut retenir que l'on calcule ici la réponse en température statique de la sonde, en ne modélisant que la conduction. Dans la réalité, il y a un écoulement autour de la sonde, des effets convectifs et du rayonnement thermique.

La figure 18.3a synthétise la modélisation réalisée et la Fig 18.3c propose un zoom sur la température statique modélisée, afin de comparer avec les résultats expérimentaux présentés Fig 18.3b. Deux branches d'exponentielles sont tracées, correspondant chacune à la réponse aux changements rapides de température liés au retournement puis au rétablissement de l'écoulement. La température maximale atteinte grâce à ce modèle est un peu supérieure à la température de sortie, qui est la température atteinte par la sonde lors des essais. De plus, à  $t = 1s$ , la température statique modélisée est un peu supérieure à la température totale des essais, ce qui confirme que ce modèle simple est adapté pour décrire le comportement de la sonde de température totale expérimentale. Le fait de pouvoir reproduire son comportement à partir des données numériques montre la cohérence entre la physique prédite par la CFD et la physique capturée par la sonde. En conclusion, le comportement en termes de température prédit par la CFD est bon, mais les études complémentaires effectuées par le LMFA sur la sonde thermique et les données CFD concluent à une sur-évaluation de la température maximale d'environ 30%.

## 18.2 Calcul de corrélations

### 18.2.1 Paramètre B

Le paramètre B de Greitzer est donné par la formule :

$$B = \frac{U}{2\omega_h L} \quad (18.2)$$

où  $U$  est la vitesse de rotation de l'arbre en  $m.s^{-1}$ ,  $\omega_h$  est la pulsation de Helmholtz du système et  $L$  la longueur du système de compression. Pour calculer  $U$ , on choisit de prendre le rayon auquel est situé le carter. Ainsi,  $U = 1207,8rad.s^{-1} \times 0,2591 = 312,95m.s^{-1}$ .

La simulation de la configuration avec AVSP a permis de calculer la fréquence de Helmholtz du banc d'essai ; elle vaut  $f_h = 40,2Hz$ . La pulsation de Helmholtz vaut donc  $\omega_h = 2\pi f_h = 252,58rad.s^{-1}$ . En prenant  $L = 0,5437$  on obtient  $B = 1,1394$ . Pour mémoire, les études menées par Greitzer l'ont conduit à tester son modèle analytique pour plusieurs valeurs de B, variant entre 0 et 5. Pour  $B=0,7$ , le point de fonctionnement du compresseur oscille et ne se stabilise plus en un point de fonctionnement donné. Pour  $B=1,58$ , le débit oscille fortement, et pour  $B=5,0$ , du pompage profond apparaît. CREATE est un compresseur qui peut entrer en pompage profond, la valeur élevée de B est cohérente.

À titre informatif, l'évaluation du facteur B en ne prenant en compte que les volumes aval se fait de la façon suivante :

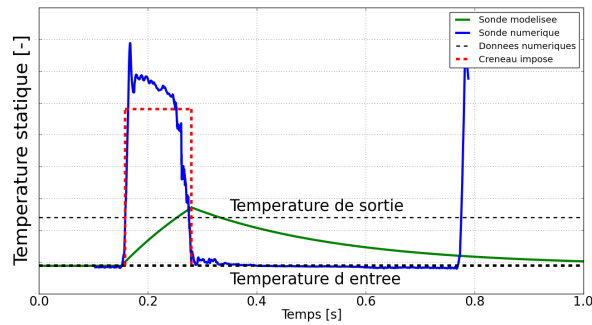
$$B = \frac{U}{2c} \sqrt{\frac{\mathcal{V}}{SL}} \quad (18.3)$$

L : Longueur du système de compression

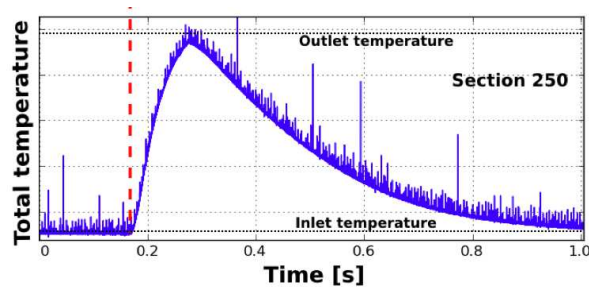
$\mathcal{V}$  : Volume du plenum en aval

S : section du compresseur

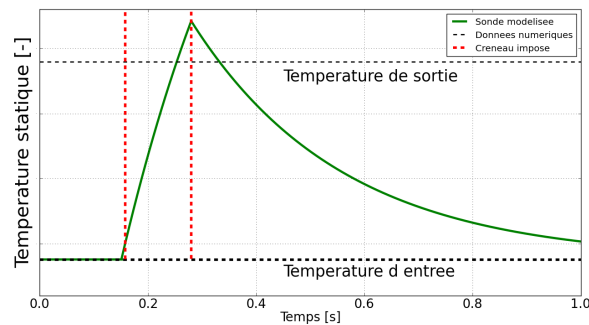
Pour évaluer le paramètre B avec cette formule, il a fallu calculer le volume du banc aval, la section du compresseur  $S = 0,210m^2$  et la valeur moyenne de la vitesse du son. Le paramètre B calculé ainsi vaut  $B = 0,87$ , soit une valeur plus faible que celle trouvée avant, mais toujours élevée par rapport aux valeurs testées par Greitzer. La fréquence de Helmholtz calculée de cette façon vaut 28,6Hz, soit 12Hz de moins que la valeur prévue par AVSP. L'origine de cette différence n'est pas identifiée.



(a) Hypothèses de la modélisation de la réponse de la sonde expérimentale



(b) Température totale en amont de la RDE - Essais



(c) Modélisation de la réponse de la sonde expérimentale

FIGURE 18.3 – Modélisation du comportement de la sonde de température totale expérimentale et comparaison du comportement avec la sonde réelle

### 18.2.2 Rapport des pressions totales à débit nul

Day [145] prévoit que le rapport des pressions totales adimensionnées à débit nul vaut 0,22 fois le nombre d'étages. Les résultats de la simulation numérique montrent que ce rapport vaut 0,697 pour le premier cycle, et 0,654 pour le second. La formule de Day donne un bon résultat.

### 18.2.3 Formules de Tauveron

Tauveron propose une formule pour calculer la période du phénomène de pompage profond  $T$ , ainsi que des formules permettant d'évaluer les périodes  $T^+$  et  $T^-$  qui évaluent la durée des phases à débit positif et négatif (voir partie I chapitre 19), et leur rapport  $T^+/T^-$ .

Afin de calculer la période de pompage, Tauveron a proposé la formule suivante, basée sur les paramètres géométriques du compresseur, quelques grandeurs physiques de l'écoulement et le paramètre de Greitzer :

$$T = \frac{4LB^2\gamma}{V_{x_{moyen}}} \left( \left( \frac{\Delta P}{\frac{1}{2}\rho U^2} \right)_{max} - \left( \frac{\Delta P}{\frac{1}{2}\rho U^2} \right)_{min} \right) \quad (18.4)$$

L : Longueur du système de compression

B : paramètre de Greitzer

$\gamma$  : Rapport des chaleurs spécifiques

$V_{x_{moyen}}$  : Vitesse axiale moyenne

$\Delta P_{max} = P_{p,max} - P_0$  : Pression statique maximale dans le réservoir - pression atmosphérique

$\Delta P_{min} = P_{p,min} - P_0$  : Pression statique minimale dans le réservoir - pression atmosphérique

La loi des gaz parfaits permet de remplacer  $\rho$  par  $P_0/rT$  et ainsi de faire apparaître des rapports de pression statique.

$$T = \frac{4LB^2\gamma}{V_{x_{moyen}}} \frac{c^2}{\frac{1}{2}\gamma U^2} \left( \frac{P_{p,max} - P_{p,min}}{P_0} \right) \quad (18.5)$$

$$T = T^+ + T^- = \frac{V_p}{SU} \frac{P_{p,max} - P_{p,min}}{P_0} \left( \frac{1}{\left[ \frac{V_x}{U} \right]_{moyen,+}} + \frac{1}{\left[ \frac{V_x}{U} \right]_{moyen,-}} \right) \quad (18.6)$$

avec :

S : Section du compresseur

U : Vitesse d'entraînement ( $m.s^{-1}$ )

$P_{p,max}$  : Pression maximale atteinte dans le réservoir

$P_{p,min}$  : Pression minimale atteinte dans le réservoir

$\left[ \frac{V_x}{U} \right]$  : Coefficient de vitesse débitante

Tauveron suppose que :

$$V = \frac{V_x}{U} U = \left[ \frac{V_x}{U} \right]_{moyen} U \quad (18.7)$$

et précise ensuite qu'il convient de calculer une vitesse débitante moyenne pour la phase positive, et une autre pour la phase négative du cycle. En considérant que la vitesse d'entraînement U est constante car liée à la rotation du rotor, on suppose de plus que :

$$\left[ \frac{V_x}{U} \right]_{moyen,+} = \frac{[V_x]_{moyen,+}}{U} \quad (18.8a)$$

$$\left[ \frac{V_x}{U} \right]_{moyen,-} = \frac{[V_x]_{moyen,-}}{U} \quad (18.8b)$$

$$(18.8c)$$

Par conséquent, l'équation 18.2.3 se réécrit de la façon suivante :

$$T = T^+ + T^- = \frac{V_p}{S} \frac{P_{p,max} - P_{p,min}}{P_0} \left( \frac{1}{[V_x]_{moyen,+}} + \frac{1}{[V_x]_{moyen,-}} \right) \quad (18.9)$$

L'utilisation des données extraites du cycle de pompage pour le calcul de la période de pompage à partir de la formule de l'éq 18.2.3 donne une période estimée à 0,708s, ce qui est très proche, étant données les hypothèses, de la période de pompage obtenue numériquement, qui vaut 0,614s. Pour rappel, la période expérimentale vaut 0,68s.



## **Conclusion**

Cette première approche générale du pompage a permis de mettre en évidence plusieurs points importants. Tout d'abord, d'un point de vue macroscopique, le cycle de pompage simulé numériquement se compare bien au cycle de pompage obtenu expérimentalement, tant sur la durée totale que sur les différentes phases d'évolution de la pression statique pendant le cycle. En revanche, l'évolution de la température totale en entrée de la RDE n'est pas cohérente avec celle observée pendant les essais ; cela provient du fait que la sonde expérimentale n'est pas adaptée pour relever la température totale pendant un cycle de pompage, les variations de températures étant trop importantes et trop rapides par rapport à ses caractéristiques physiques. L'application des valeurs numériques trouvées à deux corrélations simples trouvées dans la littérature permet de vérifier que les deux formules testées donnent de bons résultats. Le cycle a été divisé en 4 phases distinctes, de départ en pompage, débit inversé, récupération et repressurisation. Ce découpage sert de fil conducteur dans les chapitres suivants.

# Chapitre 19

## Phases de départs en pompage

Afin d'obtenir un cycle de pompage entier, 132 rotations du compresseur ont été simulées alors que le cycle dure 118 rotations. Afin de bien boucler le cycle, la simulation numérique a été arrêtée juste après que le débit soit devenu négatif pour la seconde fois, ce qui permet d'avoir des données sur deux départs en pompage successifs. Le premier départ est lié à la fermeture de la vanne en sortie du banc aval, ce qui crée une augmentation de pression statique qui remonte jusqu'à la sortie du compresseur et entraîne le retournement de l'écoulement. Le second départ, quant à lui, se produit naturellement, dans la foulée du premier cycle.

Ce premier chapitre propose une description et une analyse des phénomènes précurseurs au retournement de l'écoulement, ainsi qu'une étude du mécanisme de retournement de l'écoulement simulé. Cette analyse repose à la fois sur l'étude de l'écoulement, de signaux spatio-temporels de pression statique et sur l'étude spectrale de l'écoulement. Une partie se consacre aux basses fréquences, comme lors de l'étude du décollement tournant (partie III). Enfin, un bilan de l'effet déstabilisant du banc sur l'écoulement est proposé en comparant deux départs en pompage, l'un dans le compresseur sur le banc, et l'autre dans le compresseur isolé.

### Sommaire

---

<b>19.1 Phénomène de retournement de l'écoulement</b>	<b>138</b>
19.1.1 Phénomène d'inversion	138
19.1.1.1 Inversion du premier départ	138
19.1.1.2 Inversion du second départ	139
19.1.1.3 Évolution des cellules de décollement de l'étage 3	141
19.1.2 Effet sur les aubages	144
<b>19.2 Écoulement dans le compresseur avant l'inversion</b>	<b>147</b>
19.2.1 Étude des signaux temporels de pression statique	147
19.2.1.1 Pression statique moyenne	147
19.2.1.2 Diagrammes $\theta - temps$ et $R - temps$	147
19.2.2 Écoulement dans le compresseur	150
19.2.2.1 Premier départ	151
19.2.2.2 Second départ	153
19.2.3 Discussion	153
<b>19.3 Analyse spectrale du premier départ en pompage</b>	<b>155</b>
19.3.1 Analyse spectrale de l'interface R1-S1	155
19.3.1.1 Évolution temporelle	155
19.3.1.2 Modes spatio-temporels	156
19.3.2 Analyse spectrale de l'interface R2-S2	157
19.3.2.1 Évolution temporelle	157
19.3.2.2 Modes spatio-temporels	158
19.3.3 Analyse spectrale de l'interface R3-S3	158
19.3.3.1 Évolution temporelle	158

19.3.3.2	Modes spatio-temporels . . . . .	159
19.3.4	synthèse . . . . .	159
<b>19.4</b>	<b>Analyse spectrale du second départ en pompage . . . . .</b>	<b>159</b>
19.4.1	Analyse spectrale de l'interface R1-S1 . . . . .	160
19.4.1.1	Évolution temporelle . . . . .	160
19.4.1.2	Modes spatio-temporels . . . . .	160
19.4.2	Analyse spectrale de l'interface R2-S2 . . . . .	162
19.4.2.1	Évolution temporelle . . . . .	162
19.4.2.2	Modes spatio-temporels . . . . .	162
19.4.3	Analyse spectrale de l'interface R3-S3 . . . . .	163
19.4.3.1	Évolution temporelle . . . . .	163
19.4.3.2	Modes spatio-temporels . . . . .	164
19.4.4	synthèse . . . . .	164
<b>19.5</b>	<b>Résultats expérimentaux . . . . .</b>	<b>166</b>
19.5.1	Mécanisme d'inversion . . . . .	166
19.5.2	Comparaison expérimental - numérique . . . . .	166
<b>19.6</b>	<b>Étude des basses fréquences . . . . .</b>	<b>166</b>
19.6.1	Structure de ces ondes . . . . .	167
19.6.1.1	Structure axiale . . . . .	167
19.6.1.2	Structure circonférentielle . . . . .	168
19.6.1.3	Structure radiale . . . . .	170
19.6.2	Évolution temporelle . . . . .	170
<b>19.7</b>	<b>Impact des phénomènes précurseurs aux inversions sur les aubages . . . .</b>	<b>173</b>
<b>19.8</b>	<b>Déstabilisation liée au banc . . . . .</b>	<b>174</b>

---

## 19.1 Phénomène de retournement de l'écoulement

Le phénomène de retournement est présenté avant les phénomènes précurseurs (présentés notamment dans la section 19.2) pour avoir un meilleur aperçu des phénomènes à rechercher lors des instants qui précèdent. À la fin de la phase de départ en pompage, l'écoulement est entièrement inversé, c'est à dire que la vitesse axiale est négative dans tout le compresseur. La façon dont l'écoulement se retourne est analysée dans cette partie, afin de répondre aux questions suivantes :

- Quel étage s'inverse en premier ? Quels étages s'inversent ensuite, à quelle vitesse ?
- Quel sont les phénomènes liés à l'inversion d'un étage ?
- Les deux départs en pompage se font-ils de la même façon ?
- Quel impact a le phénomène d'inversion sur les aubages de CREATE ?

### 19.1.1 Phénomène d'inversion

#### 19.1.1.1 Inversion du premier départ

Les figure 19.1 montre la vitesse axiale de l'écoulement à 50% de hauteur de veine du compresseur. L'entrée du compresseur se trouve à gauche, la première roue visible est la RDE. S'ensuivent les 3 étages de compression. Pour respecter l'ordre chronologique, les images se lisent de gauche à droite puis de haut en bas. Les 4 instants choisis pour l'étude sont les instants  $t = 0,4987s$ ,  $t = 0,5096s$ ,  $t = 0,5150s$  et  $t = 0,5313$ , et sont appelés dans la suite instants 1 à 4. L'échelle de couleur est centrée en 0, et un iso-contour de  $V_x = 0$  est représenté par la ligne noire.

1. À l'instant 1 (Fig 19.1a), la vitesse axiale est positive ou nulle presque partout dans le compresseur. Cependant dans le rotor R3, les cellules de décollement tournant sont responsables des poches de vitesse axiale négative, qui créent du blocage pour l'écoulement issu des deux premiers étages. En conséquence, de grandes zones de fluide décollé sont apparues sur la plupart des aubes de l'étage 1 (R1 et S1), et de plus petites sont présentes dans l'étage 2 (R2 et S2). Les zones de vitesse axiale négative attachées à l'extrados des aubes caractérisent ces zones décollées.

2. Peu de temps après à l'instant 2 (Fig 19.1b), les cellules dans le rotor R3 se sont étendues circonférentiellement, induisant un blocage plus fort de l'écoulement issu de l'amont. Ceci a deux conséquences : en aval du rotor R3, c'est à dire dans le stator S3, l'écoulement a une vitesse axiale faible, négative ou positive selon les endroits.. En amont du rotor R3, l'écoulement ne peut plus traverser la roue aubée et se retourne. Étant donné la répartition des vitesses axiales, le premier étage a commencé à se retourner avant le second et est en train de s'établir. Les passages inter-aubes retournés sont vus comme des passages libres par l'écoulement dans le rotor R2, qui se retourne. Les stators S2 et S3 ne sont pas encore vraiment concernés par le retournement.
3. À l'instant 3 (Fig 19.1c), l'écoulement inversé est bien établi dans les deux premiers étages, ce qui a créé des passages libres pour l'écoulement du rotor R3, et donc du stator S3 qui s'inverse à son tour. L'établissement de l'écoulement inversé est donc en cours dans l'étage 3.
4. Finalement, à l'instant 4 (Fig 19.1d), l'écoulement dans tous les étages est inversé et établi.

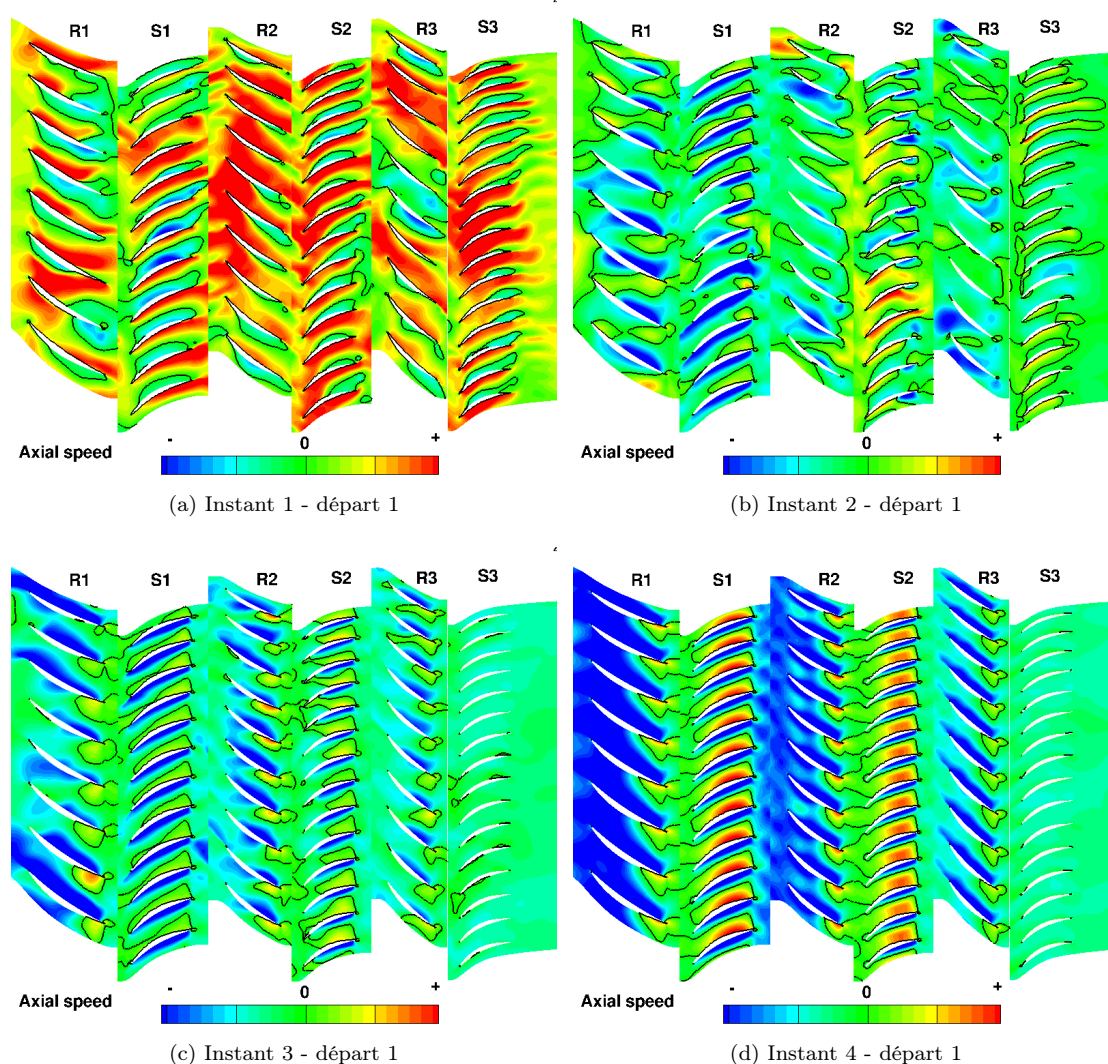


FIGURE 19.1 – Évolution de la vitesse axiale à 50% de hauteur de veine pendant le premier retournement de l'écoulement

#### 19.1.1.2 Inversion du second départ

La figure 19.2 montre l'évolution de la vitesse axiale à 4 instants successifs pendant le second retournement de l'écoulement. Les intervalles entre les instants choisis sont les mêmes que lors du premier

départ, et l'observation de ces images permet de conclure que les deux inversions de l'écoulement simulées se produisent selon la même chronologie et à la même vitesse.

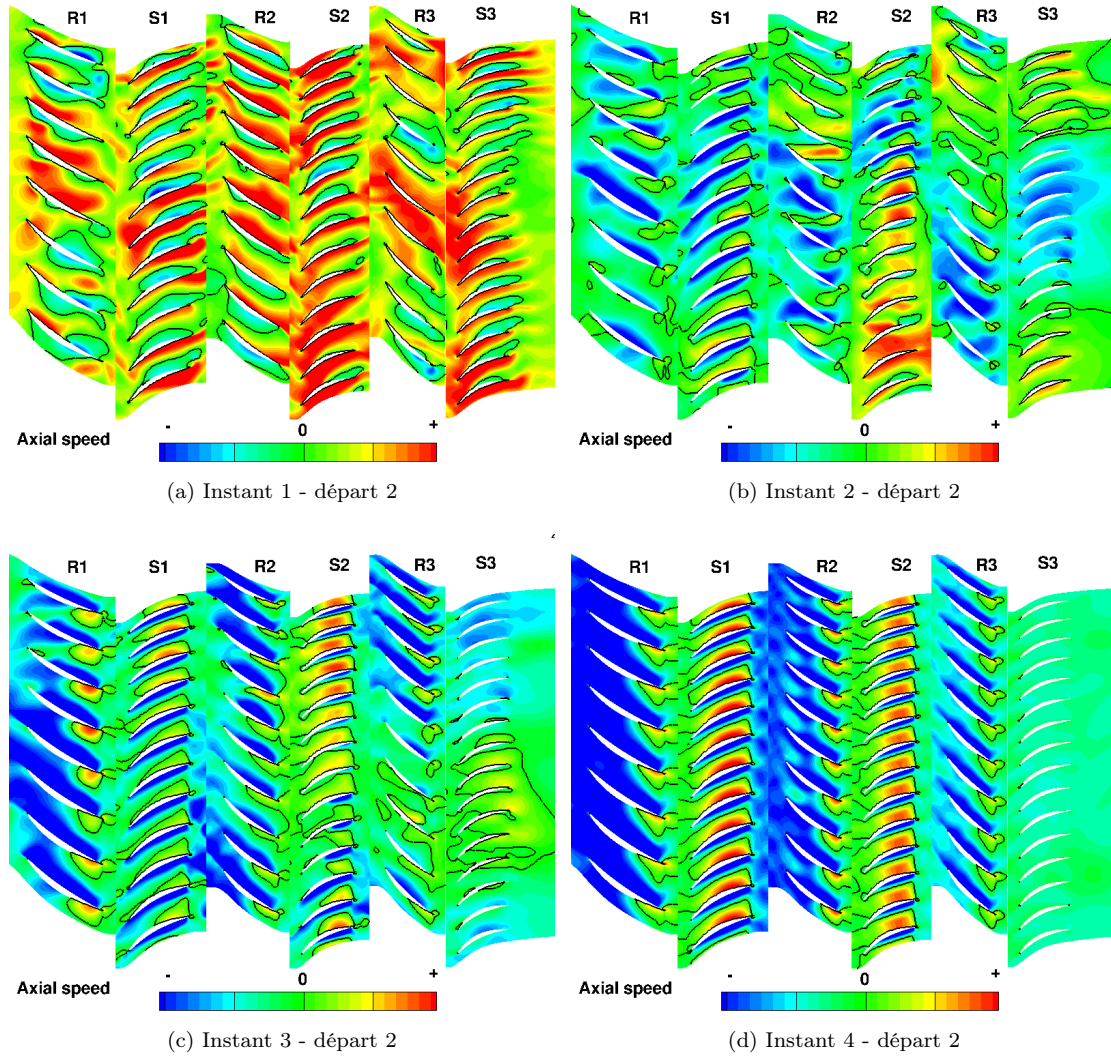


FIGURE 19.2 – Évolution de la vitesse axiale à 50% de hauteur de veine lpendant le second retournement de l'écoulement

## 19.1.1.3 Évolution des cellules de décollement de l'étage 3

Juste avant l'inversion de l'écoulement, les cellules de décollement tournant évoluent en nombre et en taille, ce qui entraîne le retournement de l'écoulement. La figure 19.3 montre le mécanisme de retournement de l'écoulement dans l'interface 3, en montrant l'évolution spatio-temporelle de la vitesse axiale (Fig 19.3a) et de la pression statique (Fig 19.3d) à mi-hauteur de veine. Dans les six figures, les lignes noires correspondent à l'iso-contour  $V_x = 0$ . Une coupe axiale de pression statique au niveau de cette même interface permet de voir évoluer les cellules de décollement tournant (Fig 19.3b, 19.3c, 19.3e et 19.3f) pour 4 instants successifs, repérés sur les diagrammes  $\theta - temps$  par les 4 lignes noires en pointillés. L'écoulement se retourne selon le scénario suivant :

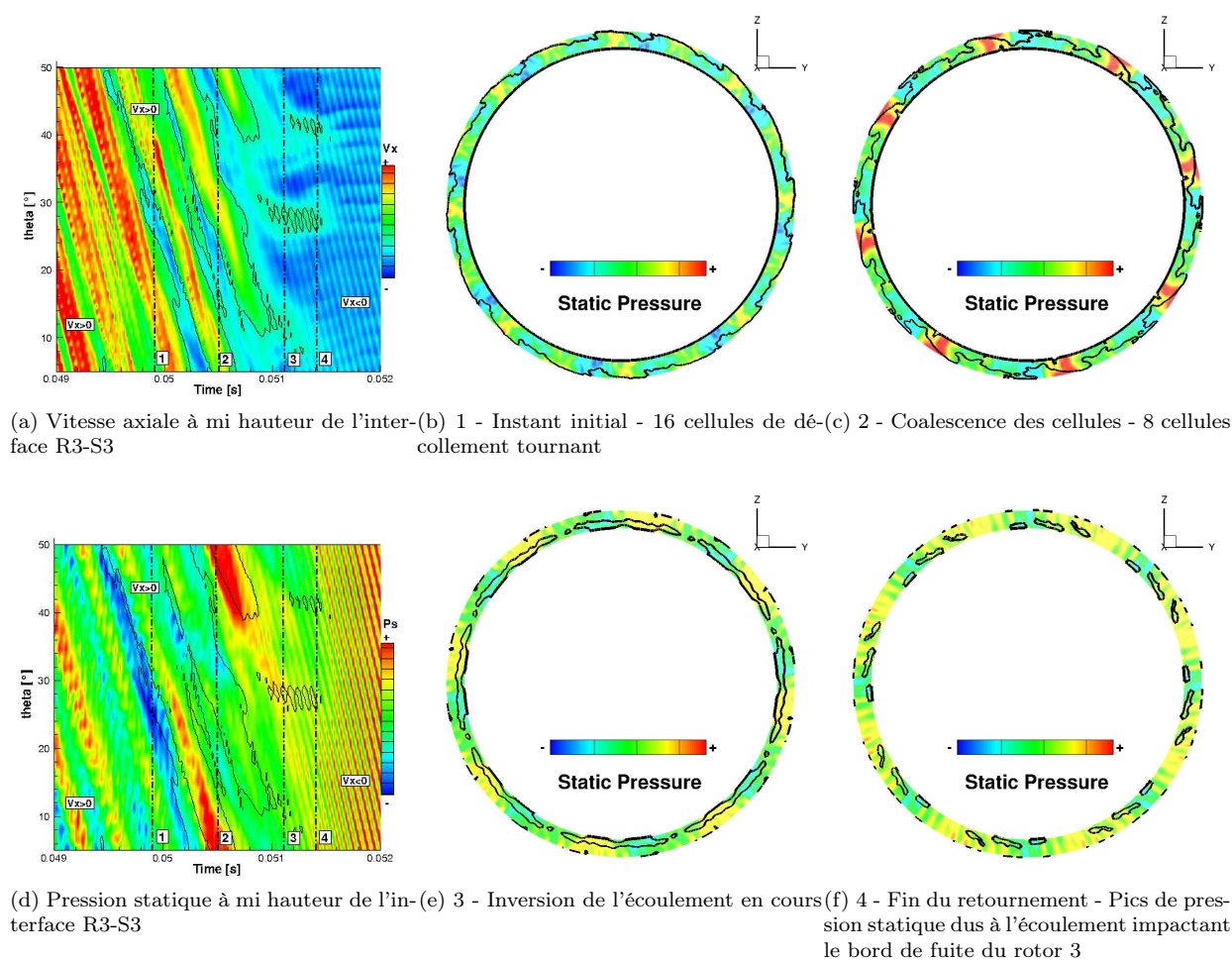
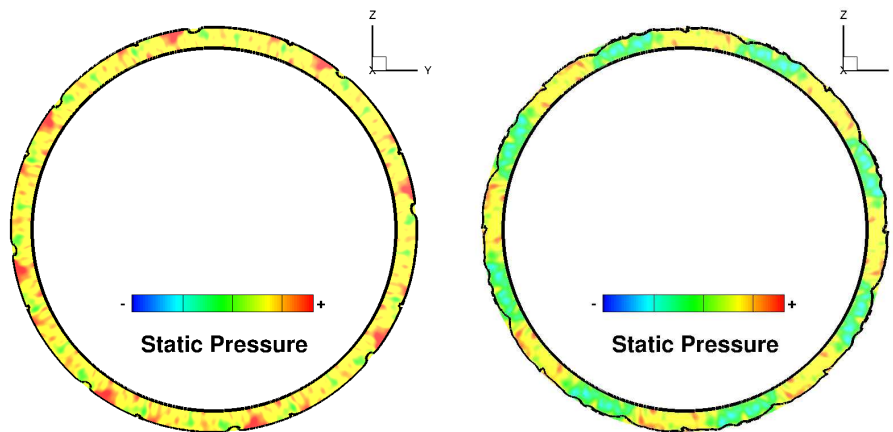


FIGURE 19.3 – Évolution de l'écoulement dans l'interface R3-S3 pendant l'inversion de l'écoulement - Départ 1

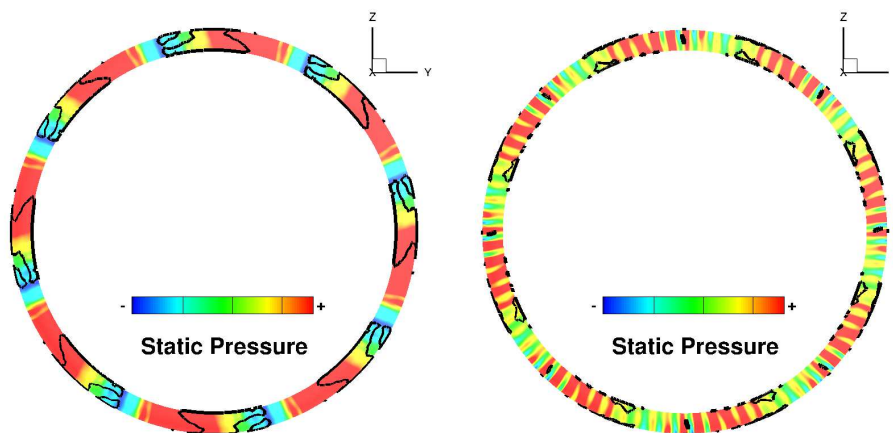
1. Au départ, 16 cellules PS tournant autour du compresseur (Fig 19.3b). Elles correspondent aux petites zones de haute pression statique à proximité du carter. La section de passage libre pour l'écoulement est réduite en conséquence, si bien que l'écoulement accélère pour passer entre les cellules, ce qui y fait baisser la pression ;
2. Les cellules fusionnent deux à deux pour ne former plus que 8 cellules FS, qui occupent le compresseur sur toute la hauteur de veine (Fig 19.3c). Elles tournent dans le sens horaire autour du compresseur. L'avant et l'arrière des cellules sont des zones de vitesse axiale élevée, négative au carter et positive au moyeu. Entre ces deux zones, la pression et la vitesse axiale positive sont faibles et presque uniforme du moyeu au carter. Cette zone induit du blocage car peu de débit peut y passer, ce qui explique les vitesses axiales élevées que l'on trouve dans les cellules.

3. Les cellules se sont étendues et d'après l'iso-contour  $V_x = 0$ , le retournement est toujours en cours, en particulier au moyeu, dans et à l'arrière des cellules (Fig 19.3e). Dans ces zones, il reste des zones de vitesse axiale élevée et positive. Entre les cellules, une petite zone de faibles pression et vitesse axiale induit encore un peu de blocage ;
4. L'écoulement est presque totalement inversé et en voie d'être établi (Fig 19.3f). Il arrive sur le bord de fuite du rotor R3 avec un angle d'incidence très élevé, et donc non-adapté, ce qui entraîne la création d'importants points d'arrêt, responsables des pics de sur-pression visibles sur la Fig 19.3f.

La figure 19.4 montre l'évolution du champ de pression statique à l'interface R3-S3 pendant le second retournement de l'écoulement, au début du second cycle. Au départ, le décollement tournant comporte 24 cellules PS, qui rapidement fusionnent trois par trois pour ne former plus que 8 grosses cellules FS. Le blocage induit par la présence de ces importantes zones de haute pression déclenche le retournement de l'écoulement, dont l'amorçage est montré sur la Fig 19.4d. La figure 19.4d montre l'aspect du champ de pression statique à la fin du retournement de l'écoulement.



(a) 1 - Instant initial - 24 cellules de décollement (b) 2 - Coalescence des cellules - 8 cellules - départ 2



(c) 3 - Inversion de l'écoulement en cours - départ 2 (d) 4 - Fin du retournement - Pics de pression statique dus à l'écoulement qui impacte le bord de fuite du rotor 3

FIGURE 19.4 – Évolution des cellules de décollement tournant vues depuis l'interface R3-S3 - Départ 2

## Conclusion

L'observation de l'écoulement montre que l'étage 1 s'inverse en premier, suivi de l'étage 2 puis de l'étage 3. Il est à noter cependant que l'étage 3 décroche en premier, dans la mesure où c'est le premier étage à subir des décollements massifs sur ses aubages. L'inversion de l'écoulement sur une aube est suivie par la mise en place de l'écoulement inversé, qui se fait du côté intrados de l'aube, à l'exception de la RDE. Le stator S3 ne décolle pas du tout et l'écoulement dans cette zone a une vitesse axiale très faible ou nulle qui, dans les instants qui suivent, devient faiblement négative. Les décollements sont plus intenses dans l'étage 1 que dans l'étage 2, ce qui s'explique par la désadaptation de l'écoulement qui augmente au fur et à mesure qu'il remonte les étages. Au dernier instant considéré, toutes les aubes du compresseur ont un écoulement inversé et les stators S1 et S2 connaissent, en plus, un décollement sur l'extrados lié au très grand angle d'incidence de l'écoulement incident. Enfin, les deux inversions de l'écoulement simulées se produisent de la même façon, et les 16 ou 24 cellules fusionnent pour réduire leur nombre à 8 juste avant l'inversion, 8 étant le nombre minimal de cellules pouvant exister dans l'écoulement à cause de la périodicité forcée.



### 19.1.2 Effet sur les aubages

Entre le premier instant étudié, où aucun étage ne s'est inversé, et le dernier instant, où tous les étages subissent un écoulement inversé, il s'écoule environ 3,2ms, soit moins que le temps d'une rotation du compresseur (environ 5,2ms). Le décollement de l'écoulement sur le profil et l'inversion qui s'en suit sont donc très rapides à l'échelle de temps du compresseur. L'inversion brutale du débit lors de l'entrée en pompage, suivie de la phase de chute de pression rapide, constituent la première source de sollicitation structurelle des aubages liée au pompage. Cette phase est appelée *hammershock* (coup de bélier) par Mazzawy [102]. Pour évaluer les effets mécaniques de cette phase du pompage, il aurait par exemple été possible d'utiliser les coefficients de pression  $C_p$  sur les aubes comme donnée d'entrée pour un code de calcul de structure par éléments finis, afin d'observer les déplacements et déformations. Ce type d'approche a été utilisé avec succès par Schoenenborn [36]. Elle n'a pas été mise en oeuvre dans le cadre de ce travail, cependant, l'observation des coefficients de pression permet d'appréhender les sollicitations possibles subies par les aubages.

Le premier étage du compresseur s'inverse en premier ; on peut supposer que pour cette raison, et parce que les aubes sont plus grandes dans cet étage, ce sont le rotor R1 et le stator S1 qui sont les plus exposés aux phénomènes aéro-mécaniques de la phase de retournement de l'écoulement. En raison de sa vitesse de rotation, qui ajoute des forces centrifuges sur l'aube, le rotor R1 est potentiellement plus sensible à l'inversion de l'écoulement que le stator S1. Dans la suite, on étudie les effets potentiels de l'écoulement sur les aubages en se penchant sur le rotor R1, le stator S1 et sur la RDE. La figure 19.5 montre l'évolution des coefficients de pression calculés sur la peau de l'aube du rotor R1 pendant le retournement de l'écoulement. La ligne noire labellisée "LE" correspond au bord d'attaque de l'aube (*Leading Edge*). Sur la Fig 19.6, qui montre le  $C_p$  à 50% de la peau de l'aube du rotor R1, le bord d'attaque de l'aube est à gauche et le bord de fuite à droite.

À l'instant 1 (Fig 19.5a), l'intrados (*Pressure side* sur les figures) est en surpression par rapport à l'extrados (*Suction side*), ce qui est aussi le cas en écoulement sain autour d'un profil. Dès l'instant 2 (Fig 19.5b), une zone de fort  $C_p$  apparaît au bord de fuite de l'intrados, et demeure ensuite dans l'écoulement inversé. Ce phénomène est visible sur la Fig 19.6b par la bosse de  $C_p$  qui apparaît au bord de fuite (à droite) sur l'intrados. Pendant les deux instants qui suivent, le coefficient de pression s'uniformise sur le reste de l'aube, ne laissant que la zone de l'intrados à proximité du bord de fuite et une petite zone en pied de pale en surpression.

L'évolution de la répartition de  $C_p$  montre que ce coefficient a augmenté brutalement en sortie d'aube sur l'intrados pendant le retournement de l'écoulement. Le "coup de bélier" (*hammershock*) s'exerce donc *a priori* sur cette partie là de l'aube.

### Conclusion

Le phénomène de retournement de l'écoulement est extrêmement rapide, se propageant de l'étage 1 à l'étage 3 en moins d'une rotation. Le phénomène résulte en un coefficient de pression  $C_p$  très élevé qui apparaît au bord de fuite de l'aubage en un temps très court, suggérant une forte sollicitation de l'aube à ce moment là. Le phénomène décrit ici constitue une bonne illustration du phénomène de *hammershock* décrit par Mazzawy [102]. Une itération aéro-mécanique serait probablement riche d'enseignement.

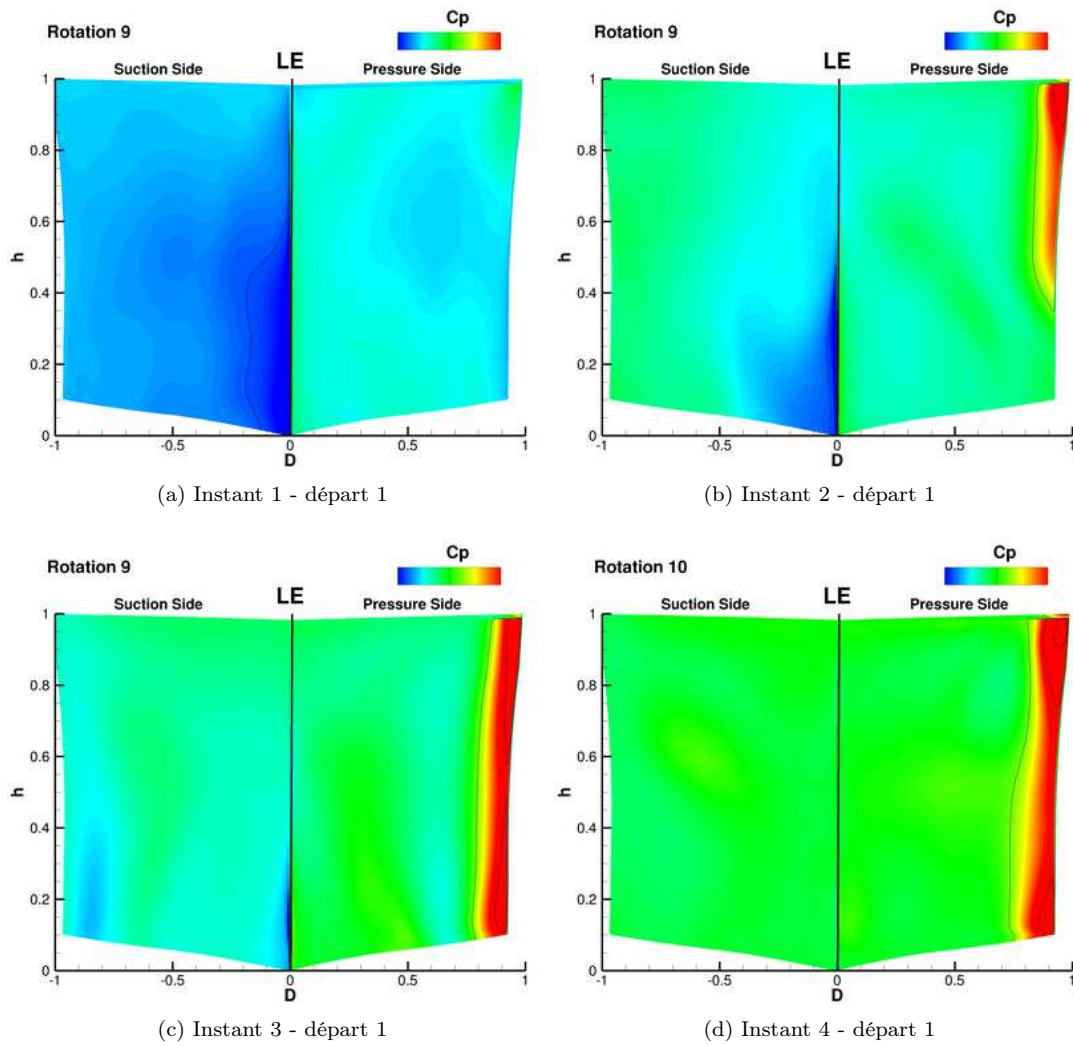


FIGURE 19.5 – Évolution du  $C_p$  sur R1 pendant le retournement de l'écoulement

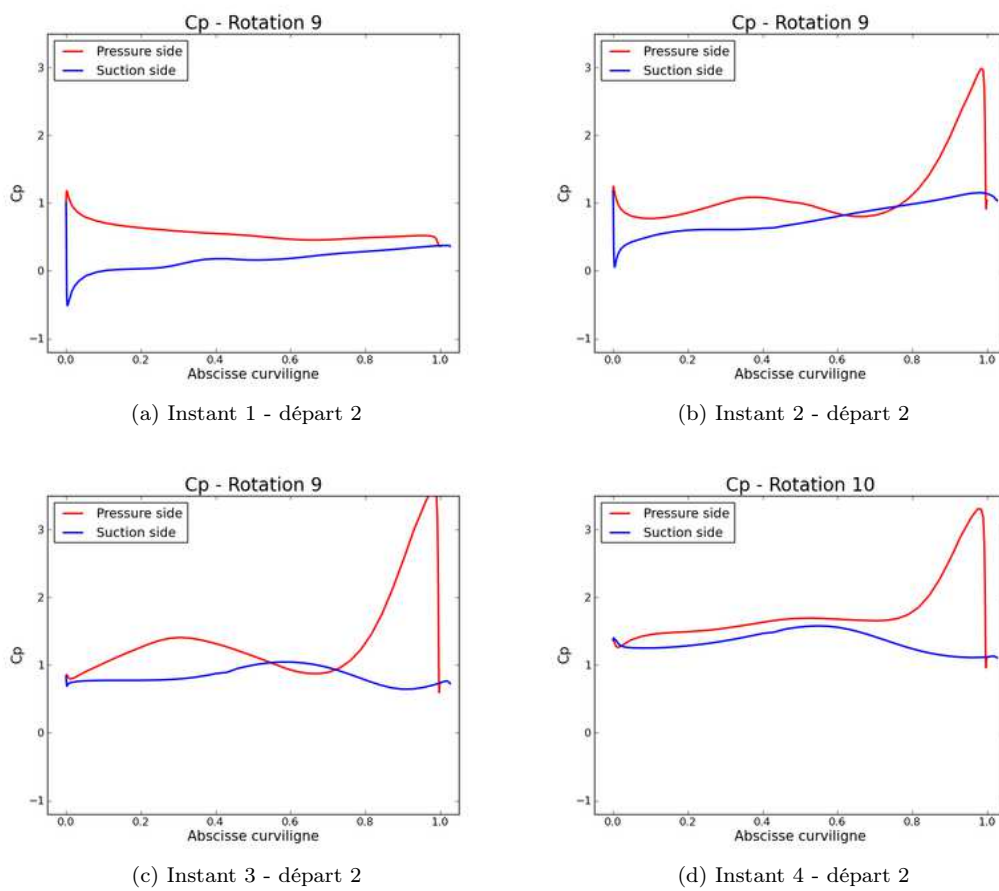


FIGURE 19.6 – Évolution du  $C_p$  à 50% de hauteur de R1 pendant le retournement de l'écoulement

## 19.2 Écoulement dans le compresseur avant l'inversion

Des phénomènes nombreux et complexes se produisent dans tous les étages du compresseur juste avant le retournement de l'écoulement. L'observation de signaux temporels de pression statique et de champs instantanés permet d'avoir un premier aperçu qualitatif des structures physiques qui se mettent en place juste avant le retournement de l'écoulement. De plus, l'observation de l'écoulement lors du phénomène d'inversion réalisée au préalable permet de savoir quelles structures seront à rechercher lors de l'analyse spectrale (paragraphe 19.3).

### 19.2.1 Étude des signaux temporels de pression statique

#### 19.2.1.1 Pression statique moyenne

La figure 19.7 montre l'évolution temporelle de la moyenne circonférentielle de la pression statique, aux trois interfaces rotor-stator du compresseur, juste avant chacune des deux inversions de l'écoulement. Les signaux de pression correspondant au premier départ en pompage montrent un phénomène d'amplification des fluctuations de pression à mesure que l'on s'approche de l'inversion de l'écoulement dans les interfaces R1-S1 et R2-S2. L'amplification est modulée par une onde d'une période d'environ 2 rotations, comme c'était déjà le cas pour le décollement tournant (voir Partie III). Ce phénomène se produit de façon plus modérée lors du second départ en pompage, avec une fréquence de période valant environ 1 rotation. L'analyse spectrale de ces signaux de pression statique sera effectuée dans la suite (paragraphe 19.3).

#### 19.2.1.2 Diagrammes $\theta$ – temps et $R$ – temps

Les figures 19.8 à 19.13 montrent l'évolution de la pression statique à tous les points de maillage dans la direction circonférentielle, à 50% de hauteur des interfaces rotor-stator de CREATE pendant les rotations précédant les deux départs en pompage simulés. Une rotation de CREATE dure environ 5,2ms, si bien que chaque graduation épaisse de l'axe des temps correspond environ à une rotation, et un peu plus de 4 rotations sont représentées sur chacune des figures. L'échelle de couleur utilisée n'est pas explicitée, mais elle révèle que lors du second départ en pompage, la pression est globalement un peu plus élevée que lors du premier départ.

L'observation des diagrammes  $\theta$  – temps pour l'interface R1-S1 pendant le premier départ en pompage (Fig 19.8a) montre une modulation globale de la pression par une onde de période valant environ 2 rotations. 2 minima sont visibles et correspondent aux deux zones bleu foncé situées avant  $t = 0,035s$  et  $t = 0,045s$ . La seconde zone bleu foncé, dans l'ordre chronologique, montre que la pression est plus basse que lors du premier minimum de pression, ce qui suggère que l'amplitude de la basse fréquence qui module l'écoulement augmente.

Au moment de l'inversion de l'écoulement, vers  $t = 0,049s$ , un phénomène tournant semble apparaître, dont la tendance est matérialisée par une ligne diagonale noire en pointillés. La vitesse de ce phénomène peut être évaluée par la pente de la droite, qui vaut environ 85tr/s, soit 44% de  $\Omega_{arbre}$ . Lors de l'analyse spectrale (paragraphe 19.3), le mode spatio-temporel susceptible de causer ce phénomène sera recherché.

À  $t = 0,05s$ , une importante zone de surpression (en rouge) apparaît et occupe presque la moitié de l'étendue circonférentielle des 45° simulés, l'autre moitié étant occupée par une zone de dépression (verte). Ceci correspond à un mode circonférentiel de  $2\pi/8$ , sporadique, déjà vu lors de l'analyse du phénomène de retournement (paragraphe 19.1). L'analyse spectrale (paragraphe 19.3) affinera ces résultats.

Lors du second départ en pompage, les phénomènes présents au niveau de l'interface R1-S1 sont similaires à ceux qui se produisent lors du premier départ. La figure 19.9a montre que l'instabilité tournante semble avoir une vitesse un peu plus grande, d'environ 90tr/s. Elle se produit aussi juste avant le retournement de l'écoulement. L'apparition du mode circonférentiel 8 se produit aussi au moment de l'inversion de l'écoulement. Cependant, la basse fréquence qui module la pression statique, reconnaissable aux 3 bandes bleues verticales qui se produisent à  $t = 0,6515s$ ,  $t = 0,657s$  et  $t = 0,662s$ , montre que la période de cette onde est d'environ 1 rotation de compresseur, soit environ 5,2ms.

L'interface R2-S2 est la seconde à s'inverser, après l'étage 1. La figure 19.10 montre l'évolution du champ de pression statique pendant les 4 rotations qui précèdent. Comme pour l'interface R1-S1, une

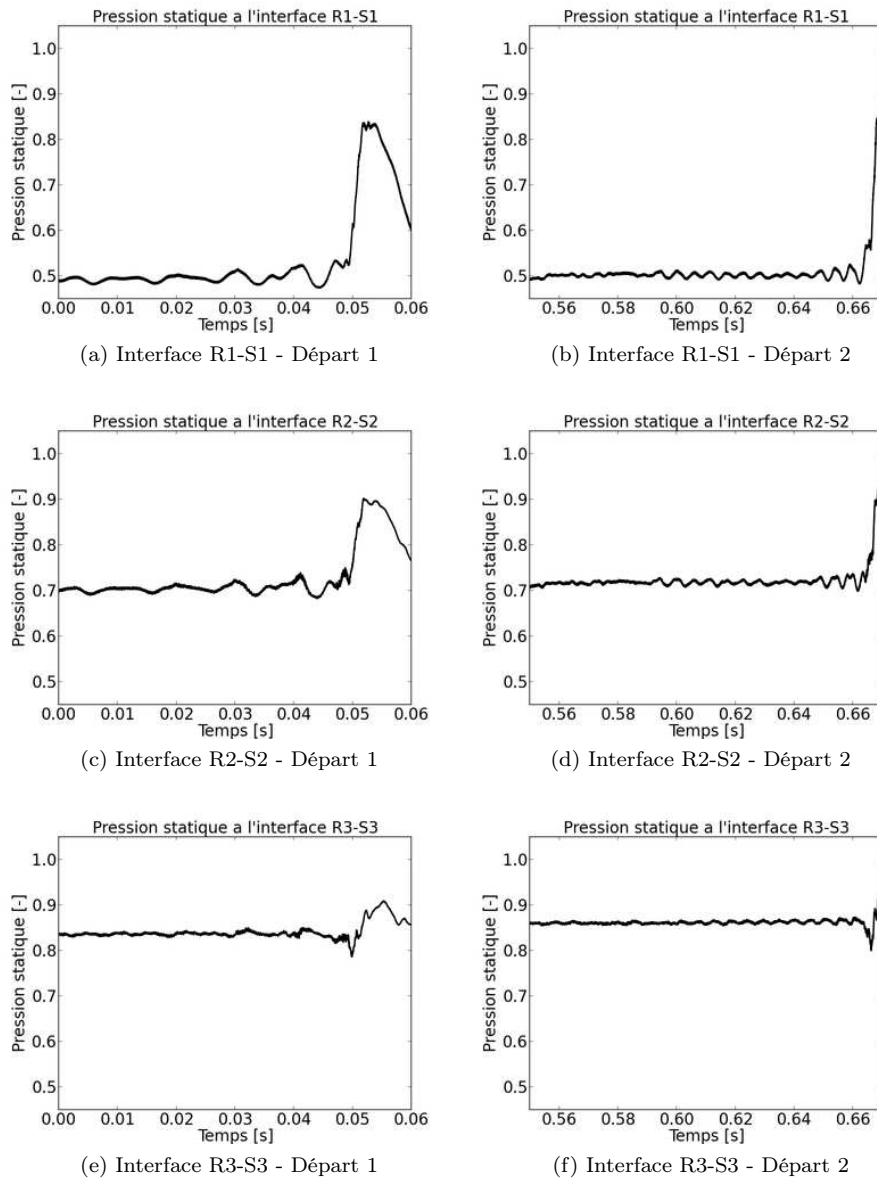


FIGURE 19.7 – Pression statique aux interfaces rotor-stator avant le retournement de l'écoulement

basse fréquence module le champ, sa période vaut environ 2 rotations et son amplitude semble croître avec le temps. La pression statique est marquée de raies obliques rappelant celles que l'on voyait dans les diagrammes  $\theta$ –*temps* de l'interface R3-S3 en situation de décollement tournant (voir partie III). Pendant une rotation, environ 13 sillons rouges de surpression alternent avec des sillons verts, en dépression, ce qui indique la présence d'une fréquence adimensionnée de 13 dans l'écoulement. Cette fréquence est reliée à un phénomène tournant à la vitesse d'environ 154tr/s, calculée à partir de la pente de la droite en pointillés.

Lors du second départ en pompage, les phénomènes se produisant au niveau de l'interface 2 (Fig 19.11) sont les mêmes que lors du premier départ. Cependant, comme pour l'interface 1, la basse fréquence qui module l'écoulement n'a plus une période d'environ 2 rotations, mais d'environ 1 rotation. Le phénomène tournant qui se produit à une vitesse de rotation estimée de même ordre de grandeur que lors du premier départ en pompage, de l'ordre de 150tr/s.

Les diagrammes R-temps des interfaces R1-S1 (Fig 19.8b et 19.9b) et R2-S2 (Fig 19.10b et 19.11b) mettent en évidence la pulsation basse fréquence qui affecte l'écoulement avant les deux départs en

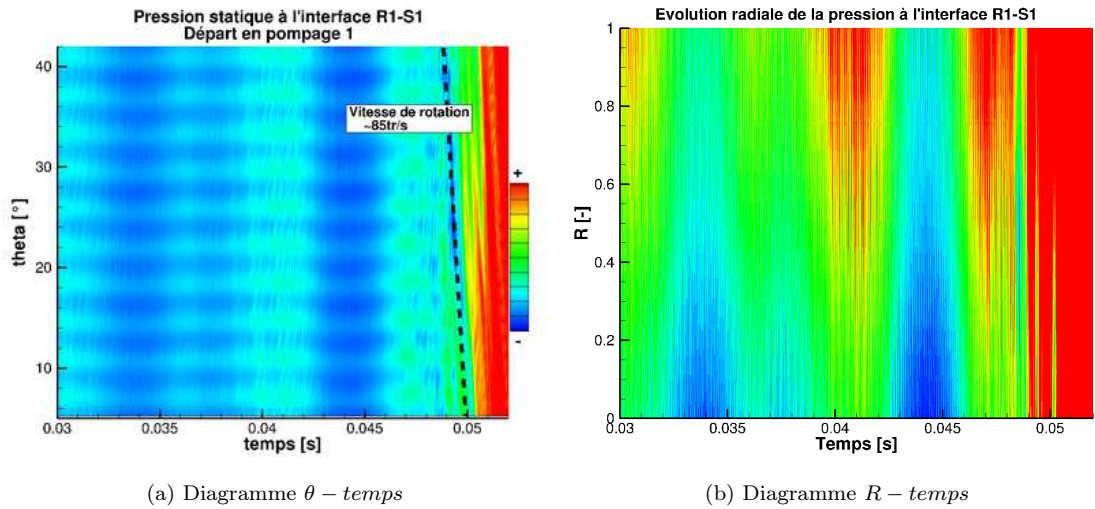


FIGURE 19.8 – Pression statique à 50% de l'interface R1-S1 - départ 1

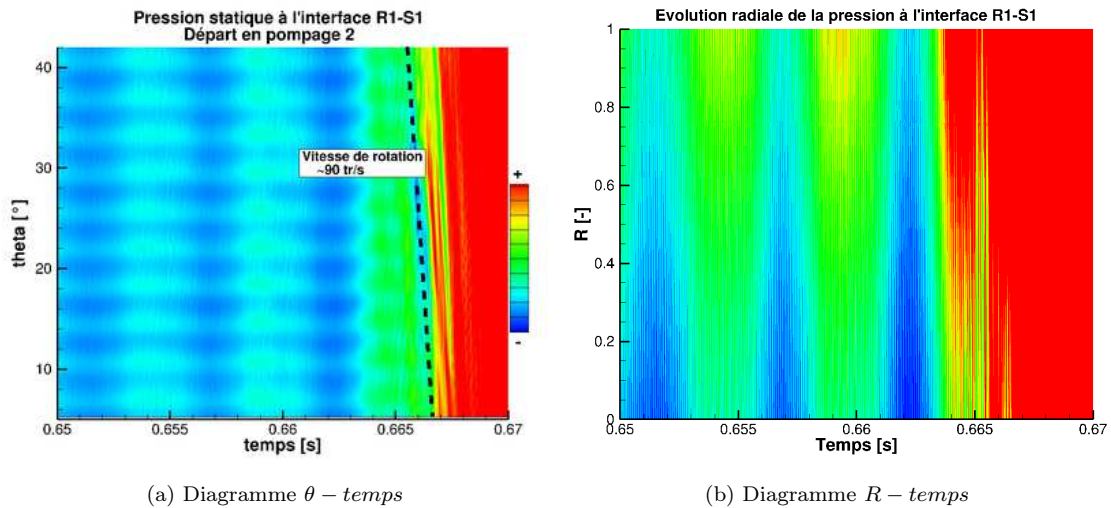


FIGURE 19.9 – Pression statique à 50% de l'interface R1-S1 - départ 2

pompage.

L'interface R3-S3 est marquée par le décollement tournant, qui y module fortement l'écoulement, et la basse fréquence de période environ 2 rotations (Fig 19.12). Quand une cellule de décollement tournant passe devant une sonde, un pic de surpression suivi d'un pic de sous-pression se produit. Cet effet donne son allure au diagramme de la Fig 19.12, très marqué par des rayures obliques bleues et vertes (vitesse de rotation du phénomène d'environ 147tr/s). 13 sillons rouges de surpression alternent avec les sillons en dépression pendant la durée d'une rotation, ce qui indique que la fréquence adimensionnée reliée au phénomène de décollement tournant est proche de 13. Aucun phénomène particulier ne semble se produire au moment de l'inversion de l'écoulement ; les rayures restent espacées régulièrement jusqu'à ce que la chute de pression qui se produit les fasse disparaître.

Sur le diagramme R-temps de l'interface R3-S3 pour le premier départ en pompage (Fig 19.12), on peut compter 13 stries de haute pression par rotation (5,2ms) alternant avec 13 stries de basse pression. L'analyse spectrale montrera que cela correspond à la fréquence du décollement tournant.

De même que précédemment, la basse fréquence qui module l'écoulement dans l'interface R3-S3 au moment du second départ en pompage (Fig 19.13) a une période d'environ une rotation. Le décollement

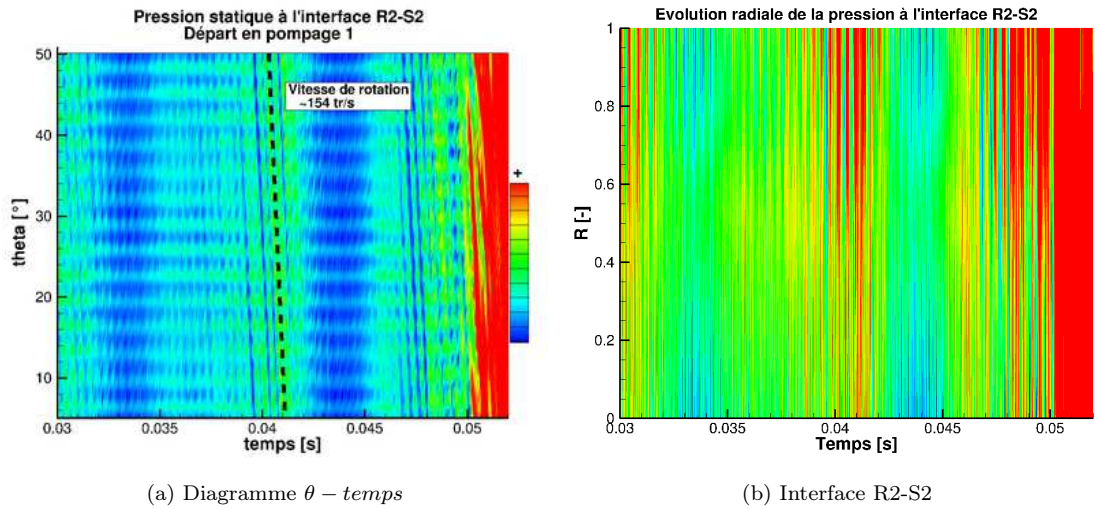


FIGURE 19.10 – Pression statique à 50% de l'interface R2-S2 - départ 1

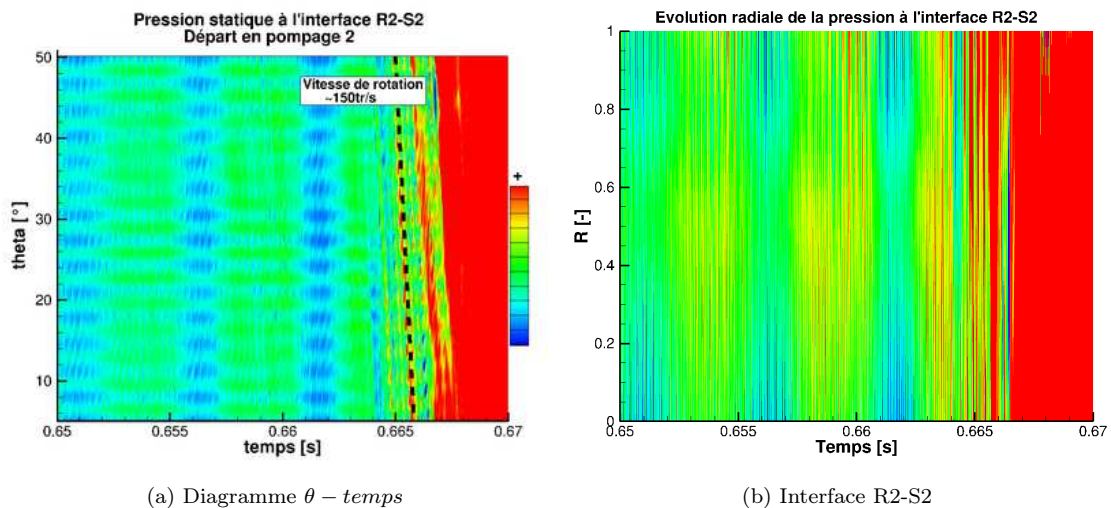


FIGURE 19.11 – Pression statique à 50% de l'interface R2-S2 - départ 2

tournant qui se produit à une vitesse de rotation d'environ 140 tr/s, et une fréquence adimensionnée d'environ 19.

Le diagramme R-temps de l'interface R3-S3 pour le second départ en pompage (Fig 19.13) montre que le nombre de stries par rotation est cette fois-ci de 19; l'analyse spectrale montrera qu'elles sont liées au décollement tournant.

## 19.2.2 Écoulement dans le compresseur

L'analyse des signaux temporels de pression a mis en évidence que lors du premier départ en pompage, la même basse fréquence module l'écoulement que lors de la simulation du décollement tournant présentée partie III. Lors du second départ en pompage, la première harmonique de cette fréquence module à son tour l'écoulement. Ces deux points, considérés comme acquis ici, seront vérifiés plus rigoureusement dans la section 19.6, lors d'une étude dédiée aux basses fréquences.

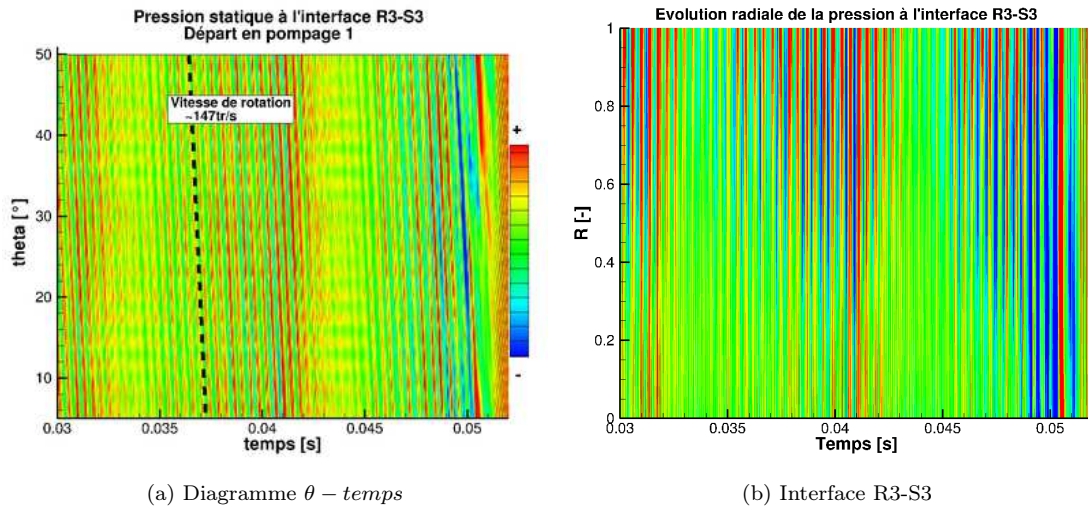


FIGURE 19.12 – Pression statique à 50% de l'interface R3-S3 - départ 1

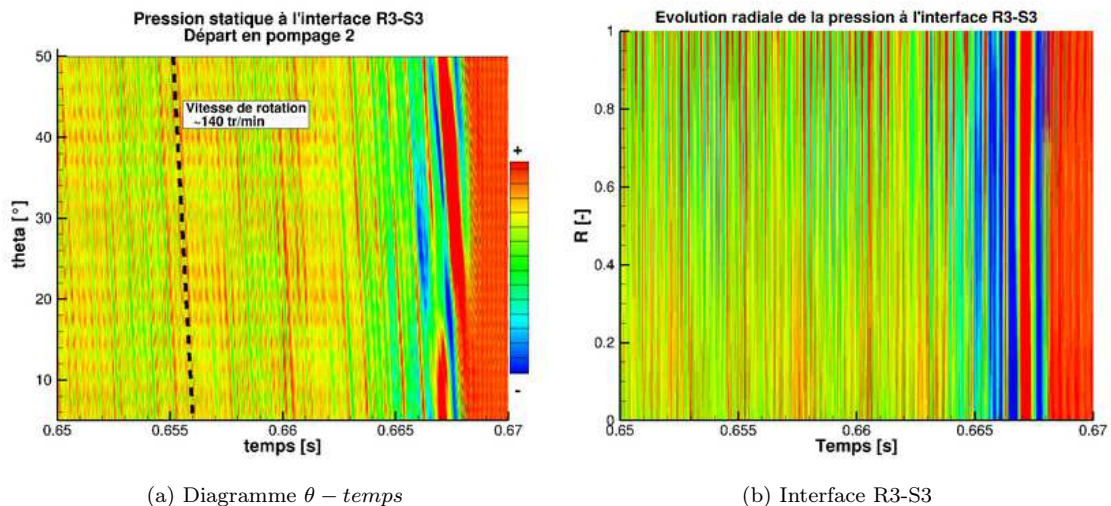


FIGURE 19.13 – Pression statique à 50% de l'interface R3-S3 - départ 2

### 19.2.2.1 Premier départ

Durant la dizaine de rotations qui précède le retournement de l'écoulement du premier cycle de pompage, plusieurs phénomènes se produisent simultanément. Ils sont mis en évidence dans des visualisations instantanées de l'écoulement dans les paragraphes qui suivent :

1. Du décollement tournant d'intensité variable se produit dans le rotor R3, depuis le début de la simulation jusqu'au retournement de l'écoulement. La modulation du champ de pression liée à la basse fréquence de période 2 rotations influe si fortement lors des dernières rotations précédant le pompage qu'elle parvient à faire varier la taille des cellules de décollement dans l'étage 3 (voir Fig 19.14).
2. Du décollement tournant apparaît dans le rotor R2, environ 6 rotations après la fermeture de la vanne (voir Fig 19.15) ;

**19.2.2.1.1 Fluctuation de l'intensité du décollement tournant** La taille des cellules de décollement tournant varie avec le temps, selon une période d'environ 2 rotations, soit 0,01s. La figure



19.14 montre une synthèse des observations qui vont être faites dans ce paragraphe. Deux instants ont été choisis, en opposition de phase : le premier, à  $t = 0,0295s$  (trait pointillés blancs) correspond à un instant pour lequel les variations de pressions ont une amplitude plus grande que pour le second instant choisi, à  $t = 0,0346s$  (trait pointillés noirs).

Lorsque les fluctuations de pression ont plus d'amplitude, le décollement tournant est plus marqué, comme on peut le voir quand on compare la Fig 19.14(b) à la Fig 19.14(c). Ces deux figures montrent le champ de vitesse axiale à 50% de hauteur dans le compresseur, et l'échelle utilisée est la même. Dans le premier cas, les cellules de décollement apparaissent clairement, alors que dans le second cas, elles ne sont plus visibles. Lorsque la pression subit des fluctuations périodiques de plus grande amplitude, comme c'est le cas au premier instant, les cellules de décollement tournant occupent un espace radial plus grand que lorsque les fluctuations sont plus faibles.

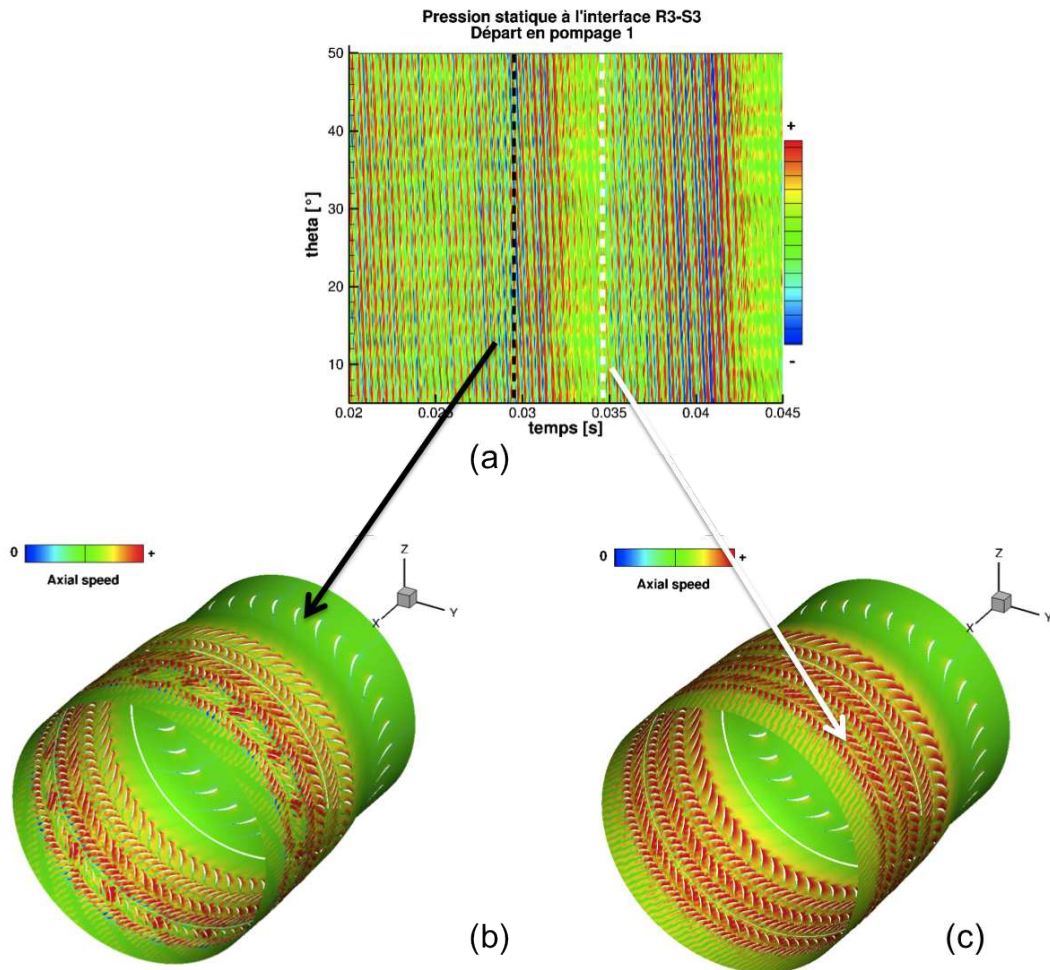


FIGURE 19.14 – Atténuation et amplification du décollement tournant dans l'étage 3

**19.2.2.1.2 Décollement tournant dans l'étage 2** Les champs de vitesse axiale et d'entropie à 83% de hauteur de veine dans le compresseur au cours de la rotation 9 sont représentés sur la Fig 19.15. Il apparaît très clairement que l'étage 2 est affecté par du décollement tournant, comme en témoignent les poches de vitesse axiale négative de la Fig 19.15a et les poches d'entropie élevée de la Fig 19.15b.

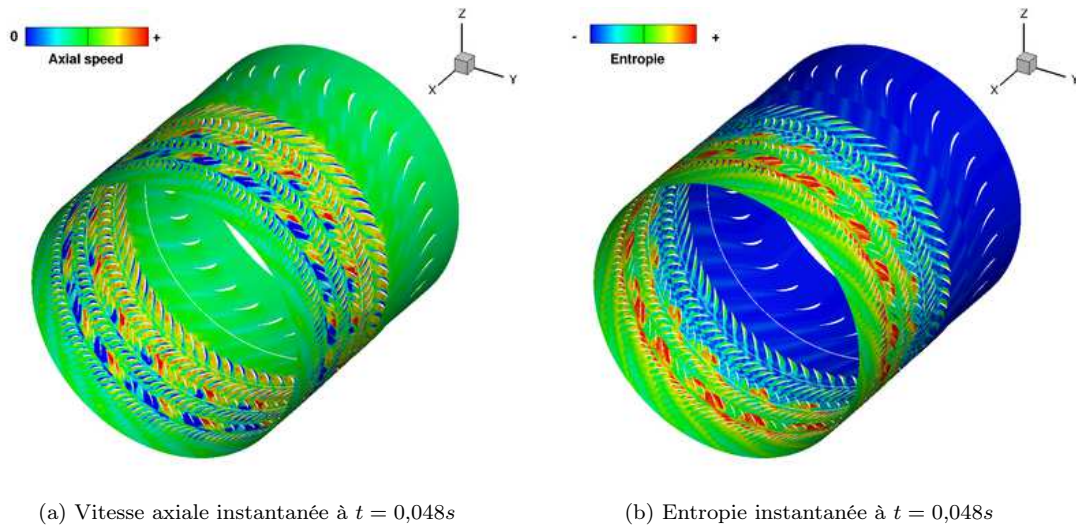


FIGURE 19.15 – Apparition de décollement tournant dans l'étage 2 - Rotation 9 - Champs à 50% de hauteur de veine - Premier départ

### 19.2.2.2 Second départ

Lors du second départ en pompage, le décollement tournant qui se produit dans l'étage 3 comporte 24 cellules, et le même phénomène de pulsation basse fréquence se produit, mais à une fréquence deux fois plus grande que lors du premier départ en pompage.

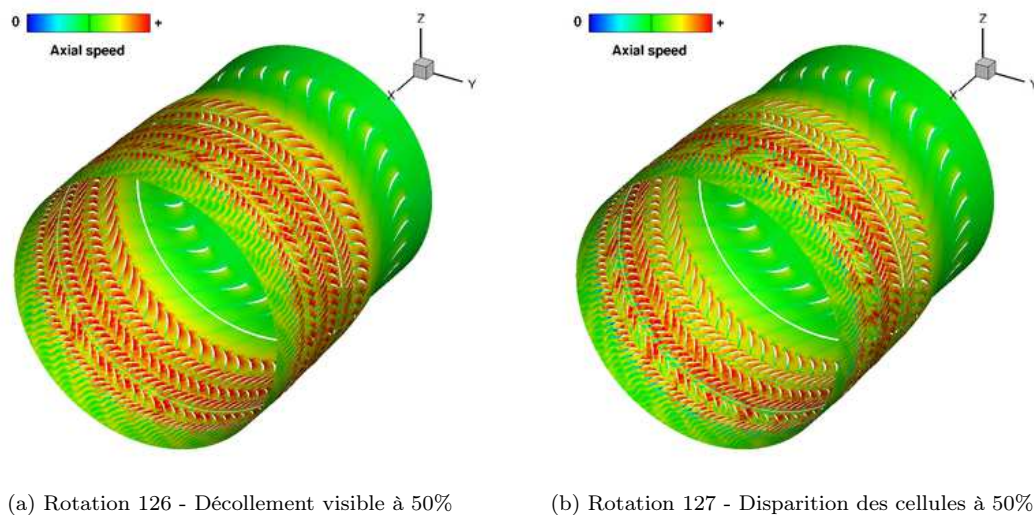


FIGURE 19.16 – Atténuation et amplification du décollement tournant dans l'étage 3

Enfin, un très rapide phénomène ressemblant à du décollement se produit dans l'étage 2 juste avant l'inversion de l'écoulement, comme le montre la Fig 19.17. Cependant, il n'y a pas de poches de vitesse axiale négative comme dans l'étage 3, ou comme dans ce même étage mais lors du premier départ en pompage.

### 19.2.3 Discussion

L'étude des signaux temporels de pression et de l'écoulement dans le compresseur a permis de mettre en évidence deux phénomènes précurseurs au pompage :

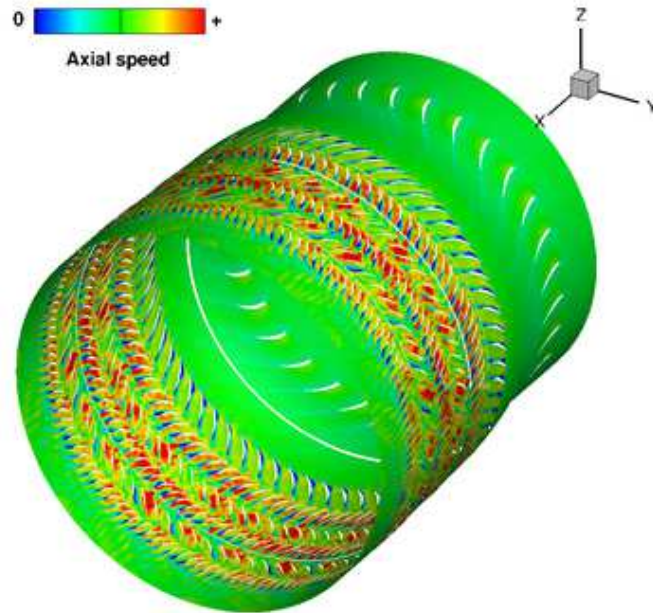


FIGURE 19.17 – Des poches de vitesse axiale faible apparaissent dans l'étage 2- Rotation 128 - Champs à 50% de hauteur de veine - Second départ

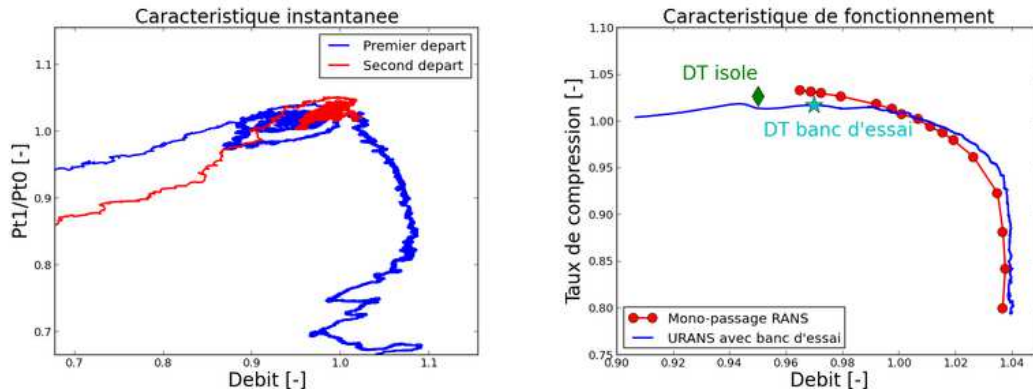
- Avant le premier départ en pompage, le mode de décollement tournant comporte 16 cellules et a une fréquence adimensionnée d'environ 13 ;
- Avant le second départ en pompage, le décollement tournant comporte 24 cellules et sa fréquence adimensionnée vaut environ 19.

La question se pose de savoir pourquoi le mode de décollement tournant n'est pas le même entre les deux départs en pompage simulés, alors qu'aucune condition aux limites n'a changé, et que le domaine considéré est toujours le même. L'explication est probablement à rechercher dans le fait que le second départ en pompage se produit pour un taux de compression légèrement supérieur au premier (Fig 19.18a). Ce phénomène a été observé par Day [35] et permet de faire un rapprochement avec les simulations de décollement tournant étudiées dans la partie III.

Le décollement tournant du compresseur isolé a été simulé et oscille pour un taux de compression moyen plus élevé que le compresseur sur banc d'essai (Fig 19.18b). Les résultats obtenus ont montré que ce décollement tournant comporte 24 cellules et a une fréquence réduite de 19. Il a donc les mêmes caractéristiques que le décollement tournant se produisant juste avant le second départ en pompage (et donc en configuration complète). Cette coïncidence suggère l'hypothèse suivante : il existe probablement une corrélation entre le taux de compression et le nombre de cellules de décollement tournant, et non entre la présence du banc d'essai et le nombre de cellules, comme le suggéraient les résultats de la partie III.

## Conclusion

La comparaison des phénomènes précurseurs aux deux inversions d'écoulement simulées a mis en évidence une similarité qualitative de ces phénomènes : du décollement tournant apparaît dans l'étage 3, puis dans l'étage 2. Cependant, d'un point de vue quantitatif, il existe quelques différences : le décollement tournant associé au second retournement comporte plus de cellules que le premier dans l'étage 3, et il n'y a pas de poches de vitesse axiale négative dans l'étage 2 avant la seconde inversion, mais simplement des poches de vitesse axiale réduite. De plus, les deux décollement tournant identifiés dans l'étage 3 lors des deux départs en pompage n'ont pas le même nombre de cellules ni la même fréquence associée. Le second décollement tournant se produisant à un taux de compression moyen un peu plus élevé que le



(a) Superposition des caractéristiques instantanées des deux départs en pompage (b) Localisation des points de fonctionnement simulés

FIGURE 19.18

premier, l'explication de cette différence est probablement à rechercher de ce côté.

### 19.3 Analyse spectrale du premier départ en pompage

Les phénomènes précurseurs du premier événement de départ en pompage sont très semblables à ceux analysés dans la partie III, qui porte sur le décollement tournant. Des basses fréquences côtoient les fréquences liées au décollement tournant, et un second mode décorrélé des interactions rotor-stator et du mode identifié comme mode de décollement tournant apparaît. La même méthode d'analyse, déjà détaillée partie III, est utilisée ici pour étudier les modes présents. Ce chapitre ne vise pas à expliquer l'origine physique de tous les modes présents cependant, car cela n'apporterait pas beaucoup d'informations nouvelles par rapport à l'analyse faite dans la partie III. L'analyse spectrale, cette fois-ci, cherche plutôt à mettre en évidence les modes spatio-temporels liés aux précurseurs du pompage et à l'inversion de l'écoulement, afin d'essayer d'en comprendre les mécanismes.

Afin de mettre en évidence tous les phénomènes qui se produisent dans le compresseur pendant la première phase de départ en pompage, toutes les interfaces rotor-stator sont analysées. Dans un premier temps, pour chaque interface, l'évolution temporelle des modes temporels, ou fréquences réduites, est étudiée, en même temps que l'évolution temporelle des modes circonférentiels. Dans un second temps, les modes circonférentiels sont étudiés en fonction du mode temporel correspondant. Pour plus de clarté, une synthèse des observations qui vont être effectuées dans les paragraphes qui suivent est proposée à la fin de l'analyse de chaque départ en pompage (Tab 19.3 pour le départ 1, Tab 19.4 pour le départ 2).

#### 19.3.1 Analyse spectrale de l'interface R1-S1

##### 19.3.1.1 Évolution temporelle

La figure 19.19 montre l'évolution temporelle des modes temporels réalisée par transformation de Fourier à fenêtre glissante (Fig 19.19a) et l'évolution temporelle des modes circonférentiels obtenus par double décomposition modale (Fig 19.19b) présents à 50% de hauteur de l'interface R1-S1, juste avant le premier départ en pompage simulé. L'étude des modes temporels montre que, hormis les très basses fréquences, le mode temporel le plus énergétique est celui du rotor R1, soit le mode 64. Le retournement de l'écoulement est marqué par le gain brutal d'énergie du mode 64 aux alentours de  $t = 0,05s$ . Le mode 48 et le mode 16 sont également présents, ainsi que le mode 112. D'après la Fig 19.19b, le mode circonférentiel prédominant avant  $t = 0,05s$  est le mode 32 (mode de la RDE ou mode d'interaction S1-R1). Juste avant le retournement de l'écoulement, les modes circonférentiels 16 puis 8 apparaissent avant de laisser la place au mode 64 (mode du rotor R1).

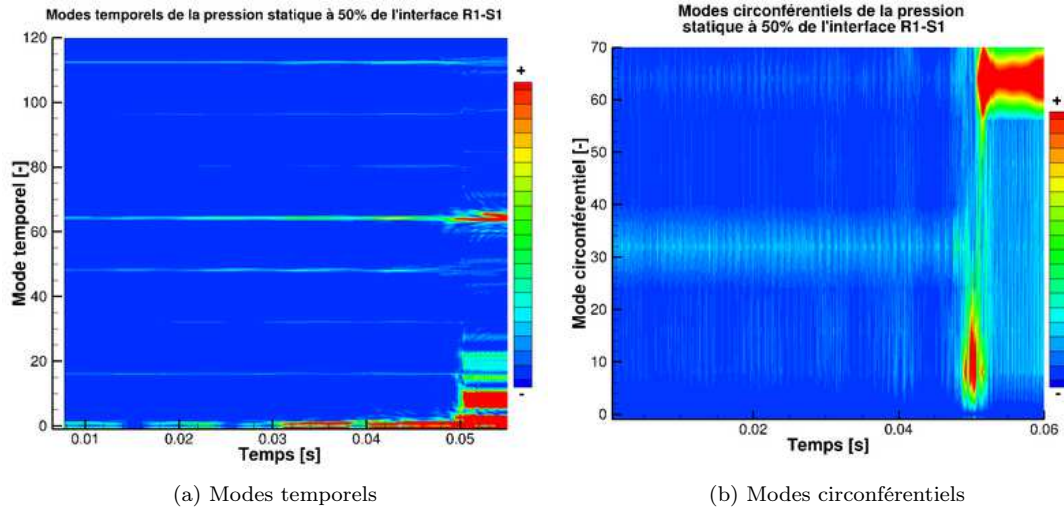


FIGURE 19.19 – Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R1-S1 au premier départ

### 19.3.1.2 Modes spatio-temporels

La figure 19.20 montre les modes spatio-temporels présents dans l'interface R1-S1 avant et pendant le retournement, de  $t = 0s$  à  $t = 0,05s$ . D'après la Fig 19.20a, le mode 64-64, entièrement lié au rotor R1, est présent, comme déjà vu précédemment. Le mode temporel 64 est également lié aux modes circonférentiels 32 et -32. Ces modes constituent des modes d'interaction entre le rotor R1 et le stator S1, qui comporte 96 aubes ( $96 - 64 = 32$  et  $64 - 96 = -32$ ).

L'étude des diagramme  $\theta - temps$  incite à rechercher les modes spatio-temporels susceptibles de tourner à une vitesse d'environ 44% de  $\Omega_{arbre}$ . Les modes possibles seraient donc les modes du Tab 19.1 :

TABLE 19.1 – Modes tournant à 44% de la vitesse de l'arbre au premier départ

Mode circonférentiel	Mode temporel correspondant
8	3,52
16	7,04
24	10,6
32	14,08

L'observation de la Fig 19.20b permet de voir que le mode 8 – 3,52 existe dans l'écoulement, il fait partie d'une bosse de fréquence se produisant entre les modes temporels 2 et 5. Cependant, les 3 modes temporels les plus énergétiques sont les modes 3,85, 4,45 et 4,97, chacun espacés d'environ 0,5 unité de mode temporel. La basse fréquence de période 2 rotations correspond au mode temporel de 0,5, si bien que les 3 modes sont probablement issus d'interactions entre le mode le plus énergétique (4,97) et la basse fréquence. Par ailleurs, le mode 3,85 étant le plus énergétique des modes à proximité du mode circonférentiel 3,52, on en déduit que la structure tournante aperçue dans la Fig 19.8a correspond en réalité au mode 3,85-8 et a une vitesse de rotation de 48% de  $\Omega_{arbre}$ .

Le mode circonférentiel 16 constaté précédemment est lui aussi visible sur la Fig 19.20b et est relié de façon diffuse aux modes temporels compris entre 5 et 7, et aux modes temporels compris entre 13 et 16. Étant donné leur date d'apparition dans l'écoulement, ces modes spatio-temporels sont liés au phénomène transitoire de retournement de l'écoulement. Lors de l'analyse spectrale du second départ en pompage (paragraphe 19.4), il sera montré que les bosses de fréquence visibles (modes circonférentiels 8 et 16) correspondent au transitoire d'inversion de l'écoulement.

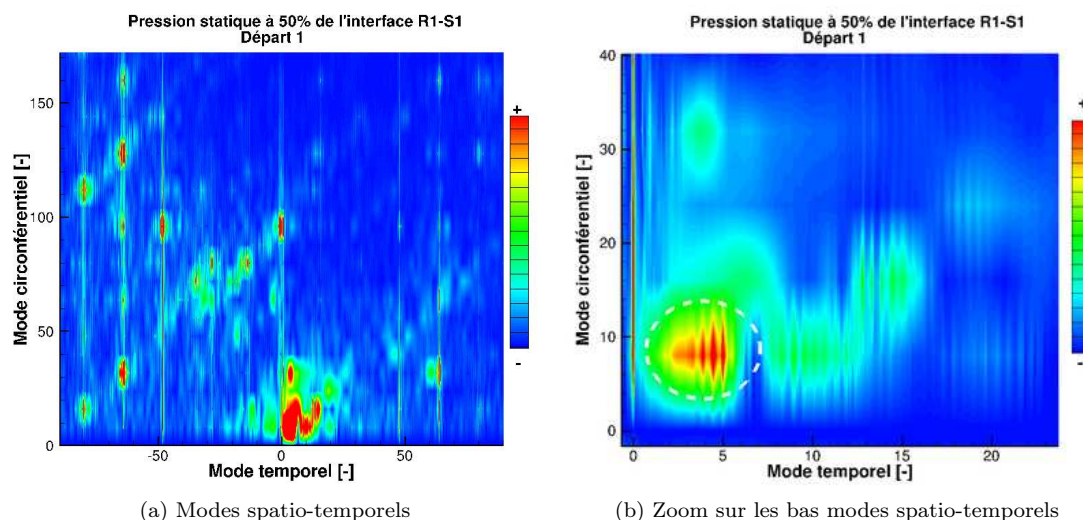


FIGURE 19.20 – Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R1-S1 au premier départ

### 19.3.2 Analyse spectrale de l'interface R2-S2

#### 19.3.2.1 Évolution temporelle

La figure 19.21a montre l'évolution temporelle des modes temporels avant le premier retournement de l'écoulement à 50% de l'interface R2-S2. Les modes 16, 80 et 96 sont prépondérants au départ. À l'instant  $t = 0,03s$  environ, le mode temporel 12,85, qui existe depuis le début, prend de l'ampleur et devient significatif. En effet, il est visible dans l'écoulement à cet instant ; il correspond au décollement tournant que l'on voit apparaître dans le second étage avant l'inversion.

Sur la Fig 19.21b, l'évolution temporelle des modes circconférentiels est représentée. À  $t = 0,03s$ , le mode 16 prend de l'ampleur au rythme d'une pulsation basse fréquence d'une période de 2 rotations. Ce mode correspond au mode temporel de 12,85 de la Fig 19.21a, comme le montrera l'analyse de la Fig 19.22.

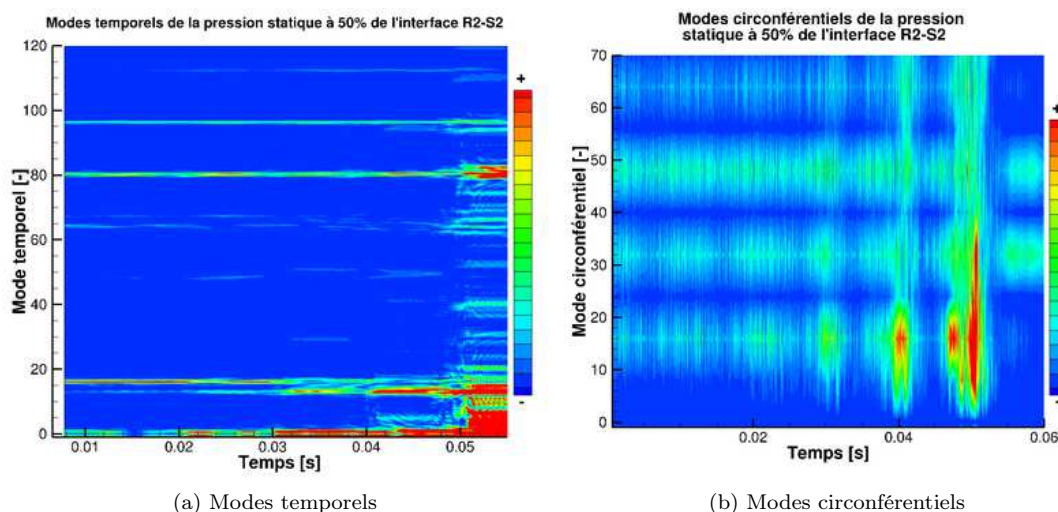


FIGURE 19.21 – Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R2-S2 au premier départ

### 19.3.2.2 Modes spatio-temporels

De très nombreux modes spatio-temporels se produisent au niveau de l'interface R2-S2 (Fig 19.22a), cependant les plus intéressants sont ceux pour lesquels le mode temporel vaut moins de 20, ils sont représentés sur la Fig 19.22b. Comme pour le décollement tournant étudié partie III, 3 modes principaux sont présents : le mode 4,97-8, le mode 12,85-16 et le mode 17,85-24. La répartition d'énergie et le champ aérodynamique observé précédemment montrent que le mode dominant est le mode 12,85-16. En utilisant la même méthode d'analyse que pour le décollement tournant, on peut montrer que le mode 17,85 apparaît de façon indépendante du mode 12,85 et des interactions entre les aubages. Le mode 4,97-8, quant à lui, est issu de l'interaction entre les modes 17,85-24 et 12,85-16 (voir Tab 19.2). Il est à noter que la transformation de Fourier est effectuée sur un signal d'une longueur temporelle de 0,05s alors que lors de l'étude du décollement tournant partie III, le signal était d'une longueur de 0,18s environ. Par conséquent, la résolution en fréquence est plus faible ici et explique que le mode 4,97 soit arrondi à 5 dans ce qui suit. La tableau 19.2 propose une explication des modes issus de l'interaction entre le mode de décollement tournant et le mode 17,85-24.

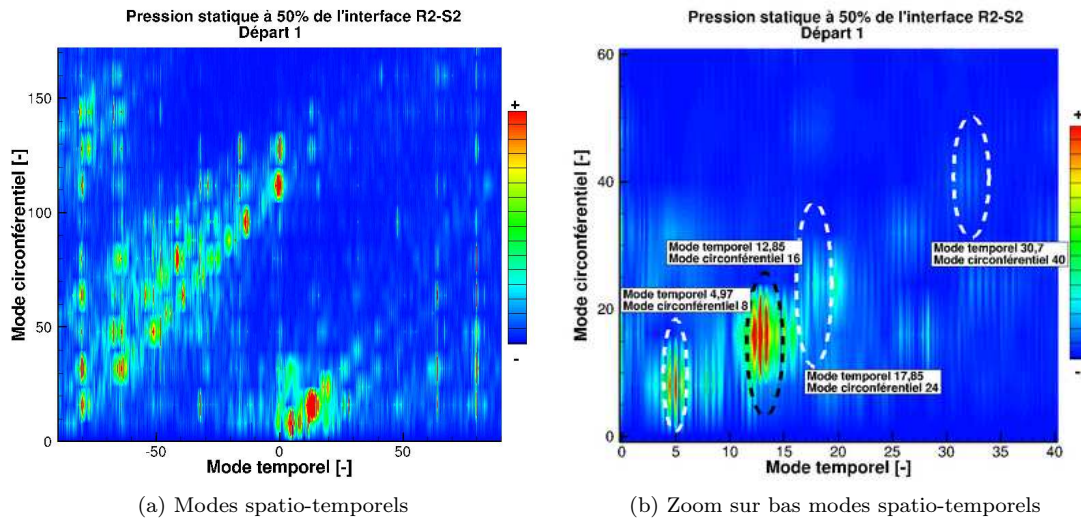


FIGURE 19.22 – Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R2-S2 au premier départ

TABLE 19.2 – Modes d'interaction entre les modes de décollement tournant 12,85 et co-existant 17,85 au premier départ

Mode temporel $m_t$		Mode spatio-temporel $m$	Mode spatial $m_\lambda$	
5	17,85 - 12,85	8	3	6,15 - 3,15
17,85	17,85	24	6,15	6,15
30,7	17,85 + 12,85	40	9,3	6,15 + 3,15

## 19.3.3 Analyse spectrale de l'interface R3-S3

### 19.3.3.1 Évolution temporelle

D'après la Fig 19.23a qui présente l'évolution temporelle des modes temporels, à 50% de l'interface R3-S3, le mode 12,85, lié au décollement tournant, est bien présent dès le début de la simulation et son énergie augmente de façon significative dès l'instant  $t = 0,035s$ . Au même instant, l'énergie du mode 80, liée au rotor R3, décroît.

La figure 19.23b, qui présente l'évolution temporelle des modes circonférentiels, montre que l'énergie du mode 16, lié au mode temporel 12,85 (voir Fig 19.24a), augmente avec le temps tout en étant modulée

par une basse fréquence de période 2 rotations. Avant l'inversion, le mode 16 disparaît pour laisser place au mode 8, qui disparaît rapidement. Ce phénomène correspond à la coalescence des cellules de décollement tournant observée au paragraphe 19.1.1.3. Après inversion de l'écoulement, soit après l'instant  $t = 0,05s$ , le mode circonférentiel 80 contient presque toute l'énergie.

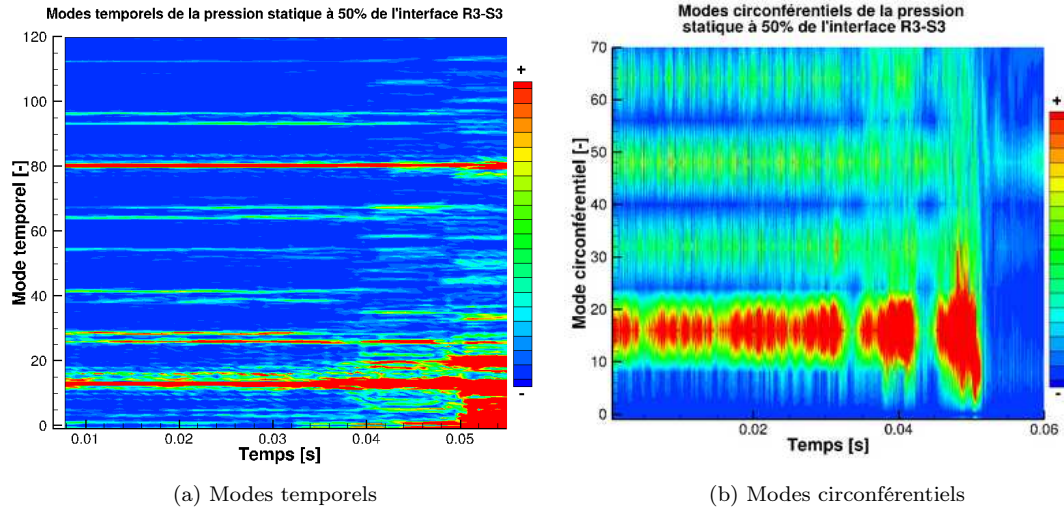


FIGURE 19.23 – Évolution temporelle des modes de pression statique à 50 % de l'interface R3-S3 au premier départ

### 19.3.3.2 Modes spatio-temporels

De même qu'au niveau de l'interface R2-S2, l'interface R3-S3 contient de nombreuses fréquences et modes circonférentiels (voir Fig 19.24a). Une étude approfondie ne sera pas réalisée comme lors de la partie III, cependant, les principaux modes vont être expliqués. La figure 19.24b propose un zoom centré sur les bas modes temporels de la Fig 19.24a. 4 modes prédominent dans l'écoulement au niveau de cette interface, et la même méthode de décomposition des modes en modes statiques et modes tournants est utilisée pour les analyser. Le mode temporel 12,85-16, numéroté 1 et entouré en blanc correspond au mode de décollement tournant, et le mode 13,32-16 numéroté 2 correspond à une interaction entre le mode de décollement tournant et le mode 0,49 - 0 (à la résolution en fréquence près), qui correspond à la basse fréquence de période 2 rotations. La résolution en fréquence vaut 20Hz car la transformation de Fourier est réalisée sur un signal durant 0,05s. En termes de modes temporels, la résolution est donc de 0,104. Avec cela, on peut montrer que le mode 19,65-24 apparaît de façon décorrélée des aubages et du mode de décollement tournant 12,85-16. Il interagit avec le mode 13,32-16 pour donner naissance au mode 6,41-8, ainsi qu'aux modes de type :

- $m_t = 19,6 + n \times 12,85$
- $m_\lambda = 24 + n \times 16$

où  $n$  est un entier relatif. Plusieurs de ces modes sont visibles sur la Fig 19.24a ; ils sont tous alignés sur une même droite (non tracée).

### 19.3.4 synthèse

Le tableau 19.3 synthétise les remarques faites sur les modes spatio-temporels présents lors du premier départ en pompage.

## 19.4 Analyse spectrale du second départ en pompage

Qualitativement, les mêmes types de phénomènes se produisent dans chaque interface d'un départ en pompage à l'autre. Quantitativement, ce ne sont pas systématiquement les mêmes fréquences ni les



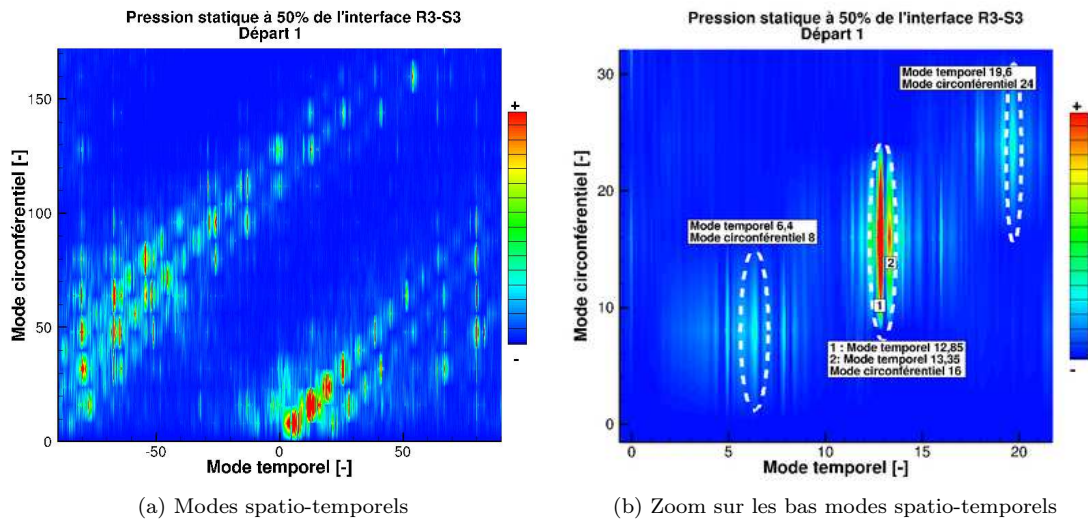


FIGURE 19.24 – Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R3-S3 au premier départ

TABLE 19.3 – Fréquences principales présentes lors du premier départ en pompage

	Interface R1-S1	Interface R2-S2	Interface R3-S3
Avant l'inversion	Fréquence du rotor R1	Fréquence du rotor R2 Modes 16 (R2-R1) Modes 96 (2R2-R1) Apparition des modes temporels : - décollement tournant : 12,85 - co-existant : 17,85	Fréquence des rotors R2 et R3 Mode temporel de décollement tournant : 12,85 Mode temporel co-existant : 17,85
Pendant l'inversion	Bosse de fréquence de mode temporel 2 à 5, et mode circonférentiel 8 Bosse de fréquence de mode temporel 5 à 7, et mode circonférentiel 16		
Après l'inversion	Fréquence du rotor R1	Fréquence du rotor R2	Fréquence du rotor R3

mêmes longueurs d'onde qui sont impliquées, ce qui justifie une étude détaillée du second départ en pompage, malgré les similitudes.

## 19.4.1 Analyse spectrale de l'interface R1-S1

### 19.4.1.1 Évolution temporelle

Plusieurs modes temporels coexistent avant le second retournement de l'écoulement (voir Fig 19.25a), le mode prédominant est le mode 64, c'est à dire celui du rotor R1. Plusieurs modes temporels, tous multiples de 16, sont également présents.

L'étude des modes circonférentiels, basée sur la Fig 19.25b, n'apporte que peu d'informations sur les événements précédant le retournement de l'écoulement. Au départ, le mode 32 est prédominant, jusqu'à ce que le mode 8 apparaisse brusquement, à  $t = 0,665s$ , puis disparaisse en cédant son énergie au mode 64, qui concentre la majeure partie de l'énergie après l'inversion.

### 19.4.1.2 Modes spatio-temporels

La figure 19.26 permet de retrouver les phénomènes temporels décrits ci-dessus, car elle présente deux FFT réalisées en incluant (Fig 19.26a et Fig 19.26b), puis en excluant (Fig 19.26c), les instants pendant lesquels l'écoulement s'inverse. Globalement, le mode 64 prédomine, quelle que soit la longueur du signal. Les ellipses blanches des Fig 19.26b et Fig 19.26c sont situées aux mêmes positions pour faciliter la comparaison des deux figures. Ces figures nous apprennent que la bosse de fréquence centrée autour du

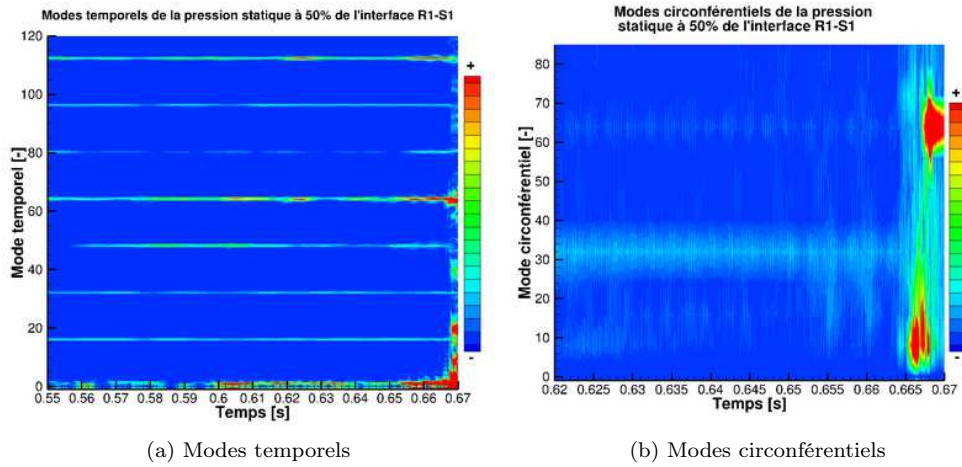


FIGURE 19.25 – Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R1-S1 au second départ

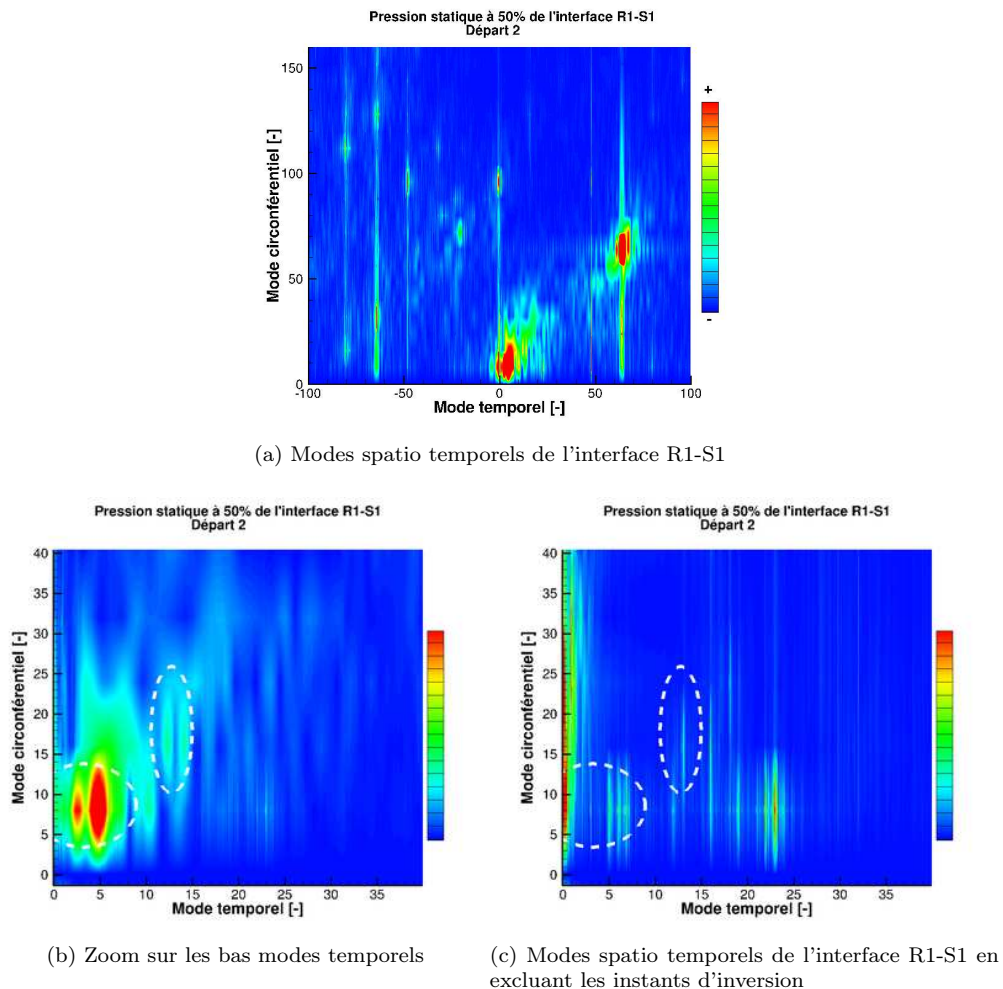


FIGURE 19.26 – Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R1-S1 au second départ

mode temporel 5 et de mode circonferentiel 8 n'apparaît que lors de l'inversion de l'écoulement, puisqu'il n'y a que des fréquences discrètes au même emplacement sur la FFT qui exclue les instants d'inversion.

Il en va de même pour la bosse de fréquence de mode circonférentiel 16.

De même que lors du premier départ en pompage, le mode spatio-temporel correspondant à la structure tournante identifiée d'après les diagrammes  $\theta - temps$ , qui a une vitesse avoisinant les 90 tr/s (soit 47% de  $\Omega_{arbre}$ ), peut être trouvé. Il s'agit probablement du mode 3,02-8, tournant en réalité à la vitesse de 37,7% de  $\Omega_{arbre}$ . Ce mode correspond à la petite tache bleue au centre de l'ellipse blanche, en bas à gauche de la Fig 19.26c.

## 19.4.2 Analyse spectrale de l'interface R2-S2

### 19.4.2.1 Évolution temporelle

L'interface R2-S2 est ici encore le siège de phénomènes plus complexes que ceux de l'interface R1-S1. Les modes temporels 16 et 80 sont prédominants dans l'écoulement d'après la Fig 19.29a. Des modes temporels, non identifiables si l'on se base uniquement sur la Fig 19.29a, apparaissent à proximité du mode 16, en particulier un mode d'une valeur approchant 13, qui apparaît à  $t = 0,66s$  environ. Des basses fréquences apparaissent également, elles feront l'objet d'une étude spécifique au paragraphe 19.6.

L'énergie des modes circonférentiels est relativement bien répartie jusqu'à l'apparition du mode circonférentiel 8 à partir de  $t = 0,664s$ . Après  $t = 0,67s$ , toute l'énergie se concentre dans le mode 80, qui est le mode du rotor R2.

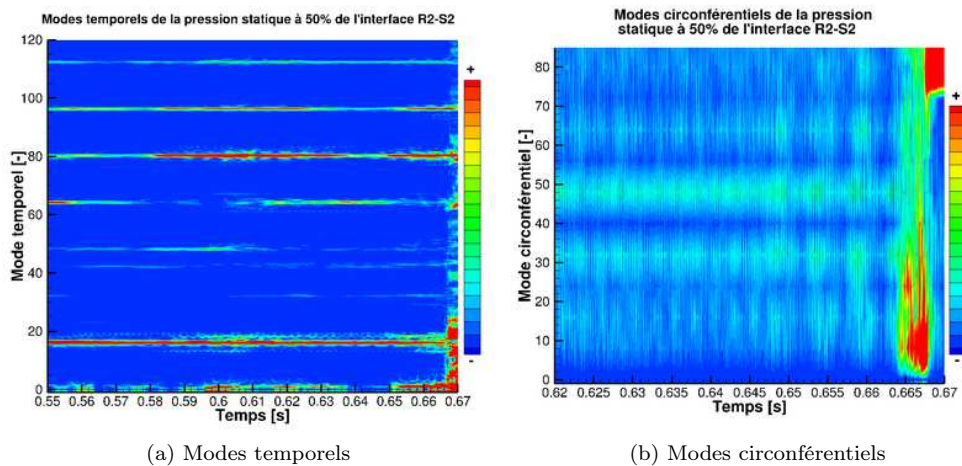
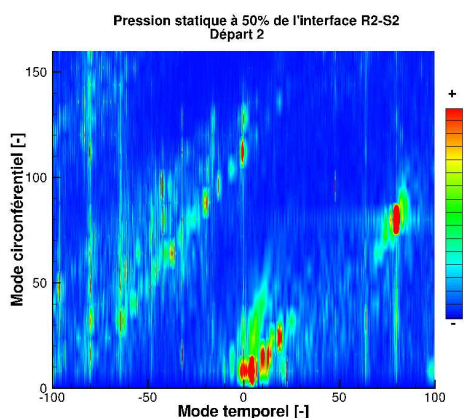


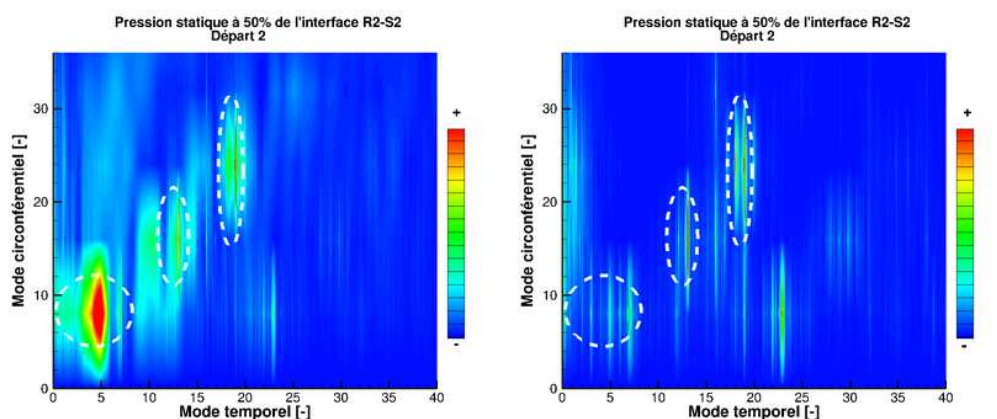
FIGURE 19.27 – Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R2-S2 au second départ

### 19.4.2.2 Modes spatio-temporels

À peu de choses près, les mêmes modes spatio-temporels apparaissent à l'interface R2-S2 lors des rotations précédant les retournements de l'écoulement. Il est intéressant de regarder, cependant, l'aspect différent de ces modes lorsque l'on inclut ou non la phase d'inversion du débit dans la FFT (Fig 19.28b et 19.28c). Les trois ellipses sont positionnées exactement au même endroit. La bosse de fréquences qui est présente en bas à gauche de la Fig 19.28b disparaît lorsque l'on exclue l'inversion, ce qui signifie que c'est le phénomène de retournement qui la crée. Il en va de même pour la bosse de fréquence centrée autour du mode temporel 13. En revanche, les modes temporels 19 et 20 ne changent presque pas d'aspect et sont donc liés aux phénomènes précurseur de l'inversion et non à l'inversion elle-même.



(a) Modes spatio-temporels de l'interface R2-S2



(b) Zoom sur les bas modes temporels

(c) Modes spatio-temporels de l'interface R2-S2 en excluant les instants d'inversion

FIGURE 19.28 – Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R2-S2 au second départ

### 19.4.3 Analyse spectrale de l'interface R3-S3

#### 19.4.3.1 Évolution temporelle

D'après la Fig 19.29a, qui représente l'évolution temporelle des modes temporels, le mode 19, lié au décollement tournant (voir partie 19.4.3.2), apparaît longtemps avant l'inversion de l'écoulement. En réalité, il apparaît dès  $t = 0,5s$  soit  $0,16s$  ou encore 31 rotations avant le retournement. Le mode 13 apparaît à  $t = 0,575s$ . Le mode 80 concentre une bonne part de l'énergie, cependant le mode 19 en concentre de plus en plus avec le temps. Une pulsation de ce mode se met visiblement en place à  $t = 0,6s$ , de période 1 rotation environ.

L'observation de l'évolution temporelle des modes circconférentiels (Fig 19.29b) montre que le mode circconférentiel principal dans l'écoulement avant l'inversion est le mode 24, lié au décollement tournant. À l'approche de l'inversion de l'écoulement, les modes circconférentiels 16 puis 8 apparaissent brusquement. Ici aussi, ce phénomène correspond à la coalescence des cellules décrite au paragraphe 19.1.1.3. Après l'inversion, comme lors du premier départ en pompage, le mode 80 (mode du rotor R3) prédomine et concentre presque toute l'énergie.

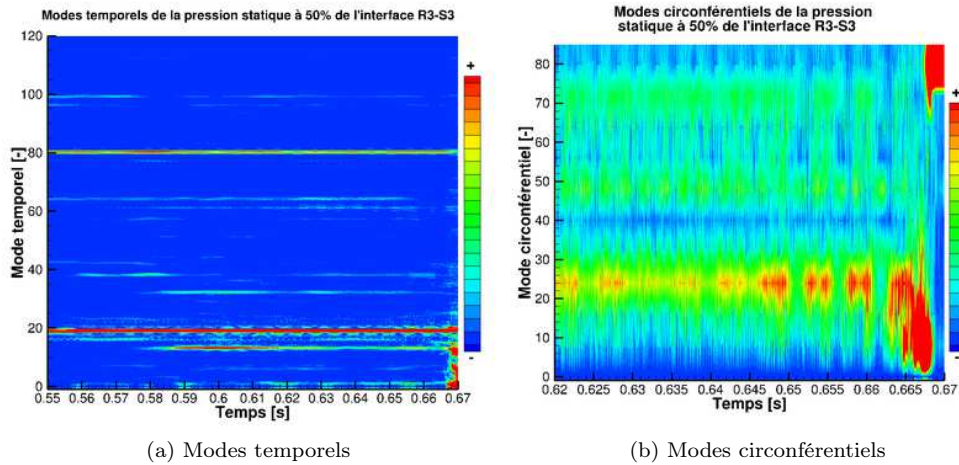


FIGURE 19.29 – Évolution temporelle des modes de pression statique à l'interface R3-S3 au second départ

### 19.4.3.2 Modes spatio-temporels

Les modes spatio-temporels de l'interface 3 sont présentés sur la Fig 19.30a. Beaucoup de ces modes sont alignés sur quelques lignes, ce qui montre qu'il existe beaucoup d'interactions entre eux. En particulier, la figure 19.30b montre un zoom sur les bas modes temporels. Il ressort que les alentours du mode temporel 5 correspondent à une bosse de fréquences plutôt qu'à une fréquence discrète. Cependant, comme pour l'interface R2-S2, si l'on raccourcit le signal analysé et que l'on exclut les instants où l'inversion se produit, cette bosse n'apparaît pas et laisse la place à des fréquences discrètes. De même, le mode 20, tout à droite, semble plutôt lié au retournement de l'écoulement puisqu'il est fortement atténué quand on n'inclut pas le retournement dans les instants analysés.

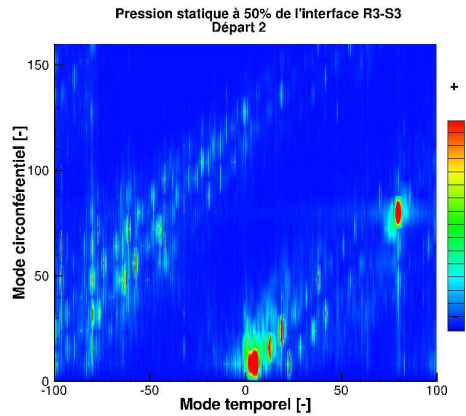
De la même façon que pour le premier départ en pompage et que pour le décollement tournant analysé dans la partie III, les modes temporels 13,07 et 19 co-existent dans l'écoulement. L'analyse des champs de vitesse axiale a permis de montrer que le décollement tournant comporte ici 24 lobes ; par conséquent, le mode 19-24 est le mode de décollement tournant. Il est possible de montrer, de la même façon que dans la partie III, que le mode 13,07-16 ne naît ni d'une interaction entre les aubages de CREATE, ni d'une interaction entre les aubages et le mode temporel 19. Comme précédemment, il apparaît spontanément dans l'écoulement, comme le phénomène de décollement tournant. Ces deux phénomènes interagissent ensemble et engendrent le mode 5,94 (à la résolution près). Enfin, le mode 4,96 provient de l'interaction entre le mode 20 et le mode 13,07.

## 19.4.4 synthèse

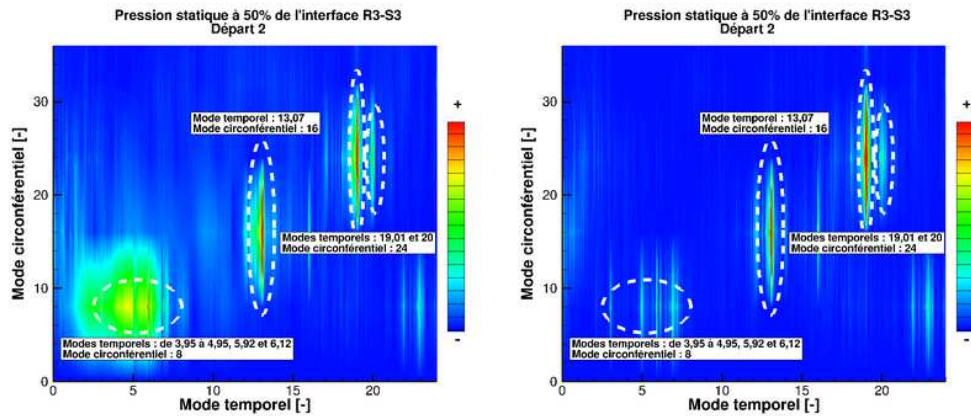
Le tableau 19.4 synthétise les principales fréquences se produisant avant, pendant et après l'inversion de l'écoulement. En particulier, les fréquences liées à l'inversion de l'écoulement pendant le second départ sont mises en évidence.

## Synthèse des apports de l'analyse spectrale

Tout comme l'étude des signaux de pression, l'analyse spectrale a permis de montrer que les deux phénomènes de départ en pompage se passent qualitativement de la même façon. L'étage 1 voit se développer une structure tournant lentement, environ 40% de  $\Omega_{arbre}$  juste avant le retournement, dont les modes spatio-temporels ont pu être identifiés. Les étages 2 et 3, quant à eux, voient apparaître deux mode qui ne sont ni reliés aux interactions rotor-stator, ni reliés entre eux. Le plus énergétique des deux impose le décollement tournant dans l'étage 3. Lors du premier départ, le décollement comporte 16 cellules alors que lors du second départ, il en comporte 24. Enfin, dans l'étage 2, du décollement tournant à 16 cellules se produit également lors du premier départ en pompage. Cependant, lors du second départ



(a) Modes spatio-temporels de l'interface R3-S3



(b) Zoom sur les bas modes

(c) Modes spatio-temporels en excluant les instants d'inversion de la FFT

FIGURE 19.30 – Modes spatio-temporels présents avant et pendant l'inversion à l'interface R3-S3 au second départ

TABLE 19.4 – Fréquences principales présentes lors du second départ en pompage

	Interface R1-S1	Interface R2-S2	Interface R3-S3
Avant l'inversion	Fréquence du rotor R1	Fréquence du rotor R2 Modes 16 (R2-R1) Modes 96 (2R2-R1) Apparition des modes temporels : - quasi-décollement tournant : 19 - co-existant : 13,07	Fréquence des rotors R2 et R3 Mode temporel de décollement tournant : 19 Mode temporel co-existant : 13,07
Pendant l'inversion	Bosse de fréquence de mode temporel 2 à 5, et mode circonferentiel 8 Bosse de fréquence de mode temporel 10 à 15, et mode circonferentiel 16		
Après l'inversion	Fréquence du rotor R1	Fréquence du rotor R2	Fréquence du rotor R3

en pompage, de simples poches de faible vitesse axiale apparaissent, empêchant de qualifier ce phénomène de décollement, même si qualitativement, il semble que ce soit le même phénomène, mais atténué.

## 19.5 Résultats expérimentaux

La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques concernant le phénomène de décollement tournant a déjà été faite dans la partie III, lors de l'étude du décollement tournant. Dans ce chapitre, la comparaison porte donc sur les derniers instants avant le pompage, quand, expérimentalement, les cellules de décollement tournant fusionnent pour former une grosse cellule *full span* unique qui ensuite déclenche le pompage. Ce qui concerne les essais dans ce qui suit est issu de la thèse de Courtiade [99].

### 19.5.1 Mécanisme d'inversion

La phase correspondante du cycle de pompage expérimental concerne uniquement les rotations 10 et 11, soit une durée de 2 rotations, et est appelée phase transitoire vers le pompage. La figure 19.31a présente l'évolution de la pression statique pendant les rotations 9 à 12. Le numéro de rotation est marqué en haut, et le numéro d'aube est inscrit à droite. Pendant la rotation 9, l'écoulement présente 18 cellules de décollement tournant. Lors de la rotation 10, le gradient de pression créé par les aubes disparaît sur une étendue circonférentiellement de 10 passages d'aubes, de l'aube 20 à 30. Ceci est le résultat de la fusion de 3 cellules de décollement tournant. La cellule de décollement résultante est visible entre les aubes 30 et 58 ; elle engendre une zone de fortes pressions en sortie de pale et du décollement.

Pendant la rotation 11, la cellule passe devant la sonde, et s'étend de l'aube 12 à 57. Dans le repère relatif, elle se déplace du haut vers le bas. Dans sa partie avant, entre les aubes 40 et 57, la zone de basse pression située sur les bords d'attaque des aubes correspondantes atteint sa taille maximale entre les aubes 57 et 66. L'arrivée de la cellule, qui se déplace vers le bas dans le repère relatif, crée une surdéviation de l'écoulement. La zone de basse pression située entre les aubes 67 et 73 est liée à la croissance de la cellule, qui s'étend désormais sur presque toute la circonférence du compresseur. La section dans laquelle l'écoulement est encore libre diminue rapidement, ce qui entraîne une accélération du fluide et la chute de la pression statique. À l'aube 77, les canaux inter-aubes du compresseur sont totalement obstrués et le pompage se produit. Pendant la rotation 12, l'écoulement se retourne, et aborde les aubes sur leur intrados, par leur bord de fuite. Cette désadaptation totale entraîne les pics de pression statiques, liés aux points d'arrêt et visibles aux bords de fuite. Le retournement de l'écoulement entraîne une hausse importante de la pression au carter.

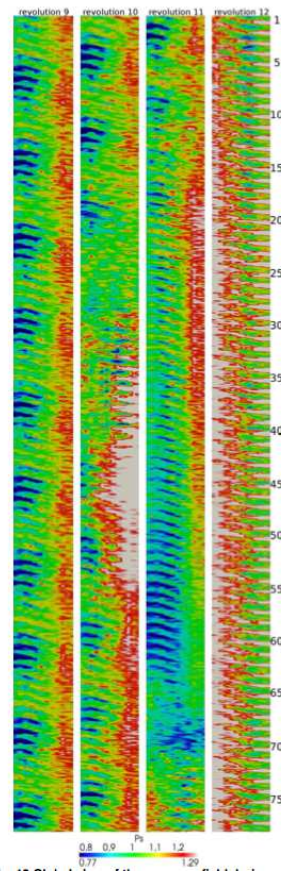
### 19.5.2 Comparaison expérimental - numérique

Expérimentalement, le pompage est déclenché par l'apparition d'une cellule *full span* de décollement tournant, qui s'étend progressivement à toute la circonférence du compresseur, au niveau du rotor R3. Numériquement, il a été vu au paragraphe 19.1.1.3 que les cellules de décollement tournant disparaissent par coalescence pour ne former plus qu'une seule cellule par secteur de  $2\pi/8$ , qui va grandir, et engendrer une zone de haute pression qui force ensuite l'écoulement à se retourner. Qualitativement, les observations sont cohérentes entre les deux approches. Quantitativement, les résultats numériques ne pouvaient pas prédire l'apparition d'une seule cellule dans le compresseur à cause de la périodicité forcée. En revanche, la prédiction de la coalescence, qui donne naissance à 8 cellules, est le résultat le plus cohérent avec les essais qui pouvait être obtenu.

En conclusion, ici aussi, il y a un très bon accord qualitatif sur le mécanisme de retournement de l'écoulement, puisque les approches numériques et expérimentales s'accordent à dire que les cellules de décollement tournant fusionnent pour former une ou huit cellules de taille importante, qui va obstruer le compresseur et forcer l'écoulement à se retourner.

## 19.6 Étude des basses fréquences

Les basses fréquences sont très présentes dans l'écoulement pendant le cycle de pompage, et en particulier pendant les instants qui précèdent le retournement. Elles ont été aperçues tout au long de l'analyse des phénomènes précurseurs au pompage ; lors du premier départ, la fréquence 96Hz, (une période d'environ 2 rotations), semble prédominer parmi les basses fréquences de l'écoulement (Fig 19.32a). En revanche, il



(a) Phase transitoire vers le pompage

FIGURE 19.31 – Retournement de l'écoulement observé expérimentalement [16]

semble que ce soit plutôt la fréquence 192Hz (période d'environ 1 rotation) qui prédomine lors du second départ en pompage (Fig 19.32b). Cette partie se propose de vérifier que ces ondes ont la même structure essentiellement axiale que celles qui existaient lors du phénomène de décollement tournant étudié partie III, puis de décrire l'évolution temporelle de ces deux fréquences. La partie III identifie la fréquence 94Hz (96Hz ici) comme étant le troisième mode résonant du banc d'essai, et la fréquence 188Hz (192Hz ici) comme étant la première harmonique de ce mode résonant. L'identification n'a pas été refaite explicitement dans cette partie car il s'agit du même travail, ayant abouti au même résultat que précédemment.

Il est à noter qu'étant donné la longueur différente des signaux analysés ici et pour la partie III de décollement tournant, la résolution en fréquence est différente, mais les fréquences étudiées ici sont les mêmes que précédemment du point de vue de la physique. Par conséquent, la fréquence de 96Hz analysée ici est la même que la fréquence de 94Hz, et la fréquence de 192Hz correspond à la fréquence de 188Hz analysées dans la partie III.

### 19.6.1 Structure de ces ondes

Comme lors de l'étude des basses fréquences présentes pendant le décollement tournant (partie III), il s'agit ici de montrer que les deux fréquences 96Hz et 192Hz sont des ondes globalement axiales.

#### 19.6.1.1 Structure axiale

La figure 19.33 montre l'évolution axiale de l'amplitude des fréquences 96Hz et 192Hz juste avant les deux départs en pompage. De ces figures, il ressort qu'avant le premier départ en pompage, c'est la



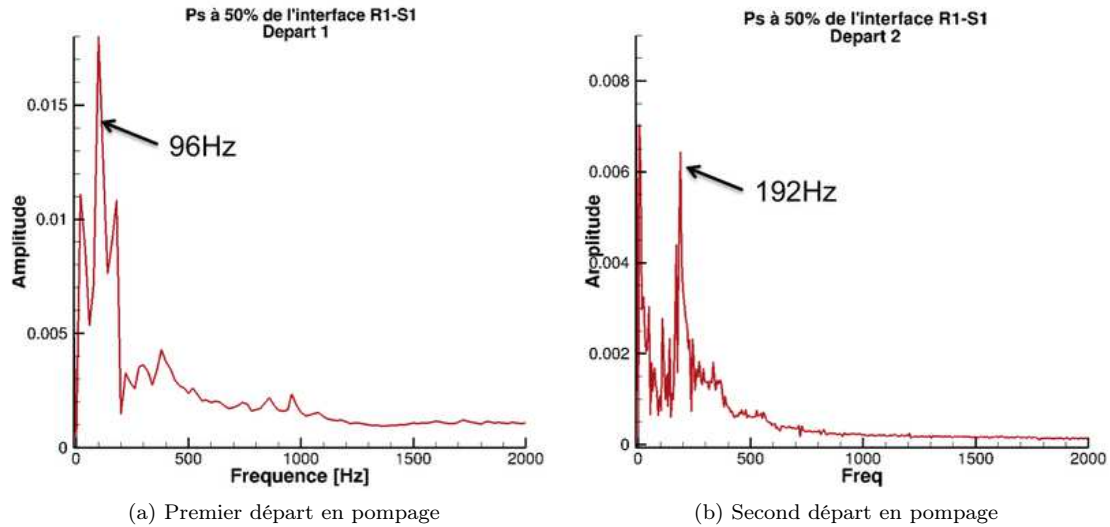


FIGURE 19.32 – Identification des basses fréquences présentes dans l'écoulement pendant la phase de départ en pompage

fréquence de 96Hz qui est la plus énergétique des deux, alors que la fréquence 192Hz prédomine dans l'écoulement juste avant le second retournement. De plus, d'une manière générale, les amplitudes de ces deux fréquences sont environ deux fois moins élevées lors du second retournement que lors du premier, ce qui rejoint les remarques faites précédemment sur le niveau d'énergie mis en jeu, plus faible lors des instants précédant le second retournement.

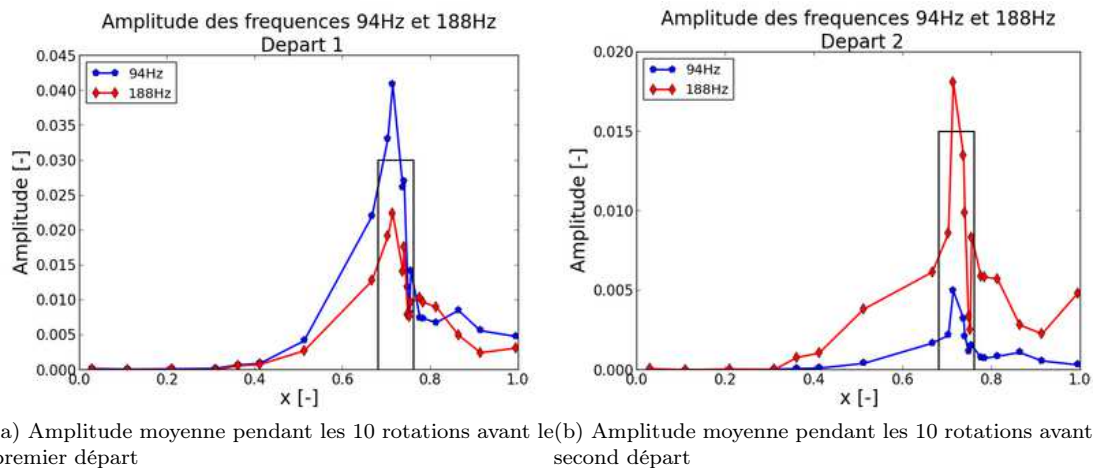


FIGURE 19.33 – Évolution axiale de l'amplitude des basses fréquences pendant la phase de départ en pompage, dans toute l'étendue annulaire de la configuration - Rectangle noir : position du compresseur

### 19.6.1.2 Structure circumférentielle

Afin de vérifier la structure circumférentielle des 2 ondes, la répartition de l'énergie en fonction des modes circumférentiels et de la position axiale a été tracée sur la Fig 19.34. La première colonne (Fig 19.34a et Fig 19.34c) concerne l'énergie de la fréquence 96Hz lors des deux départs en pompage successifs, et la seconde colonne (Fig 19.34b et Fig 19.34d) concerne la fréquence 192Hz. Le rectangle blanc délimite la zone du compresseur, et le maillage de cette répartition est matérialisé en noir. L'axe des x est adimensionné.

D'après ces 4 figures, il apparaît clairement qu'à part pour deux zones, plus de la moitié de l'énergie de chacune de ces fréquence avant les deux événements de départ en pompage est contenue dans le mode circonférentiel nul. Les deux zones à part ont les caractéristiques suivantes :

1. La zone centrée autour de  $x = 0,4$  correspond à la zone juste avant la sortie de la cuve amont, où il se produit une recirculation importante à cause du brutal changement de section aux rayons élevés, et une forte convergence des lignes de courant pour les rayons plus faibles.
2. le compresseur, en fournissant de la giration au fluide, réduit l'énergie du mode circonférentiel 0 à environ 25% de l'énergie totale ; le reste de l'énergie est répartie de façon diffuse parmi les autres modes circonférentiels.

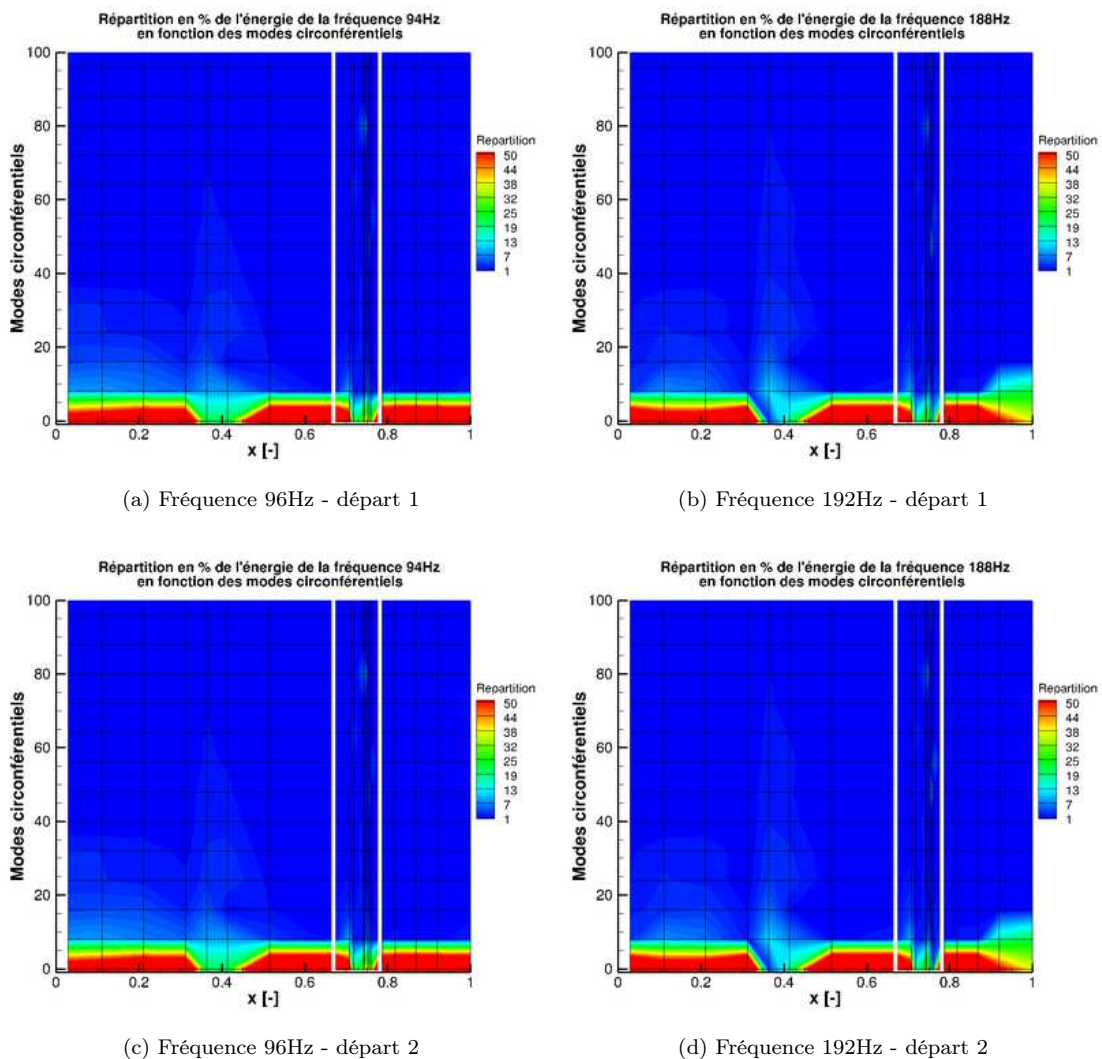


FIGURE 19.34 – Évolution axiale de la répartition d'énergie des basses fréquences en fonction des modes circonférentiels - Rectangle blanc : position du compresseur

En résumé, la majorité de l'énergie est contenue dans le mode circonférentiel nul dans toute la configuration, sauf en deux points particuliers, où le mode circonférentiel 0 ne concentre plus que 25% environ de l'énergie totale. Dans ces deux zones, l'énergie restante est très bien répartie entre les autres modes. Les deux ondes à 96Hz et 192Hz sont donc bien des ondes qui, globalement, ne sont pas reliées à des modes circonférentiels.

### 19.6.1.3 Structure radiale

Les seules données radiales et temporelles obtenues lors de la simulation numérique sont les interfaces rotor-stator, extraites tous les 10 pas de temps. Une ligne de maillage radiale a été extraite à une position circonférentielle choisie arbitrairement pour chaque interface, et une double décomposition modale a été appliquée pour observer les modes radiaux en fonction de la fréquence associée. La figure 19.35 présente 6 doubles décompositions modales des données radiales extraites aux interfaces R1-S1, R2-S2 et R3-S3, pour chacun des deux départs en pompage simulés. Les modes radiaux  $y$  sont représentés en fonction de leur fréquence.

D'après ces figures, c'est bien la fréquence de 96Hz qui contient plus d'énergie lors du premier départ et inversement, la fréquence 192Hz est plus marquée lors du second départ. De plus, l'énergie est de loin essentiellement contenue dans le mode radial nul, ce qui montre que les basses fréquences 96Hz et 192Hz ne sont globalement pas associées à des modes radiaux dans le compresseur.

Il n'existe pas de données permettant de renseigner sur les modes radiaux de l'écoulement dans les parties banc amont et aval de la configuration. Par conséquent, l'observation d'un champ instantané permettra, comme dans la partie III, de se faire une idée des modes radiaux pouvant exister dans l'écoulement. La figure 19.36 présente un champ instantané de vitesse axiale dans le banc amont (Fig 19.36a) et dans le banc aval (Fig 19.36b). Les mêmes remarques que dans la partie III peuvent être faites, à savoir que dans le banc amont, il n'y a pas de mode radial bien visible, ce qui laisse penser que ni le mode 96Hz, ni le mode 192Hz (ni aucun autre mode) n'induit de distorsion radiale de l'écoulement. À l'aval, les phénomènes qui se produisent sont les mêmes que ceux décrits dans la partie III, à savoir que le jet issu du stator S3 et débouchant dans le collecteur aval crée, de fait, un mode radial. Cependant, son origine étant évidente, ce mode radial n'a que peu de chances d'être relié aux fréquences 96Hz ou 192Hz.

### Conclusion sur la structure des ondes

L'étude de la répartition d'énergie des ondes basses fréquences entre les modes circonférentiels, à travers tout le banc d'essai et le compresseur a permis de mettre en évidence que l'énergie de ces ondes est majoritairement contenue dans le mode circonférentiel nul. De plus, l'étude des modes radiaux aux interfaces rotor-stator, ainsi que l'observation d'un champ instantané dans les parties amont et aval du banc d'essai permet de mettre en évidence, avec une bonne certitude, que les deux ondes basses fréquences étudiées n'ont que très peu, ou pas, d'énergie contenue dans les modes radiaux non nuls.

Les deux ondes basses fréquences ont donc une structure axiale, ne comportant globalement ni mode radial ni mode circonférentiel. Le même type d'étude que celle présentée partie III montre que l'onde de fréquence 96Hz a la même structure axiale que le mode résonant prédite par AVSP, cependant, elle n'est pas présentée ici car identique à celle présentée partie III.

### 19.6.2 Évolution temporelle

La figure 19.37 montre l'amplitude des fréquences 96Hz (Fig 19.37a) et 192Hz (Fig 19.37b) pendant trois intervalles de temps différents démarrant à  $t_i$  (avec  $t_1 < t_2 < t_3$ ), avant le premier départ en pompage. La figure 19.38 montre le même type de graphique, mais à des instants situés juste avant le second départ en pompage.

Avant le premier retournement de l'écoulement, l'amplitude des deux fréquences étudiées augmente ; cette augmentation est bien plus marquée pour la fréquence 96Hz cependant. À l'instant  $t_1$ , l'amplitude de la fréquence 96Hz est presque la même que celle de la fréquence 192Hz, ce qui montre que les ondes avaient globalement le même point de départ, mais que seule l'onde de 96Hz a pu gagner vraiment de l'amplitude.

Avant le second retournement de l'écoulement, les phénomènes de gain d'amplitude sont inversés entre les fréquences, comme le montrent les Fig 19.38a et 19.38b. Les deux ondes ont quasiment la même

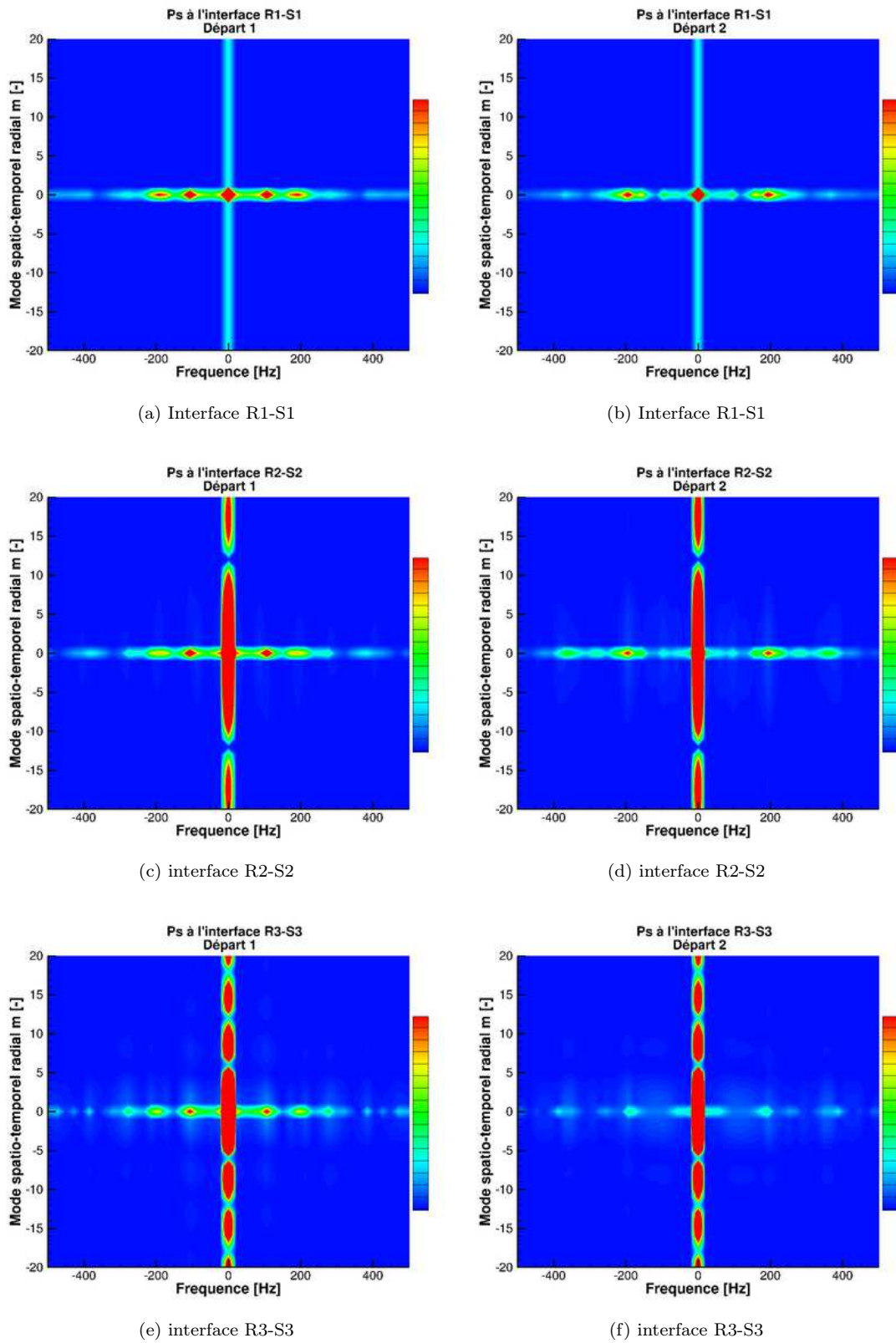


FIGURE 19.35 – Modes radiaux en fonction des modes temporels aux 3 interfaces rotor-stator, pour les deux départs en pompage

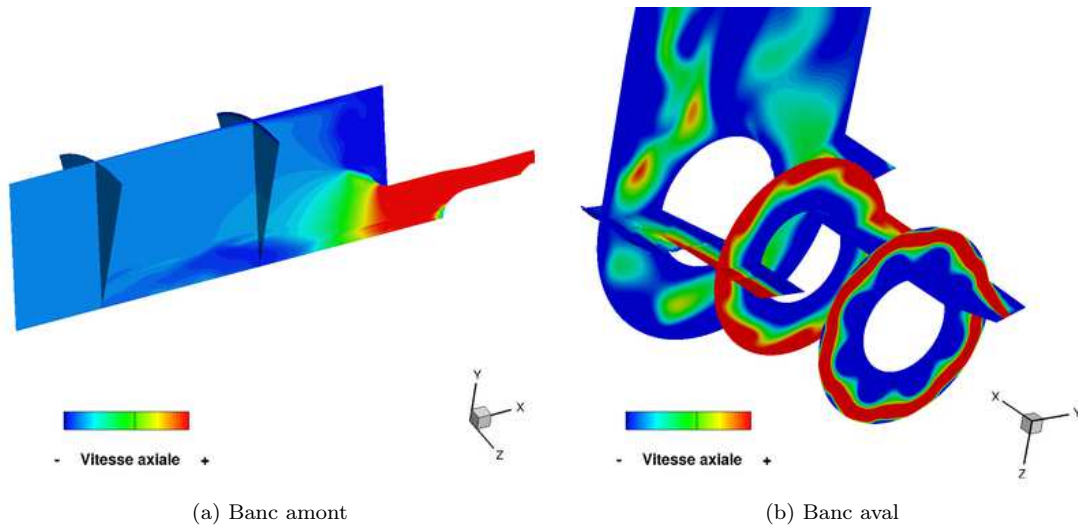


FIGURE 19.36 – Champ instantané dans le banc d’essai - Premier départ en pompage

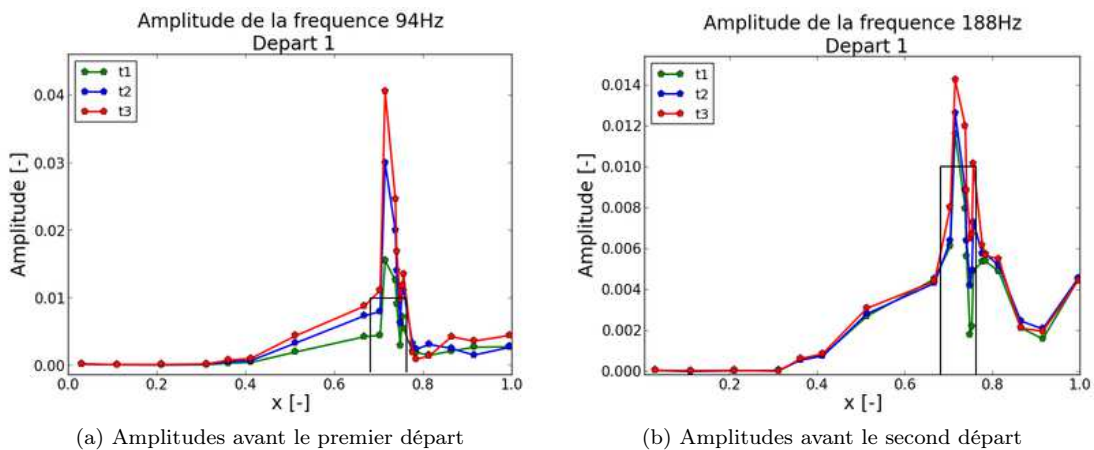


FIGURE 19.37 – Évolution temporelle et axiale de l’amplitude des basses fréquences avant le premier départ en pompage

amplitude au départ, mais cette fois-ci, c’est l’onde à 192Hz qui est favorisée.

L’effet déstabilisant du banc est étudié dans le paragraphe 19.8, qui met en évidence que les basses fréquences qui s’y développent sont responsables de la façon brusque dont le compresseur part en pompage. L’évolution temporelle des basses fréquences au moment du départ en pompage, mise en évidence ci-dessus, appuie *a priori* ce constat.

## Conclusion

Les deux ondes basses fréquences, repérées sur les courbes de pression dès le début de l’analyse des deux départs, ont été identifiées et leur valeur en fréquence est respectivement de 96Hz, et de 192Hz. La seconde est donc la première harmonique de la première. Leur structure globalement axiale a été mise en évidence par l’étude de la répartition d’énergie entre les modes circonférentiels ; et par l’observation d’une part des modes radiaux aux interfaces rotor-stator, et du champ dans les parties banc amont et aval, les données disponibles ne permettant pas d’analyse par transformée de Fourier radiale.

Lors du premier départ en pompage, les deux ondes co-existent et ont des amplitudes équivalentes au

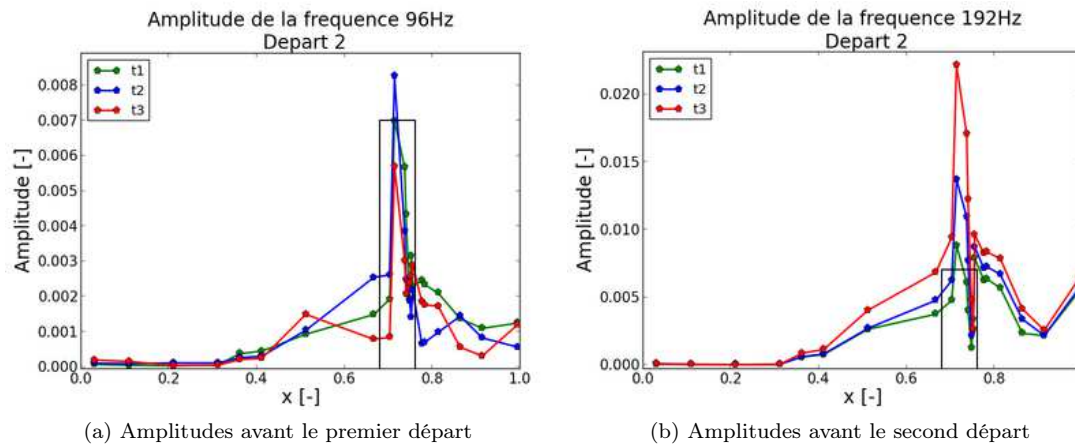


FIGURE 19.38 – Évolution temporelle et axiale de l'amplitude des basses fréquences avant le second départ en pompage

départ. Cependant, c'est l'onde de fréquence 96Hz qui est favorisée, et elle gagne en amplitude jusqu'à ce que l'écoulement se retourne. Lors du second départ, c'est le phénomène inverse qui se produit. La raison de ce phénomène n'est pas claire, cependant, on peut faire le lien avec l'évolution des deux fréquences 94Hz et 188Hz (les mêmes, à la résolution en fréquence près) présentes lors du décollement tournant étudié dans la partie III. En effet, la fréquence 94Hz cède son énergie à sa première harmonique, et le même phénomène se produit pendant le pompage.

## 19.7 Impact des phénomènes précurseurs aux inversions sur les aubages

Les phénomènes principaux se produisant pendant les instants précédant le retournement de l'écoulement sont essentiellement de nature périodique, c'est pourquoi l'impact potentiel sur les aubages est appréhendé à partir de transformées de Fourier des coefficients de pression à la peau. Même si le rotor R1 est peut être le plus exposé des 6 roues de CREATE, de par sa taille par rapport aux autres rotors, et par le fait de sa giration (en comparaison avec les stators), il ne faut pas oublier que les rotors R2, et surtout R3, subissent un phénomène de décollement tournant particulièrement énergétique, localisé en tête de pale (extrémité libre).

La figure 19.39 montre la transformée de Fourier du  $C_p$  sur la peau de R1 à 50% de hauteur de pale avant les deux départs en pompage. La transformation de Fourier étant effectuée dans le repère tournant, on peut voir les fréquences des stators, perçus comme tournant dans le repère du rotor. Lors du premier départ en pompage, les fréquences prédominantes, par leur amplitude, sont les fréquences 96Hz et 6150Hz, la seconde correspondant à la RDE. Les harmoniques de cette dernière fréquence sont également énergétiques, et la fréquence du stator S1 est aussi énergétique que la seconde harmonique de la RDE. Lors du second départ en pompage, les basses fréquences impliquées sont un peu différentes, mais les hautes fréquences sont les mêmes que pour le premier départ.

La figure 19.40 montre la transformée de Fourier du  $C_p$  sur la peau de R3 à 50% de hauteur de pale avant les deux départs en pompage. Du fait que la FFT a été faite dans le repère tournant du rotor, le décollement tournant n'a plus la même fréquence. En repère absolu, le rotor tourne à la vitesse de 1207rad/s, et les cellules tournent à 80,6% de cette vitesse lors du premier départ en pompage, soit 973,1 rad/s. En repère relatif, le rotor ne tourne plus et les cellules de décollement tournant tournent dans l'autre sens :  $\Omega_{cell\_relatif} = 973,1 - 1207\text{rad/s}$ , soit une fréquence de  $973,1/2\pi \times 16 = 595,6\text{Hz}$  car il y a 16 cellules. Pour le second départ en pompage, les 24 cellules tournant à 79,6% de la vitesse de rotation de l'arbre, soit une fréquence de 960Hz dans le repère du rotor. La fréquence 595Hz sur la Fig 19.40a et la fréquence 960Hz sur la Fig 19.40b sont celles qui ont la plus grande amplitude, ce qui souligne la

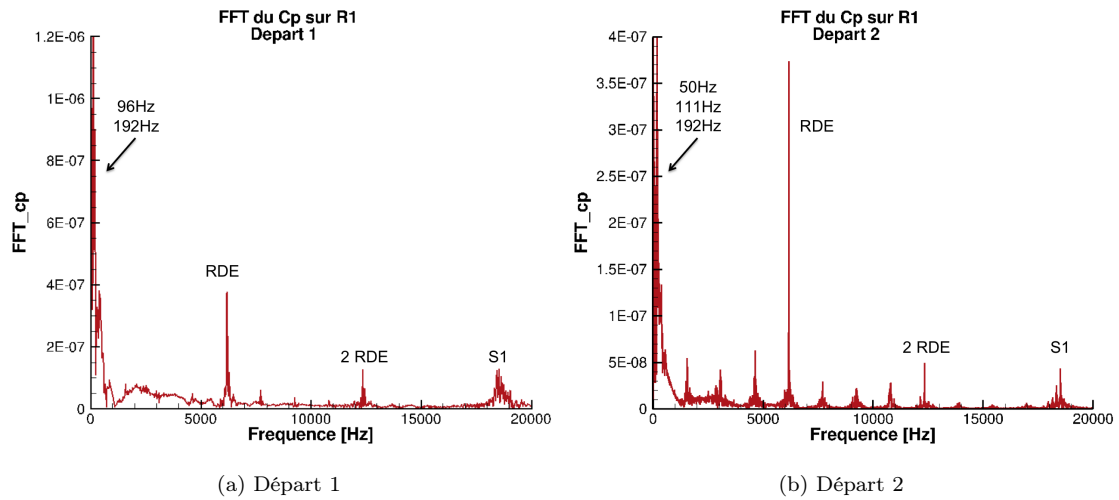


FIGURE 19.39 – Décomposition de Fourier des coefficients de pression sur le rotor R1 à 50% de hauteur de pale

dangerosité potentielle du phénomène.

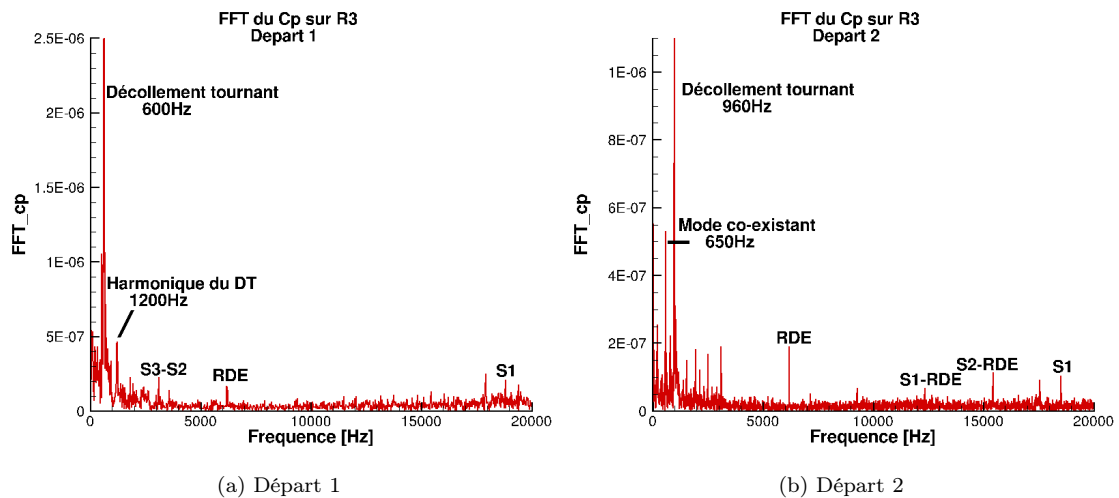


FIGURE 19.40 – Décomposition de Fourier des coefficients de pression sur le rotor R3 à 50% de hauteur de pale

En résumé, cette phase du cycle de pompage peut être critique pour les pales en termes de chargement mécanique ainsi que vis-à-vis des phénomènes aéroélastiques comme le flottement. Un calcul purement aérodynamique, comme c'est le cas ici, ne peut cependant s'avancer à tirer des conclusions précises. Un calcul aéro-élastique permettrait de mesurer le risque réel lié aux phénomènes aéroélastiques.

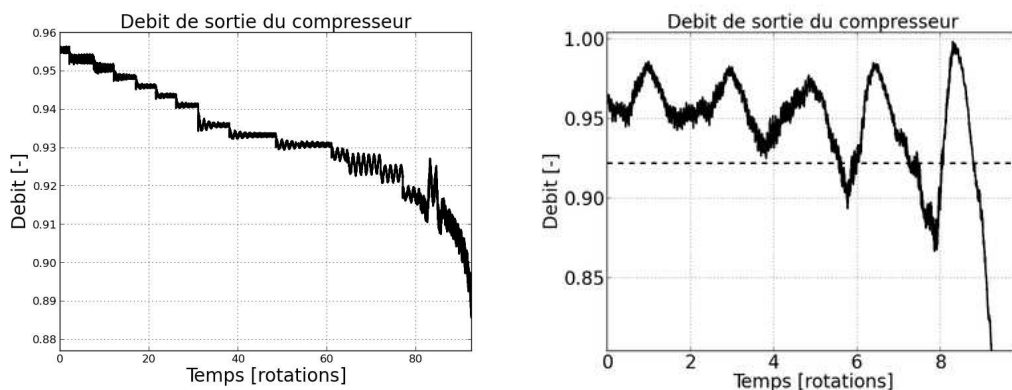
## 19.8 Déstabilisation liée au banc

Les phénomènes précurseurs du premier retournement de l'écoulement ont été identifié : tout d'abord, du décollement tournant se produit, entraînant la présence de 16 cellules tournant à environ 80% de la vitesse de l'arbre. De plus, une onde basse fréquence, axiale et globale, module la pression statique et le

débit dans tout l'écoulement et du pompage modifié se produit. L'amplitude de l'oscillation atteint jusqu'à 15% de la valeur moyenne du débit, ce qui suggère une possible déstabilisation de l'écoulement liée au banc, du fait qu'il engendre l'onde basse fréquence par son troisième mode résonant. Afin de vérifier cette hypothèse, une simulation instationnaire proche pompage a été réalisée sur le compresseur isolé. À partir du premier point proche pompage obtenu et présenté partie III, la vanne de sortie a été fermée et l'écoulement a convergé vers un nouveau point de fonctionnement, à débit plus faible. L'opération a été répétée autant de fois que nécessaire pour provoquer le phénomène de pompage, marquée par une chute brutale du débit.

Les résultats obtenus sont synthétisés dans la Fig 19.41, qui montre les deux départs en pompage obtenus. La figure 19.41a concerne le compresseur isolé et la figure 19.41b concerne le compresseur sur son banc. Le mécanisme de départ en pompage ne semble pas être le même d'une simulation à l'autre. Alors que le compresseur isolé est amené au pompage de façon plutôt "douce", le compresseur sur le banc d'essai part en pompage de façon plutôt brutale, après une seule fermeture de vanne en sortie. Sur la Fig 19.41, la ligne en pointillés correspond au dernier débit stable du compresseur isolé.

Etant donnée la vitesse du son dans le banc aval et la distance à couvrir entre la vanne de sortie et la sortie du compresseur, il faut environ 7ms à une onde de pression pour parcourir la distance. Par conséquent, l'onde de pression créée par la fermeture de la vanne met environ 7ms pour atteindre la sortie du compresseur, soit environ 1,3 rotations. L'arrivée de cette onde haute pression est visible sur le signal de débit. En effet, à  $t = 1.5$  rotations, la forme régulière du signal, liée à l'oscillation basse fréquence, est altérée. Le signal de débit subit l'effet antagoniste de deux phénomènes. D'une part, l'onde de pression issue de la vanne tend à faire diminuer le débit, alors qu'à ce point, l'oscillation basse fréquence est censée faire ré-augmenter le débit. La conséquence est une pente positive mais réduite du débit entre  $t = 1,5$  et  $t = 2,5$  rotations. À partir de là, les effets des deux phénomènes s'amplifient mutuellement et induisent des oscillations de pression statique et de débit de plus en plus grande, jusqu'au point de non-retour qui mène au pompage.



(a) Déclenchement du pompage dans le compresseur isolé (b) Déclenchement du pompage dans le compresseur sur banc d'essai

FIGURE 19.41 – Influence of the rig on surge inception

À partir de ces observations, il est clair que ce ne sont pas les mêmes mécanismes qui causent l'entrée en pompage des compresseurs isolés et sur le banc. En effet, le compresseur isolé ne subit pas l'oscillation basse fréquence liée au banc. Par la résonance acoustique que ce dernier induit et les effets sur la pression de l'écoulement, le banc d'essai a un effet déstabilisant important qui fait que le compresseur part en pompage de façon brutale et à un débit moyen plus élevé, alors que le compresseur isolé a pu être amené au pompage très progressivement, son écoulement se dégradant progressivement par l'effet d'un décollement tournant devenant plus intense.



## Conclusion

L'étude des deux départs en pompage a permis de mettre en évidence les phénomènes précurseurs menant au pompage, et de comprendre le mécanisme de retournement de l'écoulement. Les phénomènes constatés pendant ces deux phases du cycle de pompage sont listés :

- Le retournement de l'écoulement se produit d'abord dans l'étage 1. Rapidement, l'écoulement des étages 2 et 3 se retourne également. Ce phénomène se produit en moins d'une rotation, ce qui constitue *a priori* une sollicitation importante mais courte pour les aubages. La phénoménologie des deux retournements de l'écoulement sont par ailleurs similaires.
- Juste avant le retournement de l'écoulement, les 16 cellules de décollement tournant fusionnent pour ne former plus que 8 cellules, dont la taille croît jusqu'à bloquer toute la section annulaire du compresseur, ce qui déclenche le pompage. Ce phénomène a été observé lors des études expérimentales, avec 17 à 20 cellules disparaissant par coalescence en une unique cellule. L'accord qualitatif est donc bon entre les essais et la simulation ; quantitativement, la simulation numérique ne pouvait pas prédire mieux l'évolution des cellules, étant donnée la périodicité forcée de l'écoulement, imposé par la configuration en  $2\pi/8$ .
- Le décollement tournant fait partie des phénomènes précurseurs pour les deux départs en pompage simulés. Cependant, ils n'ont pas les mêmes caractéristiques. Lors du premier départ en pompage, le décollement comporte 16 cellules tournant à 80,6% de la vitesse de l'arbre, alors qu'au second départ, 24 cellules tournant à 79,6% de  $\Omega_{arbre}$ . L'explication de cette différence est probablement à rechercher dans le fait que le second départ en pompage se produit à un taux de compression légèrement supérieur à celui du premier départ. Enfin, comme dans la partie III, des modes coexistants ont été identifiés.
- La basse fréquence qui module l'écoulement lors du premier départ en pompage vaut 96Hz, et son énergie tend à se reporter sur la fréquence 192Hz, qui module l'écoulement juste avant le second départ en pompage. Un parallèle peut être fait entre ce phénomène et celui observé dans la partie III, lors de l'étude des basses fréquences présentes pendant le décollement tournant. Il a été mis en évidence que sans intervention extérieure, l'énergie tend à migrer de la fréquence 96Hz vers la fréquence 192Hz au cours du cycle.
- Le banc a un effet déstabilisant sur l'écoulement proche pompage, par la résonance acoustique qu'il induit. Du point de vue de la simulation numérique, le compresseur est dans ce cas plus difficile à contrôler que lorsqu'il est isolé.
- Les principaux dangers pour les aubages pendant cette phase du pompage sont, d'une part, le coup de bélier lié au retournement très rapide de l'écoulement, et d'autre part, le risque de rencontrer des phénomènes aéroélastiques (flottement, réponse forcée synchrone ou asynchrone) liés aux fréquences énergétiques qui dominent dans l'écoulement pendant la phase qui précède l'inversion.

# Chapitre 20

## Phase de débit inversé

Après le retournement de l'écoulement, le compresseur subit un écoulement inversé pendant lequel, globalement, les pressions statique et totale chutent alors que le débit augmente pour atteindre à nouveau 0. Par conséquent, le taux de compression s'effondre. Cette phase se termine lorsque le débit commence à devenir à nouveau positif, instant qui coïncide avec celui où le taux de compression atteint son minimum absolu du cycle. Les instants étudiés vont de  $t = 0,055s$  à  $t = 0,135s$ .

Dans un premier temps, l'étude de l'évolution temporelle des pressions statique de l'écoulement, ainsi que du débit et de la vitesse axiale, permet de comprendre la phénoménologie de cette phase du cycle. L'analyse spectrale qui suit permet d'isoler les fréquences et les modes circonférentiels influents, cependant, les phénomènes périodiques ne sont pas les plus révélateurs. En effet, la structure de l'écoulement inversé qui se produit est riche d'enseignements sur les contraintes mécaniques et thermiques subies par le compresseur. L'analyse des répercussions possibles sur les aubages est réalisée juste après l'étude de l'écoulement inversé.

### Sommaire

---

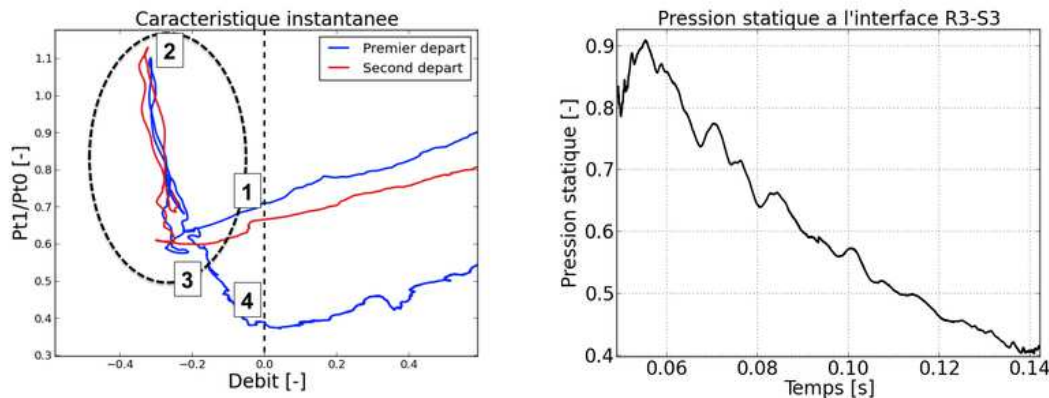
<b>20.1 Évolution temporelle de l'écoulement</b>	<b>178</b>
20.1.1 Débit et pression statique	178
20.1.2 Aspect de l'écoulement	178
20.1.2.1 Vitesse axiale	178
20.1.2.2 Pression statique	179
20.1.2.3 Température statique	179
<b>20.2 Analyse spectrale</b>	<b>182</b>
20.2.1 Évolution temporelle des modes temporels	182
20.2.2 Modes spatio-temporels	183
<b>20.3 Étude de l'écoulement inversé</b>	<b>184</b>
20.3.1 Généralités	184
20.3.2 Étude de l'écoulement dans un étage	186
20.3.3 Triangle des vitesses	187
20.3.4 Interprétation	189
<b>20.4 Répercussions sur les aubages</b>	<b>190</b>
20.4.1 Effets liés à la forte désadaptation de l'écoulement	190
20.4.2 Sollicitation thermique des aubages	193
20.4.2.1 Évaluation de la température en régime variable d'une plaque soumise à un échelon de température	194
20.4.2.2 Application de la méthode à l'aube de la RDE pendant la phase à débit inversé	195
<b>20.5 Résultats expérimentaux</b>	<b>196</b>

---

## 20.1 Évolution temporelle de l'écoulement

### 20.1.1 Débit et pression statique

La caractéristique instantanée du compresseur pendant la phase à débit inversé est présentée Fig 20.1a et l'évolution temporelle de la pression statique au niveau de l'interface R3-S3 est présentée Fig 20.1b. L'évolution du débit dans le compresseur est monotone et croissante, une fois la chute rapide initiale terminée. La pression statique commence par augmenter un peu et se met rapidement à décroître, de  $t = 0,055s$  à  $t = 0,14s$ . Ce maximum local de pression statique correspond à la partie de la caractéristique à côté du numéro 2 sur la Fig 20.1a. L'étude de l'évolution de la pression statique et de la vitesse axiale pendant cette phase du pompage en section 20.1.2 permettra d'expliquer ce phénomène, qui crée la boucle sur la caractéristique de fonctionnement. Il est à noter que ce phénomène se produit pour les deux inversions d'écoulement simulées.



(a) Caractéristique de fonctionnement instantanée pendant la phase de débit inversé - Débit en sortie de stator S3

(b) Pression statique à l'interface R3-S3

FIGURE 20.1 – Débit, taux de compression et pression statique dans le compresseur pendant la phase de débit inversé

### 20.1.2 Aspect de l'écoulement

La vitesse axiale et la pression statique à 50% de hauteur de veine sont représentées à plusieurs instants successifs dans les Fig 20.2 et Fig 20.3. Les 4 instants choisis sont localisés sur la caractéristique de fonctionnement de la Fig 20.1a. Le premier instant correspond au moment où l'écoulement vient de s'inverser. Le second instant choisi correspond au pic de pression totale qui se produit peu après. Le troisième instant est un instant intermédiaire entre le pic de pression totale et le quatrième instant, situé juste avant que le débit s'annule à nouveau (Fig 20.1a). Dans ce qui suit, les figures présentant l'évolution de l'écoulement à 4 instants différents se lisent de gauche à droite, et de haut en bas. Les instants étudiés sont les instants  $t = 0,054s$ ,  $t = 0,06s$ ,  $t = 0,0937s$  et  $t = 0,1349s$ .

#### 20.1.2.1 Vitesse axiale

La vitesse axiale est négative ou nulle juste après le retournement de l'écoulement, sauf à l'intrados des stators S2 et S1, où des poches de décollement, reconnaissables par la vitesse axiale positive, apparaissent (Fig 20.2a). De l'instant 1 à l'instant 2, le débit continue à chuter, comme le montre la caractéristique de la Fig 20.1a et la Fig 20.2b, en particulier dans le rotor R1 et entre le stator S1 et le rotor R2. Après l'instant 2, la vitesse axiale devient monotone croissante, si bien que lors des instants 3 et 4 (Fig 20.2c et Fig 20.2d), le champ de vitesse axiale se rapproche globalement de zéro. À l'instant 4, le débit est quasi nul, et le champ de vitesse axiale a un aspect très uniforme.

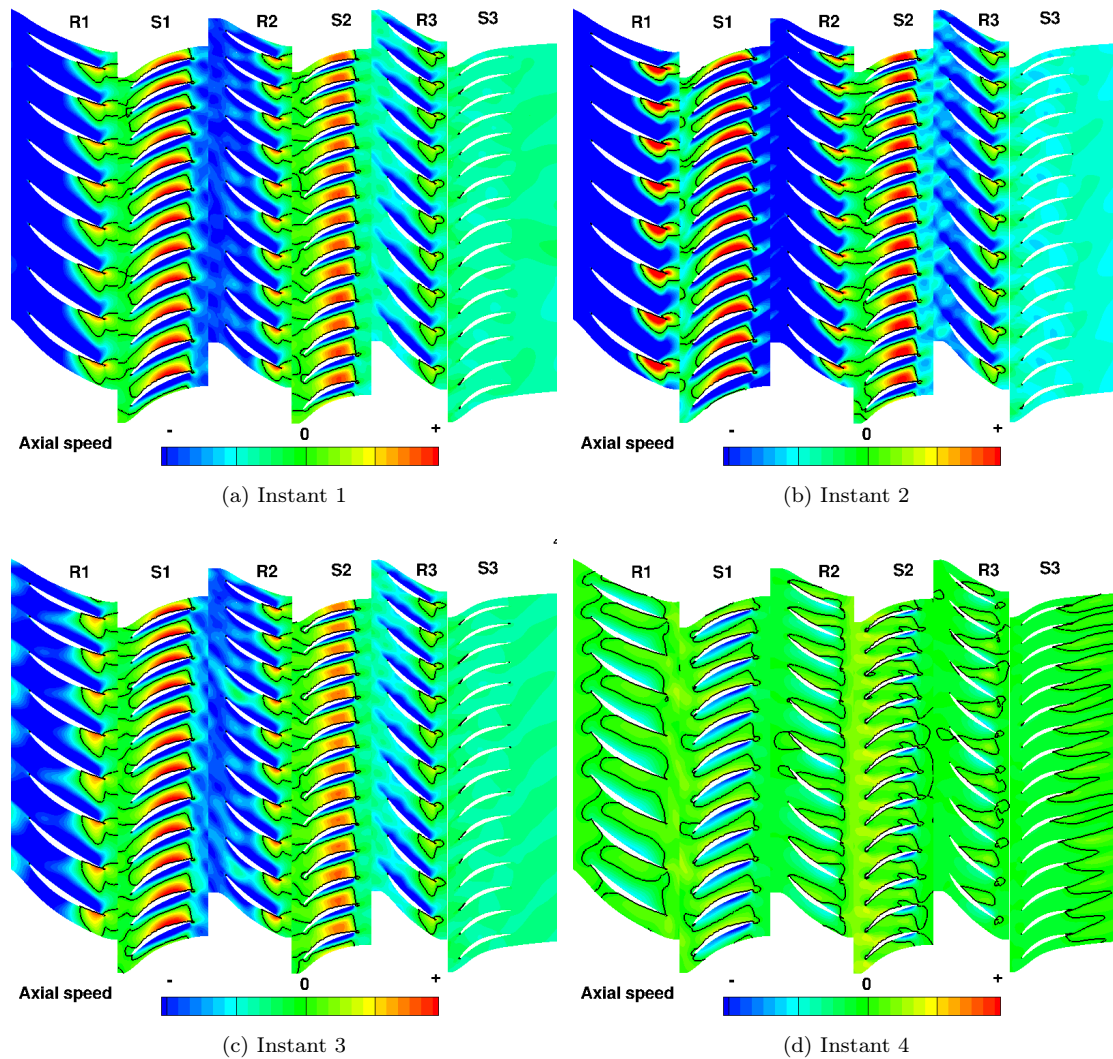


FIGURE 20.2 – Évolution de la vitesse axiale à 50% de hauteur pendant la phase de débit inversé

### 20.1.2.2 Pression statique

La variable visualisée dans la Fig 20.3 est la pression statique. À l'instant 1, l'écoulement vient de se retourner, et d'après la caractéristique de fonctionnement, le taux de compression n'a fait que chuter depuis le départ en pompage. À ce stade, le taux de compression est plutôt faible, ce qui se voit par la différence de couleur entre l'entrée et la sortie du compresseur sur la Fig 20.3a. À l'instant 2 (Fig 20.3b), la pression statique a chuté dans la RDE et les deux premiers étages, alors qu'elle n'a pas évolué dans l'étage 3. Cela explique le pic de taux de compression que met en évidence la caractéristique. À l'instant 3 (Fig 20.3c), le taux de compression est plus faible, ce qui résulte d'une baisse générale de la pression statique dans l'écoulement. Enfin, entre l'instant 3 et l'instant 4 (Fig 20.3d), la pression statique dans le compresseur a diminué et s'est uniformisée, ce qui cause le très faible taux de compression résultant. La pression est faible dans tout le compresseur, ce qui va favoriser, dans les instants qui suivent immédiatement, le rétablissement de l'écoulement dans le bon sens.

### 20.1.2.3 Température statique

L'évolution temporelle de la température statique dans le compresseur pendant la phase à débit inversé est très importante. La figure 20.4 montre un champ instantané de température statique pendant la phase

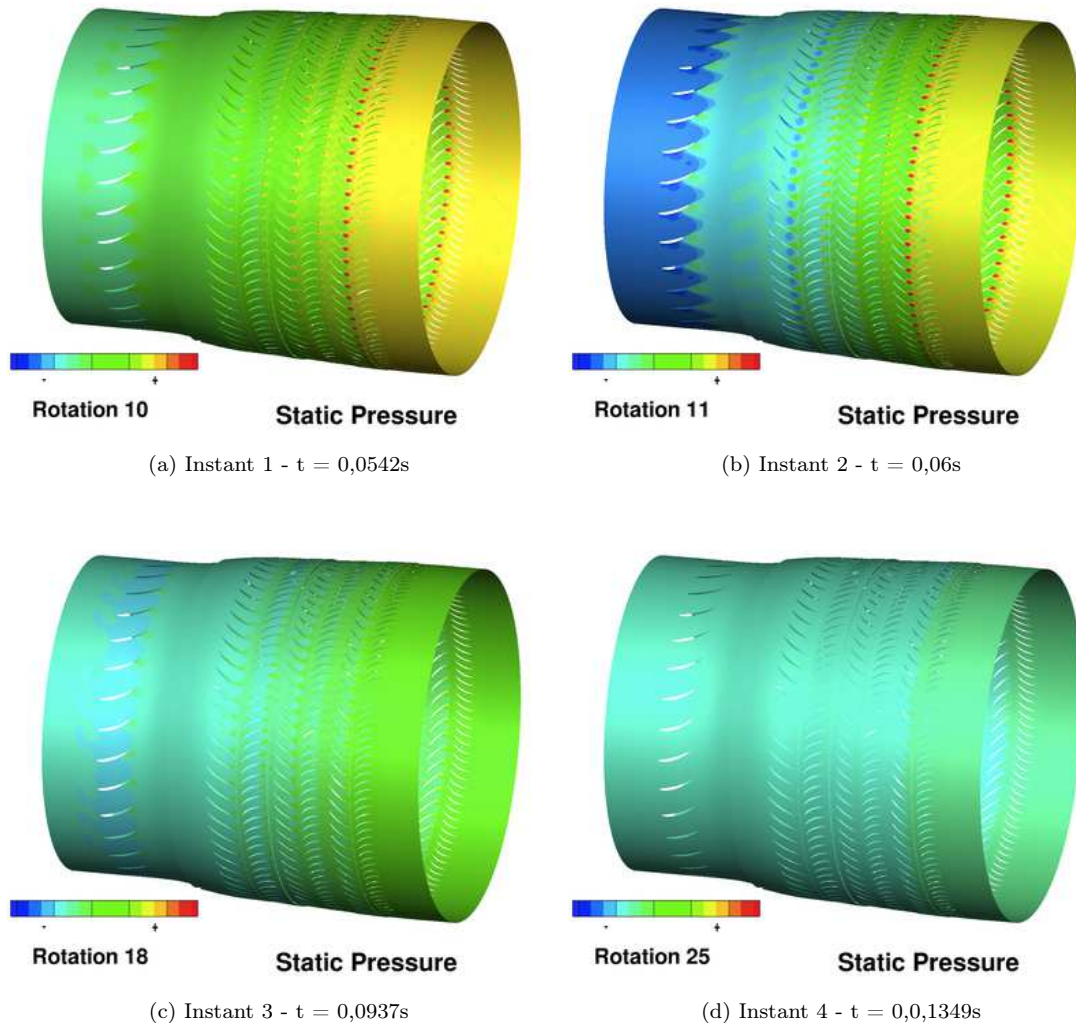


FIGURE 20.3 – Évolution de la pression statique à 50% de hauteur pendant la phase de débit inversé

1 de la simulation, c'est à dire pendant une phase où la température statique a encore l'aspect et des valeurs représentatives du régime nominal. La figure 20.5 montre les champs instantanés de température statique aux 4 instants déjà étudiés précédemment ; les 4 figures présentées sont à la même échelle que la Fig 20.4. En débit inversé, les rotors continuent à tourner alors qu'il n'y a presque pas de débit dans la machine. À défaut de pouvoir transférer leur énergie mécanique à l'écoulement sous forme de travail, les rotors la dissipent sous forme de chaleur, ce qui induit la forte hausse de température statique qui se produit pendant cette phase.

Afin de se faire une idée des variations thermiques en jeu, les températures d'entrée de la RDE et de sortie du stator S3 ont été calculées pour les 5 instants représentés ici :

1. À l'instant 1 (Fig 20.5a), la température des étages 1 et 2 a commencé à nettement augmenter. Comme ce sont les deux premiers étages à se retourner, les rotors dissipent leur énergie sous forme de chaleur depuis plus longtemps dans ces deux étages que dans l'étage 3, qui commence tout juste à chauffer.
2. Dès l'instant 2, l'aspect du champ de température est inversé par rapport à un écoulement sain, l'écoulement étant plus chaud au niveau de la RDE que dans l'étage 3 ; pour rappel, à cet instant, le point de fonctionnement est situé au pic du taux de compression.
3. L'instant 3 est le plus critique des 4, car la RDE s'est échauffée et le stator 3 s'est un peu refroidi, augmentant d'autant plus le gradient thermique subi par la machine.

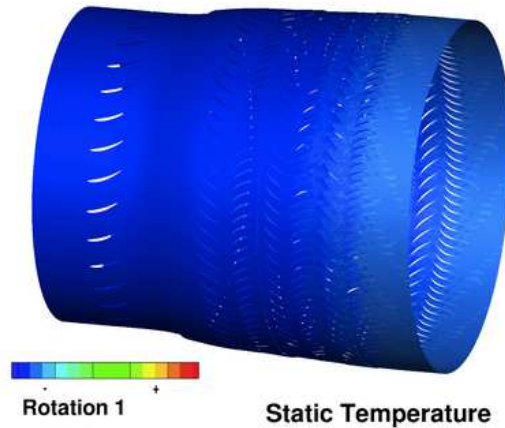


FIGURE 20.4 – Champ instantané de température statique pendant la rotation 1

4. Enfin, l'instant 4 montre que l'écoulement de la RDE commence à se refroidir.

L'importante évolution de la température statique incite à regarder de plus près son évolution en plusieurs points du compresseur. L'évolution temporelle de la température à 50% de hauteur à l'amont de la RDE est superposée à celle d'écoulement en aval du stator S3 sur la Fig 20.6a. Cette approche quantitative permet de confirmer et d'affiner les observations faites à partir des champs 2D de température statique : l'écoulement autour de la RDE chauffe brutalement, atteint un palier à environ 3 fois la température en régime nominal, puis diminue rapidement peu après la ré-inversion de débit. La température de l'écoulement autour du stator S3 commence par augmenter un peu, puis diminue d'environ 20% par rapport à sa valeur nominale, et augmente brutalement après la ré-inversion du débit. Ces phénomènes s'expliquent de la façon suivante :

- Lorsque l'écoulement se retourne, les aubes continuent à tourner et ne transfèrent presque pas de travail au fluide. Cette énergie mécanique est dissipée sous forme de chaleur et transférée à l'écoulement par les rotors. La convection de l'écoulement réchauffé issu de l'aval explique la hausse de température importante dans la RDE ;
- Les volumes du banc aval se vident à travers le compresseur ; en particulier, le stator S3 est le premier atteint par cet écoulement issu du banc. Quand l'écoulement est inversé, l'entrée dans le compresseur par le stator S3 est vue comme un convergent par l'écoulement (Fig 20.6b). Sa vitesse augmente alors, ce qui fait diminuer la pression et la température statiques par un phénomène de détente adiabatique. Ce refroidissement de l'écoulement est en concurrence avec l'échauffement lié à la dissipation de l'énergie mécanique des pales.
- Après la ré-inversion du débit, la chaleur accumulée dans les premières roues du compresseur est convectée par l'écoulement vers l'aval, ce qui explique qu'à partir de ce moment là, l'écoulement en sortie du stator S3 voit sa température statique augmenter.

## Conclusion

Le comportement de la pression et du débit incite à diviser la phase à débit inversé en deux phases successives :

1. La première phase, très courte, s'étend de  $t = 0,055s$  à  $t = 0,06s$ . Elle dure donc environ le temps de 1,5 rotation. Pendant cette phase, la pression diminue fortement dans la RDE alors qu'elle reste constante dans l'étage 3, ce qui explique le pic de taux de compression visible sur la caractéristique Fig 20.1a. Pendant ce temps là, le débit diminue également.
2. La seconde phase, qui dure de  $t = 0,06s$  à  $t = 0,135s$ , correspond à une phase pendant laquelle la pression totale du compresseur diminue, ce qui entraîne une chute du taux de compression et offre au débit la possibilité d'augmenter à nouveau. À la fin de cette phase, la pression statique et la pression totale sont à leur plus bas niveau, et le débit atteint la valeur de 0.

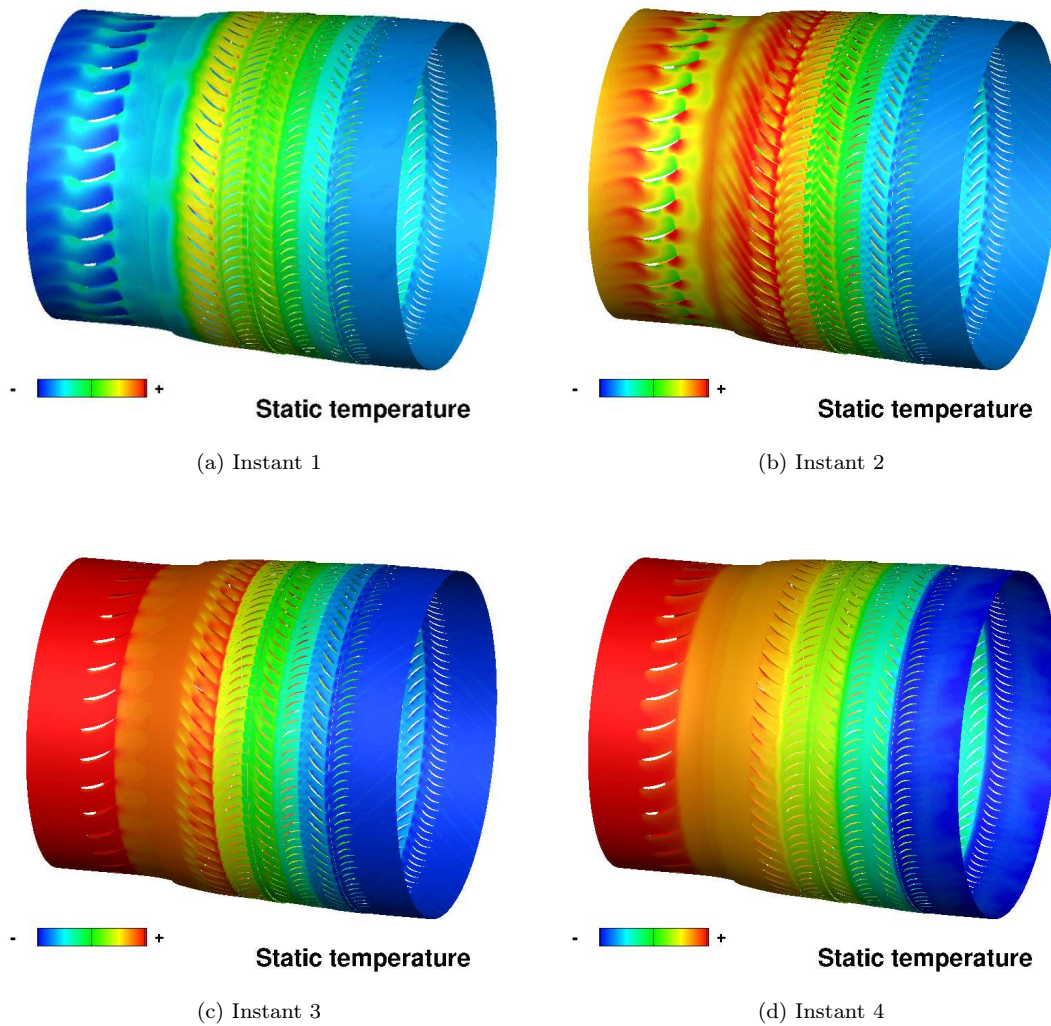


FIGURE 20.5 – Évolution de la température statique à 50% de hauteur pendant la phase de débit inversé

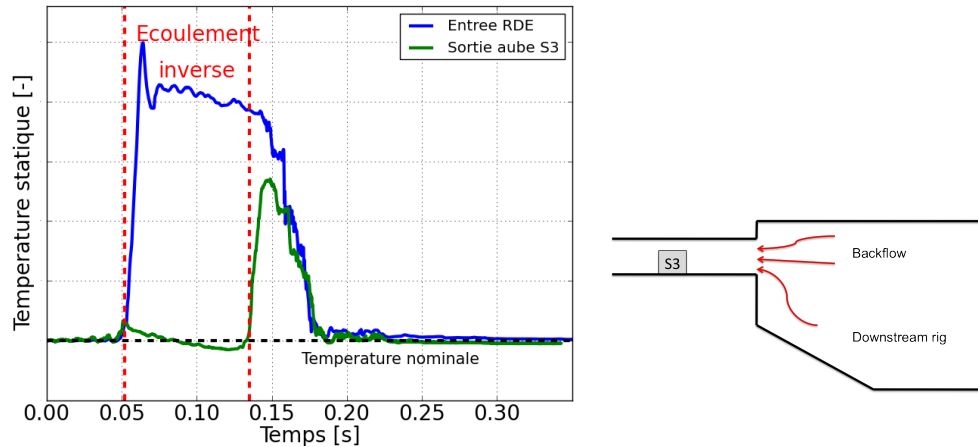
La phase à débit inversé est essentiellement marquée par une chute importante de la pression totale de la machine, qui s'accompagne de variations thermiques de grande amplitude, la température de la RDE atteignant des températures aussi élevées que 3,5 fois sa température en régime de fonctionnement normal. Ces variations se produisent sur un temps physique de 83,2ms. Les conséquences possibles sur les aubages et la machine en général seront étudiées dans la section 20.4.

## 20.2 Analyse spectrale

L'analyse spectrale, plus succincte que dans le chapitre 19, a simplement vocation à vérifier les principales fréquences influentes dans l'écoulement pendant la phase à débit inversé. L'évolution temporelle des modes temporels est d'abord étudiée, puis ces modes sont reliés aux modes circonférentiels dans un second temps.

### 20.2.1 Évolution temporelle des modes temporels

La figure 20.7 montre l'évolution temporelle des modes temporels de chaque interface rotor-stator, réalisée par transformation de Fourier à fenêtre glissante, avec une fenêtre de largeur 1,5 rotations ( $f_{min} = 128\text{Hz}$ ). Un seul mode prédomine pour chaque interface de l'écoulement, à savoir le mode du



(a) Évolution de la température totale à 50% de hauteur pen- (b) Configuration convergente en écoule-  
dant la phase de débit inversé dans la RDE et le stator S3 ment inversé

FIGURE 20.6

rotor de l'étage concerné : le mode 64 pour l'étage 1, et le mode 80 pour les étages 2 et 3. Dans l'interface R2-S2, le mode temporel 40 apparaît vers  $t = 0,066s$  et disparaît ensuite vers  $t = 0,087s$ . De même, le mode temporel 55 apparaît entre les instants  $t = 0,109s$  et  $t = 0,123s$ . Dans l'interface R3-S3, les deux modes temporels 40 et 55 apparaissent et disparaissent aux mêmes instants que dans l'interface R2-S2, cependant, l'échelle ne permet pas de voir le mode 40 dans cette interface.

## 20.2.2 Modes spatio-temporels

La visualisation des modes spatio-temporels sur la Fig 20.8 confirme la tendance prédite par l'analyse des FFT à fenêtre glissante : le mode du rotor prédomine dans l'écoulement. Cependant, quelques modes spatio-temporels se distinguent dans les interfaces R2-S2 et R3-S3.

Les modes des interfaces R2-S2 et R3-S3 sont numérotés de 1 à 4 sur les Fig 20.8b et Fig 20.8c. Le mode 1, qui est le mode 80-80, correspond au mode du rotor R2 et du rotor R3 (même nombre d'aubes). Les modes 2, 3 et 4 de chaque interface ont des origines plus difficiles à trouver, mais sont les mêmes d'une interface à l'autre. Le tableau 20.1 résume les modes présents dans l'interface.

TABLE 20.1 – Modes des interfaces R2-S2 et R3-S3 pendant la phase de débit inversé

Mode	Modes de l'interface R2-S2 et R3-S3		
	$m$	$m_t$	$m_\lambda$
1	80	80	0
2	40	40	0
3	55	24	-31
4	25	56	31

Le mode 40-40 correspond à un mode spatio-temporel n'engendrant pas de mode purement spatial ; il est uniquement lié à une structure tournante. Les rotors du compresseur ont tous un nombre d'aubes multiple de 16. Le nombre 40 n'est pas multiple de 16 ; en conséquence, d'après Tyler et Sofrin, le mode 40 n'est pas causé directement par les interactions entre les rotors.

De la même façon que pour le mode 40, on peut montrer que les modes temporels 55 et 25 n'ont pas pu être engendrés par les interactions entre rotors. En revanche, le mode 25-56 naît de l'interaction entre le mode 80-80 et le mode 55-24. En effet, le mode 55-24 engendre le mode spatial pur de 31 et la



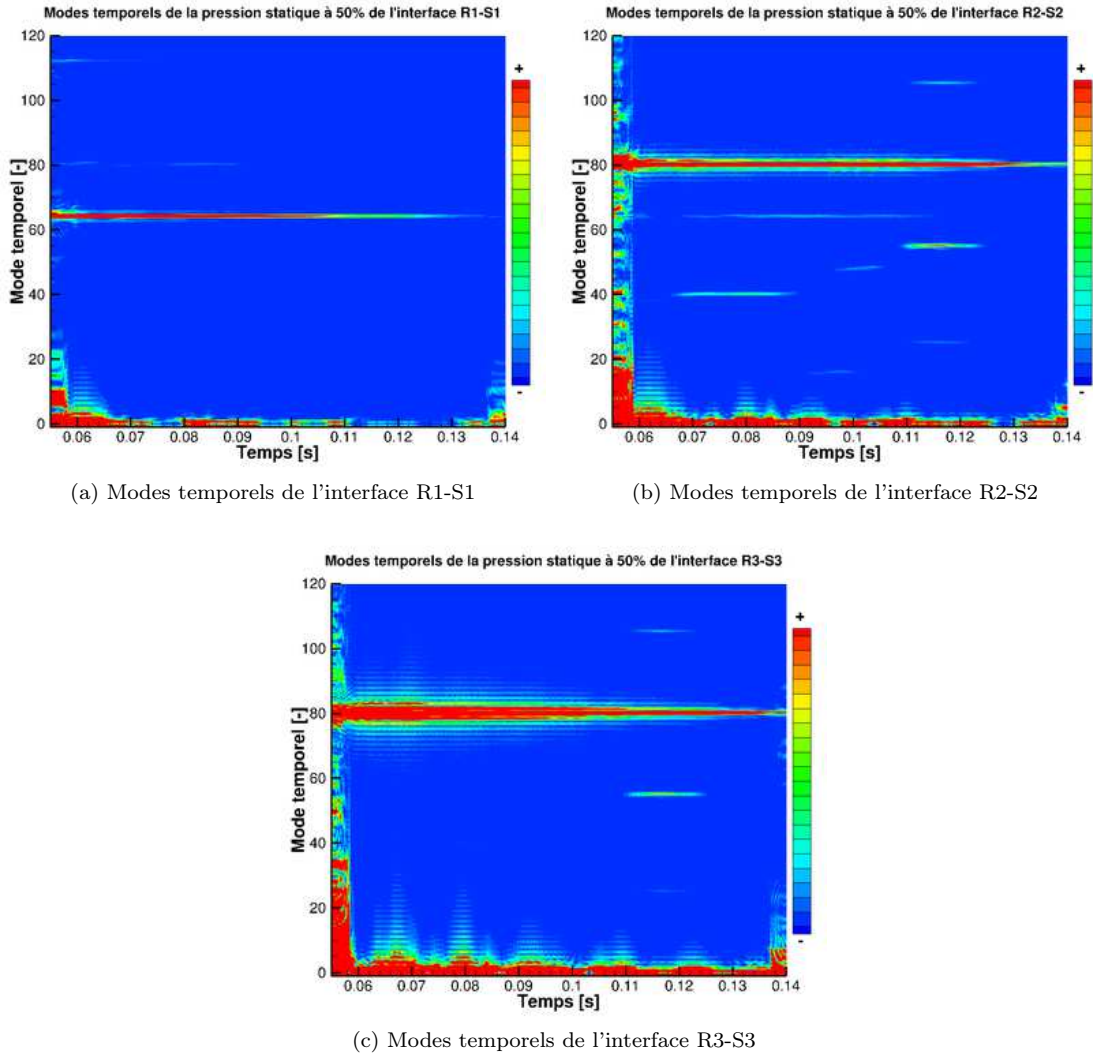


FIGURE 20.7 – Évolution des modes temporels pendant la phase de débit inversé

décomposition en modes spatiaux purs, temporels et spatio-temporels est :

$$m = m_t + m_\lambda \quad (20.1a)$$

$$24 = 55 - 31 \quad (20.1b)$$

$$80 = 80 + 0 \quad (20.1c)$$

$$56 = 25 + 31 \quad (20.1d)$$

$$= (80 - 55) + 31 \quad (20.1e)$$

L'hypothèse d'une apparition spontanée pour les modes 40-40 et 55-24 est supposée.

## 20.3 Étude de l'écoulement inversé

### 20.3.1 Généralités

L'observation des grandeurs idoines de l'écoulement juste après son retournement, pendant la phase de chute de pression, permet d'appréhender les nombreux chocs qui se produisent au passage des roues. L'écoulement dans le stator S3 est relativement sain et ne comporte ni chocs ni décollements massifs. En

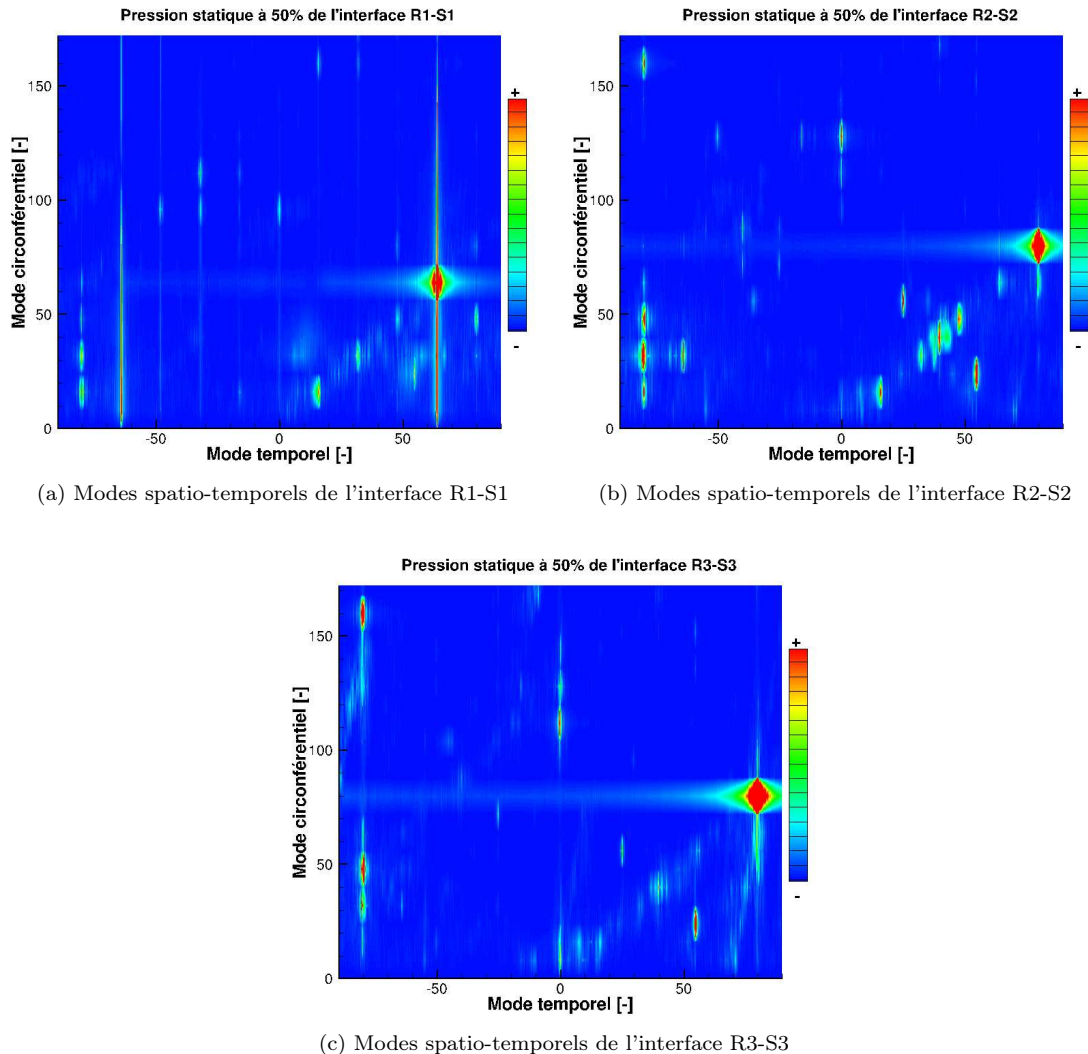


FIGURE 20.8 – Modes spatio-temporels pendant la phase de débit inversé à 50% de hauteur sur les 3 interfaces rotor-stator

revanche, l'écoulement dans toutes les autres roues engendre chocs, décollements et importantes recirculations dans les passages inter-aube.

Dans cette partie, il a été choisi de désigner par amont la zone d'où provient l'écoulement et par aval la zone où va l'écoulement. Ainsi, le stator S3 est à l'amont du rotor R3. De même, le bord d'attaque de l'aube se comprend au sens aérodynamique du terme, et correspond à la pointe avant du profil au regard de l'écoulement inversé, là où l'écoulement se sépare en deux. Le bord de fuite correspond à la pointe arrière du profil, là où les deux composantes du fluide séparé se rejoignent.

La figure 20.10a montre les gradients de densité à 50% de hauteur dans chaque roue du compresseur. Mis à part le stator S3, toutes les roues présentent une zone de forts gradients en entrée de canal, allant d'un bord d'attaque à l'autre. Cela suggère la présence d'un écoulement supersonique entre les deux roues. La figure 20.10b montre le nombre de Mach absolu de l'écoulement dans le compresseur à 50% de hauteur de chaque roue. L'écoulement devient supersonique dans les 3 rotors, et diminue en entrée des stators pour redevenir subsonique. En écoulement inversé, les 3 étages à étudier ne sont plus R1-S1, R2-S2 et R3-S3 mais plutôt R3-S2 et R2-S1, et dans une moindre mesure, R1-RDE même si la distance entre le rotor R1 et la RDE est très grande. Le stator S3 a le même type de comportement que la RDE

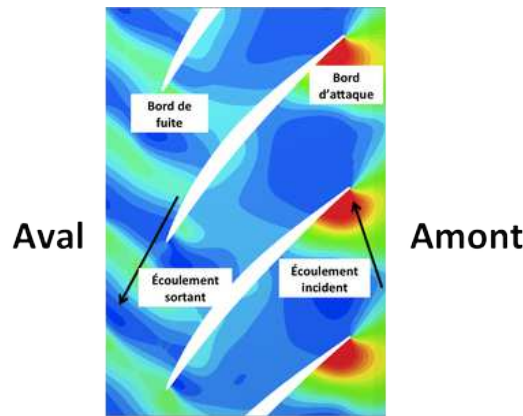
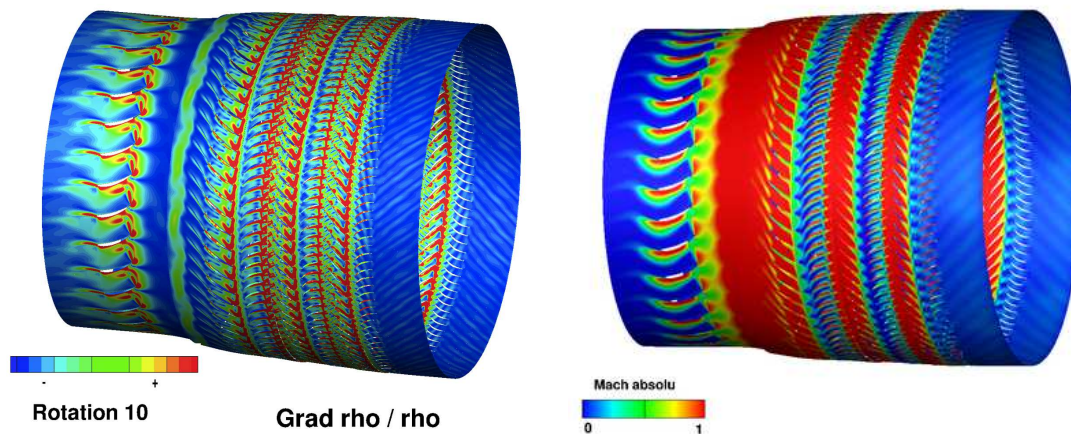


FIGURE 20.9 – Localisation des notions de "amont" et "aval" en écoulement inversé

en écoulement inversé, il augmente la vitesse tangentielle de l'écoulement. Les 3 étages considérés ont globalement le même comportement, décrit dans le paragraphe suivant, qui s'appuie sur l'étage R3-S2.



(a) Amplitude du gradient de densité dans le compresseur (rotation 10) (b) Nombre de Mach absolu à  $t = 0,0624s$  (rotation 12)

FIGURE 20.10 – Nombres de Mach absolu et relatif dans le compresseur pendant la phase de débit inversé

### 20.3.2 Étude de l'écoulement dans un étage

La figure 20.11 montre les nombres de Mach absolu (Fig 20.11b) et le gradient de densité (Fig 20.11a) dans le rotor R3 et le stator S2. Plusieurs types de structures sont entourés de pointillés noirs, et reportés sur la Fig 20.11b :

1. Une zone de fort gradient de densité allant d'un bord d'attaque à l'autre en entrée du rotor R3 ;
2. Une poche de faible gradient de densité à l'extrados du rotor R3 ;
3. Deux petites lignes de fort gradient de densité en sortie de pale sur l'intrados ;
4. Une zone de fort gradient de densité allant d'un bord d'attaque à l'autre en entrée de stator S2 ;
5. Une zone où le gradient de densité est plus élevé que dans le reste du passage inter-aube, à l'intrados du stator S2. Cette zone est située le long de l'aube, au dessus du carré blanc contenant le 5.

Le report des ces différentes zones dans la Fig 20.11b, qui montre le nombre de Mach absolu borné à 1 dans l'étage, met en évidence plusieurs choses :

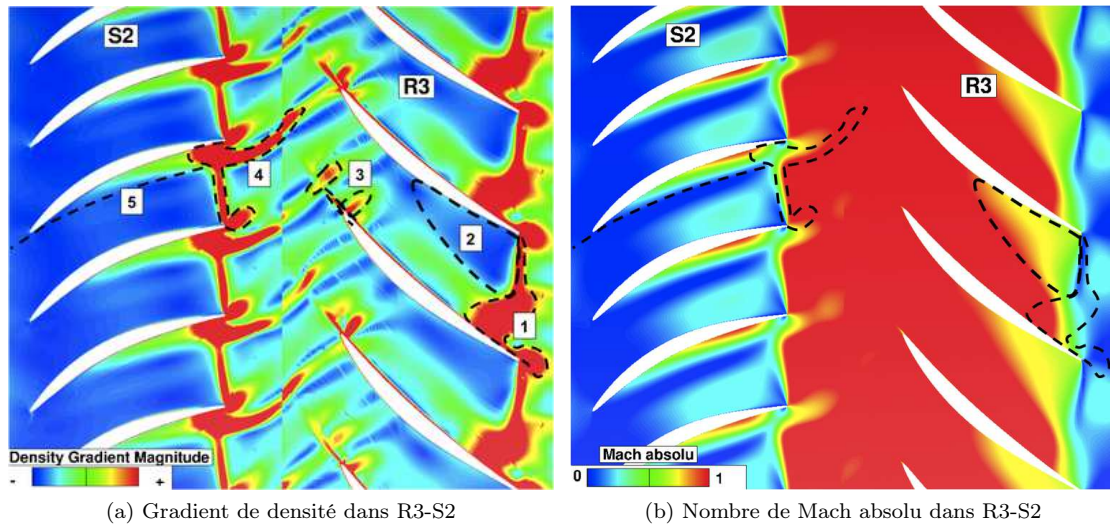


FIGURE 20.11 – Gradient de densité et nombre de Mach absolu dans l'étage R3-S2 pendant la phase de débit inversé - Les aubes de rotor vont du bas vers le haut

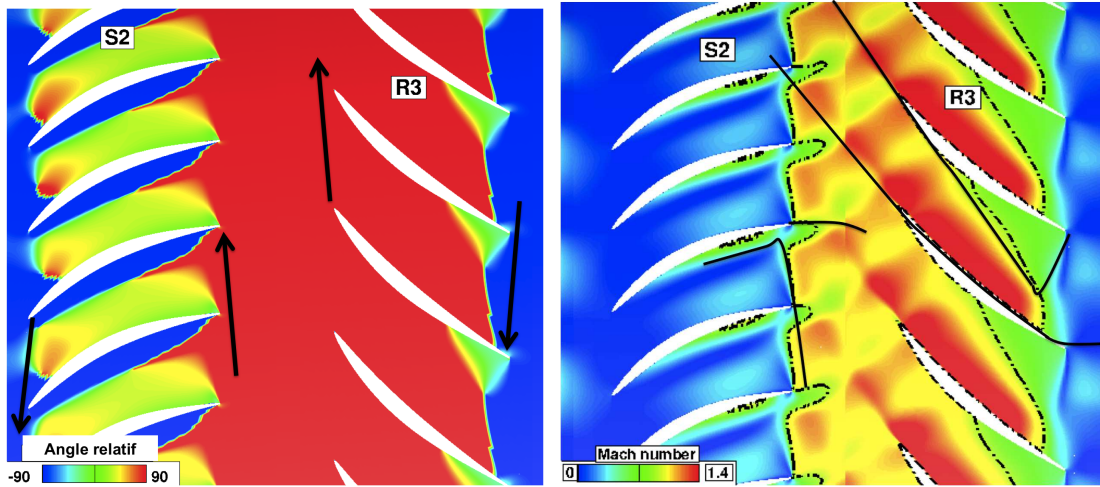
- La zone 1 correspond à une région de l'écoulement où le nombre de Mach passe de valeurs subsoniques à des valeurs supersoniques. Inversement, la zone 4 correspond au passage de valeurs supersoniques à des valeurs subsoniques. Les zones de forts gradients de densité sont donc liées à ces changements de nombre de Mach.
- Le nombre de Mach dans la zone 2 est plus faible. Étant donné l'emplacement de cette zone, l'écoulement est décollé sur l'extrados et recircule.
- À l'inverse, la zone 5 correspond au seul endroit du passage inter-aube où l'écoulement a un nombre de Mach plus élevé qu'ailleurs.
- Enfin, la zone 3 correspond à des zones où l'écoulement est ralenti de façon très localisée sur l'intrados du rotor. Ceci est possiblement dû à un ou deux petits chocs.

La figure 20.12a montre l'angle relatif sur l'étage rotor R3-stator S2 en écoulement inversé. L'écoulement arrive sur le rotor R3 avec un angle relatif très proche de  $-90^\circ$  et en ressort avec une incidence proche de  $+90^\circ$ . De même l'angle d'incidence sur le stator est proche de  $+90^\circ$  en entrée et de  $-90^\circ$  en sortie. Les angles d'incidence et l'observation du nombre de Mach absolu permettent de tracer les lignes ajoutées sur la Fig 20.12b.

La figure 20.12b représente le nombre de Mach absolu de l'étage à une échelle différente de précédemment et permet de voir l'évolution du nombre de Mach absolu lors de la traversée de l'étage. En entrée du rotor R3, le nombre de Mach est subsonique, mais le fort angle d'incidence sur la pale crée une importante zone de recirculation sur l'extrados du rotor, diminuant de ce fait la section de passage. Cette diminution de section fait accélérer l'écoulement, qui devient alors rapidement supersonique, comme le montre la ligne sonique en pointillés noirs. Étant donnée la forme de la zone de recirculation sur l'extrados du rotor, en vert, l'écoulement supersonique arrive alors dans un divergent, et demeure supersonique jusqu'à son arrivée en amont du stator S2. De même que pour le rotor R3, l'angle d'incidence élevé entraîne la création d'une importante zone de recirculation sur l'extrados de l'aube, visible en bleu sur la figure. Cela engendre une diminution de la section de passage, ce qui induit un ralentissement de l'écoulement, qui redevient subsonique.

### 20.3.3 Triangle des vitesses

L'observation des angles relatifs sur les pales (Fig 20.12a) permet de comprendre comment l'écoulement se comporte au passage du rotor et de reconstruire le triangle des vitesses associé. L'écoulement arrive sur le rotor R3 avec un angle relatif très proche de  $-90^\circ$  et en ressort avec un angle proche de  $+90^\circ$ .

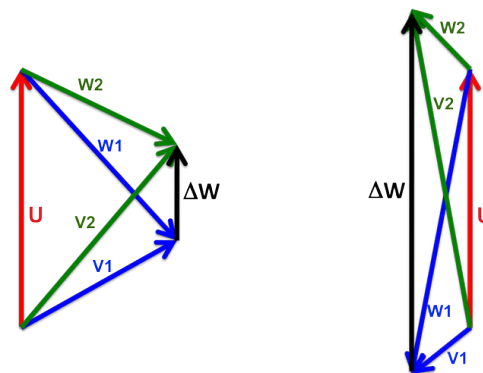


(a) Angle relatif de l'écoulement inversé pendant la phase de débit inversé (b) Nombre de Mach absolu dans l'étage R3-S2 pendant la phase de débit inversé. Ligne sonique en pointillés noirs

FIGURE 20.12 – Étude de l'écoulement dans l'étage R3-S2 en écoulement inversé - Les aubes de rotor vont du bas vers le haut

Le triangle des vitesses habituel pour un compresseur opérant à un point de fonctionnement nominal a l'aspect de celui de la Fig 20.13a, où  $U$  est la vitesse de rotation du rotor,  $V_i$  la vitesse absolue du fluide et  $W_i$  la vitesse dans le repère relatif du rotor. L'indice 1 décrit l'état initial et l'indice 2 l'état après passage dans le rotor. Tout d'abord, il est à noter que la vitesse tangentielle relative  $W$  change de signe au passage du rotor, comme c'est le cas dans une turbine. Le rotor fournit donc beaucoup de giration à l'écoulement.

D'après l'équation d'Euler, établie au départ pour un régime permanent, la grandeur  $\Delta W$  permet de rendre compte du travail fourni au fluide par le rotor. En écoulement inversé, l'aspect aplati du triangle des vitesses est lié aux angles d'incidence très élevés en entrée et en sortie de pale. La forte giration de l'écoulement au passage du rotor induit une valeur très élevée de  $\Delta W$ . Enfin, il faut noter que le vecteur  $\Delta W$  a la même direction dans les deux cas d'écoulement, ce qui indique que le rotor fait tourner l'air dans le même sens qu'en écoulement normal, et que le transfert d'énergie se fait toujours depuis l'aube vers le fluide, à un rendement très faible cependant.



(a) Triangle des vitesses en écoulement normal (b) Triangle des vitesses en écoulement inversé

FIGURE 20.13 – Triangle des vitesses en écoulement inversé

### 20.3.4 Interprétation

L'étude des gradients de densité, du nombre de Mach absolu, du triangle des vitesses et des angles relatifs dans l'étage R3-S2 permet de proposer l'interprétation synthétisée sur la Fig 20.14. Sur cette figure, les lignes soniques sont représentés en pointillés noirs.

Quand l'écoulement sort du stator S3 et arrive au rotor R3, l'angle d'incidence très élevé force l'écoulement à se concentrer dans la demie largeur du canal par la création d'une importante zone de recirculation sur l'extrados du rotor R3. Ce passage est vu comme un convergent, et entraîne une accélération de l'écoulement. Cela a pour conséquence la création d'un premier col sonique en entrée de rotor R3, sur l'intrados.

La traversée du rotor R3 est vue comme un divergent par l'écoulement, si bien que la vitesse de l'écoulement supersonique augmente lors de son parcours le long de la corde de l'aube. Les effets potentiels du stator S2 sont visibles dès la sortie du rotor R3. L'écoulement quitte le rotor R3 avec un angle proche de l'angle métal de l'aube.

L'écoulement arrive ensuite dans la rangée de stator S2. Ici encore, son angle d'incidence est très élevé, ce qui crée à nouveau une importante zone de recirculation sur l'extrados de l'aube et force l'écoulement à se concentrer sur l'intrados de l'aube. La réduction de section appliquée à un écoulement supersonique entraîne une diminution de sa vitesse, qui devient alors subsonique. Un choc détaché se produit en entrée du stator S2, permettant à l'écoulement de redevenir subsonique dans le passage inter-aube. Ce choc se devine par la zone de fort gradient de densité à proximité du bord d'attaque du stator.

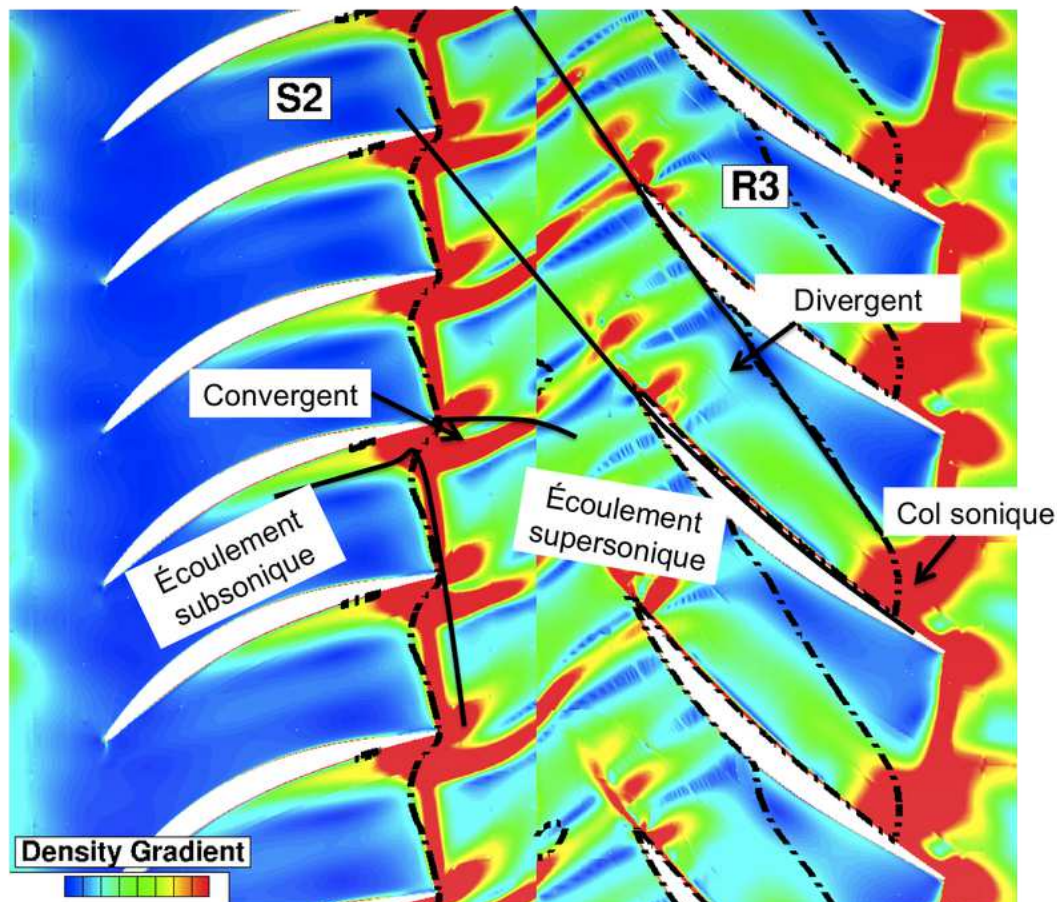


FIGURE 20.14 – Interprétation de l'écoulement à partir d'un champ instantané de gradient de densité pendant la phase de débit inversé - Les aubes de rotor vont du bas vers le haut

## 20.4 Répercussions sur les aubages

Pendant la phase du pompage à débit inversé, la structure aubagée est susceptible de subir deux types d'excitation aérodynamique d'après les études précédentes : les chocs de l'écoulement, et les décollements importants qui se produisent constituent une première source de sollicitation importante pour les aubages, à laquelle s'ajoute un important échauffement de l'écoulement, créant une seconde source de sollicitations, liées aux hautes températures et aux forts gradients thermiques pouvant affecter les aubages.

Dans cette partie encore, les notions de bord d'attaque et de fuite, d'amont et d'aval, et d'entrée et sortie de pale sont inversées par rapport à un écoulement classique de compresseur.

### 20.4.1 Effets liés à la forte désadaptation de l'écoulement

Afin de se faire une idée des contraintes subies par les pales pendant la phase d'écoulement inversé, les Fig 20.15 à 20.17 présentent respectivement le nombre de Mach de l'écoulement autour des roues de l'étage 1, et le champ de coefficient de pression  $C_p$  et le  $C_p$  à 50% de hauteur du rotor R1 et du stator S1, sur la peau des aubes.

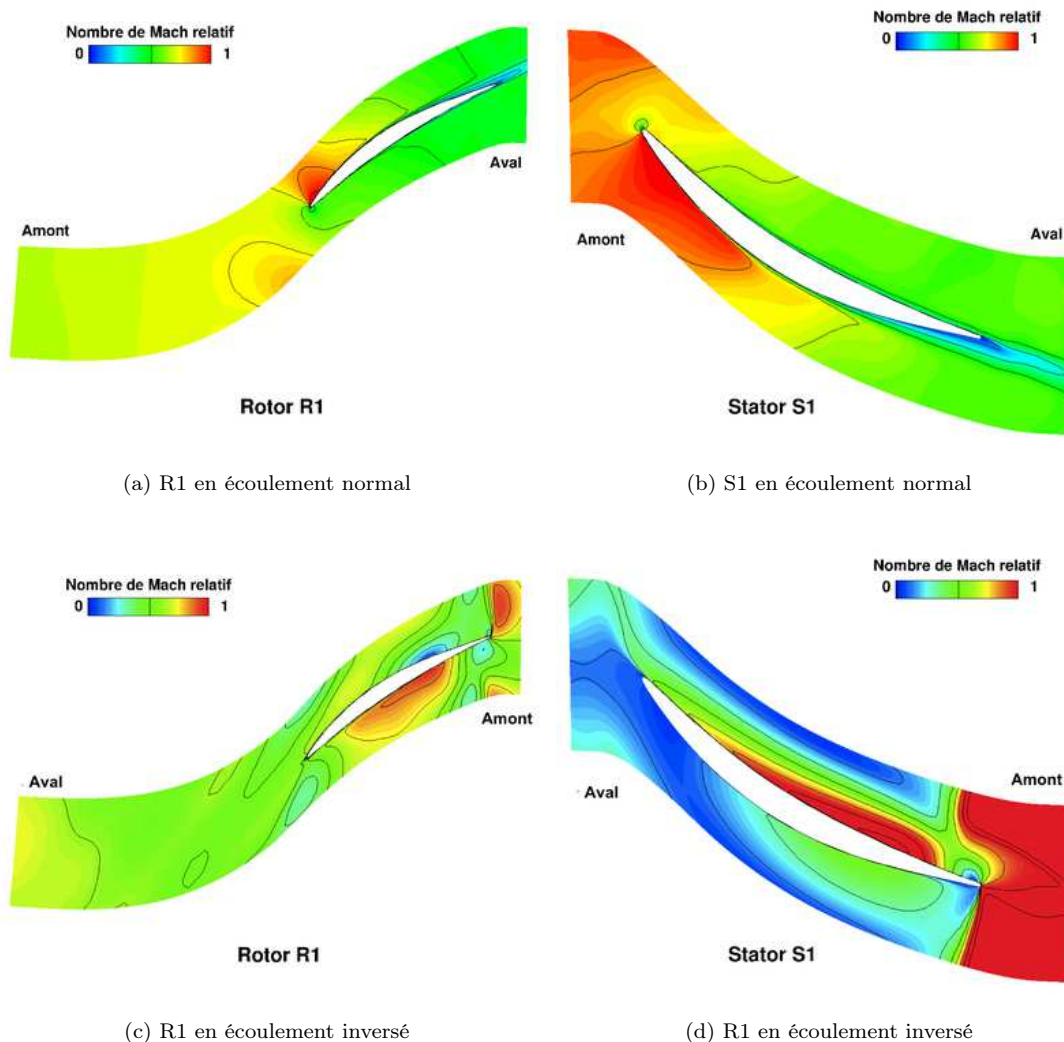


FIGURE 20.15 – Évolution du nombre de Mach relatif en écoulement inversé

La comparaison de la répartition du nombre de Mach relatif de l'écoulement entre un point de fonctionnement normal et un point de fonctionnement à débit inversé dans le rotor R1 (Fig 20.15a et Fig 20.15c) et dans le stator S1 (Fig 20.15b et Fig 20.15d) montre que la répartition des vitesses entre l'intrados et l'extrados est globalement inversée : l'intrados est en survitesse par rapport à l'extrados.

L'écoulement, sonique en entrée de stator S1, est fortement ralenti en entrant dans le canal inter-aube et le choc trouvé dans l'écoulement à cet endroit là correspond au fort pic de  $C_p$  en entrée d'intrados visible sur les Fig 20.16d (zone rouge de fort  $C_p$ ) et Fig 20.17d (pic de la courbe de  $C_p$  sur l'intrados). Le faible coefficient de pression partout ailleurs sur le stator S1 suggère que le choc aérodynamique qui se produit en entrée de pale génère un important moment de flexion sur la pale au niveau du bord d'attaque. Dans le rotor R1, il y a une forte accélération de l'écoulement et un important coefficient de pression en entrée de pale sur l'intrados. De la même façon que dans le stator S1, les grandeurs de l'écoulement laissent penser qu'un important moment de flexion et de torsion se produit en entrée de pale, sur l'intrados du rotor R1.

Enfin, l'écoulement ayant un débit très faible par rapport au régime nominal, et étant donné son niveau de désorganisation, il est possible que l'amortissement normalement apporté par le fluide aux aubages soit très diminué [18], voire négatif [14]. Il existe donc un risque de voir se produire des phénomènes aéroélastiques comme le flottement accru.

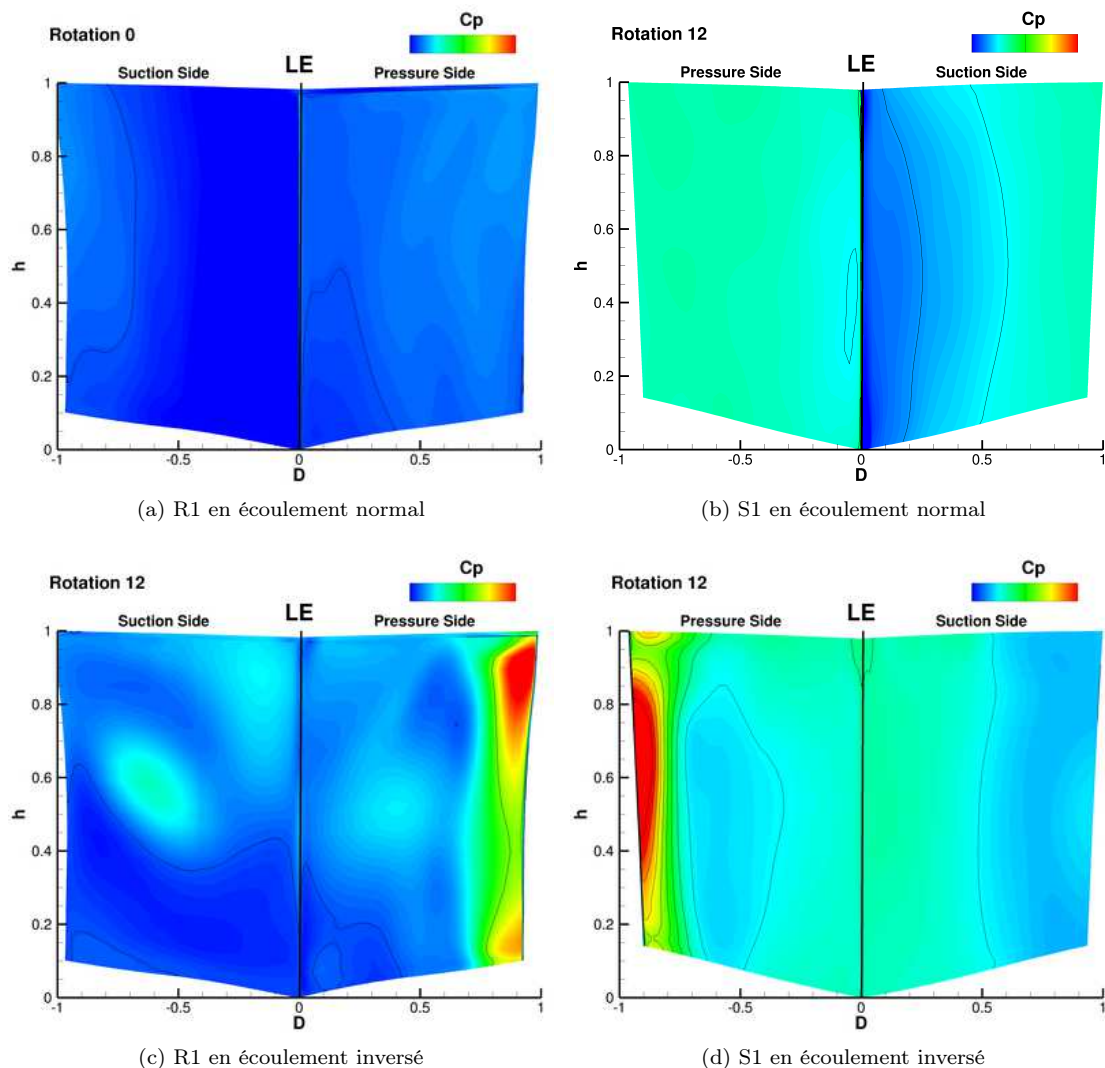
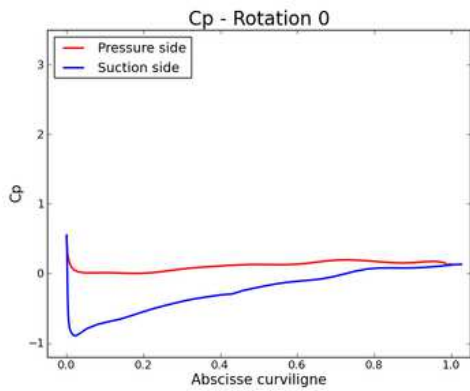
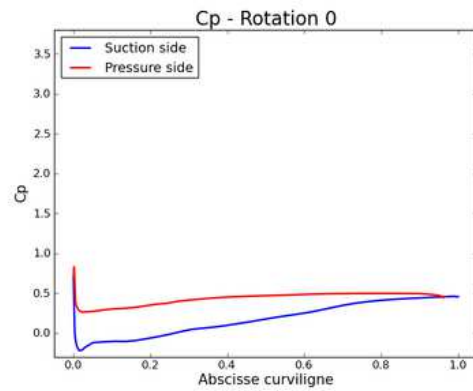


FIGURE 20.16 – Évolution du  $C_p$  autour de R1 et de S1 pendant la phase de débit inversé

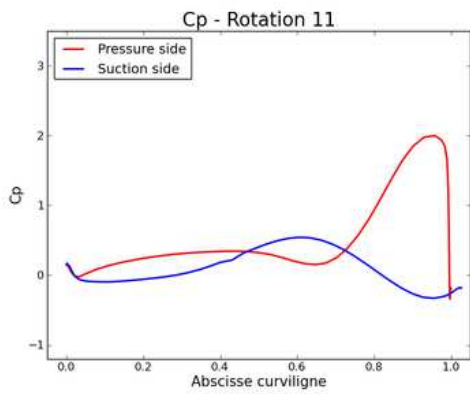




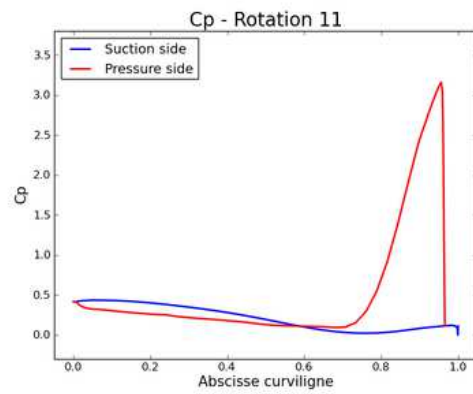
(a) R1 en écoulement normal



(b) S1 en écoulement normal



(c) R1 en écoulement inversé



(d) S1 en écoulement inversé

FIGURE 20.17 – Évolution du  $C_p$  à 50% de hauteur autour de R1 et S1 en écoulement inversé

### 20.4.2 Sollicitation thermique des aubes

Les variations de température prévues par la simulation numérique sur la peau des aubes sont très importantes. Par conséquent, la température dans chaque roue est adimensionnée par la température moyenne de la roue en écoulement normal. Les deux roues étudiées sont la RDE et le rotor R1 car les paragraphes précédents ont montré qu'il s'agissait des deux roues autour desquels l'écoulement s'échauffe le plus.

La Fig 20.18 montre la température statique à la peau d'une aube de la RDE et de R1, à un instant où l'écoulement est normal, et à un instant où l'écoulement est inversé. Ce second instant est celui qui a déjà été étudié pour la mise en évidence des chocs et l'estimation de l'effet sur les aubes de l'écoulement inversé. La température statique augmente très fortement autour des aubes en écoulement inversé; l'échauffement est tel que la plus basse température que l'on peut trouver sur l'aube à cet instant est plus élevée que la plus haute température vue par l'aube en écoulement normal. Des gradients thermiques peuvent apparaître, entre le pied et la tête de pale, ainsi qu'entre l'intrados et l'extrados (Fig 20.18c et Fig 20.18d).

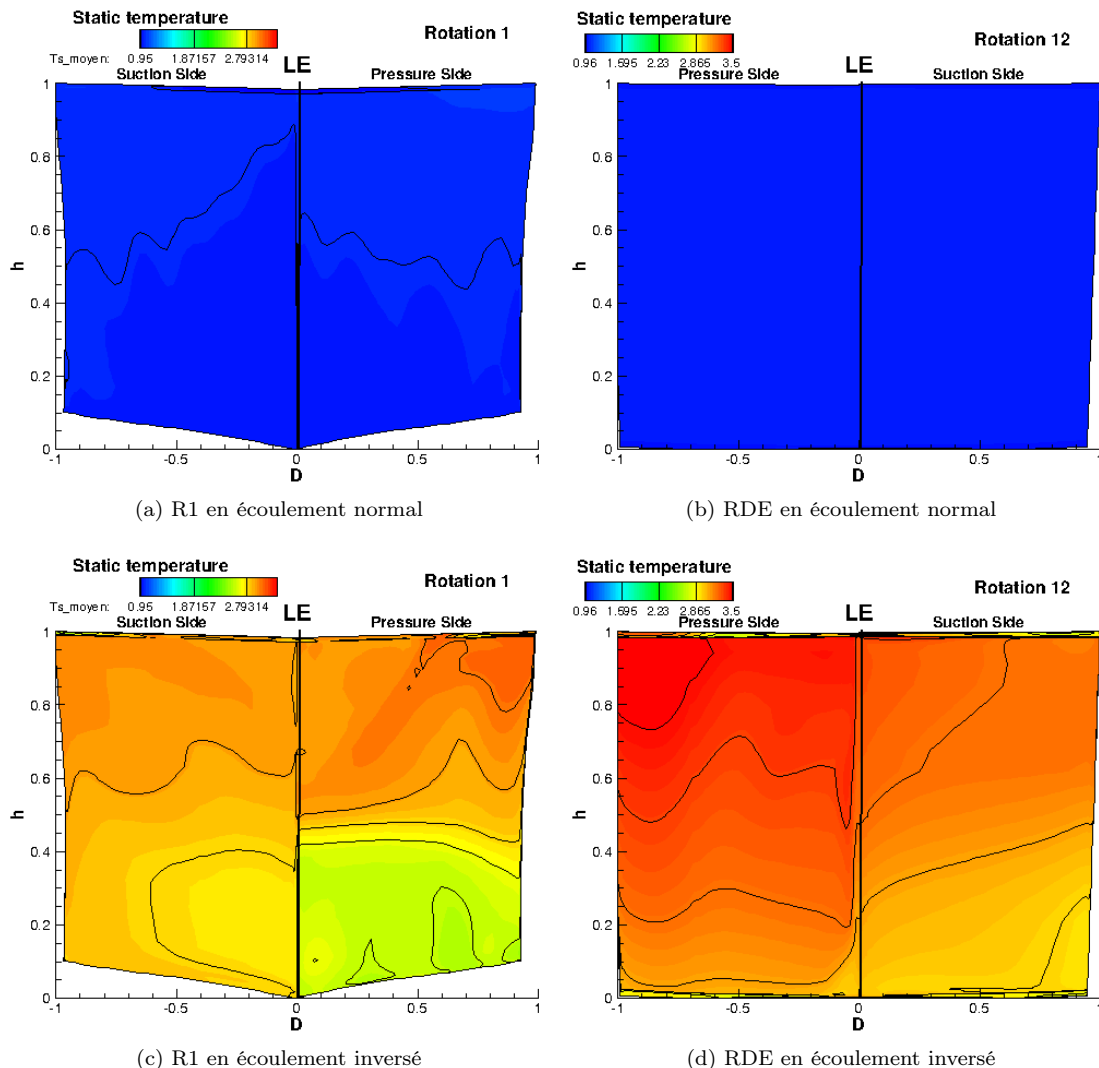


FIGURE 20.18 – Température statique de l'écoulement à la peau des aubes de R1 et de la RDE pendant la phase de débit inversé

### 20.4.2.1 Évaluation de la température en régime variable d'une plaque soumise à un échelon de température

Afin d'estimer la variation de température d'une aube soumise à un phénomène de pompage, il est possible de calculer rapidement l'échauffement d'une plaque de métal soumise à un échelon de température, en calculant un régime variable dans un milieu à température uniforme. Cette approche se fait en deux étapes :

1. Calcul de l'évolution temporelle de la température dans la plaque, en supposant la plaque à température uniforme ;
2. Vérification *a posteriori* de la validité de l'hypothèse de température uniforme par calcul du nombre de Biot.

Les détails de l'approche peuvent être trouvés dans le cours de thermique et thermodynamique de Mergui [146].

Une plaque de métal à température  $T_0$  est plongée dans un fluide à température  $T_\infty$  ; on cherche à connaître l'évolution temporelle de la température de la plaque, que l'on suppose spatialement uniforme ; elle ne dépend donc que du temps. La quantité de chaleur échangée à sa frontière avec l'extérieur s'écrit :

$$\int \int \int_{\mathcal{V}} \rho c_s \frac{\partial T}{\partial t} d\tau = \int \int_S -\vec{\phi} \cdot \vec{n} dS \quad (20.2)$$

où  $\mathcal{V}$  est le volume de la plaque de métal,  $T$  est la température courante dans le matériau,  $\rho$  la masse volumique et  $c_s$  la chaleur spécifique du métal. Dans le membre droit de l'équation,  $S$  est la surface d'échange entre le fluide et le matériau,  $\vec{\phi}$  est le flux de chaleur surfacique et  $\vec{n}$  le vecteur normal à la surface.

D'une part, étant donné l'hypothèse d'uniformité du champ de température dans la plaque, on peut écrire :

$$\int \int \int_{\mathcal{V}} \rho c_s \frac{\partial T}{\partial t} d\tau = \rho c_s \frac{\partial T}{\partial t} \mathcal{V} \quad (20.3)$$

D'autre part, le flux de chaleur échangé à la frontière est convectif, ce qui s'écrit sous la forme intégrée :

$$\Phi = -hS(T - T_\infty) \quad (20.4)$$

où  $\Phi$  est le flux de chaleur,  $h$  le coefficient d'échange convectif (en  $W.m^{-2}.K^{-1}$ ) et  $T$  la température courante de la plaque de métal. On a donc l'égalité suivante :

$$\rho c_s \frac{\partial T}{\partial t} \mathcal{V} = -hS(T - T_\infty) \quad (20.5a)$$

$$\Leftrightarrow \rho c_s \frac{d(T - T_\infty)}{dt} = -\frac{hS}{m c_s} (T - T_\infty) \quad (20.5b)$$

$$(20.5c)$$

où  $m$  est la masse du matériau.

Cette équation est une équation différentielle du premier ordre à coefficients constants, elle se résout de la façon suivante :

$$\frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = \exp\left(-\frac{hSt}{mc_s}\right) \quad (20.6)$$

en imposant les conditions aux limites suivantes : pour un temps très long,  $T = T_\infty$  et pour  $t = 0$ ,  $T = T_0$ .

Le nombre de Biot  $Bi$  est un nombre sans dimension, il est défini comme étant le rapport de deux résistances thermiques : la résistance au transfert thermique à l'intérieur du corps (donc résistance de conduction ici) et la résistance au transfert thermique à la surface du corps (résistance de convection). Il vaut donc :

$$Bi = \frac{L_e}{\frac{1}{hS}} = \frac{hL_e}{\lambda} \quad (20.7)$$

où  $\lambda$  est le coefficient de conduction thermique du matériau. En reprenant le coefficient de l'exponentielle  $\frac{hSt}{mc_s}$ , on peut introduire le nombre de Biot et déduire le nombre de Fourier :

$$\frac{hSt}{mc_s} = \frac{Dt}{L_e^2} Bi = FoBi \quad (20.8)$$

où  $Fo$  est le nombre de Fourier,  $L_e$  est la dimension caractéristique du matériau et  $D = \frac{\lambda}{\rho c_s}$  est la diffusivité thermique. Le nombre de Fourier vaut donc  $Fo = \frac{Dt}{L_e^2}$ . Physiquement, il caractérise la profondeur de pénétration de la chaleur dans un corps en un temps donné. Avec les nombres de Biot et de Fourier, la loi d'évolution de la température d'un corps à température  $T_0$  plongé dans un fluide à température  $T_\infty$  devient :

$$\frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = \exp(-FoBi) \quad (20.9)$$

Un petit nombre de Biot, typiquement  $Bi < 0,1$ , caractérise un corps de résistance interne négligeable, ce qui signifie que la température peut être considérée comme uniforme. Il convient donc de calculer ce nombre avant de faire l'hypothèse d'un corps à température uniforme et d'utiliser la loi d'évolution donnée par l'éq (20.9).

### 20.4.2.2 Application de la méthode à l'aube de la RDE pendant la phase à débit inversé

L'application d'un échelon de température au métal est cohérent avec le fait que la température de l'écoulement augmente très rapidement autour de la RDE (voir Fig 20.19). De plus, l'aube est modélisée par une plaque d'acier de longueur caractéristique  $L_e$  égale à l'épaisseur maximale de l'aube. Dans le cas de l'acier utilisé pour les aubes de CREATE, et pour des valeurs du coefficient de convection  $h$  allant de 5 à 500 (valeurs extrémales entre les faibles valeurs de l'air en convection libre et les valeurs les plus élevées pour de la convection forcée), le nombre de Biot varie entre 0,00107 et 0,107, ce qui montre que l'hypothèse de corps à température uniforme est totalement justifiée dans ce cadre. Par conséquent, on peut utiliser la loi de l'éq.(20.9) pour évaluer l'évolution temporelle de la température de la plaque de métal modélisant l'aube, soumise à un échelon de température après un temps  $t$  :

$$\frac{T(t) - T_0}{T_\infty - T_0} = e^{-BiFo} \quad (20.10)$$

avec  $Bi = \frac{hL_e}{\lambda}$  le nombre de Biot et  $Fo = \frac{Dt}{L_e^2}$  le nombre de Fourier.

L'application numérique pour  $t=0,05s$ , soit la durée approximative de l'échelon de température imposé à l'aube pendant le pompage, montre que  $\frac{T(t)-T_\infty}{T_0-T_\infty}$  est très proche de 1. Il existe une incertitude sur la valeur de  $h$ , qui, pour de l'air en convection libre, varie entre 5 et 25  $Wm^{-2}K^{-1}$  et entre 10 et 500  $Wm^{-2}K^{-1}$  pour de l'air en convection forcée. Le tableau 20.19 montre plusieurs valeurs du rapport  $\frac{T(t)-T_\infty}{T_0-T_\infty}$  selon la valeur de  $h$  :

TABLE 20.2 – Plage de variation de  $\frac{T(t)-T_\infty}{T_0-T_\infty}$  selon la valeur de  $h$

h	$\frac{T(t)-T_\infty}{T_0-T_\infty}$
5	0,999841282
100	0,996830431
500	0,984252297

Pour les 3 valeurs de  $h$  considérées (deux valeurs extrémales et une valeur intermédiaire), le résultats pour le rapport  $\frac{T(t)-T_\infty}{T_0-T_\infty}$  reste extrêmement proche de 1, ce qui montre que la température du matériau n'est pas influencée par l'écoulement qui subit un échelon de température. Le calcul réalisé pour un temps dix fois plus long montre que le rapport  $\frac{T(t)-T_\infty}{T_0-T_\infty}$  vaut 0,85 si  $h = 500$  et 1 si  $h = 5$ . En conclusion, l'estimation rapide de la température de l'aube soumise à un échelon de température montre que la température de cette dernière ne change pas dans les conditions étudiées, et qu'il y a de la marge sur les paramètres physiques utilisés (durée de l'échelon de température) ou estimés (valeur de  $h$ ) pour que l'aube réponde à l'échelon.

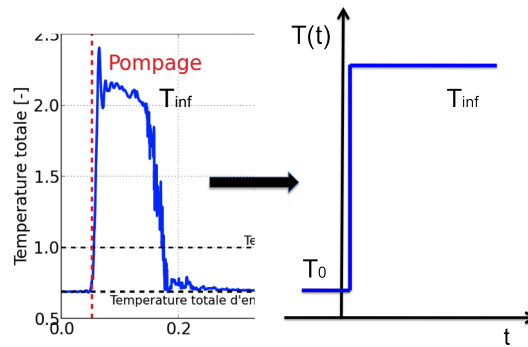
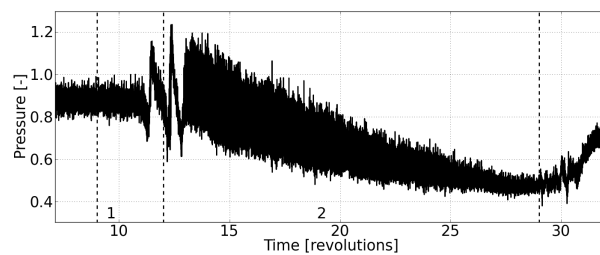


FIGURE 20.19 – Schéma simplifié pour le calcul de thermique

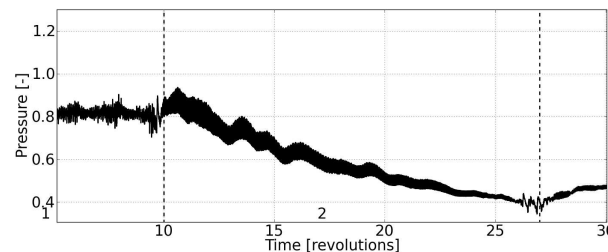
## 20.5 Résultats expérimentaux

Pendant la phase de débit inversé, le taux de compression chute dans la machine ; ce phénomène caractéristique du pompage a été observé numériquement comme expérimentalement [16]. La pression statique relevée au carter, au niveau du rotor R3 est présentée Fig 20.20 et correspond à la phase 2 de la figure. Un pic de pression statique se produit juste au moment du départ en pompage ; ce pic est plus visible expérimentalement que numériquement et est probablement lié à la cellule *full span* qui se produit (8 cellules *full span* numériquement).

Après l’augmentation initiale, la pression statique de la simulation numérique chute rapidement, en l’espace de 17 rotations, pour atteindre la valeur de 0,4, soit moins de la moitié de sa valeur avant le pompage de 0,81 (chute de 49%). Expérimentalement, la chute de pression dure 16 rotations, c’est à dire presque la même durée que celle mise en évidence numériquement. La pression passe de 0,85 à 0,48, soit une chute de 53%. En conclusion, il y a un bon accord entre l’approche numérique et l’approche expérimentale, tant sur la durée des phénomènes que sur les événements qui se produisent et leur intensité.



(a) Pression statique expérimentale au carter



(b) Pression statique numérique au carter

FIGURE 20.20 – Pression statique au carter à l’interface R3-S3 pendant la phase d’écoulement inversé

## Conclusion

L'étude de la phase à débit inversé du cycle de pompage a mis en évidence plusieurs phénomènes présentant un risque pour les aubages du compresseur. En effet, lorsque le débit est inversé, l'énergie mécanique non transmise des aubages vers le fluide se dissipe sous forme de chaleur, faisant monter de façon très importante et très rapidement la température dans le compresseur, ce qui induit d'importants gradients thermiques dans l'écoulement à travers le compresseur.

Aussi, plus l'écoulement progresse à contre-sens dans les étages du compresseur, plus la désadaptation est grande. Des chocs se produisent en entrée de chacun des stators de CREATE, ce qui constitue potentiellement une source importante de chargement structurel en flexion. D'un point de vue vibratoire, l'analyse spectrale a montré que les aubes sont surtout sollicitées par le mode créé par le rotor le plus proche. L'écoulement n'assumant possiblement plus son rôle d'amortissement pour les aubes, il existe un risque accru de voir se produire des phénomènes aéroélastiques. Sur la machine CREATE, les problèmes de flottement n'ont pas été rencontrés lors des essais cependant.

# Chapitre 21

## Phase de récupération

La phase de récupération du cycle de pompage correspond aux instants pendant lesquels l'écoulement se retourne à nouveau, avant de connaître une augmentation rapide du débit, de la pression et du taux de compression. Cette phase s'étend de l'instant  $t = 0,136s$  à  $t = 0,235s$ , quand le débit et le taux de compression atteignent leurs valeurs de blocage sonique (Fig 21.2b), et est entourée par des pointillés noirs sur la Fig 21.1a.

Dans un premier temps, l'évolution des grandeurs temporelles de l'écoulement est étudiée, afin de mettre en évidence les principaux phénomènes qui se produisent pendant cette phase. Ensuite, l'analyse spectrale vise à isoler les fréquences influentes, afin, notamment, de pouvoir présumer des sollicitations structurelles subies par les aubages, qui font l'objet de la dernière partie.

### Sommaire

---

<b>21.1 Évolution temporelle de l'écoulement</b>	<b>198</b>
21.1.1 Débit et pression	198
21.1.2 Mécanisme de retournement de l'écoulement	199
21.1.3 Température statique	201
<b>21.2 Résultats expérimentaux</b>	<b>202</b>
21.2.1 Mécanisme de retournement	202
21.2.2 Comparaison numérique - expérimental	202
<b>21.3 Analyse spectrale de l'écoulement</b>	<b>203</b>
21.3.1 Évolution temporelle	203
21.3.2 Modes spatio-temporels	205
21.3.3 Basses fréquences	206
<b>21.4 Effet sur les aubages</b>	<b>208</b>

---

## 21.1 Évolution temporelle de l'écoulement

### 21.1.1 Débit et pression

Lors de la phase de récupération, le débit est strictement positif, étant donné que la seconde inversion de débit délimite cette phase de la précédente. L'étude du mécanisme de ce retournement de l'écoulement est faite dans cette partie cependant. D'après la Fig 21.1a qui montre la caractéristique instantanée de l'écoulement, le débit ne fait que croître, jusqu'à la fin de cette phase, où son évolution est irrégulière avant d'entamer la phase de recompression. L'augmentation de débit est couplée à une augmentation du taux de compression de la machine, qui passe de 0,39 à 0,8. Enfin, la figure 21.1b montre l'évolution temporelle de la moyenne circonférentielle de la pression statique à l'interface R3-S3, qui augmente régulièrement pendant cette phase, jusqu'à atteindre un maximum avant de connaître le même type de comportement irrégulier que le débit à la fin de la phase.

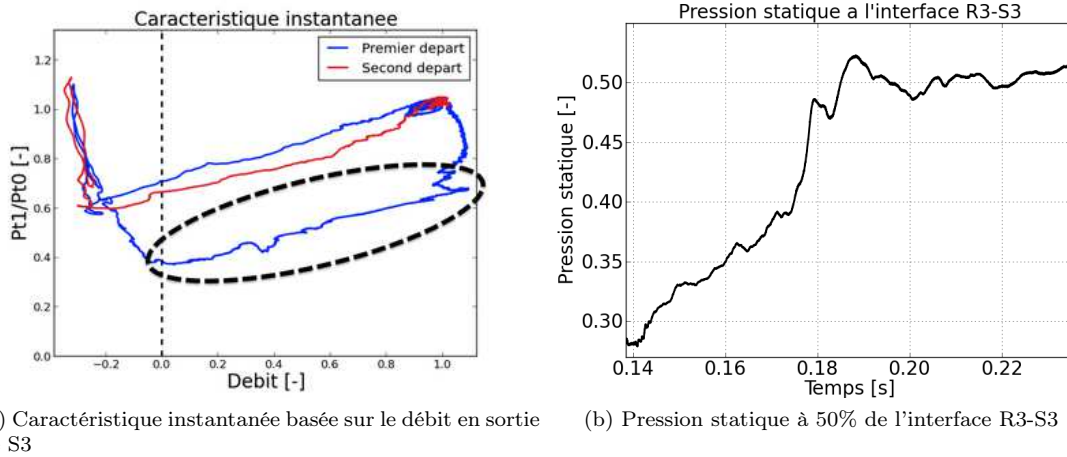


FIGURE 21.1 – Débit et pression pendant la phase de récupération

La figure 21.2 montre le champ de Nombre de Mach absolu à 50% de hauteur au début de la phase (Fig 21.2a) et à la fin de la phase (Fig 21.2b). La comparaison permet d'apprécier l'accélération de l'écoulement qui se produit. À la fin de la phase, du blocage sonique se produit dans les stators 2 et 3, le blocage le plus fort étant situé dans le stator S3.

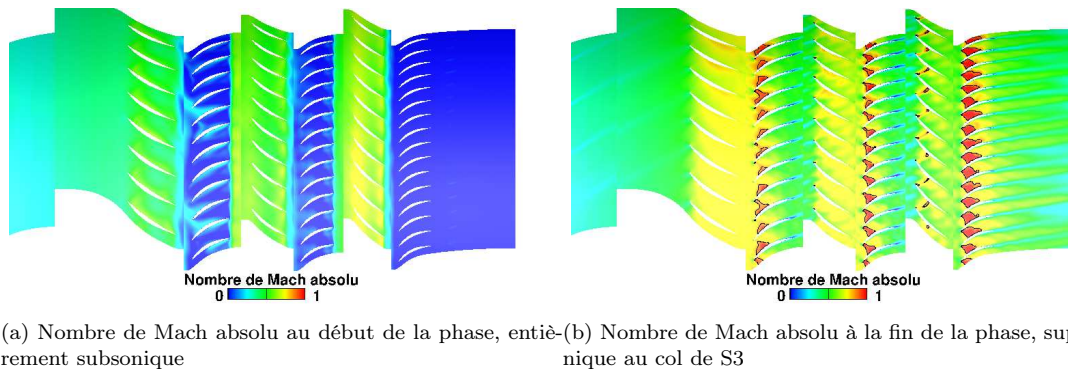


FIGURE 21.2 – Évolution du nombre de Mach absolu entre le début et la fin de la phase de récupération

### 21.1.2 Mécanisme de retournement de l'écoulement

Le débit augmente pour atteindre sa valeur de blocage sonique, si bien que la vitesse axiale augmente également fortement. La figure 21.3a et 21.3d montrent l'évolution temporelle du champ de vitesse axiale et de pression statique à mi-hauteur de veine pendant le rétablissement de l'écoulement qui se produit au tout début de cette phase. Les 4 autres figures de la Fig 21.3 montrent le champ de pression statique autour du compresseur à l'interface R3-S3 pour les 4 instants numérotés sur les Fig 21.3a et Fig 21.3d. L'iso-contour  $V_x = 0$  est tracé en noir sur les 6 figures présentées. Au début, la vitesse axiale est globalement négative et à la fin du retournement, elle est positive presque partout. Le mécanisme de retournement de l'écoulement est lié aux roues mobiles qui tendent à faire se retourner l'écoulement. Quand l'écoulement se retourne, il s'ensuit une brève augmentation de pression statique liée au fait que la vitesse axiale passe par des valeurs très faibles quand elle change de signe. Le mécanisme de retournement de l'écoulement se fait de la façon suivante :

1. Au départ, la vitesse axiale de l'écoulement est négative à proximité du moyeu, positive près du carter, et de valeur absolue faible. Sous l'effet des aubes mobiles, elle atteint des valeurs positives à certaines positions circonférentielles (Instant 1 de la Fig 21.3b à  $\theta = 10^\circ$  par exemple). 16 zones



de surpression sont apparues autour du compresseur, ce qui rappelle les cellules de décollement tournant. Dans ces cellules, l'étendue des zones de vitesse axiale positive sont plus grandes.

2. 8 zones en surpression tournent autour du compresseur dans le sens horaire, elles proviennent de la fusion des 16 cellules constatées précédemment (Fig 21.3c). La vitesse axiale est positive tout autour du compresseur, sauf au moyeu dans les zones devant les cellules. À cause du blocage induit, la vitesse axiale au carter est positive et élevée devant les cellules.
3. À cet instant, la vitesse axiale est positive tout autour du compresseur, sauf au carter (Fig 21.3e). Le blocage induit par les zones de vitesse axiale négative entraîne la présence de zone de vitesse axiale positive et élevée près du moyeu, aux mêmes positions circonférentielles. La forme des 8 cellules *full span* a diminué.
4. Le champ de pression autour du compresseur consiste en l'alternance de 8 zones en surpression avec 8 zones en dépression, qui correspondent respectivement aux zones de haute et basse vitesse axiale. Cette configuration montre que le compresseur récupère et que les cellules sont en train de disparaître. Au carter, l'écoulement ne s'est pas encore retourné, en particulier au dessus des zones de basse pression.

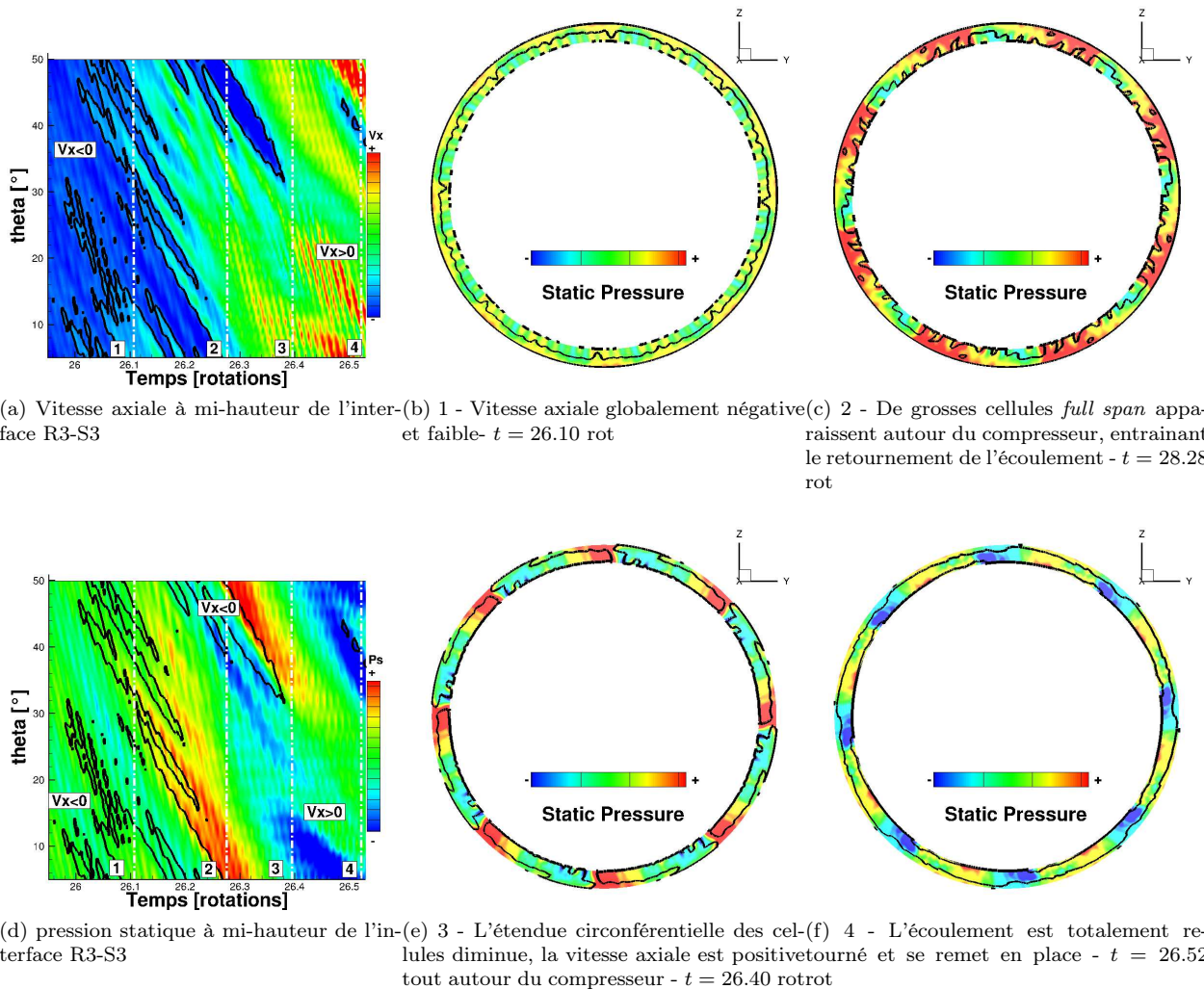


FIGURE 21.3 – Retournement de l'écoulement vers son sens nominal

### 21.1.3 Température statique

L'évolution temporelle de la température statique pendant les mêmes instants que précédemment est présentée Fig 21.5. À l'instant initial, l'écoulement est encore retourné, si bien que la température dans la RDE est très élevée alors que la température du stator S3 est basse. Pour rappel, la Fig 20.4 montre qu'en écoulement normal et à la même échelle, la température statique, bien plus basse qu'en écoulement inversé, est représentée en bleu plus ou moins foncé. Dès l'instant 2, la zone froide qui correspondait au stator S3 à l'instant 1 s'est presque complètement réchauffée. La température des étages 1 et 2 a également augmenté, ce qui montre que de l'écoulement plus chaud a été convecté de l'amont, étant données les échelles de temps très courtes mises en jeu. Lors des instants 3 et 4, l'écoulement finit de se retourner, si bien que l'air chaud situé auparavant dans la RDE est convecté vers l'aval, entraînant un réchauffement global dans le compresseur à la fin du rétablissement de l'écoulement dans le bon sens.

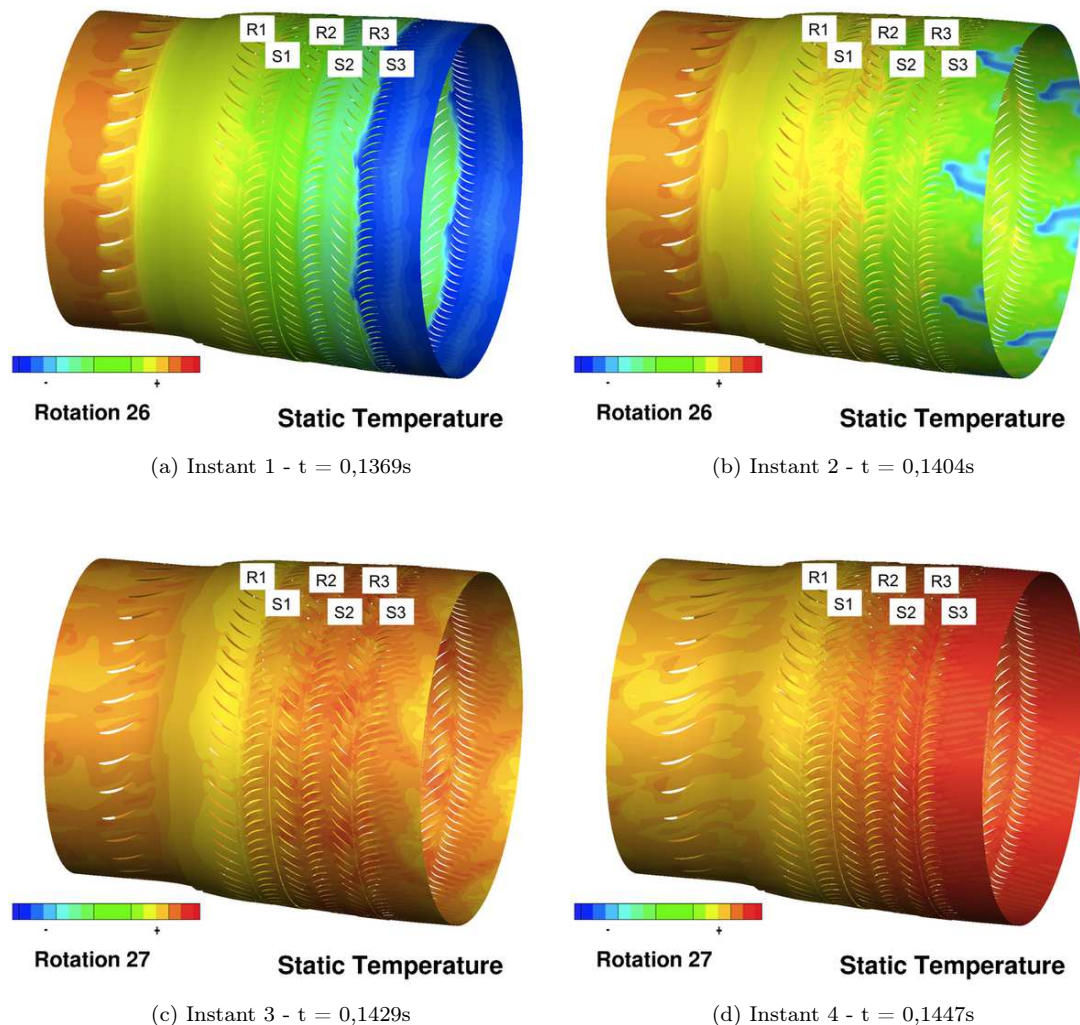


FIGURE 21.4 – Évolution de la température statique à 50% de hauteur pour 4 instants successifs

La figure 21.5 montre l'évolution de la température statique pendant le reste de la phase de récupération, aux rotations 33 et 38. À la fin de la récupération, la température statique a atteint des niveaux classiques pour le compresseur opérant normalement.

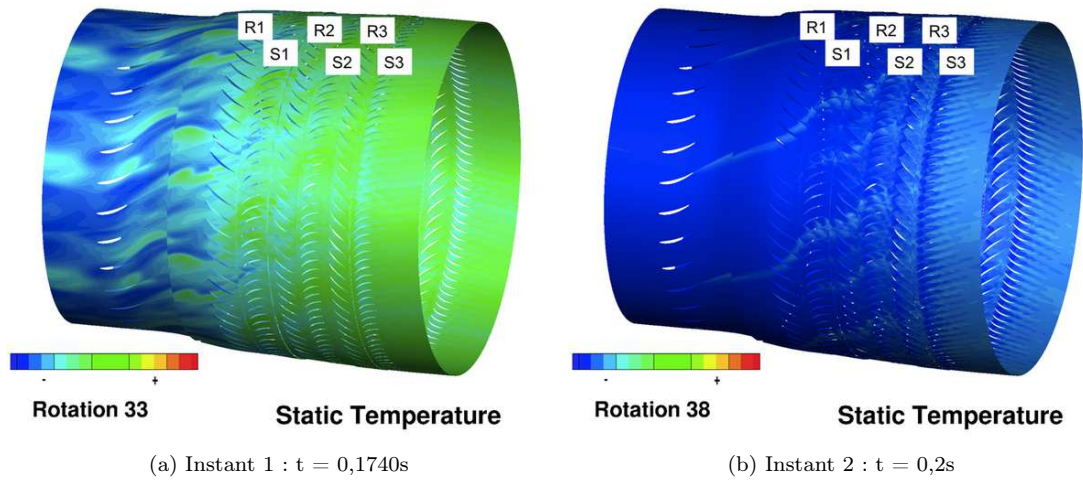


FIGURE 21.5 – Refroidissement du compresseur pendant la phase de récupération

## Conclusion

À la fin de la phase de récupération du compresseur, l'écoulement s'est retourné, et a atteint de nouveau des valeurs normales pour la température statique, le débit, la vitesse axiale et dans une moindre mesure, le taux de compression. L'échauffement lié à l'écoulement inversé a été dissipé par convection des zones chaudes vers l'aval lors des instants qui ont suivi le retournement de l'écoulement.

## 21.2 Résultats expérimentaux

### 21.2.1 Mécanisme de retournement

Les études expérimentales ont permis de mettre en évidence le mécanisme de retournement de l'écoulement, qui se produit au début de la phase de récupération [16]. Au début de cette phase, numérotée 3 sur la Fig 21.6a, la pression statique au carter est très basse, suite à la chute de pression globale qui vient de se produire dans le compresseur. Cette pression très basse permet à l'écoulement de se rétablir dans le bon sens.

Le mécanisme de retournement est décrit comme suit par les études expérimentales [16]. Lors de la rotation 28, qui correspond au premier rectangle à gauche de la Fig 21.6b, le débit vaut globalement 0 et il n'y a pas de gradient axial de pression. Sur ce type de figure, les aubes sont numérotées à gauche et les rotations en haut. À la rotation 29, l'écoulement commence à recoller et une zone de basse pression apparaît sur les aubes 45 à 52. En effet, comme l'écoulement a commencé à recoller, certains passages inter-aube ne sont plus bloqués, ce qui entraîne une accélération du fluide issu des étages amont et une zone de basse pression. Une cellule de décollement apparaît alors, centrée autour de l'aube 55 ; on la voit passer à nouveau devant la sonde pendant la rotation 30, au niveau de l'aube 10. À partir de cet instant, l'écoulement finit de recoller sur les aubages, engendrant des structures tri-dimensionnelles complexes non décrites car trop difficiles à appréhender avec les seuls relevés de pression statique au carter. À la fin de cette phase, le compresseur fonctionne de façon stable et la phase de repressurisation commence.

### 21.2.2 Comparaison numérique - expérimental

La comparaison entre les mécanismes de retournement observés numériquement et expérimentalement est concluante. L'approche numérique a mis en évidence un ré-attachement du fluide aux aubages progressif, qui crée des zones de basse pression dans l'écoulement, plutôt localisées vers le rotor R1. Des zones de basse pression ont également été identifiées dans les essais. Des cellules de décollement apparaissent de façon transitoire dans le rotor R3, pendant le rétablissement de l'écoulement. En parallèle,

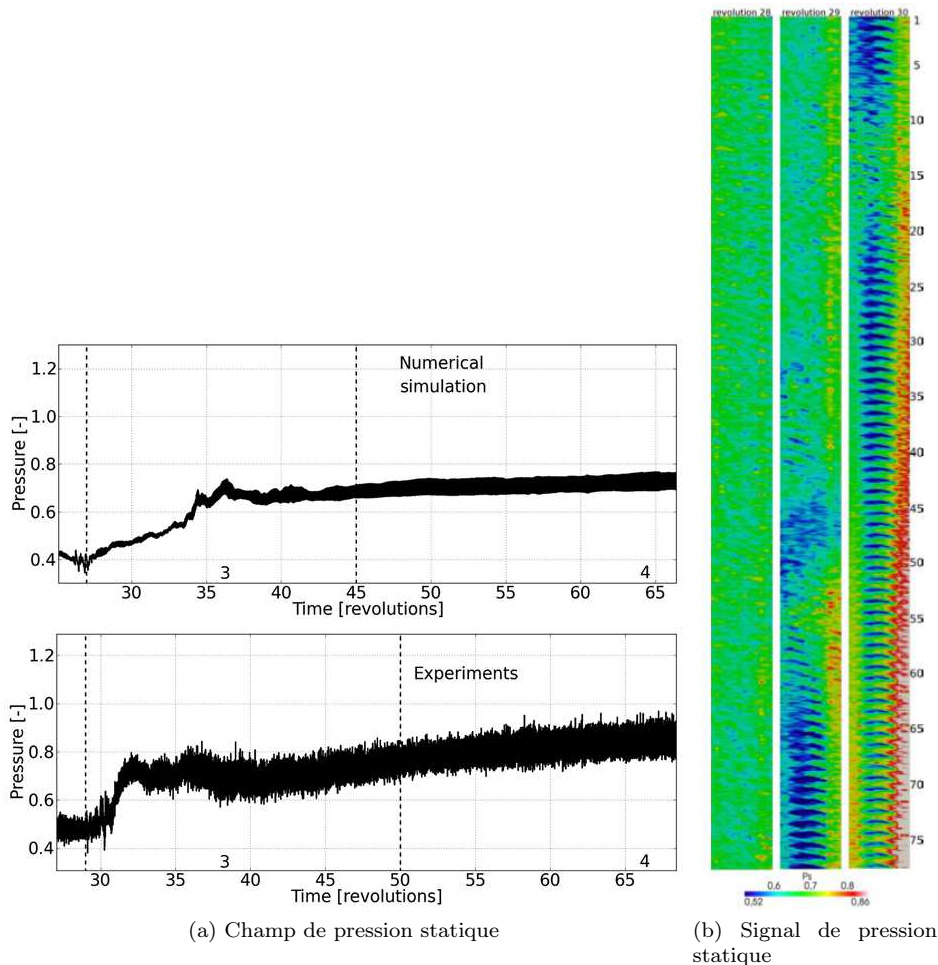


FIGURE 21.6 – Pression statique au carter du rotor R3 pendant la phase 3 de récupération. Simulation numérique en haut à gauche, essais en bas à gauche et à droite [16]

une cellule de décollement a pu être identifiée dans les études expérimentales. Enfin, expérimentalement, le retournement de l'écoulement se produit entre les rotations 29 et 30, soit environ le temps d'une rotation d'après la Fig 21.6b. Numériquement, le rétablissement de l'écoulement dans le bon sens prend le temps d'environ une rotation également. Les deux phénomènes ont donc clairement la même échelle de temps et le même mécanisme. De plus, le temps qui s'écoule entre le retournement de l'écoulement et l'établissement d'un fonctionnement stable du compresseur vaut environ 21 rotations expérimentalement, et 18 dans l'approche numérique. De plus, la pression statique augmente de 0,40 à 0,68 numériquement, et de 0,48 à 0,77 expérimentalement, soit des hausses respectives de 160 et 170%. Ce bon accord souligne à nouveau que la dynamique du phénomène a été correctement simulée.

## 21.3 Analyse spectrale de l'écoulement

L'analyse spectrale de l'écoulement est réalisée en deux temps, tout d'abord en regardant l'évolution temporelle des fréquences présentes aux interfaces rotor-stator, puis en analysant les modes spatio-temporels trouvés.

### 21.3.1 Évolution temporelle

Les modes temporels présents aux interfaces rotor-stator pendant le rétablissement de l'écoulement sont constitués de trois types de fréquences : les fréquences liées au rotor le plus proche, les basses fré-

quences, et quelques fréquences intermédiaires sporadiques. Les basses fréquences seront étudiées dans un autre paragraphe (paragraphe 21.3.3).

L'interface R1-S1 contient d'abord le mode temporel 64, qui cède une partie de son énergie aux modes 16 et 48 à partir de  $t = 0,179s$ . Le mode 80 des rotors R2 et R3 prévaut dans les interfaces R2-S2 et R3-S3, et le mode 64 du rotor R1 apparaît dès  $t = 0,158s$  et prend ensuite de l'ampleur. Enfin, le mode 16 (R3-R1 ou R2-R1) apparaît pour les 3 interfaces étudiées aux alentours de  $t = 0,175s$ .

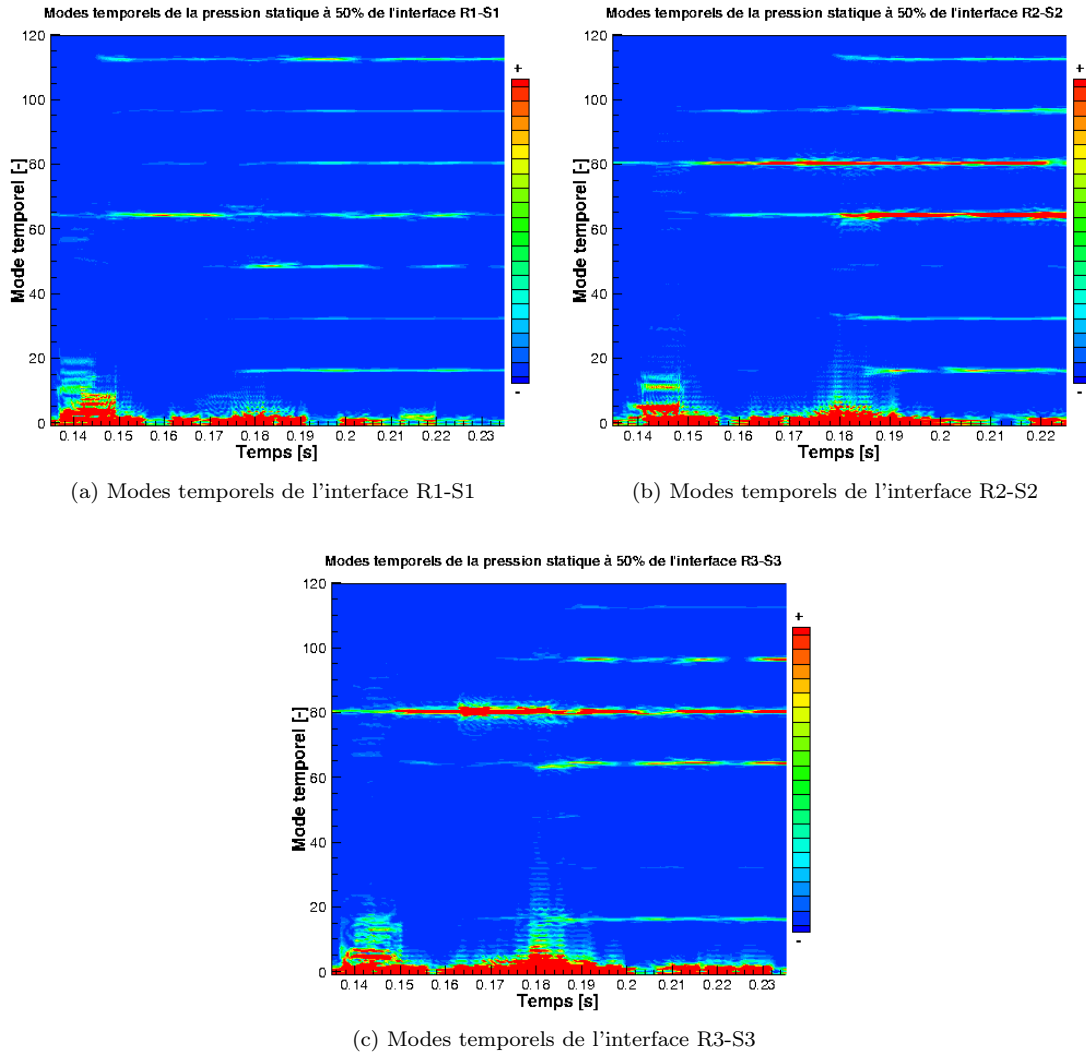


FIGURE 21.7 – Évolution des modes temporels aux trois interfaces rotor-stator pendant la phase de récupération à 50% de hauteur de l'interface

Pour les 3 interfaces, l'intervalle compris entre  $t = 0,14s$  et  $t = 0,15s$  est le siège de nombreux modes temporels inférieurs à 20, présentés Fig 21.8. Avec la fenêtre glissante choisie de largeur 1,5 rotations, la résolution en termes de modes temporels est de 0,66. Dans l'interface R1-S1, le mode 2,79 apparaît à  $t = 0,14s$ , puis disparaît environ 0,01 seconde plus tard. De la même façon, dans les interfaces R2-S2 et R3-S3, le mode 4,72 fait une apparition. Les deux modes évoqués précédemment sont décorrélés des interactions rotor-stator et ne peuvent *a priori* s'expliquer que par une apparition spontanée. Dans l'interface R2-S2, il faut remarquer que le mode temporel 11, qui n'est pas non plus relié aux interactions rotor-stator, est également présent sur cette plage. Enfin, la figure 21.8c montre que le mode 13 fait une apparition discrète entre  $t = 0,142s$  et  $t = 0,148s$  dans l'interface R3S3. Cette information est potentiellement importante car le mode temporel 13 est relié au phénomène de décollement tournant

dans cette étude de CREATE. Entre  $t = 0,179s$  et  $t = 0,186s$ , le mode temporel 4,72 fait une nouvelle apparition dans l'interface R2-S2 (Fig 21.8b).

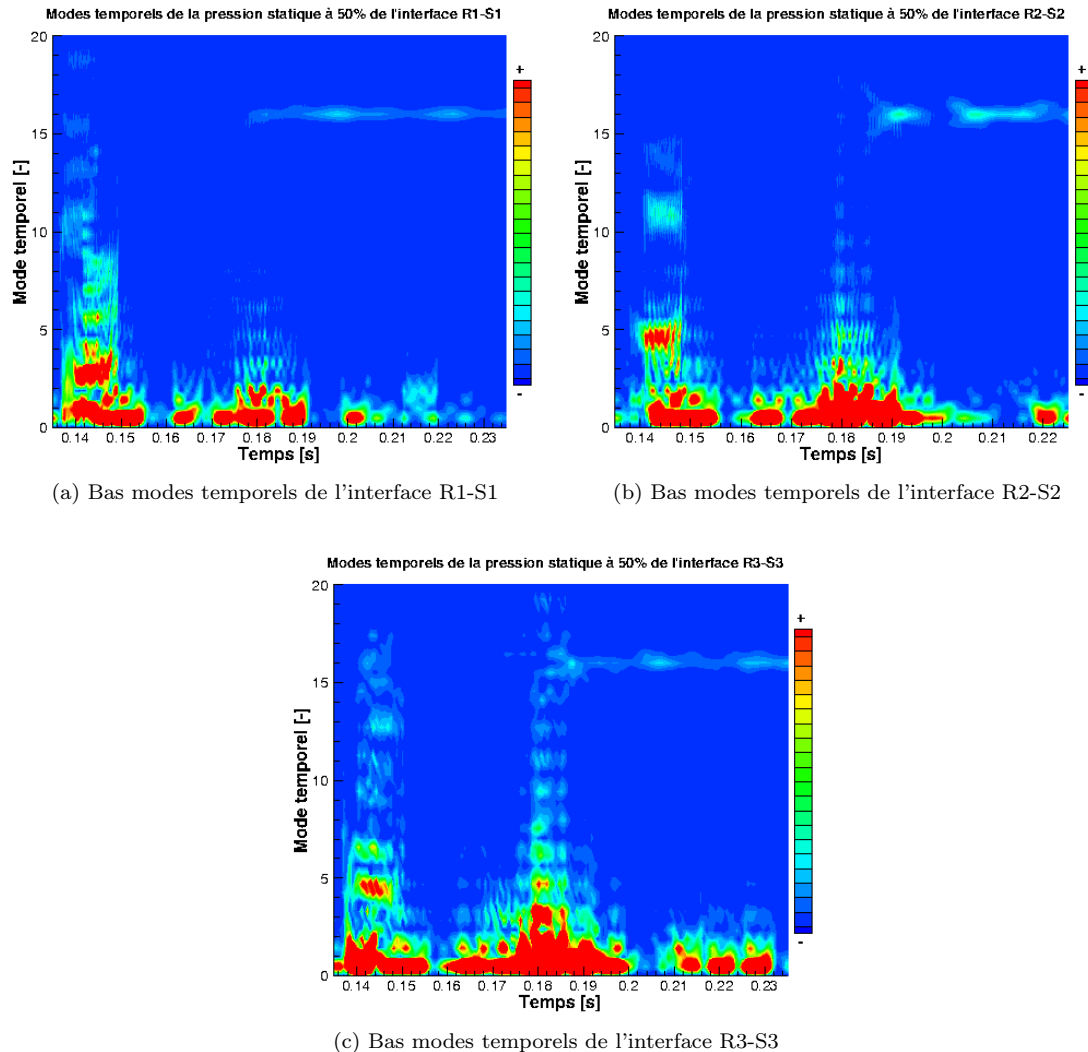


FIGURE 21.8 – Évolution des bas modes temporels pendant la phase de récupération à 50% de hauteur de l'interface

### 21.3.2 Modes spatio-temporels

Les caractéristiques mises en évidence lors de l'étude de l'évolution temporelle des modes temporels se retrouvent dans les figures de la Fig 21.9, qui présente les modes spatio-temporels présents dans chaque interface. Seuls les bas modes temporels sont présentés ici, car le seul mode temporel élevé qui existe est le mode du rotor la plus proche.

L'interface R3-S3 comprend 3 modes spatio-temporels principaux, que l'on voit sur la Fig 21.9a. Le premier, numéroté 1, correspond en réalité à une bosse de fréquences, dont les modes temporels s'étendent de 2 à 5, et dont le mode circonférentiel vaut 8. Ce type de phénomène a déjà été rencontré précédemment et est en partie lié au fait que l'écoulement se retourne. En effet, cette bosse de fréquence diminue quand la transformation de Fourier est faite sur un signal privé des 2 rotations qui comprennent le retournement de l'écoulement. Le mode spatio-temporel numéro 2, centré autour du mode temporel 7, est lui aussi engendré par l'écoulement qui se retourne. Enfin, le mode 13-16, numéroté 3, est inclus dans

la bosse de fréquences centrée autour de 11,8 et de mode circonférentiel 16. Il est lui aussi entièrement lié au phénomène d'inversion de l'écoulement puisqu'il n'existe plus sur la Fig 21.9b.

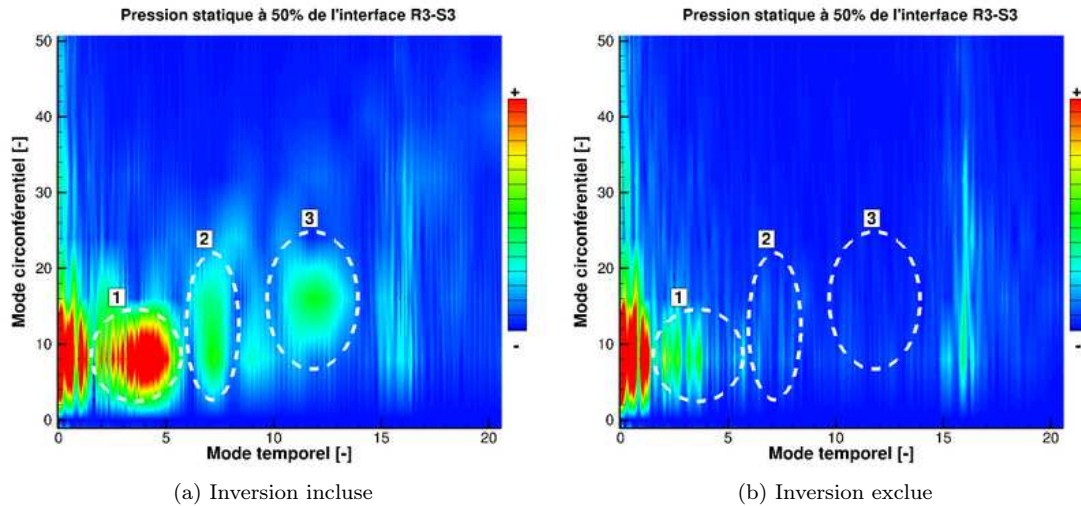


FIGURE 21.9 – Modes spatio-temporels de l'interface R3-S3 pendant la phase de récupération

Les interfaces R1-S1 et R2-S2 connaissent le même type de phénomène, par conséquent leur étude n'est pas détaillée. On peut déduire de cette analyse que lors de la phase de récupération privée du retournement de l'écoulement, le compresseur subit essentiellement les fréquences de passage des rotors. De très basses fréquences sont également présentes, mais elles sont étudiées dans le paragraphe 21.3.3.

### 21.3.3 Basses fréquences

L'étude des basses fréquences n'est pas facile pendant cette phase du pompage car la durée du signal à analyser, égale à la durée de 17 rotations du compresseur, ne permet que de résoudre les fréquences supérieures à 11Hz. Il convient également de ne pas considérer les fréquences inférieures à 2 ou 3 fois la plus petite fréquence résolue. Bien que des basses fréquences de type résonance de Helmholtz puisse apparaître dans l'écoulement à ce moment là, leur interprétation est risquée dans ce cadre. Afin de pouvoir observer avec davantage de certitude les basses fréquences, une des possibilités consiste à allonger le signal, par exemple en incluant la phase de chute de pression dans le signal analysé. L'inconvénient associé à cette façon de faire réside dans le fait que les fréquences observées ne sont pas localisables temporellement. La résolution en fréquence obtenue de cette façon est de 6,9Hz, si bien que les basses fréquences au delà de 25 à 30Hz peuvent être observées de façon plus fiable.

La figure 21.10a montre les basses fréquences présentes dans l'interface R1-S1. Elles ont également été observées dans les deux autres interfaces, non présentées dans ce mémoire, et ce travail a montré qu'il convenait de regarder 3 fréquences particulières :

1. La fréquence de 40Hz, proche de la fréquence de Helmholtz calculée par AVSP
2. La fréquence de 55Hz, proche de la fréquence de 57Hz trouvée dans les études expérimentales du pompage [66]
3. La fréquence 96Hz, toujours bien présente.

L'évolution axiale des fréquences 40Hz et 55Hz a donc été tracée et est présentée sur la Fig 21.10b. Le rectangle noir matérialise la position axiale du compresseur. Globalement, les deux fréquences ont une amplitude du même ordre de grandeur que la fréquence 96Hz sur la même période.

D'une part, le solveur de Helmholtz AVSP a mis en évidence que la fréquence de Helmholtz du système étudié est probablement d'environ 40,2Hz. D'autre part, les études expérimentales ont mis en

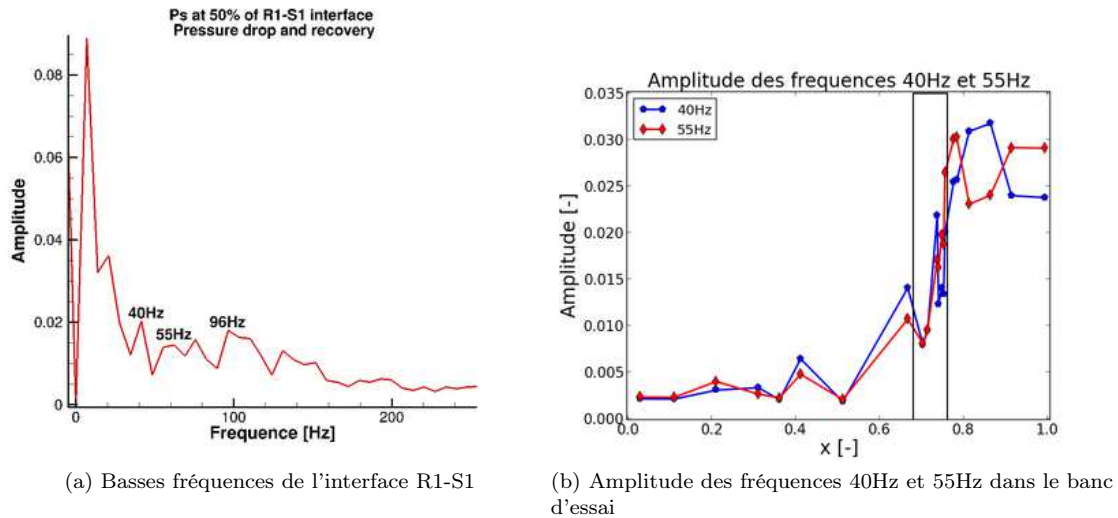


FIGURE 21.10 – Basses fréquences pendant les phases de chute de pression et de récupération

évidence une fréquence de 57Hz apparaissant après le départ en pompage du compresseur, et pouvant correspondre à la fréquence de résonance de la cuve amont. La courbe noire de la Fig 21.11 montre la structure axiale de l'onde prévue par AVSP, ainsi que la structure axiale des ondes de fréquence 40,2Hz et 55Hz calculées par elsA. Leur amplitude a été normalisée pour tracer la figure.

Les trois ondes ont le même type de comportement, à savoir une amplitude peu élevée en entrée de banc, suivie d'une augmentation importante de l'amplitude entre  $x = 0,5$  et  $x = 0,8$ . Le comportement similaire des deux ondes prévues par elsA ne permet pas de trancher de façon très certaine quant à laquelle des deux correspond à la fréquence de Helmholtz. D'après sens de variation de l'amplitude en fonction de l'abscisse, l'onde à 40Hz est plus proche de l'onde prévue par AVSP car en sortie de domaine, elle décroît simplement, alors que l'onde à 55Hz décroît puis croît à nouveau.

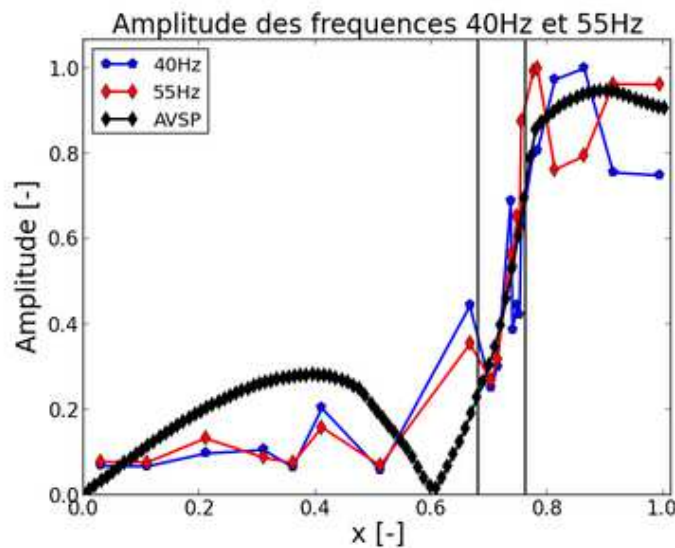


FIGURE 21.11 – Comparaison des fréquences 40Hz et 50Hz avec la fréquence de Helmholtz calculée par AVSP (40,2Hz)



## 21.4 Effet sur les aubages

Pendant cette phase du pompage, l'écoulement se retourne et sa pression augmente rapidement, ce qui peut entraîner un risque mécanique. Cependant, les hautes températures qui prévalaient lors de la phase de débit inversé se sont estompées, et les fréquences principales présentes dans l'écoulement sont les modes de la RDE et du stator S1, ainsi que leurs interactions. La figure 21.12 confirme les observations précédentes. Comme le débit et la pression reprennent des valeurs classiques, le risque vibratoire de cette phase n'est *a priori* pas élevé.

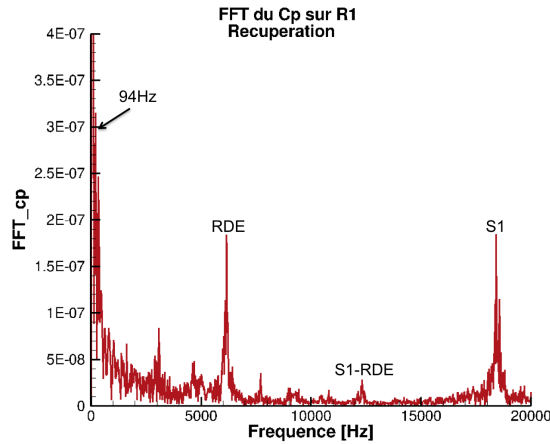


FIGURE 21.12 – FFT du  $C_p$  sur R1 pendant la phase de récupération

## Conclusion

Pendant la phase de récupération, l'écoulement dans le compresseur évolue beaucoup, passant d'un écoulement inversé à débit quasi nul à un écoulement qui a les caractéristiques d'un écoulement de compresseur en situation de blocage sonore. Le débit et la pression augmentent en conséquence, et la température diminue fortement. Une fois le second retournement de l'écoulement passé, les fréquences dominantes sont simplement liées aux modes temporels des rotors.

La fréquence de 96Hz identifiée précédemment est ici encore présente, ainsi que son harmonique de 192Hz. Par ailleurs, les basses fréquences des phases de chute de pression et de récupération du compresseur ont été analysées en une seule fois, dans ce chapitre, afin d'avoir une longueur temporelle de signal permettant de les observer avec certitude. Deux ondes de fréquences 40Hz et 55Hz, de structures axiales similaires sauf en bout de configuration, ont été mises en évidence. Leurs amplitudes respectives sont équivalentes ; cependant, c'est l'onde à 40Hz qui présente le plus de similarités avec l'onde de Helmholtz de fréquence 40,2Hz calculée par le solveur de Helmholtz AVSP.

# Chapitre 22

## Phase de recompression

La phase de repressurisation, localisée entre  $t = 0,235s$  et  $t = 0,5s$ , est caractérisée par le parcours de la caractéristique de fonctionnement du compresseur depuis le blocage jusqu'à un point proche pompage. Par conséquent, le compresseur fonctionne normalement et l'écoulement est sain une fois la zone de blocage sonique dépassée. Lors du parcours de la caractéristique, le débit diminue et le taux de compression augmente jusqu'à atteindre des valeurs proches de celle déclenchant le pompage. Ce court chapitre a pour vocation de donner un aperçu des phénomènes principaux de cette phase.

La première partie se penche sur l'évolution temporelle de la pression totale dans le compresseur, étant donné que c'est une des seules grandeurs, avec le débit, qui varie de façon significative entre le début et la fin de la phase de recompression. La seconde partie met en évidence les fréquences présentes lors de cette phase.

### Sommaire

---

<b>22.1 Évolution temporelle de l'écoulement</b>	<b>209</b>
22.1.1 Débit et pression	209
22.1.2 Nombre de Mach absolu	210
<b>22.2 Analyse spectrale de l'écoulement</b>	<b>211</b>
22.2.1 Modes spatio-temporels et temporels	211
22.2.2 Vers un nouveau cycle de pompage	211

---

## 22.1 Évolution temporelle de l'écoulement

### 22.1.1 Débit et pression

La partie de la caractéristique instantanée parcourue pendant la phase de repressurisation des volumes est entourée en pointillés noirs sur la Fig 22.1a. Cette phase se termine quand les premiers phénomènes précurseurs au pompage apparaissent, à cause du débit réduit. D'une durée de 0,265s, soit l'équivalent de 51 rotations du compresseur, la repressurisation des volumes est de loin la phase la plus longue du cycle de pompage.

La figure 22.1a présente la caractéristique instantanée associée à cette phase de pompage ; les pointillés noirs délimitent la partie de cette courbe étudiée dans ce chapitre. Le taux de compression évolue de façon régulière entre les valeurs de 0,8 et 1. Le débit commence par augmenter légèrement, puis diminue de façon régulière jusqu'à atteindre sa valeur nominale de 1. La pression statique est très régulière circumférentiellement, sa moyenne spatiale à mi-hauteur de l'interface R3-S3 est présentée Fig 22.1b. Elle augmente tout au long de la phase de recompression.

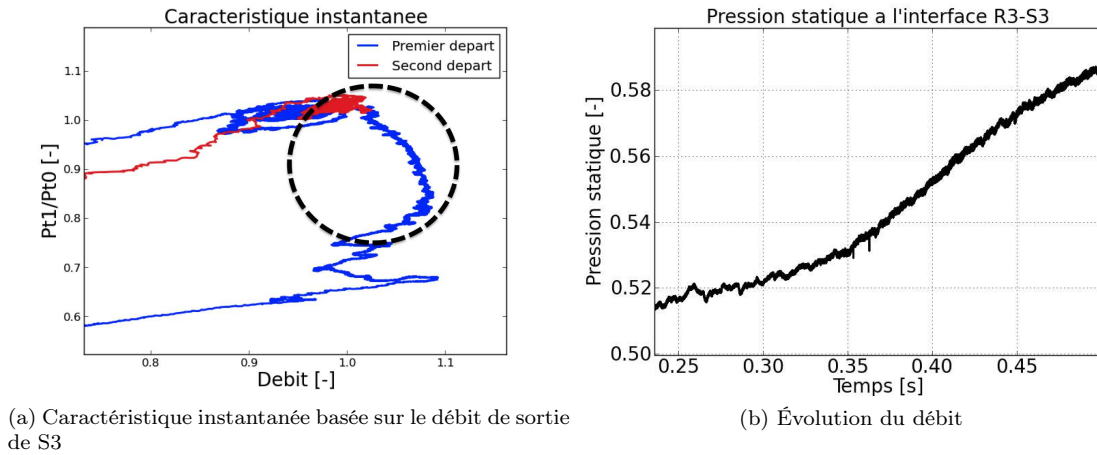


FIGURE 22.1 – Débit et pression pendant la phase de repressurisation

### 22.1.2 Nombre de Mach absolu

À  $t = 0,235s$ , le débit du compresseur a atteint sa valeur de blocage sonique, ce qui se traduit par des nombres de Mach absolus supérieurs à 1 dans les roues de stator, et en particulier dans le stator S3 (Fig 22.2a). Le col des stators S2 et S3 est amorcé, et l'écoulement redevient subsonique en aval de ces zones. À la fin de la phase de recompression, et avant l'apparition des premières instabilités, le débit est nominal et les zones supersoniques dans les stators ont disparu.

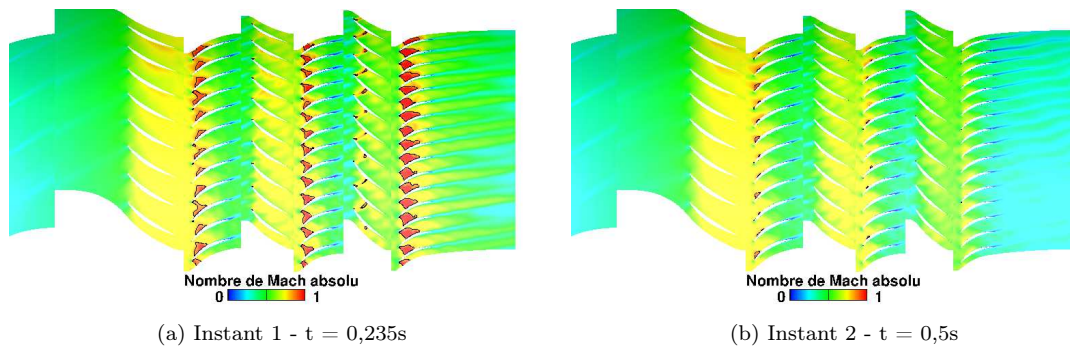


FIGURE 22.2 – Évolution du nombre de Mach absolu à 50% de hauteur entre le début et la fin de la phase de recompression

## Conclusion

À la fin de la phase de récupération du compresseur, l'écoulement s'est retourné, et a atteint de nouveau des valeurs habituelles pour la température statique, le débit, la vitesse axiale, le nombre de Mach absolu et dans une moindre mesure, le taux de compression. L'échauffement lié à l'écoulement inversé a été dissipé par convection des zones chaudes vers l'aval lors des instants qui suivent le retournement de l'écoulement.

## 22.2 Analyse spectrale de l'écoulement

### 22.2.1 Modes spatio-temporels et temporels

L'analyse spectrale de l'écoulement pendant la phase de repressurisation ne met pas en évidence des modes spatio-temporels ou des fréquences inhabituels. La figure 22.3 présente l'évolution des modes temporels et les modes spatio-temporels de l'interface R2-S2 pendant cette phase.

Les modes 80 (rotor R2) et 64 (rotor R1) sont les modes temporels les plus énergétiques ; leur interaction R2-R1 donne le mode 16 et ses harmoniques 32 et 48, visibles également sur la Fig 22.3a. La figure 22.3b présente les modes spatio-temporels correspondants. Ils peuvent être divisés en 5 lignes verticales comme indiqué sur la figure. Les fréquences présentes sont toutes liées à la fréquence de passage des rotors R1 et R2, et à leurs interactions. Les modes circonférentiels présents correspondent aux interactions avec les modes de stator.

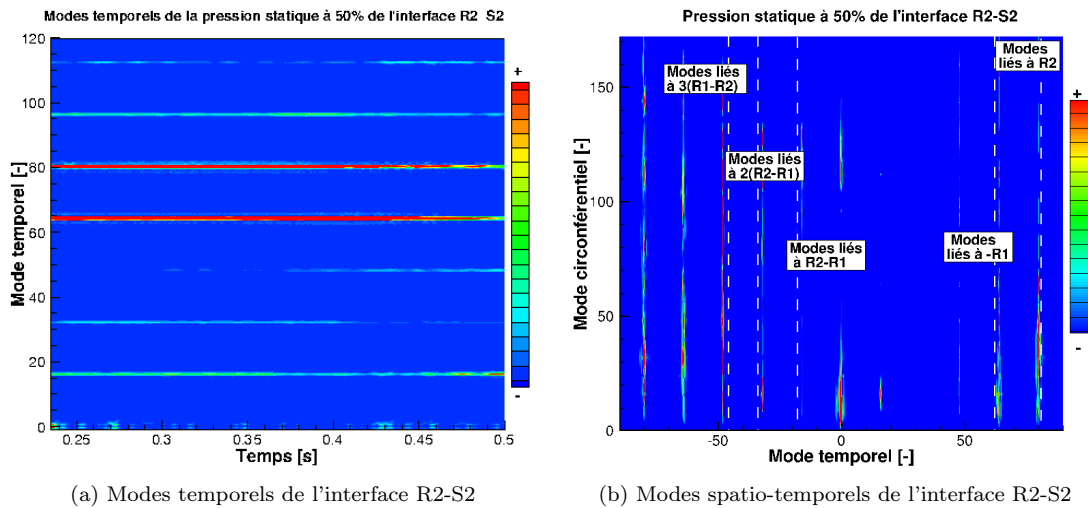


FIGURE 22.3 – Analyse spectrale de l'interface R2-S2 pendant la phase de recompression

### 22.2.2 Vers un nouveau cycle de pompage

Afin de boucler le cycle de pompage, la figure 22.4 montre l'évolution temporelle des modes temporels de l'interface R3-S3 de  $t = 0,2s$  à  $t = 0,55s$ . Au début, tous les modes temporels présents sont liés aux fréquences de passage des rotors, puis à  $t = 0,5s$  environ, après la disparition du mode 16 d'interaction entre R1 et R3, le mode 19 apparaît ; il est lié au décollement tournant qui se met en place lors des rotations qui suivent. Ses harmoniques, les modes 38 et 57, apparaissent aussi, un peu après le mode 19. L'apparition de ces fréquences marque le début des instabilités servant de précurseur au départ en pompage.

## Conclusion

La phase de repressurisation du cycle de pompage est sans surprise ; le compresseur parcourt la caractéristique de fonctionnement, allant d'un fonctionnement comportant du blocage sonore jusqu'à un point proche pompage où la fréquence du décollement tournant fait son apparition. Entre ces deux instants, seuls des phénomènes propres aux écoulements bloqués ou sains en compresseur se produisent. La phase de repressurisation se termine avec l'apparition de la fréquence de décollement tournant.

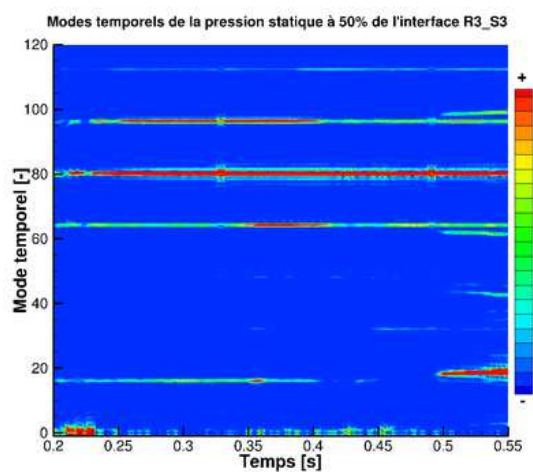


FIGURE 22.4 – Vers un nouveau cycle de pompage

# Conclusion

Dans cette dernière partie, la simulation numérique du pompage a été étudiée, afin de mettre en évidence les différents phénomènes qui se produisent pendant cet événement. Les mécanismes de retournement de l'écoulement, et de rétablissement, ont été mis en évidence. Les instabilités tournantes précédant le pompage ont également été identifiées, leurs caractéristiques sont d'ailleurs différentes entre le premier pompage et le second. D'une façon générale, l'impact possible de chaque phénomène identifié sur les aubes a été évoqué. Un tableau de synthèse (Tab22.1) est proposé pour faire le bilan de tous les résultats mis en évidence. Lorsque l'information existe concernant les essais, elle est indiquée en bleu.

TABLE 22.1 – Synthèse des phénomènes principaux se produisant pendant un cycle de pompage

	Premier départ	Débit inversé	Récupération	Recompression et second départ
<b>Durée de la phase</b>	10 rotations 2 rotations	17 rotations 16 rotations	18 rotations 21 rotations	83 rotations 93 rotations (2 <sup>ème</sup> départ inclus)
<b>Vitesse axiale</b>	Fluctuations importantes liées à la basse fréquence de 96Hz	Négative Augmentation jusque 0	Retournement et augmentation jusqu'au blocage	Diminution et disparition des vitesses soniques (sauf rotor R1)
<b>Pression</b>		Dépressurisation totale des volumes	Augmentation de $\Pi = 0,39$ à $\Pi = 0,8$	Augmentation de $\Pi = 0,8$ à $\Pi = 1$
<b>Température</b>	RAS  RAS	Échauffement très important (RDE) $T_{t_{RDE}} = 3,5T_{t_{RDE}}$ $T_{t_{RDE}} = T_{t_{S3}}$	Refroidissement rapide Refroidissement lent	RAS Fin du refroidissement
<b>Modes spatio-temporels</b>	Décollement tournant 2480Hz à 16 cellules Mode co-existant 17 à 20 cellules Fréquences : de 1800 à 2200Hz	BPF des rotors	BPF des rotors et leurs interactions	
<b>Basses fréquences</b>	Excitation du mode propre à 96Hz	40Hz (Helmholtz) 55Hz Mode à 96Hz toujours présent Fréquence de 57Hz proche du plenum	192Hz : 1 <sup>re</sup> harmonique du mode propre à 96Hz	
<b>Effet possible sur les aubes</b>	Phénomène aéroélastique dans R3 (DT fort) Coup de bélier (inversion de l'écoulement)	Flottement lié au faible amortissement apporté par l'écoulement	RAS	

# Conclusion et perspectives

## Conclusion

Le but de ce travail était de satisfaire à deux objectifs principaux. Le tout premier consistait à réussir une simulation aérodynamique réaliste d'un cycle de pompage dans un compresseur axial haute pression et haute vitesse. Ceci a nécessité de travailler sur toutes les étapes habituelles d'une simulation, du maillage à la mise en donnée, en passant par l'ajout de développements propres aux conditions aux limites du code de CFD *elsA* et la mise en oeuvre de méthodes propres au calcul haute performance (HPC). Le second objectif était d'étudier en détail les résultats obtenus afin de rapporter au mieux les phénomènes qui se produisent dans le compresseur pendant un cycle de pompage. Cette simulation a également permis d'alimenter une base de données propre à CREATE, dont l'objectif est de devenir le cas-test de référence pour la validation des codes de CFD en turbomachines en France.

Il ressort de ce travail que la CFD est un outil adapté à la simulation de phénomènes instationnaires comme le pompage, moyennant d'effectuer les bons choix en termes de domaine de calcul et méthodes numériques. Non seulement le code a été capable d'effectuer la simulation, ce qui n'était pas totalement sûr au départ, mais en plus, la comparaison des résultats obtenus avec les résultats expérimentaux montrent que la physique du phénomène a été finement capturée, et que le cycle obtenu n'est pas un régime transitoire qui n'aurait rien à voir avec le pompage. Cependant, la simulation a coûté très cher en termes de coût CPU, puisque 1 million d'heures ont été utilisées pour simuler le cycle de pompage, et près de 4 millions d'heure ont été utilisées au total pour mettre au point la simulation, simuler le décollement tournant puis le pompage. Cependant, ceci est à mettre en perspective avec le fait qu'un essai expérimental de pompage ou de décollement tournant dans un compresseur présente un risque mécanique, qui peut engendrer un surcoût important en cas de problème.

Les points à respecter pour effectuer une bonne simulation de pompage ont été mis en évidence avant de commencer la simulation, à partir de la littérature à ce sujet. *A posteriori*, les bons résultats obtenus montrent tout au moins que le respect de certaines exigences permet d'obtenir des résultats honorables. Une simulation de pompage doit comprendre tous les volumes attenants au compresseur, être réalisée sur un maillage et avec un pas de temps du même ordre de grandeur qu'une simulation de compresseur classique. Une approche instationnaire, résolvant les équations de Navier Stokes en 3D, en RANS, est bien adaptée à la simulation du phénomène. Une étendue importante du domaine dans la direction circumférentielle est nécessaire pour capturer des phénomènes tournants qui se produisent avant le départ en pompage.

L'exploitation des données obtenues par la CFD a nécessité un important travail de développement d'outils d'analyse spécifiques, suivi d'une réflexion à la fois locale, globale et pluri-disciplinaire sur la physique des phénomènes identifiés. L'analyse fine qui en résulte a donné accès à quelques résultats importants concernant les phénomènes se produisant pendant un cycle de pompage dans CREATE. Parmi ces phénomènes, les plus notoires ou spectaculaires sont les suivants :

- Lors du départ en pompage, les cellules de décollement tournant fusionnent en grosses cellules *full span*, puis l'écoulement se retourne très rapidement dans le compresseur, en moins d'une rotation ;



- La phase d'écoulement inversé est très contraignante d'un point de vue structural pour le compresseur. Des nombres de Mach supersoniques sont atteints dans les rotors, alors que l'écoulement dans les stators redevient subsonique. Des chocs se forment au bord de fuite de chacun des stators et des ondes de recompression évoluent aux interfaces rotor - stator ;
- Le retournement de l'écoulement s'accompagne d'un échauffement très important de l'écoulement autour de la RDE, qui atteint une température valant environ 3 fois la température nominale. Cette valeur est cependant considérée comme sur-évaluée d'environ 30% par la LMFA. Par ailleurs, un calcul rapide de thermique montre que l'aube n'a pas le temps de chauffer et que les effets de la thermique sont très certainement négligeables. L'écoulement dans les derniers étages du compresseur ne chauffe pas, et le dernier stator voit même sa température diminuer ;
- Le rétablissement de l'écoulement s'accompagne d'un refroidissement rapide des premiers étages du compresseur, l'air chaud étant convecté vers l'aval ;
- La durée des différentes phases du cycle de pompage simulé sont très proche de celles du cycle de pompage expérimental. La phase de recompression représente 43% de la durée totale d'un cycle de pompage ; c'est la phase la plus longue.

Au cours de ce travail, il est apparu que la simulation aérodynamique d'un domaine très grand peut faire apparaître dans l'écoulement des ondes de pression de fréquence très basse, qui affectent tout l'écoulement et n'ont pas de composante radiale ou circonférentielle. Ces ondes, qui engendrent des variations de pression et de débit rappelant du pompage classique, sont responsables de deux phénomènes : d'une part, le décollement tournant simulé s'apparente plutôt à du pompage modifié, d'autre part, elles diminuent la stabilité de l'écoulement, déclenchant le pompage bien plus tôt que dans le compresseur simulé de façon isolé. L'utilisation d'un solveur de Helmholtz a permis de mettre en évidence que la plus influente de ces ondes correspond au troisième mode propre du banc d'essai. Un enseignement de ce travail est donc la mise en évidence qu'une simulation aérodynamique dans un domaine grand et complexe peut être parasitée par une ou des fréquences de résonance de la configuration. Il convient donc de savoir quelles fréquences peuvent apparaître afin de bien comprendre l'écoulement.

L'effet de la présence du banc d'essai a pu être mis en évidence en simulant le compresseur à un point de fonctionnement proche pompage, avec et sans le banc d'essai. De prime abord, cette présence semblait favoriser une fréquence de décollement tournant plus faible et un nombre de cellules moindre. Cependant, les résultats obtenus pendant le cycle de pompage sont venus nuancer cette conclusion, les deux types de décollement tournant étant apparus lors des deux phases successives de départ en pompage successives simulées. Le problème de la prévision des caractéristiques du décollement tournant (nombre de cellules, vitesse) reste donc ouvert. Il est à noter qu'une approche basée sur l'étude des modes acoustiques tournants pourrait permettre de prédire le nombre de cellules. Cependant, l'hypothèse d'une résonance acoustique se produisant entre le stator S2 et le rotor R3 [99] n'a pas pu être étayée par la simulation numérique. En effet, l'étude a conclu à une très légère hausse de la fréquence de résonance des modes instables lorsque le point de fonctionnement s'approche de la ligne de pompage, alors que la théorie nécessite une baisse de ces fréquences.

Enfin, une explication a été proposée pour comprendre la divergence entre les relevés expérimentaux et numériques de température totale en entrée de RDE. La réponse de la sonde thermique à un créneau de température a été modélisée et les valeurs de la simulation numérique ont été utilisées pour tracer son comportement. L'accord entre le modèle et la courbe de température expérimentale est suffisamment bon pour supposer que la sonde utilisée n'est en réalité pas adaptée pour effectuer des relevés de température pendant un cycle de pompage, les variations étant trop importantes et trop rapides par rapport à la vitesse de réponse de la sonde.

## Perspectives

Les possibilités d'amélioration et de poursuite de ce travail sont relativement ouvertes et nombreuses. Tout d'abord, ce travail a été effectué dans un secteur d'angle  $2\pi/8$  de la configuration, sur un maillage plutôt relâché, bien que respectant les exigences minimales. Une première amélioration évidente serait d'effectuer la simulation sur un maillage plus dense, et dans une configuration ne comportant pas

d'hypothèse de périodicité. En particulier, une simulation annulaire du décollement tournant dans une configuration comprenant le banc d'essai permettrait d'obtenir un résultat pour lequel la périodicité de l'écoulement n'est pas forcée, et dont le nombre de cellules ne serait pas nécessairement un multiple de 8. Ceci serait riche d'enseignement et permettrait de savoir, par exemple, si la co-existence des deux modes de décollement tournant est bien liée à la périodicité forcée de  $2\pi/8$ .

Une autre amélioration possible, mais moins évidente, serait de revoir la condition aux limites de paroi dans le code de CFD, qui, potentiellement, rend les parois simulées beaucoup plus réfléchissantes pour les ondes de pression qu'elles ne le sont en réalité. De cette façon, la simulation aérodynamique d'un grand domaine de calcul pourrait ne plus être influencée de façon si critique par un des modes propres acoustiques de la configuration, s'il n'apparaît pas lors des essais expérimentaux. En simulation proche pompage, le compresseur serait certainement plus stable et se comporterait probablement de façon plus similaire aux essais.

Enfin, puisque l'un des objectifs de la simulation numérique du pompage est également de voir ce que peuvent potentiellement subir les aubes lorsque ce phénomène se produit, il pourrait être intéressant d'adopter une approche aéro-élastique, voire de mettre en place un couplage aéro-mécanique, pour simuler le pompage et obtenir des données sur les aubes en termes de vibrations et de contraintes subies. Cependant, ce type de calcul est encore plus cher que la simple simulation aérodynamique instationnaire en RANS ; par conséquent, elle n'est probablement pas encore envisageable aujourd'hui. En revanche, il serait envisageable de sélectionner plusieurs instants particuliers (en débit inversé par exemple), et mettre en oeuvre des simulations aéroélastiques à haute fréquence, de l'ordre des fréquences de passage des aubages.

# Bibliographie

- [1] S. Callot. *Analyse des Mécanismes Macroscopiques Produits par les Interactions Rotor/Stator dans les Turbomachines*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2002.
- [2] Jean Marc Pagnet. *Pompage des compresseurs*. Ed. Techniques Ingénieur, 1999.
- [3] F. Crevel, N. Gourdain, and F. Wlassow. Numerical simulation of a compressor facility test rig at near surge operating conditions. *ETC*, 2013.
- [4] Xavier Ottavy, Nicolas Courtiade, and Nicolas Gourdain. Experimental and computational methods for flow investigation in high-speed multistage compressor. *Journal of Propulsion and Power*, 28(6) :1141–1155, 2012.
- [5] IJ Day. Stall inception in axial flow compressors. *Journal of turbomachinery*, 115(1) :1–9, 1993.
- [6] Xiaohua Liu, Dakun Sun, Xiaofeng Sun, and Xiaoyu Wang. Flow stability model for fan/compressors with annular duct and novel casing treatment. *Chinese Journal of Aeronautics*, 25(2) :143–154, 2012.
- [7] Saeid Niazi. *Numerical simulation of rotating stall and surge alleviation in axial compressors*. PhD thesis, Georgia Institute of Technology, 2000.
- [8] B. Lakshminarayana. *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery*. Wiley-Interscience Publication, 1996.
- [9] Ronald C Pampreen. *Compressor surge and stall*. 1993.
- [10] Edward M Greitzer. Surge and rotating stall in axial flow compressors - part i : Theoretical compression system model. *Journal of Engineering for Power*, 98 :190, 1976.
- [11] Edward M Greitzer. Surge and rotating stall in axial flow compressors - part ii : experimental results and comparison with theory. *Journal of Engineering for Power*, 98 :199, 1976.
- [12] Snecma. Formation ingenieurs navigants Airbus - Aerodynamique CoHP. Document interne, Octobre 2008.
- [13] Nicolas Tauveron, Pascal Ferrand, and Francis Leboeuf. Simulation of surge inception and performance of axial multistage compressor. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006*, GT2006-90163. ASME, 2006.
- [14] Ld Di Mare, SK Krishnababu, B Mueck, and M Imregun. Aerodynamics and aeroelasticity of a hp compressor during surge and reversed flow. *Proceedings of the 12th ISUAAAT*, 2009.
- [15] B. Hellmich and J.R. Seume. Acoustic Resonance in a Four-Stage High-Speed Axial Compressor. Number ISROMAC10-2004-004, Mars 8-11 2004.
- [16] Nicolas Courtiade, Xavier Ottavy, and Nicolas Gourdain. Modal decomposition for the analysis of the rotor-stator interactions in multistage compressors. *Journal of Thermal Science*, 21(3) :276–285, 2012.

- 
- [17] Zoltán Sándor Spakovszky. *Applications of axial and radial compressor dynamic system modeling*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2000.
- [18] M Vahdati, G Simpson, and M Imregun. Unsteady flow and aeroelasticity behavior of aeroengine core compressors during rotating stall and surge. *Journal of turbomachinery*, 130(3), 2008.
- [19] S Teramoto. Analysis of the entire surge cycle of a multi-stage high-speed compressor. Technical report, Center For Turbulence Research, 2008.
- [20] Edward M Greitzer. The stability of pumping systems-the 1980 freeman scholar lecture. *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering*, 103 :193–242, 1981.
- [21] Aurel Stodola. *Steam and gas turbines*. P. Smith, 1945.
- [22] R. Bidard. La stabilité de régimes des compresseurs. Technical report, Association Technique Maritime et Aeronautique, 1946.
- [23] R. Bidard. Le pompage des compresseurs, résultats d’essais. Technical report, Association Technique Maritime et Aeronautique, 1950.
- [24] HW Emmons, CE Pearson, and HP Grant. Compressor surge and stall propagation. *Transactions of the ASME*, 77(3) :455–469, 1955.
- [25] JH Horlock. *Axial flow compressors*, 1958.
- [26] FK Moore. Theory of rotating stall of multistage axial compressors. In *In Von Karman Inst. for Fluid Dynamics Unsteady Flow in Turbomachines, Vol. 1 112 p (SEE N84-25960 16-34)*, volume 1, 1984.
- [27] E.M. Greitzer and F.K Moore. A theory of post-stall transients in axial compression systems : part I Development of equations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 108 :68–76, 1986.
- [28] E.M. Greitzer and F.K Moore. A theory of post-stall transients in axial compression systems : part II Applications. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 108 :231–239, 1986.
- [29] MW Davis and WF O’BRIEN. Stage-by-stage poststall compression system modeling technique. *Journal of Propulsion and Power*, 7(6) :997–1005, 1991.
- [30] K.M. Eweker. *Model Development for Active Control of Stall Phenomena in Aircraft Gas Turbine Engines*. PhD thesis, Georgia Institute of Technology, 1993.
- [31] IJ Day and C Freeman. The unstable behavior of low and high-speed compressors. *Journal of turbomachinery*, 116(2) :194–201, 1994.
- [32] Laurent Paul Bonnaure. *Modelling high speed multistage compressor stability*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1991.
- [33] N. Tauveron. *Simulation numérique et analyse du déclenchement et du développement des instabilités axiales dans les turbomachines. Application à un transitoire de brèche dans un réacteur nucléaire a hélium*. PhD thesis, Ecole centrale de Lyon, 2006.
- [34] Nicolas Tauveron, Francis Leboeuf, and Pascal Ferrand. Dynamic modeling of a nuclear gas turbine plant : Application to surge prediction. GT2006-90142. ASME, 2006.
- [35] IJ Day. Axial compressor performance during surge. *Journal of propulsion and power*, 10(3) :329–336, 1994.
- [36] Harald Schönenborn and Thomas Breuer. Aerodynamic and mechanical vibration analysis of a compressor blisk at surge. *Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2004-53579*, GT2004-53579, 2004.
-

- [37] Harald Schöenborn, Virginie Chenaux, and Peter Ott. Aeroelasticity at reversed flow conditions : Part 1 - numerical and experimental investigations of a compressor cascade with controlled vibration. *Journal of turbomachinery*, 2011.
- [38] Harald Schoenenborn and Thomas Breuer. Aeroelasticity at reversed flow conditions - part ii : Application to compressor surge. *Journal of turbomachinery*, 134(6), 2012.
- [39] HP Hodson. 1998, " blade row interactions in low pressure turbines," vki lecture series 1998-02. *Blade Row Interference Effects in Axial Flow Turbomachinery Stages*.
- [40] L He. Computational study of rotating-stall inception in axial compressors. *Journal of Propulsion and Power*, 13(1) :31–38, 1997.
- [41] Donald A Hoying, Choon S Tan, Huu Duc Vo, and Edward M Greitzer. Role of blade passage flow structures in axial compressor rotating stall inception. *Journal of turbomachinery*, 121(4) :735–742, 1999.
- [42] Y Levy and J Pismenny. The number and speed of stall cells during rotating stall. volume GT2003-38221. ASME, 2003.
- [43] N. Gourdain. *Simulation numérique des phénomènes de décollement tournant dans les compresseurs axiaux*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2005.
- [44] Jen-Ping Chen, Michael D Hathaway, and Gregory P Herrick. Prestall behavior of a transonic axial compressor stage via time-accurate numerical simulation. Technical report, DTIC Document, 2008.
- [45] M. Choi. Effects of fan speed on rotating stall inception and recovery. *ASME Turbo Expo 2010, Glasgow, Scotland*, GT2004-53056, 2010.
- [46] Mingyang Yang, Ricardo Martinez-Botas, Yangjun Zhang, Xinqian Zheng, H Tamaki, T Bamba, and Zhigang Li. Investigation of self-recycling-casing-treatment (srct) influence on stability of high pressure ratio centrifugal compressor with a volute. *ASME Paper No. GT2011-45065*, 2011.
- [47] Minsuk Choi, Nigel HS Smith, and Mehdi Vahdati. Validation of numerical simulation for rotating stall in a transonic fan. *Journal of turbomachinery*, 135(2), 2013.
- [48] KR Wilt, D Story, Henry A Scarton, AIC Hunter, SA Salamah, and J Ramtahal. Effects of rotating stall on an axial fan design. 2011.
- [49] A Sentker and W Riess. Experimental investigation of turbulent wake–blade interaction in axial compressors. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3) :285–290, 2000.
- [50] HP Hodson, JS Addison, and CA Shepherson. Models for unsteady wake-induced transition in axial turbomachines. *Journal de Physique III*, 2(4) :545–574, 1992.
- [51] Michael B Giles. Calculation of unsteady wake/rotor interaction. *Journal of Propulsion and Power*, 4(4) :356–362, 1988.
- [52] Theodosius Korakianitis. On the propagation of viscous wakes and potential flow in axial-turbine cascades. *Journal of turbomachinery*, 115(1) :118–127, 1993.
- [53] F. Leboeuf. Ecoulements 3D dans les turbomachines. *Cours de l'option Propulsion Aéronautique. Ecole Centrale de Lyon*, 2003.
- [54] G. Oliveira. *Étude expérimentale et numérique de l'écoulement instationnaire dans un compresseur axial et transsonique*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 1998.
- [55] Donald W Thompson, Paul I King, and DC Rabe. Experimental investigation of stepped tip gap effects on the performance of a transonic axial-flow compressor rotor. *Journal of turbomachinery*, 120(CONF-970604–), 1998.

- 
- [56] Behnam H Beheshti, Joao A Teixeira, Paul C Ivey, Kaveh Ghorbanian, and Bijan Farhanieh. Parametric study of tip clearance-casing treatment on performance and stability of a transonic axial compressor. *Journal of Turbomachinery(Transactions of the ASME)*, 126(4) :527–535, 2004.
- [57] V.Y. Nezym. Casing Treatment of Various Types in Compressor Stage : Parametric Representation. *4th International Pipeline Conference, Kuala Lumpur, Malaysia*, pages 1119–1124, 2002.
- [58] N. Buffaz and I. Trébinjac. Tip clearance effect on the flow field within a high-pressure centrifugal compressor. Number ISROMAC13-2010-0094, 2010.
- [59] Nicolas Gourdain, Fabien Wlassow, Xavier Ottavy, et al. Effect of tip clearance dimensions and control of unsteady flows in a multi-stage high-pressure compressor. *Journal of Turbomachinery*, 134(5) :051005, 2012.
- [60] J.A. Storer. *Tip Leakage Flow in Axial Compressor*. PhD thesis, Cambridge University, 1990.
- [61] CC Koch. Discussion to benser wa : Transonic compressor technology advancements. *Fluid mechanics, Acoustics, and Design of Turbomachinery, Part II, NASA SP-304*, 1974.
- [62] Ivor J Day. Stall and surge in axial flow compressors. *VKI Axial Flow Compressors*, 1 :1–55, 1992.
- [63] JM Sorokes. Rotating stall-an overview of dresser-rand experience. *Dresser-Rand, Olean*, 2003.
- [64] W. Riess and M. Walbaum. Initiation and Propagation of Flow Instabilities in Multi-Stage Axial Compressors. In *AGARD 85th Symposium "Loss Mechanism and Unsteady Flows in Turbomachines"*, Derby, England, 1995.
- [65] F. Wlassow, N. Gourdain, and M. Montagnac. Numerical Simulation of Aerodynamic Instabilities in a Multi-Stage Compressor. *Proceedings of the 12th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines, London*, 2009.
- [66] N Courtiade, X Ottavy, and N Gourdain. Experimental investigation of rotating stall in a high speed multi-stage axial compressor. In *Proceedings of the 9th European Turbomachinery Conference*, 2010.
- [67] Franklin K Moore. *Lift Hysteresis at Stall as an Unsteady Boundary-Layer Phenomenon*. US Government Printing Office, 1956.
- [68] M Inoue, M Kuroamaru, S Yoshida, and M Furukawa. Short and long length-scale disturbances leading to rotating stall in an axial compressor stage with different stator/rotor gaps. *Journal of turbomachinery*, 124(3) :376–384, 2002.
- [69] Vincent Hubert Garnier. *Experimental investigation of rotating waves as a rotating stall inception indication in compressors*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1989.
- [70] J. Escuret. *The Prediction and Active Control of Surge in Multi-stage Axial Flow Compressors*. PhD thesis, Cranfield Institute of Technology, 1993.
- [71] Huu Duc Vo. *Role of tip clearance flow on axial compressor stability*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2001.
- [72] Huu Duc Vo, Choon S Tan, and Edward M Greitzer. Criteria for spike initiated rotating stall. *Journal of turbomachinery*, 130(1) :11–23, 2008.
- [73] Takahiro Nishioka, Shuuji Kuroda, and Tadashi Kozu. Influence of rotor stagger angle on rotating stall inception in an axial-flow fan. volume paper GT2003-38259. ASME, 2003.
- [74] Stefano Bianchi, Alessandro Corsini, and Anthony G Sheard. Detection of Stall Regions in a Low-Speed Axial Fan : Part I - Azimuthal Acoustic Measurements. ASME, 2010.
- [75] Anthony G Sheard, Alessandro Corsini, and Stefano Bianchi. Detection of stall regions in a low-speed axial fan : Part ii - stall warning by visualisation of sound signals. Number GT2010-22754. ASME, 2010.
-

- [76] AJ Crook, Edward M Greitzer, CS Tan, and JJ Adamczyk. Numerical simulation of compressor endwall and casing treatment flow phenomena. *Journal of turbomachinery*, 115(3) :501–512, 1993.
- [77] Donald Andrew Hoying. *Blade passage flow structure effects on axial compressor rotating stall inception*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1996.
- [78] Masahiro Inoue, Motoo Kuroumaru, Shinichi Yoshida, Takahiro Minami, Kazutoyo Yamada, and Masato Furukawa. Effect of tip clearance on stall evolution process in a low-speed axial compressor stage. In *Proceedings of ASME Turbo Expo*, volume paper GT2004- 53354, 2004.
- [79] Day I.J Camp T.R. A study of spike and modal stall phenomena in a low-speed axial compressor. *ASME Journal of Turbomachinery*, 120 :393–401, 1998.
- [80] Y. Liu, M. Dhingra, and J.V.R. Prasad. Correlation measured-based stall margin estimation for a single-stage axial compressor. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*, 2011.
- [81] N. Courtiade and X. Ottavy. Study of the acoustic resonance occurring in a multistage high-speed axial compressor. In *10th European Turbomachinery Conference, Lappeenranta, Finland*, 2013.
- [82] John J Adamczyk and A Shabbir. Flow mechanism for stall margin improvement due to circumferential casing grooves on axial compressors. In *ASME Turbo Expo*, volume 127(4), pages 708–718, 2004.
- [83] G. Legras. *Analyse des mécanismes d’action des traitements de carter dans les compresseurs axiaux*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2011.
- [84] H Rohkamm, G Kosyna, H Saathoff, and U Stark. Enhancement of highly-loaded axial compressor stage performance using rotor blade tip tailoring. part ii—experimental results. In *Proceedings of the 6th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics*, pages 100–110, 2005.
- [85] DC Rabe and C Hah. Application of casing circumferential grooves for improved stall margin in a transonic axial compressor. paper GT2002-30641, 2002.
- [86] EJ Hall, NJ Heidegger, and RA Delaney. Performance prediction of end wall treatment fan rotors with inlet distortion. *AIAA Paper96-0244*, 96-0244, 1996.
- [87] I Wilke and H-P Kau. A numerical investigation of the influence of casing treatments on the tip leakage flow in a hpc front stage. volume paper GT-2002-30642. ASME, 2002.
- [88] Sean Patrick Rock Nolan. *Effect of radial transport on compressor tip clearance flow structures and enhancement of stable flow range*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, June 2005.
- [89] Xiaofeng Sun, Dakun Sun, and Weiwei Yu. A model to predict stall inception of transonic axial flow fan/compressors. *Chinese Journal of Aeronautics*, 24(6) :687–700, 2011.
- [90] A. Vouillarmet. *Aérodynamique et Énergetique des Turbomachines*, 2001.
- [91] IJ Day and NA Cumpsty. The measurement and interpretation of flow within rotating stall cells in axial compressors. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 20(2) :101–114, 1978.
- [92] IJ Day, T Breuer, J Escuret, M Cherrett, and A Wilson. Stall inception and the prospects for active control in four high-speed compressors. *Journal of turbomachinery*, 121(1) :18–27, 1999.
- [93] Nicolas Gourdain, Stéphane Burguburu, Francis Leboeuf, and Guy Jean Michon. Simulation of rotating stall in a whole stage of an axial compressor. *Computers & Fluids*, 39(9) :1644–1655, 2010.
- [94] G.A. Gerolymos and GA Gerolymos. Numerical integration of the 3d unsteady euler equations for flutter analysis of axial flow compressors. *International Journal of Turbo and Jet Engines*, 7(1-2) :131–142, 1990.

- 
- [95] D.J. Hamilton and J.O. Ismael. Parallel Simulation of Stall Hysteresis in a Two Dimensional Rotor Blade Row. *International Society for Air Breathing Engines*, ISABE-2003-1080, 2003.
- [96] O. Schmidtman and J.M. Anders. Route to surge for a throttled compressor - a numerical study. *Journal of fluids and structures*, 15(8) :1105–1121, 2001.
- [97] Joachim März, Chunill Hah, Wolfgang Neise, Nick CUMPSTY, J MAERZ, C HAH, and W NEISE. An experimental and numerical investigation into the mechanisms of rotating instability. *Journal of turbomachinery*, 124(3) :367–375, 2002.
- [98] N. Gourdain, S. Burguburu, and F. Leboeuf. Rotating Stall Simulation and Analysis in axial Compressor. *ISABE*, page 10, 2005.
- [99] N. Courtiade. *Experimental analysis of the unsteady flow and instabilities in a high-speed multistage compressor*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2012.
- [100] M Vahdati, AI Sayma, C Freeman, and M Imregun. On the use of atmospheric boundary conditions for axial-flow compressor stall simulations. *Journal of turbomachinery*, 127(2) :349–351, 2005.
- [101] Alex Stein, Saeid Niazi, and LN Sankar. Computational analysis of stall and separation control in centrifugal compressors. *Journal of Propulsion and Power*, 16(1) :65–71, 2000.
- [102] RS Mazzawy. Surge-induced structural loads in gas turbines. In *American Society of Mechanical Engineers, Gas Turbine Conference and Exhibit and Solar Energy Conference, San Diego, Calif*, volume 91, 1979.
- [103] Nicolas Gourdain and Francis Leboeuf. Unsteady simulation of an axial compressor stage with casing and blade passive treatments. *Journal of turbomachinery*, 131(2), 2009.
- [104] B. Hellmich. *Acoustic Resonance in a High Speed Axial Compressor*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, Hannover, Germany, 2008.
- [105] J. D’Alembert. Articles extraits de l’histoire de l’académie des sciences et belles-lettres de berlin année 1747, 1749.
- [106] Bernd Hellmich and Joerg R Seume. Causes of acoustic resonance in a high-speed axial compressor. *Journal of turbomachinery*, 130(3), 2008.
- [107] John M Tyler. Axial flow compressor noise studies. *SAE Trans.*, 70 :309–332, 1962.
- [108] Michael James Lighthill. *Collected Papers of Sir James Lighthill*, volume 3. Oxford University Press, 1997.
- [109] ML Legerton, SAT Stoneman, and R Parker. An experimental investigation into flow induced acoustic resonances in an annular cascade. 1 :20–22, 1991.
- [110] R Parker. Resonance effects in wake shedding from parallel plates : some experimental observations. *Journal of Sound and Vibration*, 4(1) :62–72, 1966.
- [111] R Parker. Resonance effects in wake shedding from parallel plates : Calculation of resonant frequencies. *Journal of Sound and Vibration*, 5(2) :330–343, 1967.
- [112] R Parker. Acoustic resonances and blade vibration in axial flow compressors. *Journal of Sound and Vibration*, 92(4) :529–539, 1984.
- [113] R Parker and SAT Stoneman. An experimental investigation of the generation and consequences of acoustic waves in an axial flow compressor : Large axial spacings between blade rows. *Journal of Sound and Vibration*, 99(2) :169–182, 1985.
- [114] R Parker and SAT Stoneman. The excitation and consequences of acoustic resonances in enclosed fluid flow around solid bodies. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 203(1) :9–19, 1989.
-



- [115] W Rizk and DF Seymour. Investigations into the failure of gas circulators and circuit components at hinkley point nuclear power station. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 179(1) :627–703, 1964.
- [116] Jack L Kerrebrock. Small disturbances in turbomachine annuli with swirl. *AIAA Journal*, 15(6) :794–803, 1977.
- [117] KE Heinig. Sounding propagation in multistage axial flow turbomachines. *AIAA Journal*, 21(1) :98–105, 1983.
- [118] Abolhassan Ghiladi. *Drehklangentstehung in axialen Turbomaschinen und-ausbreitung in angeschlossenen Rohrleitungen*. 1981.
- [119] D. Lohman. Zur Schallausbreitung in Zylinder-Kanalen Mit Helikalen Einbauten. *DFVLR-FB*, pages 78–30, 1978.
- [120] Armel Touyeras and Michel Villain. Aerodynamic design and test result analysis of a three stage research compressor. pages 589–597, 2004.
- [121] D. Arnaud. *Analyse expérimentale des phénomènes instationnaires dans un compresseur multi-étages à forte charge aérodynamique*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2003.
- [122] V. Sharma, B. Aupoix, M. Schvallinger, and H. Gaible. Turbulence modelling effects on off-design predictions for a multi-stage compressor. 1183, 2007.
- [123] Nicholas J Georgiadis, Donald P Rizzetta, and Christer Fureby. Large-eddy simulation : current capabilities, recommended practices, and future research. *AIAA journal*, 48(8) :1772–1784, 2010.
- [124] JD Denton and UK Singh. Time marching methods for turbomachinery flow calculation. In *In Von Karman Inst. for Fluid Dyn. Appl. of Numerical Methods to Flow Calculations in Turbomachines 47 p (SEE N80-12365 03-34)*, volume 1, 1979.
- [125] Guillaume Fillola, Marie-Claire Le Pape, and Marc Montagnac. Numerical simulations around wing control surfaces. Number 186, 2004.
- [126] N Gourdain, X Ottavy, and A Vouillarmet. Experimental and numerical investigation of unsteady flows in a high speed three stages compressor. In *Proceedings of the 8th European Turbomachinery Conference*, volume 107, 2009.
- [127] Andrea Arnone and Roberto Pacciani. Rotor-stator interaction analysis using the navier-stokes equations and a multigrid method. *Journal of turbomachinery*, 118(CONF-950629–), 1996.
- [128] F. Bardoux. *Modélisation des interactions instationnaires rotor-stator en turbomachine multi-étages*. Phd thesis, École Centrale de Lyon, France, 2000.
- [129] V. Couaillier. Effective multidimensional non reflective boundary condition for cfd calculations applied to turboengine aeroacoustics prediction. *17th International Symposium on Air Breathing Engines*, paper 2005-1185, 2005.
- [130] L Cambier and JP Veuillot. Status of the elsa cfd software for flow simulation and multidisciplinary applications. *AIAA paper*, 664 :2008, 2008.
- [131] PW McDonald. The computation of transonic flow through two-dimensional gas turbine cascades. 1971.
- [132] Arthur W Rizzi and Mamoru Inouye. Time-split finite-volume method for three-dimensional blunt-body flow. *AIAA journal*, 11(11) :1478–1485, 1973.
- [133] N Gourdain, L Gicquel, M Montagnac, O Vermorel, M Gazaix, G Staffelbach, M Garcia, JF Bousuge, and T Poinot. High performance parallel computing of flows in complex geometries : I. methods. *Computational Science & Discovery*, 2(1) :015003, 2009.

- 
- [134] Philip L Roe. Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. *Journal of computational physics*, 43(2) :357–372, 1981.
- [135] Bram Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. v. a second-order sequel to godunov’s method. *Journal of computational Physics*, 32(1) :101–136, 1979.
- [136] David C Wilcox. *Turbulence modeling for CFD*, volume 2. DCW industries La Canada, 1998.
- [137] L. Benoit. Soundtube1\_5D users guide, global tool for thermo-acoustic instabilities analysis in 1.5 dimensional configurations. Technical report, CERFACS, January 2002.
- [138] L. Benoit. *Prédiction des instabilités thermoacoustiques dans les turbines à gaz*. PhD thesis, Université de Montpellier II, 2005.
- [139] L. Benoit. Calculations of thermo-acoustic eigenmodes of an annular combustion chamber. Technical report, CERFACS , Lehrstuhl für Thermodynamik, 2004.
- [140] Thierry Poinso and Denis Veynante. *Theoretical and numerical combustion*. RT Edwards Incorporated, 2005.
- [141] Franck Nicoud, Laurent Benoit, Claude Sensiau, and Thierry Poinso. Acoustic modes in combustors with complex impedances and multidimensional active flames. *AIAA journal*, 45(2) :426–441, 2007.
- [142] Gene H Golub and Charles F Van Loan. *Matrix computations*, volume 3. JHU Press, 2012.
- [143] K. Wiecek. *Numerical study of mach number effects on combustion instability*. PhD thesis, University of Montpellier II, 2010.
- [144] N. Courtiade and X. Ottavy. Experimental study of surge precursors in a high-speed multistage compressor. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012, Copenhagen, Denmark*, 2012.
- [145] IJ Day, Edward M Greitzer, and NA Cumpsty. Prediction of compressor performance in rotating stall. *Journal of Engineering for Power*, 100 :1, 1978.
- [146] Sophie Mergui. *Éléments de Thermodynamique et de Thermique, Licence de Mécanique Deuxième Année, Module LA200*. Université Pierre et Marie Curie, Paris.
- [147] X. Ottavy. Cours de turbomachines à fluide compressible, École Centrale de Lyon.
- [148] X. Ottavy, I. Trebinjac, and A. Vouillarmet. Analysis of the inter-row flow field within a transonic axial compressor : Part 1 - experimental investigation. *ASME Journal of Turbomachinery*, 123 :49–56, 2001.
- [149] X. Ottavy, I. Trebinjac, and A. Vouillarmet. Analysis of the inter-row flow field within a transonic axial compressor : Part 2 - unsteady flow analysis. *ASME Journal of Turbomachinery*, 123 :57–63, 2001.

Cinquième partie

*Annexes*

# Annexe A

## Aérodynamique d'un compresseur axial

Dans cette annexe est proposée une approche aérodynamique et thermodynamique du fonctionnement d'un compresseur, qui permet de comprendre les mécanismes d'échange de travail entre les aubages et le fluide, et de calculer le rendement de la transformation thermodynamique. Cette partie est largement inspirée d'un cours de turbomachine de Xavier Ottavy [147].

### Sommaire

---

<b>A.1 Triangle des vitesses . . . . .</b>	<b>227</b>
<b>A.2 Travail échangé et rendement . . . . .</b>	<b>228</b>
A.2.1 Rendement d'un compresseur . . . . .	229
A.2.1.1 Rendement isentropique . . . . .	230
A.2.1.2 Rendement polytropique . . . . .	230
A.2.2 Conclusion sur les rendements . . . . .	231

---

### A.1 Triangle des vitesses

On considère ici un étage de compression, c'est à dire une roue mobile tournant à la vitesse  $\mathbf{U}=\omega \cdot r$ , le rotor, suivie d'un redresseur ou stator, fixe. Le triangle des vitesses de la figure A.1 permet de visualiser l'évolution des composantes absolues et relatives de la vitesse lors du passage à travers les deux roues. L'écoulement arrive sur la roue mobile à une vitesse absolue  $V_1$  axiale. La vitesse de l'écoulement dans le repère mobile  $W_1$  est telle que l'on a la relation suivante entre les 3 vitesses :

$$V_1 = \mathbf{U} + W_1 \tag{A.1}$$

Soient  $\alpha$  et  $\beta$  les angles d'incidence absolu et relatif de l'écoulement, et 1 et 2 les indices se rapportant respectivement à l'amont et à l'aval du rotor, et 3 à l'aval du redresseur. Le rotor augmente la vitesse tangentielle absolue de l'écoulement en lui apportant de la giration, si bien que les vitesses tangentielles respectent  $\mathbf{V}_{\theta 1} < \mathbf{V}_{\theta 2}$  en sortie de rotor. L'espace inter-aube dans le rotor est convergent puis divergent, et la vitesse relative  $\mathbf{W}$  diminue au passage de la roue et  $\mathbf{W}_2 < \mathbf{W}_1$ . De plus, la section de veine est généralement diminuée pour conserver une vitesse axiale constante :  $\mathbf{V}_{x1} \approx \mathbf{V}_{x2}$ . La vitesse absolue de l'écoulement est augmentée en sortie de roue mobile :  $\mathbf{V}_1 < \mathbf{V}_2$ . La roue mobile apporte de l'énergie cinétique à l'écoulement dans un compresseur.

L'écoulement arrive ensuite dans le stator avec une importante composante tangentielle. Le stator a deux rôles fondamentaux : conserver une faible giration dans l'écoulement en le redressant de façon à avoir  $\mathbf{V}_{\theta 1} \approx \mathbf{V}_{\theta 3}$ , et transformer une partie de l'énergie cinétique du fluide en énergie interne de pression. En pratique, le redresseur contrôle l'incidence sur le rotor suivant.

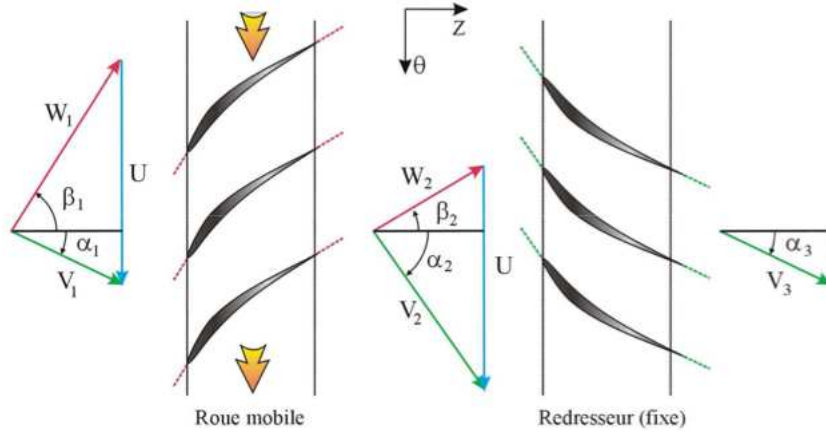


FIGURE A.1 – Triangle des vitesses

Un étage de compresseur axial ne permet d'obtenir que de faibles taux de compression, généralement compris entre 1,1 et 2. On peut les monter en série, afin d'obtenir le taux de compression souhaité. Ainsi, le corps HP du CFM56 comprend 9 étages de compression et atteint un taux global de 29.

## A.2 Travail échangé et rendement

Pour calculer le travail échangé entre les roues et l'écoulement, on suppose la transformation adiabatique. La variation d'enthalpie  $\Delta H$  est donc directement égale au travail échangé  $\Delta W$  :

$$\Delta H = \Delta W \quad (\text{A.2})$$

On peut déterminer l'équation intégrale du moment de quantité de mouvement :

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_D (\vec{r} \wedge \rho \vec{V}) dV = \int_{\partial D} (\vec{r} \wedge \rho \vec{V}) (\vec{U} - \vec{V}) \cdot \vec{n} dS + \int_{\partial D} \vec{r} \wedge \vec{\tau} \cdot \vec{n} dS - \int_{\partial D} p \vec{r} \wedge \vec{n} dS + \int_D \vec{r} \wedge \rho \vec{f} dV \quad (\text{A.3})$$

$\vec{f}$  : Forces volumiques extérieures par unité de masse

$\vec{V}$  : Vitesse de l'écoulement

$\vec{\tau}$  : Tenseur des contraintes visqueuses

D : Domaine matériel

Si on projette cette équation de quantité de mouvement sur l'axe machine, on obtient :

$$M_a = \frac{\partial}{\partial t} \int_D R V_\theta dm + \int_{\partial D_1 \cup \partial D_2} R V_\theta dm_s - \int_{\partial D_1 \cup \partial D_2} R (\vec{\tau} \cdot \vec{n})_\theta dS \quad (\text{A.4})$$

$M_a$  : Moment axial

R : Rayon

$\vec{V}_\theta$  : Vitesse tangentielle

$\partial D_1$  : Surface d'entrée du domaine

$\partial D_2$  : Surface de sortie du domaine

Enfin, l'application de cette équation à un tube de courant compris entre  $R$  et  $R+dR$  permet d'obtenir le moment axial élémentaire puis la puissance échangée par la machine. On néglige le terme provenant des tensions visqueuses au sein du fluide :

$$\int_{\partial D_1 \cup \partial D_2} R (\bar{\tau} \cdot \vec{n})_\theta dS \approx 0 \quad (\text{A.5})$$

Dans la domaine compris entre  $R$  et  $R+dR$ , on considère  $R$  et  $V_\theta$  constants car moyennés dans la direction  $\theta$ . De plus les dérivées temporelles sont nulles car on suppose le moment cinétique contenu dans le domaine  $D$  constant. Par conservation de la masse, le débit sortant de  $\delta D_2$  est le même que celui entrant dans  $\delta D_1$  et donc  $dm_s = dm_{s2} = -dm_{s1}$ . Avec ces hypothèses on obtient l'expression du moment cinétique axial élémentaire, dont on déduit la puissance élémentaire échangée avec le fluide :

$$\begin{aligned} dM_a &= (R_2 V_{\theta 2} - R_1 V_{\theta 1}) dm_s \\ dP &= \vec{\omega} \cdot d\vec{M}_a = (U_2 V_{\theta 2} - U_1 V_{\theta 1}) dm_s \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

L'énergie apportée au fluide par unité de masse, en faisant l'hypothèse d'un travail adiabatique est donc de la forme :

$$\Delta H = U_2 V_{\theta 2} - U_1 V_{\theta 1} \quad (\text{A.7})$$

On a obtenu l'équation appelée relation d'Euler et que l'on écrit généralement sous la forme :

$$\Delta H = \Delta (\vec{U} \cdot \vec{V}) \quad (\text{A.8})$$

Comme  $V_\theta = W_\theta + \omega \cdot R$ , l'équation d'Euler se réécrit :

$$\Delta H = \underbrace{(U_2 V_{\theta 2} - U_1 V_{\theta 1})}_{\text{Forces aérodynamiques}} + \underbrace{(U_2^2 - U_1^2)}_{\text{Force de Coriolis}} \quad (\text{A.9})$$

Dans le cas où les variations de rayon sont négligeables le long d'une ligne de courant,  $U_2 = U_1 = U$ , le seul travail est donc celui des forces aérodynamiques et il est lié à la déflexion des lignes de courant lors du passage de la roue mobile :

$$\Delta H = U (V_{\theta 2} - V_{\theta 1}) \quad (\text{A.10})$$

Si l'on suppose la transformation isentropique, alors la loi de Laplace s'applique et permet de calculer le taux de compression :

$$\frac{P_{t2}}{P_{t1}} = \left( \frac{T_{t2}}{T_{t1}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{A.11})$$

En pratique il existe toujours des pertes lors de la traversée de la roue, qui entraîne une perte de pression totale.

### A.2.1 Rendement d'un compresseur

Le compresseur est dessiné pour un point de fonctionnement nominal caractérisé par un taux de compression  $\Pi$ , son rendement  $\eta$  et le débit massique correspondant :

$$\Pi = \frac{P_{t_{out}}}{P_{t_{in}}} \quad (\text{A.12})$$

$$\eta = \frac{\text{travail idéal}}{\text{travail fourni}} \quad (\text{A.13})$$

Il existe plusieurs notions de rendement, parmi lesquelles le rendement isentropique et le rendement polytropique.

### A.2.1.1 Rendement isentropique

Une transformation isentropique est une transformation qui ne crée pas d'entropie. Le rendement isentropique permet de comparer la transformation réelle à la transformation isentropique vue comme idéale. Afin de calculer et interpréter ce rendement on utilise des diagrammes thermodynamiques (T,s) (dits entropiques) et (h,s) (dits enthalpiques). En ordonnée on représente l'énergie du système, on peut donc y voir :

- Les transformations isentropiques : les droites verticales ;
- Les transformations isothermes : les droites horizontales ;
- Pour les transformations adiabatiques :  $\Delta h = \Delta W + \Delta q \approx \Delta W$  : travail utile
- Pour les transformations isobares :  $\Delta h = \Delta W + \Delta q \approx \Delta q$  : échanges de chaleur
- Les transformations irréversibles ou  $\Delta s > 0$ .

Pour un tel diagramme, les isobares sont des courbes exponentielles croissantes se déduisant les unes des autres par translation. Sur une plage limitée de température,  $\Delta h = C_p(T)\Delta T \approx C_p\Delta T$ . Les diagrammes (h,s) et (T,s) sont alors équivalents. La figure A.2a montre un diagramme (T,s).

D'après cette figure, le travail utile se traduit par une différence de température :  $T_{2_{is}} - T_1$  alors que le travail réellement fourni a créé une différence de température valant  $T_2 - T_1$ . La loi de Laplace permet de relier le rendement isentropique à ces différences de températures :

$$\eta_{is} = \frac{T_{2_{is}} - T_1}{T_2 - T_1} = \frac{\left(\frac{P_{22}}{P_{11}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} \quad (\text{A.14})$$

### A.2.1.2 Rendement polytropique

Une transformation polytropique est une transformation pour laquelle la chaleur totale échangée est proportionnelle à la variation d'enthalpie :

$$\frac{dq + dw_d}{dh_0} = \beta \quad (\text{A.15})$$

où  $\beta$  est une constante et  $w_d$  le travail des forces dissipatives, i.e le travail de forces n'entraînant qu'un dégagement de chaleur. En utilisant la loi des gaz parfaits et la relation de Mayer ( $C_p - C_v = r$ ) on obtient la relation suivante :

$$\frac{p}{\rho^n} = \text{constante} \quad (\text{A.16})$$

$n$  est appelé l'exposant polytropique, il est constant tout au long de la transformation. Pour une transformation isotherme,  $n = 1$  et pour une transformation adiabatique réversible  $n = \gamma$ . Lors d'une compression, les phénomènes dissipatifs créent de la chaleur et la transformation n'est plus une transformation adiabatique de l'isotherme. Par conséquent,  $n_c \geq \gamma$  pour une compression.

Si l'on considère une compression de  $p_1$  à  $p_2$  et un élément infinitésimal de cette transformation compris entre  $p_i$  et  $p_{i+1} = p_i + dp$  (figure A.2b), le rendement isentropique de la transformation élémentaire est donné par :

$$\frac{h_{i+1'} - h_i}{h_{i+1} - h_i} = \frac{dh_{is}}{dh} \quad (\text{A.17})$$

avec

$$dh_{is} = dw_{T_{is}} + dq = \frac{1}{\rho} dp \quad (\text{A.18})$$

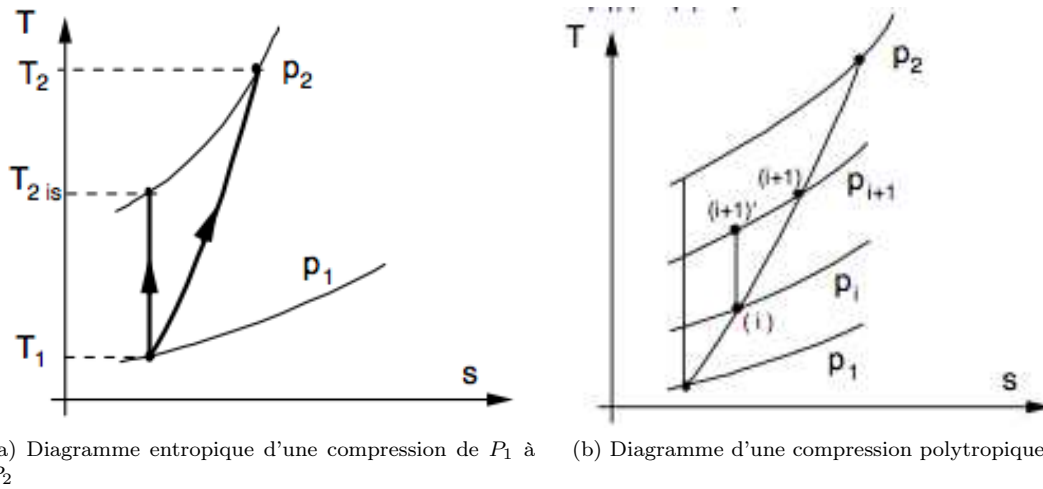


FIGURE A.2 – Diagramme entropique et diagramme polytropique d'une compression

On obtient alors le rendement polytropique de cette transformation élémentaire : ce rendement est un rendement local.

$$\eta_{Pc} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dh} \quad (\text{A.19})$$

Il existe des relations entre l'exposant polytropique et le rendement polytropique. Pour une compression, ces deux grandeurs sont liées par la relation :

$$\frac{n-1}{n} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \frac{1}{\eta_{Pc}} \quad (\text{A.20})$$

### A.2.2 Conclusion sur les rendements

Le rendement polytropique est un rendement local qui caractérise simplement les effets purement dissipatifs. C'est un rendement aérodynamique. Le rendement isentropique est quant à lui global et permet d'évaluer les effets dissipatifs et l'effet thermodynamique résultant. Dans le cadre des turbomachines, c'est généralement le rendement isentropique qui est utilisé pour caractériser les transformations effectuées, et dans le cas des compresseurs, dans le cadre industriel, c'est plutôt le rendement polytropique qui est utilisé.



# Annexe B

## Les modèles de Greitzer

Moore et Greitzer sont les auteurs de la première théorie non linéaire traitant du pompage et du décollement tournant, théorie datant de 1976 qui permet de prédire laquelle ou lesquelles de ces instabilités se déclenchent selon les conditions et la configuration étudiée [10, 11]. En 1985, ces deux mêmes auteurs proposent un second modèle, plus élaboré, permettant de prédire le point d'apparition des instabilités ainsi que l'évolution de l'écoulement passé le régime transitoire [27, 28].

### Sommaire

---

<b>B.1 Résonance de Helmholtz</b> . . . . .	<b>232</b>
<b>B.2 Modèle de Greitzer et Moore (1976)</b> . . . . .	<b>233</b>
<b>B.3 Modèle de Greitzer et Moore (1985)</b> . . . . .	<b>234</b>

---

### B.1 Résonance de Helmholtz

La résonance de Helmholtz est un phénomène de résonance de l'air dans une cavité dû à un petit déplacement de la colonne d'air au dessus du volume  $V$ . Le résonateur est une cavité de volume  $V$  qui communique avec l'extérieur par un col de longueur  $L$  et de section  $A$ . L'air contenu est considéré comme un gaz parfait, et la cavité est thermiquement isolée. Les pertes par frottement de l'air sur les parois ou par rayonnement acoustique sont ignorées car elles influent peu sur la valeur de la fréquence propre.

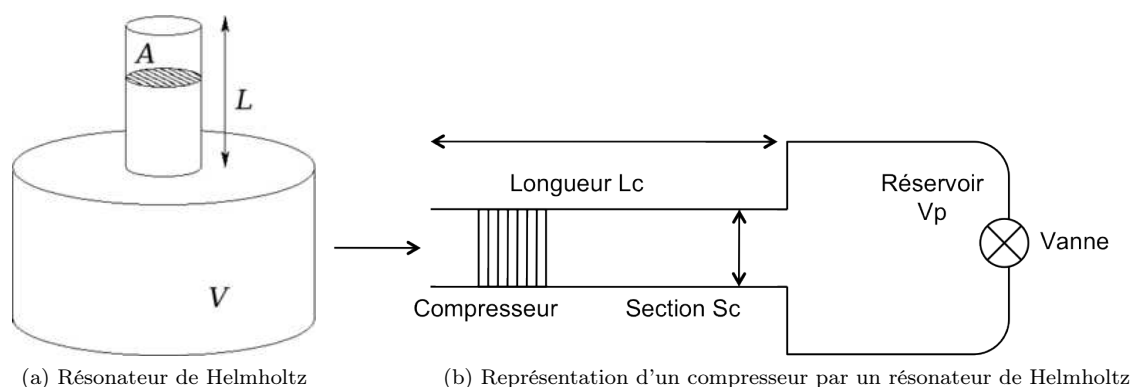


FIGURE B.1 – Analogie avec le résonateur de Helmholtz

L'effet (noté  $dv$ ) du déplacement de la colonne d'air à l'intérieur du col du résonateur d'amplitude notée  $x$ , s'écrit :

$$dv = Ax \tag{B.1}$$

Compte tenu des hypothèses formulées, la loi de Laplace s'applique et la variation de pression dans le réservoir s'écrit :

$$dp = -\frac{\gamma p}{V} dv \tag{B.2}$$

avec  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques.

En multipliant  $dp$  par la section, on obtient la force de rappel exercée sur la colonne d'air :

$$dF = -\frac{\gamma p A^2}{V} x \quad (\text{B.3})$$

La relation fondamentale de la dynamique appliquée à la colonne d'air permet d'exprimer son équation du mouvement :

$$\rho AL \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\gamma p A^2}{V} x = 0 \quad (\text{B.4})$$

avec  $\rho$  la masse volumique de l'air supposée constante. L'équation obtenue est celle d'un oscillateur linéaire non amorti à un degré de liberté (x).

La fréquence propre de l'oscillateur de Helmholtz s'écrit :

$$f_h = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\gamma p A}{\rho V L}} \quad (\text{B.5})$$

En introduisant la vitesse du son  $c^2 = \gamma p / \rho$  : la pulsation propre  $\omega_h$  de l'oscillateur de Helmholtz s'exprime par :

$$\omega_h = c \sqrt{\frac{A}{V L}} \quad (\text{B.6})$$

## B.2 Modèle de Greitzer et Moore (1976)

Dans leur étude de 1976 sur les phénomènes de décollement tournant et de pompage [10, 11], Greitzer et Moore font une analogie entre un système de compression qui comprend un réservoir et une vanne en sortie, et le résonateur de Helmholtz. Le compresseur est modélisé par le piston mobile qui applique la variation de pression à la colonne d'air. Le réservoir de la configuration de Helmholtz est modélisé par le plenum (Fig.B.1b).

L'analogie permet de calculer, pour le système étudié, la pulsation propre  $\omega_h$  en fonction des paramètres du système (longueur aérodynamique du compresseur  $L_c$ , section du compresseur  $S_c$  et volume du plenum  $V_p$ ), et de mettre en évidence un paramètre B fondamental :

$$\omega_h = c \sqrt{\frac{S_c}{V_p L_c}} \quad (\text{B.7})$$

Le paramètre B, qui permet de prédire quel type d'instabilité apparaît en fonction des caractéristiques du système de compression, s'écrit :

$$\omega_h = \frac{1}{B} \frac{U}{2L_c} \quad (\text{B.8})$$

$$B = \frac{U}{2c} \sqrt{\frac{V_p L_c}{S_c}} \quad (\text{B.9})$$

où U est la vitesse de rotation des aubes en  $m.s^{-1}$ . Pour obtenir U, on peut multiplier la vitesse en  $rad.s^{-1}$  par le rayon auquel est situé le carter. C'est ce paramètre B qui permet de caractériser l'instabilité qui va se développer lorsque l'on ferme la vanne du système étudié. En résumé, d'après les travaux de Greitzer [10, 11] :

- $B < 0,8$  : Décollement tournant puis pompage profond
- $0,8 < B < 1$  : Pompage classique, décollement tournant puis pompage profond
- $B > 1$  : Pompage classique puis pompage profond

### B.3 Modèle de Greitzer et Moore (1985)

L'approche de Greitzer et Moore, publiée en 1985 [27, 28] a pour but de prédire l'apparition des instabilités, ainsi que l'évolution de l'écoulement après le régime transitoire associé à l'apparition des instabilités. Ce modèle est basé sur la caractéristique de fonctionnement de chaque roue.

Dans le cas étudié, on suppose que le rapport moyeu - carter du compresseur est grand, et que les sections d'entrée et de sortie du compresseur sont les mêmes. Le fluide dans le réservoir est supposé non visqueux, compressible et à vitesse nulle. L'écoulement est supposé à Mach faible et donc incompressible dans le reste du système. Le domaine d'application de ce modèle se limite donc à des nombres de Mach subsoniques.

La performance d'une roue est donnée par :

$$\frac{\Delta P}{\frac{1}{2}\rho U^2} = F(\phi) - \tau \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{B.10})$$

$\Delta P$  : Pression totale de sortie - Pression totale d'entrée

$U$  : Vitesse tangentielle moyenne du rotor

$F(\phi)$  : Caractéristique axisymétrique stationnaire de la roue

$\phi = \frac{V_x}{U}$  : Coefficient de débit local

$\tau$  : Constante de temps relative à l'inertie de la roue

Pour  $N$  étages, la performance s'écrit :

$$\frac{\Delta P}{\frac{1}{2}\rho U^2} = N \cdot F(\phi) - \frac{1}{2a} \left( 2 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) \quad (\text{B.11})$$

avec  $a = \frac{R}{N\tau U}$  et :

$a$  : paramètre lié à l'inertie ( $m^{-1}$ )

$R$  : Rayon moyen du compresseur

$\xi = \frac{U t}{R}$  : Temps adimensionné

$\theta$  : Coordonnée circonférentielle

Les caractéristiques globales de l'écoulement délivré par le compresseur (taux de compression  $\Pi$  et débit  $Q$ ) permettent de déterminer les grandeurs aérodynamiques dans le réservoir, en aval du compresseur. La différence de pression statique entre le canal de sortie ( $p_S$ ) du compresseur et le réservoir ( $p_T$ ) en fonction du temps  $\xi$  (adimensionné)  $\Psi(\xi)$  est donnée par :

$$\Psi(\xi) = \frac{p_S - p_T}{\rho U^2} = \left( N \cdot F(\phi) - \frac{1}{2}\phi^2 \right) - \left( l_l + \frac{1}{a} + l_e \right) \frac{d\Phi}{d\xi} - m\tilde{\phi}'_{\xi_0} - \frac{1}{2a} \left( 2\tilde{\phi}'_{\xi\eta} + \tilde{\phi}'_{\theta\eta} \right) - \frac{1}{2} (1 - K_G) h^2 \quad (\text{B.12})$$

$p_S, p_T$  : Pression statique dans le canal de sortie (resp. dans le réservoir)

$\phi'$  : Perturbation du profil de vitesse en entrée du compresseur

$h = \frac{V_\theta}{U}$  : Vitesse tangentielle adimensionnée

$\Phi$  : Coefficient de débit moyenné selon  $\theta$  et divisé par  $U$

$\Psi$  : Taux de pression statique sur pression totale

$m$  : Constante de longueur : 1 si canal court, 2 si canal long

$l_l, l_e$  : longueur du canal d'entrée (resp. de sortie)

Le paramètre d'inertie du compresseur peut s'écrire :

$$\frac{1}{a} = 2NL_R \frac{1}{R} \frac{k}{\cos^2 \gamma} \quad (\text{B.13})$$

$L_R$  : longueur axiale d'une roue

$\gamma$  : angle de calage des aubes

$k$  : facteur pour représenter les espaces inter-roues et les pertes instationnaires

On définit le paramètre  $l_c$ , longueur aérodynamique adimensionnée du compresseur :  $l_c = l_t + \frac{1}{a} + l_e$ . Si on néglige les pertes dans la RDE, l'équation B.12 se réécrit :

$$\Psi(\xi) + l_c \frac{d\Phi}{d\xi} = \Psi_c \left( \Phi + \tilde{\phi}'_{\xi_0} \right) - m \tilde{\phi}'_{\xi_0} - \frac{1}{2a} \left( 2\tilde{\phi}'_{\xi\eta} + \tilde{\phi}'_{\theta\eta} \right) \quad (\text{B.14})$$

avec  $\phi = \Phi + \tilde{\phi}'_{\xi_0}$  et  $\eta = x/R$ .

Le taux de pression dans le réservoir dépend de deux facteurs :

- La différence de débit entre l'entrée et la sortie du réservoir. La quantité de débit sortant du compresseur vaut  $\rho U S_c \Phi(\xi)$  et la quantité de débit sortant par la vanne du réservoir vaut  $\rho U S_c \Phi_T(\xi)$ .
- La quantité de débit stocké dans le réservoir

Dans le réservoir on a :

$$\Psi(\xi) = \frac{p_S - p_T}{\rho U^2} \quad (\text{B.15a})$$

$$\frac{d\rho}{d\xi} = \frac{1}{c^2} \frac{dp_S}{d\xi} \quad (\text{B.15b})$$

On peut montrer que l'évolution du taux de pression dans le réservoir peut s'écrire sous la forme :

$$l_c \frac{d\Psi}{d\xi} = \frac{1}{4B^2} (\Phi(\xi) - \Phi_T(\xi)) \quad (\text{B.16})$$

$B$  : Paramètre de Greitzer :  $B = \frac{U}{2c} \sqrt{\frac{V_p}{S_c L_c}}$

$L_c = L_c R$

La caractéristique d'une vanne s'écrit :

$$F_T(\Phi) = \frac{1}{2} k_T \Phi_T^2 \quad (\text{B.17})$$

$F_T$  : Fonction de vanne

$k_T$  : coefficient de vanne

$\Phi_T$  : Débit à travers la vanne

En remplaçant  $\Phi_T$  par  $F_T$  dans l'équation B.18 on obtient :

$$l_c \frac{d\Psi}{d\xi} = \frac{1}{4B^2} (\Phi(\xi) - F_T^{-1}(\Psi)) \quad (\text{B.18})$$

L'objectif est de calculer la réponse du système en régime perturbé. On approche le comportement du compresseur par sa caractéristique de fonctionnement axisymétrique. Là où les points ne sont pas disponibles, les auteurs estiment les performances par une courbe cubique en extrapolant les parties connues (Fig. B.2).

On suppose tout d'abord que les perturbations à l'amont du compresseur sont harmoniques :

$$\tilde{\phi}'_{\theta\theta} + \tilde{\phi}'_{\eta\eta} = 0 \quad (\text{B.19})$$

Les perturbations sont représentées par une fonction de  $\theta$ , que l'on écrit sous la forme d'une série de Fourier dont on ne conserve que le premier terme :

$$\tilde{\phi} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} (a_n \sin(n\theta) + b_n \cos(n\theta)) \quad (\text{B.20})$$

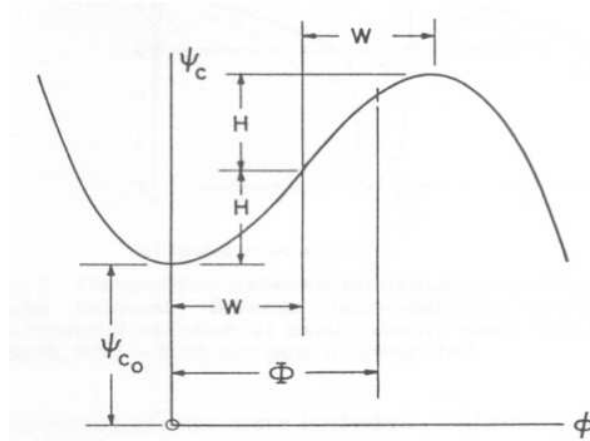


FIGURE B.2 – Estimation des performances par une cubique

$$\tilde{\phi}'_{\eta_0} = -\tilde{\phi}'_{\theta\theta_0} \quad (\text{B.21})$$

Pour la suite, pour simplifier les notations, on note :

$$\tilde{\phi}_0 = Y(\xi, \theta) \quad (\text{B.22})$$

$$\tilde{\phi}'_{\eta_0} = -Y_{\theta\theta}$$

Si Y est une perturbation à l'entrée de la machine, il doit vérifier les conditions suivantes :

$$Y(\xi, \theta + 2\pi) = Y(\xi, \theta) \quad (\text{B.23})$$

$$\int_0^{2\pi} Y(\xi, \theta) d\theta = 0 \quad (\text{B.24})$$

Greitzer et Moore ont choisi de résoudre le problème par la méthode de Galerkin, adaptée aux problèmes faiblement non linéaires. Ce n'est pas le cas ici mais ils ont vérifié au préalable, que l'emploi de la méthode ne changeait pas trop le résultat par rapport à une résolution numérique directe. La méthode de Galerkin consiste à écrire Y de façon harmonique, en fonction d'une amplitude A et d'une phase  $r(\xi)$  :

$$Y(\xi, \theta) = W \cdot A(\xi) \sin(\theta - r(\xi)) \quad (\text{B.25})$$

W : paramètre de la cubique

A : Amplitude de la perturbation

r : phase de la perturbation

En injectant l'équation B.25 dans les équations B.23 et B.24, on obtient 3 équations que doivent impérativement respecter W, A et r. En utilisant les équations B.18, et 2 des équations obtenues en traduisant les conditions que doit respecter Y sur A et W, on obtient, en posant  $J(\xi) = A^2(\xi)$  :

$$\frac{d\Psi}{d\xi} = \frac{W/H}{4B^2} \left( \frac{\Phi}{W} - \frac{1}{W} F_T^{-1}(\Psi) \right) \frac{H}{lc} \quad (\text{B.26})$$

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = \left( -\frac{\Psi - \psi_{c0}}{H} + 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{\Phi}{W} - 1 \right) \left( 1 - \frac{1}{2} J \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{\Phi}{W} - 1 \right)^3 \right) \frac{H}{lc} \quad (\text{B.27})$$

$$\frac{dJ}{d\xi} = J \left( 1 - \left( \frac{\Phi}{W} - 1 \right)^2 - \frac{1}{4} J \right) \frac{3aH}{(1+ma)W} \quad (\text{B.28})$$

L'apparition d'un régime instable avec ce modèle n'est donc possible que si  $\frac{d\Psi}{d\Phi} > 0$ , ce qui correspond à des modes inconditionnellement stables sur la partie négative de la caractéristique et inconditionnellement instables sur la partie positive de la caractéristiques. Ce résultat est généralement faux en ce qui concerne le décollement tournant ; ceci constitue une première limite au modèle.

Le pompage pur est caractérisé par  $J = 0$  (amplitude de la perturbation angulaire nulle), et le décollement tournant est défini par l'existence d'un point de fonctionnement moyen autour duquel le compresseur oscille de façon stable :

$$\frac{d\Psi}{d\xi} = \frac{d\Phi}{d\xi} = \frac{dJ}{d\xi} = 0 \quad (\text{B.29})$$

ce qui impose :

$$J_{DT} = 4 \left( 1 - \left( \frac{\Phi}{W} - 1 \right)^2 \right) \quad (\text{B.30})$$

$$\Psi = \psi_{c0} + H \left( 1 - \frac{3}{2} \left( \frac{\Phi}{W} - 1 \right) + \frac{5}{2} \left( \frac{\Phi}{W} - 1 \right)^3 \right) \quad (\text{B.31})$$

L'amplitude des perturbations angulaires est nulle pour  $J=0$  (pompage) et pour  $\Phi/W = 2$  (point d'inflexion de la caractéristique). L'amplitude est maximale quand  $\Phi/W = 1$ .

Dans ce modèle, la géométrie de la machine est prise en compte uniquement par la caractéristique de fonctionnement du compresseur. L'avantage est que le système d'équation est résolu facilement quel que soit le compresseur et l'étude des instabilités aérodynamiques est facilitée par le fait que l'on peut étudier pompage et décollement tournant séparément.

Les auteurs concluent leur article en mentionnant les points suivants :

- Le modèle permet de prédire l'évolution de l'écoulement dans le compresseur une fois le régime transitoire passé ;
- Ce modèle est basé sur une représentation 2D instationnaire de l'écoulement, ce qui convient à l'analyse du pompage et du décollement tournant ;
- On peut étudier ces deux instabilités de façon séparée ou couplée. Cependant, le pompage a besoin d'une perturbation axiale initiale pour se déclencher ;
- A facteur de Greitzer  $B$  fixé, le risque de pompage augmente quand la longueur aérodynamique du compresseur  $l_c$  diminue ;
- L'introduction dans l'écoulement d'une perturbation diminue le temps d'évolution vers un régime de décollement tournant. Ce temps d'évolution est par ailleurs inversement proportionnel à l'amplitude de la perturbation introduite.

# Annexe C

## Modèle de Spakovszky

Dans son travail de thèse publié en 2001 [17], Spakovszky propose un modèle analytique permettant de prévoir les modes les plus instables d'un compresseur, afin de pouvoir mettre en place des méthodes de contrôle. Ce modèle complète et affine celui de Greitzer datant de 1985, et permet de prendre en compte de façon différenciée les compresseurs centrifuges et axiaux, ainsi que les jeux inter-roues et les effets technologiques comme une injection dans le jeu inter-roues, ce qui n'est pas possible avec le modèle de Greitzer.

### Sommaire

---

<b>C.1</b>	<b>Approche modulaire</b>	<b>238</b>
<b>C.2</b>	<b>Conditions aux limites</b>	<b>239</b>
C.2.1	Canal de longueur infinie	239
C.2.2	Plenum à l'aval	240
<b>C.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>240</b>

---

### C.1 Approche modulaire

L'approche par module se base sur la représentation de chaque partie du compresseur par une matrice de passage permettant de calculer les conditions de sortie du module à partir des conditions d'entrée. Une fois les matrices de passage calculées, le modèle s'assemble de façon simple pour obtenir l'évolution d'une harmonique  $n$  en fonction des matrices de passage des modules rencontrés. Les matrices de passages calculées par Spakovszky permettent de prendre en compte des conduits axiaux ou radiaux, des rotors et stators de compresseurs axiaux et radiaux, les jeux inter-roues. L'écoulement est supposé non visqueux, incompressible et 2D.

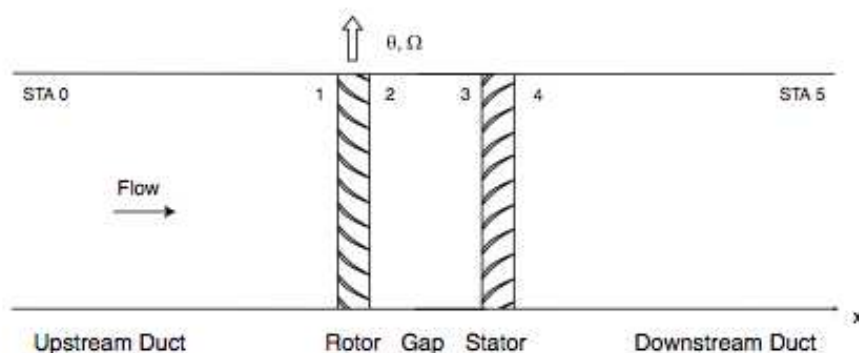


FIGURE C.1 – Etage de compression modélisé par Spakovszky [17]

Dans l'exemple d'un étage de compression (Fig. C.1) avec un jeu inter-roue et entouré de deux canaux axiaux, on suppose que les harmoniques des perturbations spatiales de l'écoulement sont découplées les unes des autres et que l'on peut étudier les harmoniques séparément les unes des autres. Le modèle se compose alors de la façon suivante pour une harmonique donnée :

- Entre les points 0 et 1, il faut utiliser la matrice de transmission des canaux axiaux, appelée  $T_{ax}$ . On obtient le comportement de la n-ième harmonique entre les points ST0 et STA1 :

$$\begin{bmatrix} \delta\tilde{V}_{x_1,n} \\ \delta\tilde{V}_{\theta_1,n} \\ \delta\tilde{P}_{1,n} \end{bmatrix} = T_{ax,n}(x_1,s) \begin{bmatrix} A_n(s) \\ B_n(s) \\ C_n(s) \end{bmatrix} \quad (C.1)$$

Avec  $\delta\tilde{V}_{x_1}$  la perturbation de vitesse axiale en  $x_1$ ,  $\delta\tilde{V}_{\theta_1}$  le perturbation de vitesse tangentielle en  $\theta_1$  et  $\delta\tilde{P}_1$  la perturbation de pression. Les conditions à l'entrée du canal  $V_x^0$  et  $V_\theta^0$  sont supposées connues pour la résolution du système (mesure ou résultat d'un calcul stationnaire).

- Le passage du rotor : matrice de passage d'un rotor axial  $B_{rotor}$  ;
- Le jeu inter-roue entre un point a et un point b, qui est en fait un canal axial qui peut se décrire à l'aide de la matrice de passage  $T_{ax}$  et de son inverse :  $B_{gap} = T_{ax}(x_b) \cdot T_{ax}(x_a)^{-1}$  ;
- Le passage du stator : matrice de passage d'un stator axial  $B_{stator}$ .

Le comportement de la n-ième harmonique de la perturbation de l'écoulement dans l'étage de compression représenté Fig. C.1 peut donc être modélisé par une matrice de passage  $M_n$  de la forme :

$$M_n(s) = T_{ax,n}(x_4,s)^{-1} \cdot B_{stator}(s) \cdot B_{gap}(s) \cdot B_{rotor}(s) \cdot T_{ax,n}(x_1,s) \quad (C.2)$$

$$\begin{bmatrix} A_n(s) \\ B_n(s) \\ C_n(s) \end{bmatrix}_5 = T_{ax,n}(x_4,s)^{-1} \cdot B_{stator}(s) \cdot B_{gap}(s) \cdot B_{rotor}(s) \cdot T_{ax,n}(x_1,s) \begin{bmatrix} A_n(s) \\ B_n(s) \\ C_n(s) \end{bmatrix}_0 \quad (C.3)$$

## C.2 Conditions aux limites

Il y a seulement 3 équations pour 6 inconnues ; il faut déterminer les conditions aux limites du système. Spakovszky propose les deux jeux de conditions aux limites possibles pour un étage de compression : le canal de longueur infinie et un plenum à l'aval.

### C.2.1 Canal de longueur infinie

Dans le cas du canal de longueur infinie, on suppose que la vorticité à l'entrée est nulle, donc  $C_n$ , qui est le terme de vorticité, est nul à l'entrée :  $C_n^0 = 0$ . Les deux autres termes sont des termes potentiels et quand l'un croît, l'autre décroît. Les termes qui augmentent en s'éloignant du compresseur en direction de l'amont ne sont pas physiques car le compresseur est la seule source d'énergie du système :  $B_n^0 = 0$  et en utilisant le même raisonnement dans la région aval du compresseur,  $A_n^5 = 0$ . Ceci élimine tout mode qui s'amplifierait en s'éloignant du compresseur. En utilisant la matrice de passage  $M_n(s)$ , on obtient la condition aux limites voulue pour tout  $n > 0$  :

$$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}_5 = \begin{bmatrix} EC \cdot M_n(s) \\ IC \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_n(s) \\ B_n(s) \\ C_n(s) \end{bmatrix}_0 \quad (C.4)$$

Avec les conditions d'entrée et de sortie qui valent :

$$EC = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ (Exit Condition)} \quad (C.5)$$

$$IC = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ (Inlet Condition)} \quad (C.6)$$



### C.2.2 Plenum à l'aval

Si au point STA5 il y a un réservoir, il faut changer de condition aux limites aval. Les dimensions du réservoir sont ici aussi considérées comme grandes devant celles du compresseur et du canal axial, on suppose donc l'écoulement dans le réservoir spatialement uniforme. Par conséquent, toute perturbation de pression harmonique telle que  $n > 0$  est nulle à l'entrée du plenum :

$$\tilde{\delta P}_{x_5, n} = 0, \forall n > 0 \quad (\text{C.7})$$

Cette condition peut être réécrite en utilisant les termes  $(A_n, B_n, C_n)_0$  et la condition de sortie s'écrit alors :

$$EC = \left[ \left( -\frac{s}{n} - \bar{V}_x - j\bar{V}_\theta \right) e^{nx_5} \quad \left( +\frac{s}{n} - \bar{V}_x + j\bar{V}_\theta \right) e^{-nx_5} \quad 0 \right], \forall n > 0 \quad (\text{C.8})$$

Cette condition complète le jeu d'équation obtenu précédemment. Pour résoudre le système obtenu, une méthode numérique est nécessaire (méthode graphique (*Contour Plot Method*) ou purement numérique (*Shot Gun Method* ou méthode de tir)). Ces algorithmes sont fournis dans la thèse de Spakovszky. Il faut noter que lorsque la distance inter-roues tend vers 0, on retrouve la modèle de Moore et Greitzer, qui est donc un cas particulier du modèle de Spakovszky.

## C.3 Conclusion

Le modèle de Spakovszky permet de prendre en compte de façon différenciée les compresseurs axiaux et centrifuges. En pratique, il a été développé pour pouvoir évaluer *a priori* les modes les plus instables, afin de les contrôler (méthode de contrôle de type injection de débit dans le jeu inter-roues). Cette méthodologie a été testée avec succès par Spakovszky, qui a aussi défini le scénario classique d'un départ en pompage :

- Apparition des précurseurs (co ou contra-rotatifs) ;
- Amplification du phénomène précurseur et apparition de cellules de décollement tournant ;
- Parcours d'un cycle de pompage ;
- Récupération du compresseur, réapparition du décollement tournant et nouveau parcours d'un cycle de pompage.

# Annexe D

## Modèle de Tauveron

Dans le cadre de sa thèse, Tauveron a proposé deux modèles permettant de prédire les performances hors point de fonctionnement ou lors d'un transitoire d'un compresseur. Le premier modèle est 0D, le second est 1D. Cette annexe propose des détails supplémentaires sur le modèle 0D. Cette approche est basée sur plusieurs hypothèses fortes :

- Hypothèse de quasi-stationnarité : les dérivées temporelles de moment sont nulles, seule l'équation de conservation de la masse demeure. Cette hypothèse se justifie par la lenteur relative du phénomène de pompage.

$$\left(\frac{\partial \rho_p}{\partial t}\right) V_p = m_d - m_p \quad (\text{D.1})$$

$V_p$  : Volume du plenum

$\rho_p$  : Masse volumique dans le plenum

$m_d, m_p$  : Masse dans le conduit, masse dans le plenum

- Dans le domaine stable, la pression et la vitesse suivent la caractéristique du compresseur ;
- Le phénomène est principalement influencé par la dynamique d'effondrement et de récupération de la pression ;
- Les variations de température sont négligées.

Avec ces hypothèses, l'équation D.1 se réécrit de la façon suivante :

$$K_1 \frac{\partial P_p}{\partial t} + K_2 P_p = K_3 \quad (\text{D.2})$$

avec  $K_1 = \frac{V}{r T_p}$ ,  $K_2 = S_T k_T \sqrt{\frac{\gamma}{r T_p}}$ ,  $K_3 = \frac{S_d}{r T_d} P_0 \left[\frac{C_x}{U}\right]_m U$  et :

$T_p, T_d$  : Température du plenum, du conduit

$S_T$  : Section de la vanne

$k_T$  : Coefficient de la vanne

$S_d$  : Section du conduit

$C_x$  : Vitesse axiale

$U$  : Vitesse de rotation à mi-hauteur

$m$  : Valeur moyenne

$P_0$  : Pression en entrée

---

Deux phases sont distinguées pendant le cycle de pompage : la phase positive, où la vitesse axiale est positive, et la phase négative. Si l'on néglige les variations des paramètres ci-dessus au cours d'une même phase, l'équation D.2 se résoud pour la phase où le débit est positif :

$$P_p(t) = \left( P_{p,min}^+ - \frac{K_3^+}{K_2} \right) \exp\left(-\frac{K_2}{K_1}t\right) + \frac{K_3^+}{K_2} \quad (D.3)$$

avec  $K_3^+ = \frac{S_d}{rT_d} P_0 \left[ \frac{C_x}{U} \right]_m^+ U$

La période pendant laquelle le débit est positif se déduit :

$$T^+ \approx \frac{K_1}{K_3^+} \frac{P_{p,max}^+ - P_{p,min}^+}{1 - \frac{K_2}{K_3^+} P_0} \quad (D.4)$$

De même la période pendant laquelle le débit est négatif :

$$T^- \approx -\frac{K_1}{K_3^+} \frac{P_{p,max}^- - P_{p,min}^-}{1 - \frac{K_2}{K_3^+} P_0} \quad (D.5)$$

avec  $K_3^- = \frac{S_d}{rT_d} P_0 \left[ \frac{C_x}{U} \right]_m^- U$

Le rapport des périodes positives et négatives est donné par :

$$\frac{T^+}{T^-} \approx \frac{\frac{K_3^-}{K_2} P_0 + 1}{\frac{K_3^+}{K_2} P_0 - 1} \quad (D.6)$$

Le terme  $\frac{K_3^+}{K_2} P_0 - 1$  dépend fortement du paramètre de vanne et donne des indications sur le phénomène de pompage qui se produit en fonction de la vanne appliquée en sortie.

# Annexe E

## Simulation d'un cycle de pompage

Cette annexe a pour objectif de présenter les principaux travaux de simulation NS3D d'un cycle de pompage dans un compresseur.

### Sommaire

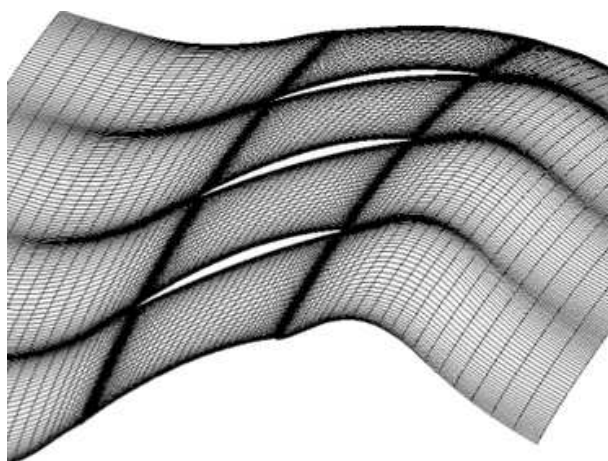
---

E.1 Simulation de Niazi (2000) . . . . .	243
E.2 Simulation de Vahdati (2008) . . . . .	244
E.3 Simulation de Teramoto (2008) . . . . .	246
E.4 Simulation de Di Mare (2009) . . . . .	248

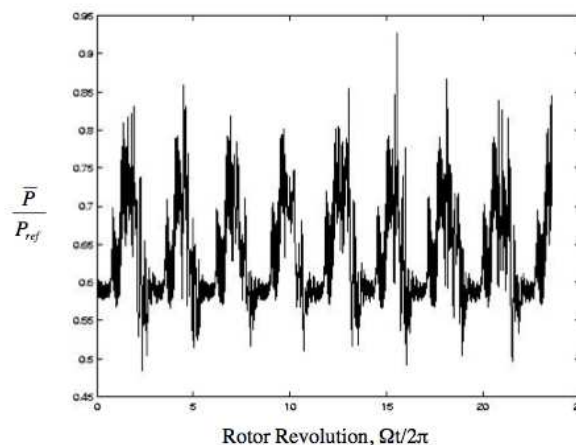
---

### E.1 Simulation de Niazi (2000)

La première simulation numérique du phénomène de pompage a été réalisée par Saied Niazi en 2000. Le phénomène simulé était du pompage modifié, caractérisé par la présence simultanée de cellules de décollement tournant et d'une oscillation du débit. Niazi [7] a étudié l'émergence du pompage et du décollement tournant, dans le but de créer une méthodologie pour la simulation de ces instabilités, ainsi qu'une méthodologie pour contrôler leur émergence. Les simulations réalisées portent sur quatre canaux du Rotor 67 (rotor transsonique, de fréquence 260Hz) de la NASA (Fig. E.1a), donnant dans un réservoir vanné en sortie, ce qui se rapproche fortement de l'étude de Greitzer. Il suppose les canaux périodiques 4 par 4. Le maillage comprend 35 points dans la direction radiale, 21 points dans la direction circonférentielle et 66 points dans la direction axiale, ce qui fait environ 50 000 points par passage d'aube. Les couches limites sont résolues.



(a) Domaine simulé



(b) Pression statique pendant le pompage modifié

FIGURE E.1 – Simulation d'un cycle de pompage [14]

Les calculs sont initialisés soit à partir d'un état dit à froid, où le champ est le même en tous points, soit à partir des résultats d'un précédent calcul. En entrée, on a une condition d'injection simple, et en sortie le plénum de Greitzer. En supposant la conservation de la masse dans le plénum de volume constant et en introduisant la définition de la vitesse du son, Niazi impose une condition en sortie qui lie la dérivée temporelle de la pression imposée aux dérivées temporelles des masses sortant du rotor et sortant du plénum. En partant de la conservation du débit entre l'entrée et la sortie du plénum on a :

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m}_p - \dot{m}_t \quad (\text{E.1})$$

$m_p$  : Débit en entrée du plénum

$m_t$  : Débit en sortie du plénum (throttle)

Or le débit dans le plénum peut aussi s'écrire en utilisant la masse volumique de l'air et le volume constant du plénum  $V_p$ .

$$\frac{dm}{dt} = \frac{d\rho V_p}{dt} = V_p \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{E.2})$$

En introduisant la vitesse du son  $c$  :  $\frac{\partial p}{\partial \rho} = c^2$  on obtient la condition de sortie imposée par Niazi :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{c^2}{V_p} (\dot{m}_p - \dot{m}_t) \quad (\text{E.3})$$

Le débit de sortie  $\dot{m}_t$  est réglé par l'utilisateur, en utilisant une condition de type vanne. Une des évolutions possible du travail réalisé serait, selon l'auteur, d'utiliser un débit de référence  $\dot{m}_t$  variable dans le temps.

Le volume du plénum à l'aval du compresseur a un rôle critique dans l'émergence d'instabilités, par l'échange d'énergie qui se produit entre l'écoulement situé entre les aubes et celui situé dans le plénum. Niazi a pu mettre ce résultat en évidence tant numériquement qu'expérimentalement.

Le travail de Niazi, parce qu'il est parmi les premiers à avoir simulé du pompage, même modifié, mérite d'être remarqué. Il a mis en évidence le rôle du plénum à l'aval du compresseur, et a simulé du décollement tournant en faisant l'hypothèse que 4 passages de rotor permettraient l'émergence du phénomène, en utilisant une condition de sortie souple.

## E.2 Simulation de Vahdati (2008)

Vahdati a effectué en 2008 deux types de calcul : un calcul de décollement tournant et un calcul de pompage. Un calcul de décollement tournant nécessite de faire des calculs  $360^\circ$ , et pour réduire le domaine, il a été choisi de ne calculer en  $360^\circ$  que les neuf premières roues du domaine, qui sont les seules concernées par le phénomène. Le domaine simulé s'étend de l'entrée d'air à l'aval du compresseur. Les interfaces entre les roues simulées en  $360^\circ$  sont simulées en utilisant la technique du sliding mesh, alors que des plans de mélange sont utilisés entre les roues simulées en monocanal.

Pour la simulation du pompage, il a été choisi de réduire davantage le domaine, en réalisant un calcul monocanal, comme on peut le voir sur la figure E.2. Par conséquent, les interfaces entre les rotors et les stators sont toutes simulées par du plan de mélange. Malgré des réductions de domaine, le maillage de la simulation de décollement tournant avoisine les 60 millions de points pour la simulation du décollement tournant, et le calcul coûte 3 à 4 semaines sur 32 coeurs de calcul (13 rotations de la machine).

Le pompage et le décollement tournant sont simulés en URANS; le décollement tournant est déclenché en appliquant une petite variation aléatoire de l'angle de calage des aubes. Vahdati explique ce choix de la façon suivante : ce déclenchement par *mistuning* des aubes de stator vient du fait que le champ initial utilisé pour démarrer la simulation instationnaire provient d'une simulation stationnaire et mono-canal. Pour que l'instabilité se déclenche, l'écoulement doit être perturbé et il doit exister des

différences géométriques entre les différents canaux. Sans *mistuning*, les différences apparaissent tardivement, après peut être 100 rotations, quand les erreurs d'arrondi commencent à avoir une influence. Le désaccordage des aubes de stator permet de remédier à ce problème, en introduisant de façon intrinsèque des différences entre les canaux.

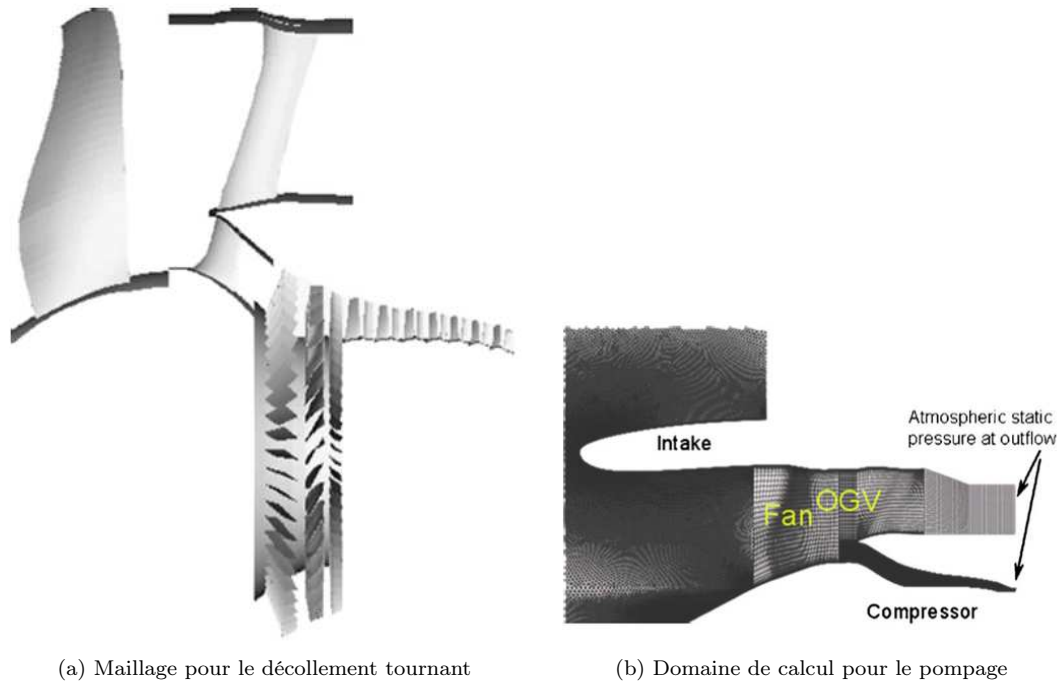


FIGURE E.2 – Maillages et domaines de calcul de Vahdati [18]

Le décollement tournant obtenu présente des cellules part span au nombre de 12 (Fig. E.4a,E.4b), ce qui est en accord avec les essais expérimentaux qui en prédisaient un nombre variable entre 10 et 13. L'aspect du champ de pression instantané en amont du rotor 1 est similaire à d'autres résultats obtenus par le passé [43]. Il est composé de 11 poches de fluide décollé sur l'instantanée de la figure Fig. E.3a. L'évolution de la pression aux points A et B est montrée Fig. E.3.

Les résultats de la simulation de pompage sont habituels (fig. E.4d), le cycle de pompage décrit correspond à du pompage profond. La fréquence vaut environ 6Hz, ce qui est cohérent avec les caractéristiques générales habituelles du pompage (fréquence inférieure à 10Hz). L'évolution de la vitesse négative dans un passage pendant le cycle de pompage (fig. E.4c) montre qu'au départ, la vitesse est négative en tête d'un rotor, ce qui correspond au décollement tournant, et en pied de certaines roues, probablement les stators (recirculation). La vitesse axiale devient négative presque partout dans le compresseur, pendant la phase de débit inversé, puis se rétablit. Malgré le rétablissement, il existe toujours des zones de vitesse axiale négative.

La simulation de pompage réalisée par Vahdati est une des premières de ce type. L'utilisation des équations URANS permet une bonne description du phénomène. Cependant, l'utilisation d'un domaine de calcul monocanal et de plans de mélanges aux interfaces ne rend pas possible l'étude du transitoire entre le décollement tournant et le pompage, ni celle des précurseurs. Ce choix limite l'intérêt du calcul à une étude du phénomène de pompage seul et constitue un point faible de cette simulation.

Les volumes qui entourent le compresseur jouent un rôle important dans la dynamique du pompage [13, 14, 93], en particulier les volumes situés à l'aval, qui se vident à travers le compresseur pendant le cycle de pompage. La période de pompage est directement proportionnelle au volume situé à l'aval d'après Tauveron [13]. La simulation de Vahdati prend bien en compte les volumes à l'amont du compresseur (entrée d'air, fan) mais pas ceux de l'aval. Il est à noter qu'il a été également montré que les volumes

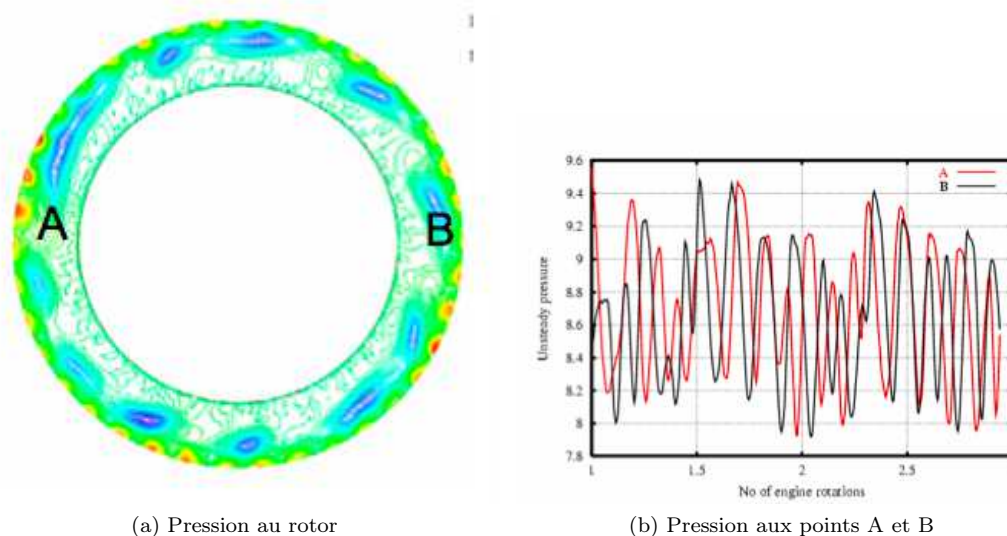


FIGURE E.3 – Évolution de la pression pendant le décollement tournant [18]

entourant le compresseur jouent un rôle sur l'émergence et les caractéristiques du décollement tournant [17, 35, 41]

### E.3 Simulation de Teramoto (2008)

Teramoto a réalisé une simulation d'un cycle de pompage sur le corps haute pression du moteur PW6000, en y incluant la chambre de combustion [19]. Le domaine est composé des 5 étages du compresseur haute pression, une chambre de combustion et un étage de turbine haute pression. La combustion n'a pas été simulée, mais modélisée par un terme source de chaleur.

Afin de réduire le domaine de calcul, Teramoto a choisi d'une part de faire la simulation d'un secteur de  $20^\circ$  en se servant des propriétés de périodicité du moteur, et d'autre part de dégrader le maillage en ne mettant que 100 000 points par passage d'aube alors que les bons maillages en comptent environ 300 000 à 1 million (FigE.5). Cette dégradation se justifie par le fait que l'on recherche une grande structure physique, le pompage. Le maillage compte 5 millions de point et 50 rotations de la machine sont simulées. Les équations URANS sont résolues avec le code volumes finis SUmb utilisé à l'université de Stanford. Les interfaces rotor - stator sont simulées en sliding mesh.

L'écoulement dans le compresseur haute pression est contrôlé par le terme source de chaleur de la chambre de combustion. En régime de fonctionnement normal, la turbine haute pression est bloquée et impose le régime de fonctionnement. Teramoto n'explique pas comment le pompage est déclenché, mais l'hypothèse formulée ici est qu'il est déclenché en utilisant l'intensité du terme source de chaleur, qui semble être le paramètre de contrôle de la simulation.

Peu de résultats sont présentés sur cette simulation, toutefois on sait qu'il s'agit d'un cycle de pompage profond, de période 50 rotations de machine (Fig. E.6). Sur cette figure, la pression totale et le débit chutent avec un temps de retard pour la pression, qui atteint un minimum quand le débit devient à nouveau positif, ce qui correspond aux caractéristiques générales présentées par Day [35].

La simulation de Teramoto semble bien capturer la physique du phénomène de pompage. L'important volume de la chambre de combustion est pris en compte, ce qui est un point positif. Les hypothèses de réduction du domaine de simulation sont relativement faibles, puisqu'un secteur de  $20^\circ$  est simulé (utilisation de la périodicité du moteur), et que les interfaces rotor - stator sont modélisées par du sliding mesh. Cependant, avec environ 100 000 points par passage d'aube, le maillage est très dégradé, ce qui

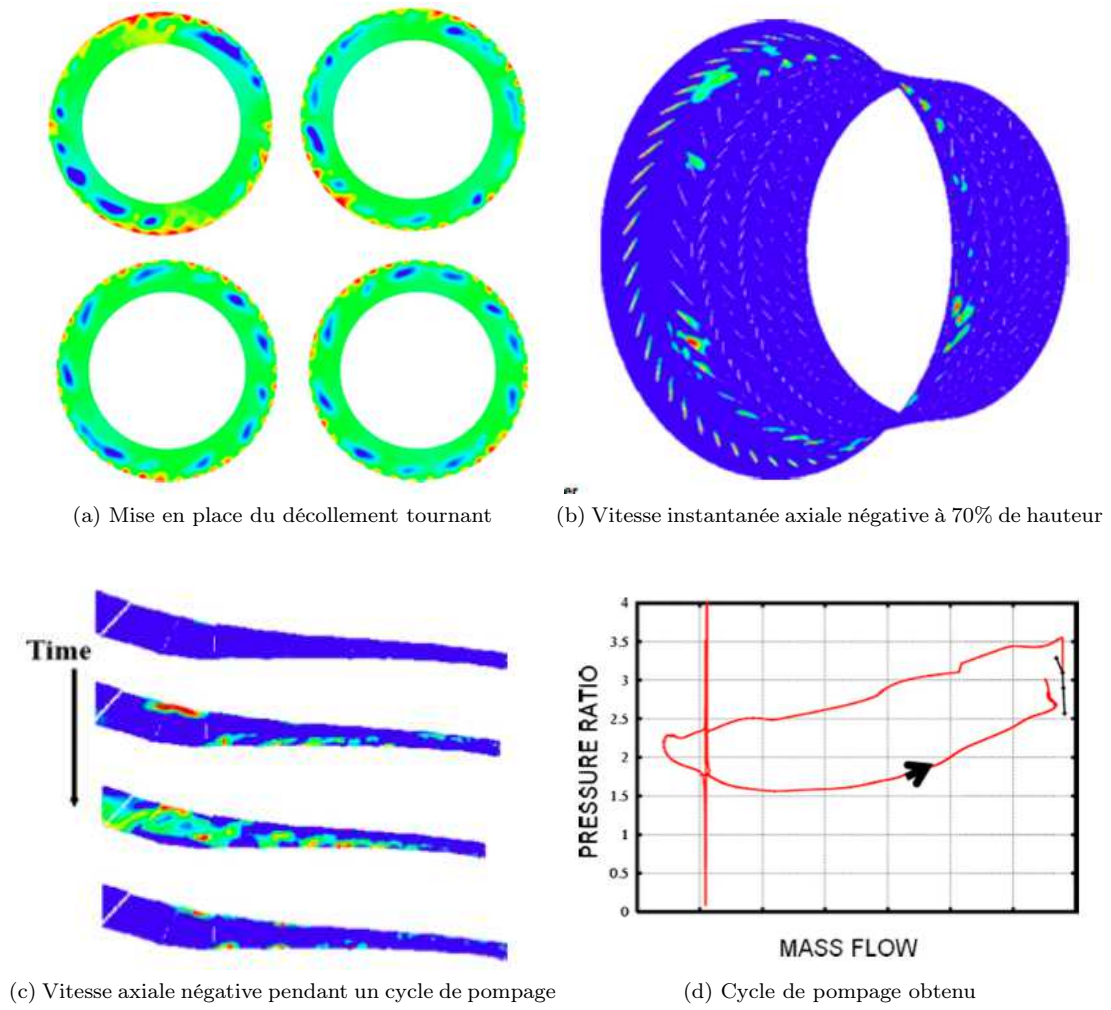


FIGURE E.4 – Résultats de décollement tournant et de pompage de Vahdati [18]

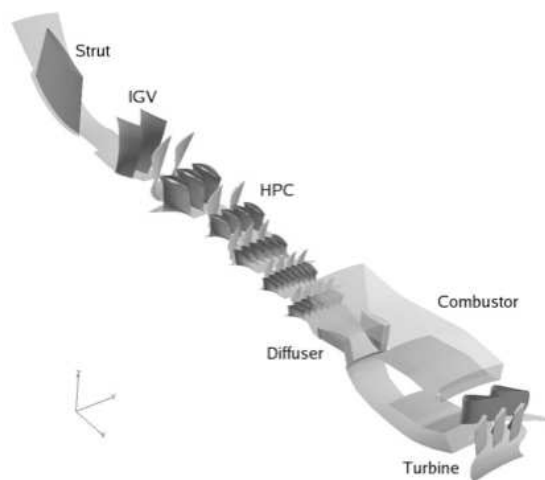


FIGURE E.5 – Domaine de calcul



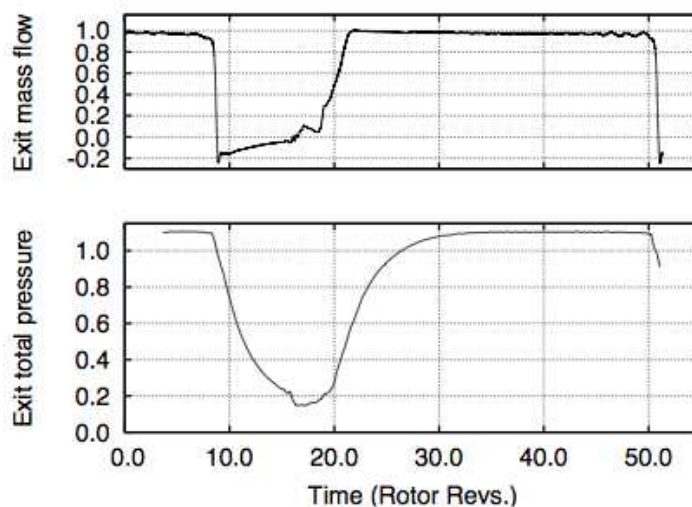


FIGURE E.6 – Simulation du pompage de Teramoto [19]

constitue une première limitation. Bien que l'utilisation de la périodicité de la machine pour réduire le domaine soit une hypothèse meilleure que l'hypothèse monocanal, il faut tout de même garder à l'esprit que le nombre de cellules de décollement tournant sera forcément un multiple de cette périodicité, ce qui constitue une seconde limite, faible, à cette simulation.

## E.4 Simulation de Di Mare (2009)

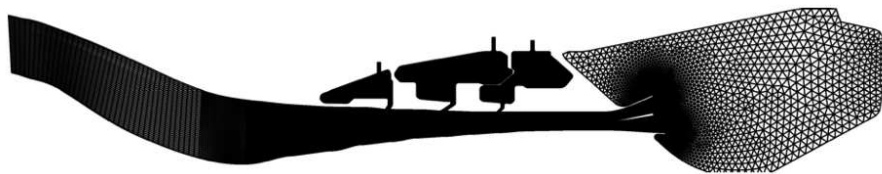
En 2009, di Mare [14] a effectué la simulation aérodynamique instationnaire d'un cycle de pompage dans un compresseur haute pression de 6 étages. Le domaine simulé (Fig. E.7a) comprend les 6 étages du compresseur, le volume de la chambre de combustion, les zones de prélèvement de l'écoulement au carter (entre S2 et S4) ainsi que les cavités situées derrière. En sortie de chambre de combustion, une tuyère amorcée permet de représenter l'entrée bloquée de la turbine. La simulation est faite en monocanal et les cavités simulées sont supposées axisymétriques.

Deux domaines sont testés afin de voir l'impact des systèmes d'air secondaires sur le pompage : un domaine dit "en vol", avec de faibles volumes attachés aux cavités de prélèvement d'air, et un domaine dit "banc d'essai", qui comprend de plus grands volumes. L'objectif est de voir l'influence des volumes sur la fréquence de pompage et sur la charge des aubages.

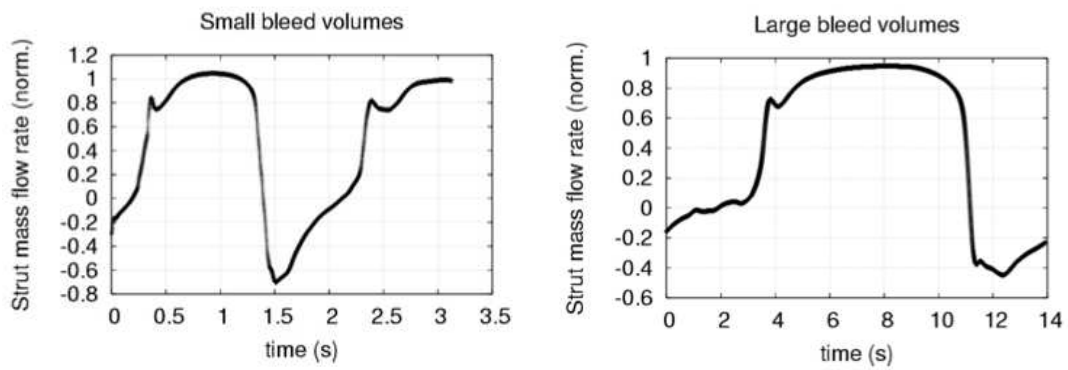
La période du cycle de pompage varie beaucoup avec les volumes ; elle passe de 2s avec les volumes "en vol", à 14s avec les volumes "banc d'essai". Ceci s'explique par l'augmentation des constantes de temps du système, liées aux volumes, ainsi qu'au fait que les différents volumes à vider sont en compétition. Peu d'autres détails sur l'aérodynamique du compresseur en pompage sont donnés. Enfin, il n'est pas précisé la modélisation des interfaces rotor - stator (plan de mélange ou sliding mesh), ni les caractéristiques générales du cycle de pompage simulé.

Par ailleurs, pendant la phase de débit inversé, l'amortissement aérodynamique sur les pales est très réduit. Ce résultat avait déjà été mis en évidence, par un modèle très simplifié, par Schoenenborn [36–38], et Vahdati [18].

Cette simulation numérique n'apporte pas beaucoup d'informations nouvelles par rapport à celle de Vahdati, hormis l'étude de l'influence des volumes. Les mêmes hypothèses de réduction de domaine sont utilisées ; le calcul est monocanal, ce qui en limite l'intérêt à l'étude pure du pompage.



(a) Domaine simulé par di Mare



(b) Débit à travers le bras de carter - Cas "en vol" (c) Débit à travers le bras de carter - Cas "banc d'essai"

FIGURE E.7 – Simulation d'un cycle de pompage [14]

## Annexe F

# Installation expérimentale de CREATE

### F.1 Installation expérimentale

Le compresseur CREATE (Compresseur de Recherche pour l'Étude des effets Aérodynamiques et TEchnologiques) est installé sur le banc d'essai de 2MW de l'École Centrale de Lyon, au sous-sol du LMFA (Laboratoire de Mécanique des Fluides et Acoustique). L'ensemble mécanique de l'installation et le compresseur sont montés sur une dalle en béton, découplée du reste du bâtiment par des plots élastiques, qui empêchent la propagation d'ondes vibratoires sur la structure du bâtiment (Fig. F.1a). Le compresseur est entraîné par un moteur Jeumont-Schneider de 2,05MW, de vitesse nominale 3000 tr.min<sup>-1</sup>. Un multiplicateur permet d'entraîner une vitesse de sortie de 0 à 17 000 tr.min<sup>-1</sup>. L'ensemble est piloté par un système de régulation JIS1000.

Le banc d'essai est conçu en boucle ouverte, aspirant et rejetant l'air de l'atmosphère, à l'extérieur du laboratoire. Il est composé d'une chambre de tranquillisation, un filtre à air et une vanne, qui permettent de stabiliser l'écoulement à l'amont du compresseur, mais aussi d'en faire chuter la pression pour atteindre environ 0,74bar. Ceci permet de limiter la puissance électrique requise lors des essais. Après la cuve de tranquillisation se trouvent les bras de support amont, puis le compresseur. En sortie de compresseur, les bras de support aval sont suivis de la sortie du banc, qui part verticalement et comporte une vanne papillon pour contrôler le débit, mesuré à l'aide d'un Venturi situé juste en amont de la sortie de la boucle ouverte. Juste avant la vanne papillon se trouve une vanne d'urgence anti-pompage, qui peut être activée en cas de départ en pompage du compresseur. Elle permet de décharger le compresseur rapidement afin d'éviter toute casse mécanique.

Un important réseau de circulation d'air et d'huile permettent le refroidissement, la lubrification et l'équilibrage statique des différentes parties du banc, du compresseur et du moteur. Une boucle fermée assure la circulation d'huile dans le compresseur et le moteur à raison de 6.55L.min<sup>-1</sup>. Les fortes différences de pression entre le circuit d'huile et la pression dans le compresseur assurent un débit interne d'huile. L'air rejeté à l'extérieur est d'abord déshuilé. L'huile ainsi récoltée est filtrée puis réinjectée dans le circuit. Le compresseur et le moteur sont refroidis par une circulation d'air, à raison de 5m<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup> pour le moteur et de 200m<sup>3</sup>.min<sup>-1</sup> pour le compresseur.

La figure F.1b montre les différents plans de mesures expérimentales sur une vue méridienne, repérés par les notations [250,25A,...,290,300].

### F.2 Instrumentation

Dès la phase de conception de la machine, l'objectif a été de réunir un maximum de conditions pour pouvoir obtenir des mesures précises de haute fidélité. Les contraintes technologiques liées à l'observation expérimentales du compresseur ont été prises en compte très tôt dans le projet. Le compresseur a une périodicité de  $2\pi/16$ , si bien que des mesures effectuées sur 22.5° devraient contenir toutes les informations spatiales dans le cas des points de fonctionnement stabilisés. Afin de pouvoir y placer des sondes, les

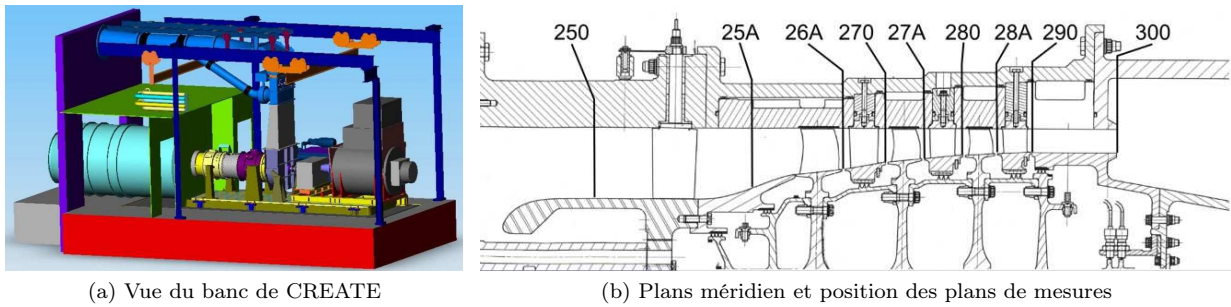


FIGURE F.1 – Banc d'essai de CREATE

distances axiales entre le rotors et les stators ont été légèrement augmentées, et un système d'anneau tournant permet un balayage azimutal sur  $22.5^\circ$  (soit  $1/16^\circ$  de tour) à rayon constant dans les plans inter-roues, et sur  $11.5^\circ$  dans les roues mobiles. Des hublots permettent un accès optique pour des mesures par laser LDA dans le canal du rotor R2. Enfin, des ouvertures au carter adaptées aux sondes stationnaires permettent des mesures à l'aval de chaque roue (fixe et mobile). La thèse d'Arnaud [121] contient de plus amples informations sur le système d'accès métrologique.

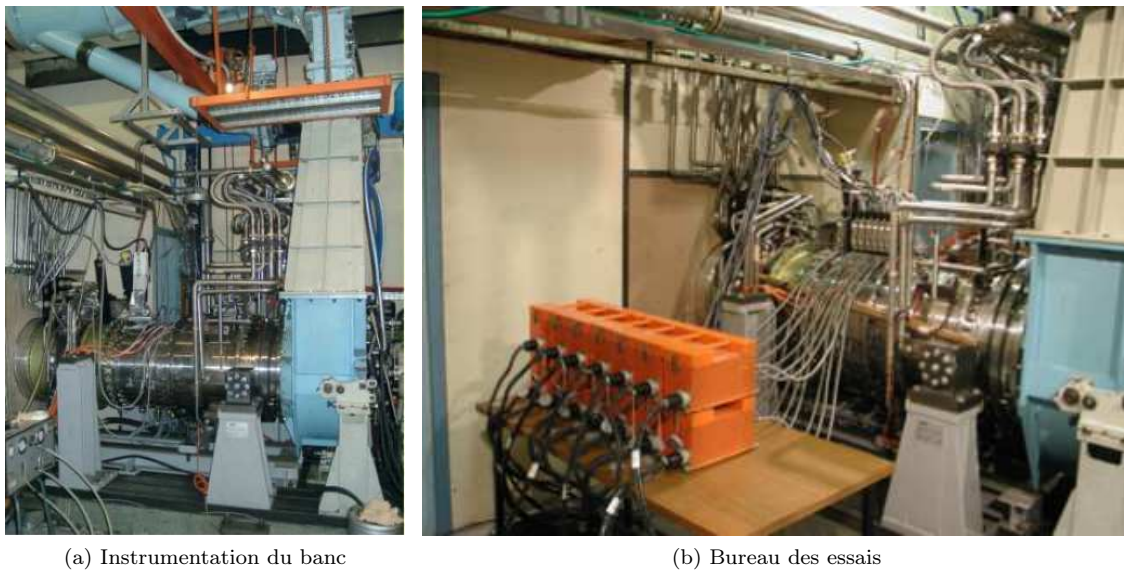


FIGURE F.2 – Instrumentation de CREATE

### F.2.1 Sondes pneumatiques

Les explorations radiales sont réalisées en aval de chacune des roues par des sondes pneumatiques à bec droit (Fig. F.3). Les acquisitions permettent de reconstituer les grandeurs suivantes :

- La pression statique  $P_s$ , reconstituées à partir des mesures de pression (gauche, centre et droite) et des coefficients d'étalonnage des sondes ;
- L'angle  $\alpha$  entre l'écoulement et l'axe machine dans le plan aube à aube, obtenu à partir des pressions mesurées, des coefficients d'étalonnage des sondes et de la position angulaire de la sonde ;
- La pression totale absolue  $P_{tabs}$ , restituée par les mesures de pression et l'étalonnage des sondes ;
- La température totale absolue  $T_{tabs}$ , obtenue à partir de la température mesurée et des coefficients d'étalonnage des sondes ;
- Le nombre de Mach calculé à partir des pressions totales et statiques.



FIGURE F.3 – Sonde pneumatique à bec droit

L'angle d'incidence  $\gamma$  de l'écoulement par rapport à la sonde, c'est à dire l'angle entre l'écoulement et l'axe machine dans le plan méridien, n'a pas été mesuré.

### F.2.2 Anémométrie Laser 2D Doppler

Un Anémomètre Laser Doppler (LDA) à deux composantes (construit par Dantec) est utilisé pour réaliser des mesures dans et autour la roue du rotor R2. Deux faisceaux laser de longueurs d'onde  $\lambda = 488 \text{ nm}$  et  $\lambda = 514.2 \text{ nm}$  mesurent simultanément les composantes axiale et tangentielle de la vitesse. Un volume de mesure LDA correspond à un diamètre de  $76 \mu\text{m}$  et une longueur de  $0.9\text{mm}$ .

L'anémomètre est monté sur un robot porteur 6 axes (Fig. F.4) qui permet de positionner avec précision les points de mesure ( $\pm 0.1 \text{ mm}$ ). Une procédure a été définie pour positionner le volume de mesure LDA durant la phase de mise en opération de la machine, à cause de la poussée axiale et des effets de la dilatation thermique.

Les mesures laser nécessitent un ensemencement du milieu. Pour CREATE, le milieu est ensemencé avec un aérosol polydisperse d'huile paraffine. La taille des gouttelettes en sortie du générateur de particules a été mesurée et est en moyenne égale à  $1 \mu\text{m}$ . L'alimentation est faite au niveau de la chambre de tranquillisation. Pour des compresseurs du type de CREATE, avec de faibles effets centrifuges, Ottavy et al [148, 149] ont prouvé que cette technique de mesure était fiable.

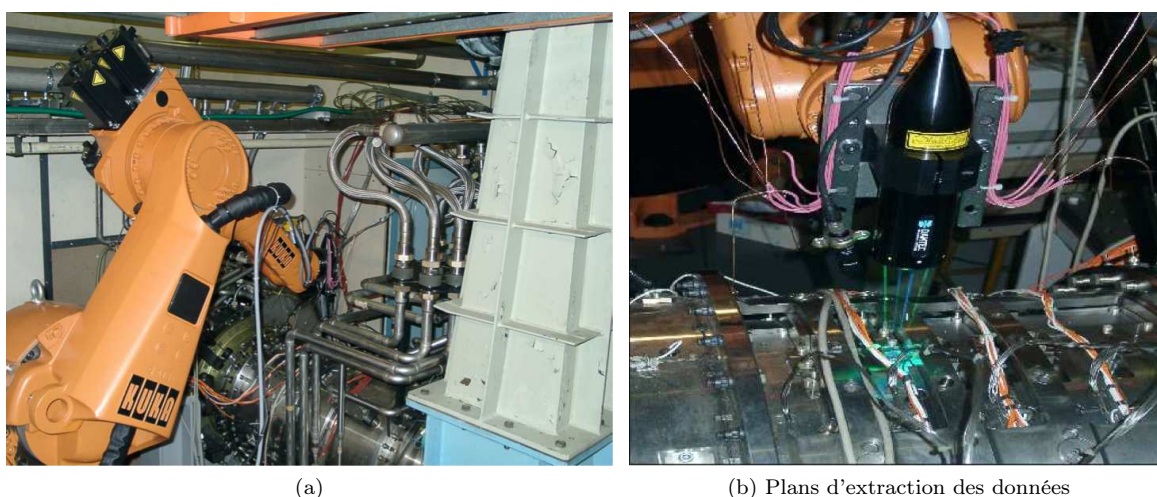


FIGURE F.4 – Robot porteur 6 axes

## Annexe G

# Apparition de l'onde basse fréquence dans le banc d'essai

Lors de la simulation numérique du compresseur sur banc d'essai en régime proche pompage, une onde basse fréquence se produit et module le débit et la pression statique dans toutes la configuration. Au cours de l'étude présentée dans cette thèse, il s'est posé la question de l'apparition de cette onde. Cette annexe vise à éclaircir ce point.

Lors de la mise en place du calcul complet comportant les éléments du banc d'essai et le compresseur, le compresseur a d'abord été simulé en régime bloqué, puis la vanne de sortie a été progressivement fermée, par l'augmentation du coefficient devant le terme de débit, pour amener le compresseur à un point nominal, puis proche pompage. Afin de réduire le temps de calcul nécessaire, le schéma *unsteady* de *elsA* avec la méthode du *backward Euler* (ordre 1 en temps) a été utilisé, plutôt que le schéma de Gear avec 5 sous itérations de Newton (ordre 2 en temps), utilisé pour toutes les autres simulations. De cette façon le calcul instationnaire est effectué environ 5 fois plus rapidement, ce qui constitue une bonne méthode pour obtenir un champ initial instationnaire.

La figure G.1 montre l'évolution du débit en entrée et en sortie du compresseur en fonction du temps. Comme l'objectif était d'atteindre un point de fonctionnement nominal à partir d'un compresseur en situation de blocage sonique, la vanne a été fermée plusieurs fois de suite pour diminuer le débit et augmenter la pression. La vanne ayant été trop fermée, le débit a chuté brutalement et pour éviter le pompage, la vanne a été réouverte plusieurs fois de suite. Cette maladresse permet de constater qu'en deça d'un débit adimensionné de 0,96, les oscillations basse fréquences apparaissent, reconnaissables à leur période temporelle de 2 rotations. Entre la première et la deuxième ré-ouverture de vanne, l'amplitude de cette oscillation augmente, ce qui fait supposer que le mode propre n'est excité que quand le débit est suffisamment faible. Après la seconde ré-ouverture de vanne à  $t = 65$  rotations, l'amplitude des oscillations diminue, ce qui corrobore l'hypothèse précédente.

La figure G.2 montre l'évolution correspondante du taux de compression en fonction du temps (Fig G.2a) et du taux de compression en fonction du débit (Fig G.2b). En particulier, la figure G.2a montre qu'une fois que le rapport des pressions totale de sortie et d'entrée est supérieur à 1 en valeur adimensionnée, alors il tend à osciller avec une période de 2 rotations. Le taux de compression est donc affecté par le même phénomène que le débit. Aussi, quand ce taux de compression commence à diminuer, vers la rotation 70, l'amplitude de l'oscillation diminue elle aussi de façon notable. La caractéristique de fonctionnement (Fig G.2b) instantanée montre l'évolution couplée du débit et du taux de compression affectés par l'onde basse fréquence, qui se traduit par l'apparition de boucles ovales.

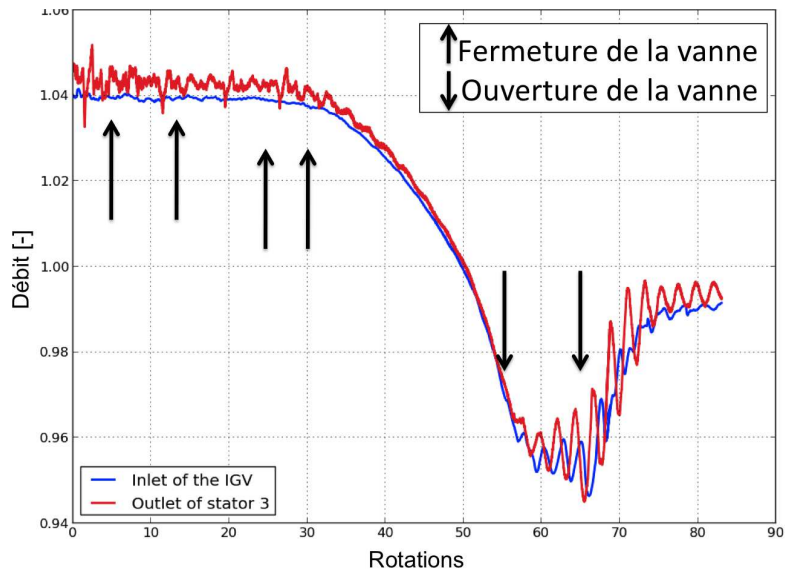
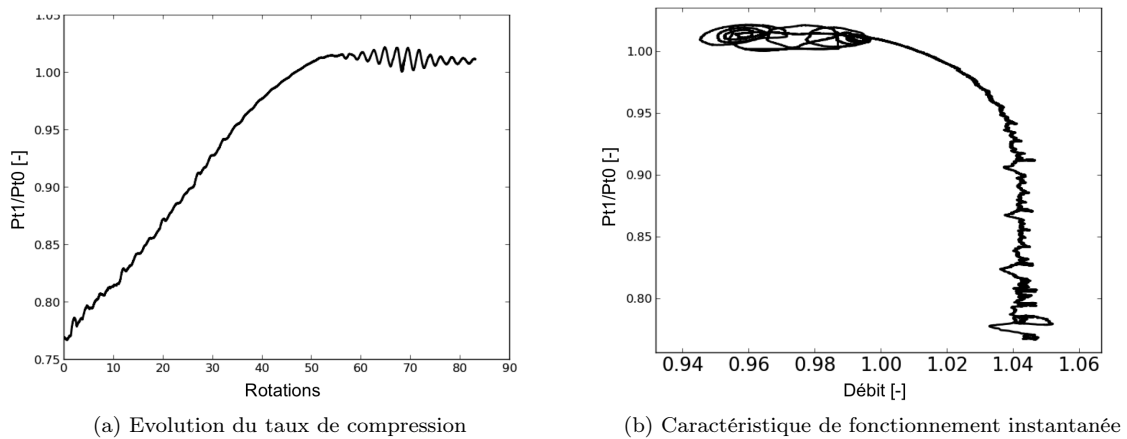


FIGURE G.1 – Évolutions temporelles des débits d'entrée et de sortie du compresseur



(a) Evolution du taux de compression

(b) Caractéristique de fonctionnement instantanée

FIGURE G.2 – Pressure ratio

# Annexe H

## Modèle de Tyler & Sofrin

Cette annexe présente le modèle de Tyler et Sofrin utilisé pour l'analyse des interactions rotor-stator. Tyler et Sofrin ont proposé en 1962 [107] un modèle analytique permettant de décrire le champ de pression se développant dans un étage de compresseur. Ce modèle a ensuite été généralisé aux différentes variables de l'écoulement.

### Sommaire

---

<b>H.1</b>	<b>Présentation du modèle . . . . .</b>	<b>255</b>
<b>H.2</b>	<b>Cas à <math>z</math> étages . . . . .</b>	<b>256</b>
<b>H.3</b>	<b>Représentation des modes de Tyler et Sofrin . . . . .</b>	<b>257</b>

---

### H.1 Présentation du modèle

Considérons un système correspondant à un étage de compression composé d'une roue mobile ayant  $N_R$  aubes et tournant à la vitesse  $\Omega_R$ , et d'une roue fixe ayant  $N_S$  aubes. On suppose que l'interaction générée par une rangée de  $N$  aubages correspond à une onde tournant circonférentiellement à une fréquence  $f$  ayant  $N$  lobes. Le nombre de lobes est le numéro du mode spatial de l'instabilité. On peut alors écrire, pour le rotor et respectivement pour le stator, l'interaction sous la forme :

$$R = e^{i(2\pi f_R t - n N_R \theta)}$$
$$f_n = \frac{n N_R \Omega_R}{2\pi} \quad \text{avec } n \in \mathbb{Z} \tag{H.1}$$

- $R$  : interaction générée par le rotor
- $n N_R$  : nombre de lobes de l'interaction = mode spatial
- $f_n$  : fréquence de rotation du mode  $n N_r$

$$S = e^{i(-k N_S \theta)} \quad \text{avec } k \in \mathbb{Z} \tag{H.2}$$

- $S$  : interaction générée par le stator
- $k N_S$  : nombre de lobes de l'interaction = mode spatial

Ces deux structures peuvent interagir pour générer d'autres modes qui s'écrivent :

$$I = e^{i(2\pi f_R t - n N_R \theta)} \cdot e^{i(-k N_S \theta)}$$
$$= e^{i(2\pi f_R t - [n N_R + k N_S] \theta)} \tag{H.3}$$
$$= e^{i(2\pi f_m t - m \theta)}$$

Cette interaction  $I$  correspond à une onde tournant circonférentiellement à la fréquence  $f_m$  ayant  $m$



lobes. Ces deux paramètres sont définies par identification :

$$\begin{aligned} m &= nN_R + kN_S \\ f_m &= f_R \end{aligned} \quad (\text{H.4})$$

On peut relier le numéro du mode et sa fréquence à la vitesse de rotation de l'onde tournante :

$$\begin{aligned} m\Omega_m &= 2\pi f_m \\ \Omega_m &= \frac{2\pi f_m}{m} = \frac{nN_R\Omega_R}{m} \end{aligned} \quad (\text{H.5})$$

Le mode d'interaction a une fréquence multiple de la fréquence de passage des aubes rotor. L'analyse de Tyler et Sofrin consiste donc à étudier les modes spatiaux de l'écoulement pour quantifier l'influence des différentes roues et notamment les interactions rotor/stator. Ainsi, les modes spatiaux caractérisés par  $n = 0$  (et donc proportionnels au nombre d'aubes du stator) traduiront la contribution directe du stator. De même, les modes proportionnels au nombre d'aubes du rotor traduiront l'influence du rotor. Par conséquent, en étudiant l'ensemble des couples  $(n, k)$  avec  $n \neq 0$  et  $k \neq 0$ , on caractérise les interactions rotor-stator.

Pour finir, on définit les modes principaux d'une roue comme étant les modes proportionnels au nombre d'aubes de la roue, et les modes d'interaction principaux entre un rotor et un stator les modes issus des couples  $(n, k) = (1, 1)$ ,  $(n, k) = (-1, 1)$  et  $(n, k) = (1, -1)$ .

## H.2 Cas à z étages

On peut étendre le modèle précédent à une machine multi-étages. Dans ce cas, la structure d'interaction est influencée par les effets instationnaires venant des différentes roues présentes dans la machine qui est composée de :

- z roues mobiles ayant  $N_{Rz}$  aubes et tournant à la vitesse  $\Omega_R$ ,
- z roues fixes ayant  $N_{Sz}$  aubes.

L'onde tournante produite par les interactions entre les différentes roues est de la forme :

$$\begin{aligned} I &= e^{i(2\pi(f_{R1} \pm \dots \pm f_{Rk} \pm \dots \pm f_{Rz})t - [a_1 N_{R1} \pm b_1 N_{S1} \dots \pm a_k N_{Rk} \pm b_k N_{Sk} \dots \pm a_z N_{Rz} \pm b_z N_{Sz}] \theta)} \\ &= e^{i(2\pi f_m t - m\theta)} \end{aligned} \quad (\text{H.6})$$

Ainsi, un mode spatio-temporel est une combinaison linéaire des nombres d'aubes des différentes roues mobiles et fixes. Par le même raisonnement, la fréquence de rotation de ce mode est une combinaison linéaire des fréquences de rotations des roues mobiles. Les caractéristiques des modes susceptibles d'exister sont :

$$m = \sum_{k=1}^z (a_k N_{Rk} \pm b_k N_{Sk}) \quad (\text{H.7a})$$

$$\Omega_m = \frac{\sum_{k=1}^z a_k N_{Rk}}{m} \Omega_{arbre} \quad (\text{H.7b})$$

$$(\text{H.7c})$$

Tous les modes théoriquement présents ne le sont pas forcément. En effet, les modes se propagent plus ou moins loin dans le système de compression, les basses fréquences s'atténuant moins. Ainsi la probabilité d'existence d'un mode d'interaction dépend de la distance entre les différentes roues. Malgré

tout, il est difficile de prévoir à priori quels modes seront finalement présents.

La seule hypothèse restrictive est que les instabilités aérodynamiques, comme les lâchers tourbillonnaires ou le décrochage tournant, ne peuvent être pris en compte, puisque ces phénomènes ont leur propre fréquence non corrélée avec la vitesse de rotation.

### H.3 Représentation des modes de Tyler et Sofrin

Afin d'avoir une lecture rapide des modes obtenus par le modèle de Tyler et Sofrin, des cartographies des modes spatio-temporels  $m_s$  ( $m_s = m$ ) en fonction des modes temporels  $m_t$  ( $m_t = m \Omega_m = \sum_i n_i N_{R_i} \Omega_{arbre}$ ) sont réalisés. Ce type de graphe permet de discriminer les aubages rotors intervenant dans les modes spatio-temporels. La figure H.1 illustre le fonctionnement de ce type de cartographie pour un signal en  $f(x,r,\theta,t) = e^{i(m_t t - m_s \theta)} = e^{i(m \Omega_m t - m \theta)}$ . Sur ce schéma, les modes temporel  $m_t = 13$  et spatial  $m_s = 16$  caractérisent un signal du type  $f(x,r,\theta,t) = e^{i(13t - 16\theta)}$ . Grâce à la relation de Tyler et Sofrin, il est ainsi aisé de retrouver les roues intervenant dans le développement de ces modes.

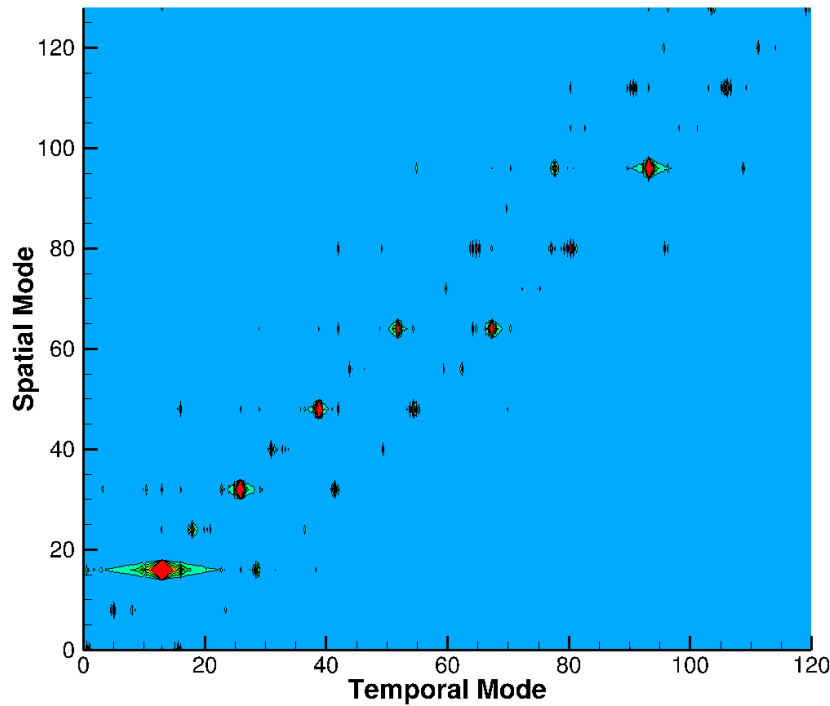


FIGURE H.1 – Schéma de principe des cartographies modes spatiaux vs. temporels (signal du type  $f(x,r,\theta,t) = e^{i(13t - 16\theta)}$ )

# Annexe I

## Analyse de Fourier

### Sommaire

---

I.1	Transformée de Fourier . . . . .	258
I.2	Transformée de Fourier par fenêtre glissante . . . . .	258

---

### I.1 Transformée de Fourier

La transformation de Fourier est un opérateur qui permet de transformer une fonction intégrable sur  $\mathbb{R}$  en une fonction qui décrit son spectre fréquentiel :

$$F : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \tag{I.1a}$$

$$\nu \rightarrow \hat{f}(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-2i\pi\nu t} dt \tag{I.1b}$$

avec :

$f$  : fonction à analyser

$\nu$  : fréquence

En traitement du signal, les fonctions à traiter sont discrètes ; la transformation de Fourier discrète est alors utilisée pour analyser les signaux. Pour un signal sur  $N$  échantillons :

$$F_D : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \tag{I.2a}$$

$$f \rightarrow \hat{f}(f) = \sum_{n=0}^{N-1} f(n) e^{-2i\pi\nu \frac{n}{N}} \tag{I.2b}$$

Cette transformation permet d'obtenir une représentation discrète du spectre du signal discret.

### I.2 Transformée de Fourier par fenêtre glissante

La transformation de Fourier, qu'elle soit discrète ou continue, permet donc d'obtenir des informations sur les fréquences qui composent un signal temporel. Malheureusement, toutes les informations temporelles sont perdues lors de la transformation ; les signaux temporels sont représentés uniquement dans l'espace des fréquences. Par conséquent, les fréquences données par le spectre sont aussi bien les fréquences présentes d'un bout à l'autre du signal que les fréquences apparues ou disparues pendant la durée du signal. Il peut être intéressant de reconstituer la temporalité du signal lors de l'analyse de Fourier, afin de les localiser temporellement. C'est le principe de la Transformation de Fourier à Fenêtre Glissante (TFFG).

La TFFG est une méthode qui consiste à faire glisser le long de l'axe des temps une fenêtre temporelle. A chacune des positions de la fenêtre, une transformation de Fourier est appliquée sur le morceau

du signal ainsi isolé. La juxtaposition des transformations de Fourier successives permet d'obtenir une représentation temps - fréquence du signal.

Si  $f$  est une fonction intégrable sur  $\mathbb{R}$ , la transformation de  $f$  par Transformation de Fourier par Fenêtre Glissante TFFG est définie par :

$$TFFG : \mathbb{R} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \tag{I.3a}$$

$$(f, \tau) \rightarrow TFFG(f, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} v(t)g(t - \tau)e^{-2i\pi\nu t} dt \tag{I.3b}$$

avec :

$f(t)$  : signal temporel

$\nu$  : fréquence

$\tau$  : position temporelle dans le signal

$g(t - \tau)$  : Fonction fenêtre centrée en  $\tau$

Cependant, les signaux sont d'énergie finie et il n'est pas possible de les localiser précisément à la fois en espace et en temps. Ce concept est souligné par le principe d'Heisenberg :

$$\Delta t \Delta f \geq \frac{1}{4\pi} \tag{I.4}$$

avec :

$\Delta t$  : incertitude en temps

$\Delta f$  : incertitude en fréquence

En particulier, cette inégalité souligne que les basses fréquences ne peuvent être détectées que si l'enregistrement temporel est suffisamment long et la basse fréquence persistante. En revanche, une haute fréquence, même sporadique, sera détectée.



## Annexe J

# Liste des personnes HDR à l'ECL



Direction de la Recherche

NOM	Prénom	Laboratoire	Spécialité	Date de soutenance
SIMONET	Pascal	AMPERE	microbiologie	1990
MOREL	Hervé	AMPERE	électrotechnique	10 février 1994
NICOLAS	Laurent	AMPERE	électrotechnique	12 juillet 1994
REDARCE	Hervé Tanneguy	AMPERE	automatique	20 juillet 1995
KRÄHENBÜHL	Laurent	AMPERE	par nomination DR au CNRS	1 octobre 1996
CLERC	Guy	AMPERE	PR LYON 1	6 mars 1998
BURAI	Noël	AMPERE	PR LYON 1	7 décembre 2004
VOLLAIRE	Christian	AMPERE	génie électrique	25 mars 2005
SCORLETTI	Gérard	AMPERE	automatique	6 octobre 2006
BURET	François	AMPERE	électrotechnique	17 novembre 2006
VENET	Pascal	AMPERE	génie électrique	24 octobre 2007
BEROUAL	Abderrahmane	AMPERE	Doctorat d'Etat es Sc Physiques	1 janvier 1987

TOTAL AMPERE : 4

LAFON	Philippe	Extérieur	Acoustique	26 janvier 2011
GOURDAIN	Nicolas	Extérieur	Mécanique des fluides	3 novembre 2011

TOTAL EXTERIEUR :

MAITRE	Jean-François	ICJ	PR émérite	30 novembre 1974
MOUSSAOUI	Mohand	ICJ	retraite au 1/10/11	20 juin 1977
MUSY	François	ICJ	Doctorat d'Etat	7 juin 1985
MARION	Martine	ICJ	Doctorat d'Etat en Mathématiques	15 décembre 1988
MIRONESCU	Elisabeth	ICJ	Doctorat d'Etat	15 décembre 1999
LOHEAC	Jean-Pierre	ICJ	Mathématiques	15 novembre 2002
ZINE	Abdel-Malek	ICJ	Mathématiques	9 novembre 2005

TOTAL ICJ : 5

VIKTOROVITCH	Pierre	INL	Doctorat d'Etat es Sc Physiques	1975
SOUTEYRAND	Eliane	INL	Doctorat d'Etat en Matériaux	1985
GRENET	Geneviève	INL	Doctorat d'Etat es Sciences	6 novembre 1981
GENDRY	Michel	INL	Doctorat d'Etat es Sciences	12 octobre 1986
ROBACH	Yves	INL	Doctorat d'Etat en Matériaux	31 janvier 1989
JACQUEMOD	Gilles	INL	électronique	13 janvier 2000
GAFFIOT	Frédéric	INL	électronique	18 janvier 2000
PHANER-GOUTORBE	Magali	INL	Physique	19 décembre 2003
CLOAREC	Jean-Pierre	INL	chimie des matériaux	20 décembre 2004
DANESCU	Alexandre	INL	mécanique	20 juin 2005
O'CONNOR	Ian	INL	électronique	11 octobre 2005
SEASSAL	Christian	INL	Photonique	9 mars 2007
CALLARD	Anne-Ségolène	INL	Physique, Nanophotonique	6 décembre 2007
LETARTRE	Xavier	INL	Photonique	3 juin 2008

SAINT-GIRONS	Guillaume	INL	milieux denses et matériaux	5 juin 2009
GARRIGUES	Michel	INL		
JOSEPH	Jacques	INL	<i>PR émérite</i>	
TARDY	Jacques	INL	électronique	
MIEYEVILLE	Fabien	INL	Dispositif de l'électronique intégrée	29 mai 2012
CHEVOLOT	Yann	INL	Chimie théorique, physique, analytique	28 septembre 2012

TOTAL INL : 8

DAVID	Bertrand	LIESP	doctorat d'Etat en Informatique	1981
SEFFAH	Ahmed	LIESP	informatique	15 septembre 2006

TOTAL LIEPS : 2

CHEN	Liming	LIRIS		1 janvier 1998
------	--------	-------	--	----------------

TOTAL LIRIS : 1

SCOTT	Julian	LMFA	PhD	1978
HAMADICHE	Mahmoud	LMFA	Doctorat d'Etat es Sciences	7 juin 1905
JUVE	Daniel	LMFA	Doctorat d'Etat es Sciences	1985
BLANC-BENON	Philippe	LMFA	Doctorat d'Etat es Sciences	9 juin 1905
ROGER	Michel	LMFA	Doctorat d'Etat en Acoustique	1989
JEANDEL	Denis	LMFA	Doctorat d'Etat es Sc Physiques	9 juillet 1976
GOROKHOVSKI	Mickael	LMFA		28 avril 1982
LEBOEUF	Francis	LMFA	Doctorat d'Etat en Mécanique	26 juin 1984
FERRAND	Pascal	LMFA	Doctorat d'Etat	17 mars 1986
HENRY	Daniel	LMFA	Docteur es Sciences Physiques	19 juin 1986
GALLAND	Marie-Annick	LMFA	Acoustique	12 juillet 1993
PERKINS	Richard	LMFA	mécanique	20 février 1998
BAILLY	Christophe	LMFA	Acoustique	29 mars 1999
CARRIERE	Philippe	LMFA	Mécanique des Fluides	27 septembre 2000
SIMOENS	Serge	LMFA	Mécanique des Fluides	1 avril 2002
TREBINJAC	Isabelle	LMFA	mécanique	7 mai 2003
LE RIBAUT	Catherine	LMFA	Mécanique des Fluides	11 juillet 2003
LAKEHAL	Djamel	LMFA	<i>mécanique, génie mécanique et civil</i>	26 novembre 2004
GODEFERD	Fabien	LMFA	énergétique et thermique	13 décembre 2004
UHLMANN	Markus	LMFA	<i>Thermique et Energétique</i>	27 juin 2006
BOGEY	Christophe	LMFA	Acoustique	25 mai 2007
SHAO	Liang	LMFA	Mécanique	15 septembre 2007
NICOLLEAU	Franck	LMFA	<i>mécanique, génie mécanique et civil</i>	8 décembre 2009
BERTOGLIO	Jean-Pierre	LMFA	Doctorat d'Etat es Sciences	1 juin 1986
BIESHEUVEL	Arie	LMFA		
CAMBON	Claude	LMFA		
CHAMPOUSSIN	J-Claude	LMFA		
COMTE-BELLOT	Geneviève	LMFA	<i>PR émérite</i>	
BOS	Wouter	LMFA	Mécanique des Fluides	29 juin 2012

TOTAL LMFA : 9

JUVE	Denyse	LTDS	Doctorat d'Etat en Chimie	1983
JEZEQUEL	Louis	LTDS	Doctorat d'Etat	1985
LOUBET	Jean-Luc	LTDS	Doctorat d'Etat	1 décembre 1988
STREMSDOERFER	Guy	LTDS	chimie des matériaux	3 avril 1992
DONNET	Christophe	LTDS	PR ENISE	27 avril 1995
MAZUYER	Denis	LTDS	mécanique	27 avril 1995
SALVIA	Michelle	LTDS	matériaux	4 décembre 1997
CHOVELON	J.Marc	LTDS	matériaux	3 avril 1998
BOMBA	Cécile	LTDS	génie des matériaux	29 mai 1998
PONSONNET	Laurence	LTDS	matériaux	29 mai 1998
CHATEAUMINOIS	Antoine	LTDS	matériaux	22 janvier 1999
PERRET-LIAUDET	Joël	LTDS	mécanique	16 avril 1999
DUBUJET	Philippe	LTDS	PR ENISE	31 mars 2000
JEANDIN	Michel	LTDS	Matériaux Mécanique	20 mars 2001
THOUVEREZ	Fabrice	LTDS	mécanique	5 juillet 2001
WONG	Henry	LTDS	génie civil	8 janvier 2002
FOUVRY	Siegfrid	LTDS	Matériaux Mécanique	12 septembre 2002
LE BOT	Alain	LTDS	Acoustique	19 décembre 2002
BENAYOUN	Stéphane	LTDS	matériaux	9 décembre 2003
HERTZ	Dominique	LTDS	génie des matériaux	18 juin 2004
ICHCHOU	Mohamed	LTDS	mécanique	6 décembre 2004
GUERRET	Chrystelle	LTDS	milieux denses et matériaux	7 mars 2005
HOC	Thierry	LTDS	chimie des matériaux	19 novembre 2007
SINOUE	Jean-Jacques	LTDS	Mécanique	21 novembre 2007
VINCENS	Eric	LTDS	génie civil	17 novembre 2010
CAMBOU	Bernard	LTDS	PR émérite	
KAPSA	Philippe	LTDS		
MARTIN	Jean-Michel	LTDS	PR émérite	
SIDOROFF	François	LTDS	PR émérite	
VINCENT	Léo	LTDS	PR émérite	
CAYER-BARRIOZ	Juliette	LTDS	Mécanique	14 octobre 2012
DASSENNOY	Fabrice	LTDS	Chimie théorique, physique, analytique	2 décembre 2011
DE BARROS BOUCHET	Maria Isabel	LTDS	Chimie des matériaux	12 décembre 2011
VALETTE	Stéphane	LTDS	milieux denses et matériaux	4 décembre 2012
TREHEUX	Daniel		PR émérite	

TOTAL LTDS : 15

Personnels ECL  
Personnels CNRS  
Personnels extérieurs





---

# Annexe K

## Autorisation de soutenance

*dernière page de la thèse*

### AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur N. GOURDAIN

et les rapports de

Monsieur X. GLOERFELT  
Professeur - Von Karman Institute - Chaussée de Waterloo 72 - B Rhode-St-Genèse - Belgique

Et de

Monsieur T. ARTS  
Docteur HDR - Laboratoire DynFluid - Arts et Métiers Paris Tech - 151 bd de l'hôpital - 75013 PARIS

**Mademoiselle CREVEL Flore**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale MEGA**

Fait à Ecully, le 12 septembre 2013

P/Le directeur de l'E.C.L.  
La directrice des Etudes



---