



Etude expérimentale de l'écoulement et de l'interaction entre deux rotors contrarotatifs subsoniques

Hussain Nouri

► To cite this version:

Hussain Nouri. Etude expérimentale de l'écoulement et de l'interaction entre deux rotors contrarotatifs subsoniques. Autre. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2012. Français. NNT : 2012ENAM0053 . tel-00795114v2

HAL Id: tel-00795114

<https://pastel.hal.science/tel-00795114v2>

Submitted on 17 Jun 2013

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

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

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité “ Mécanique ”

présentée et soutenue publiquement par

Hussain NOURI

le 18 décembre 2012

**Étude expérimentale de l'écoulement et de l'interaction
entre deux rotors contrarotatifs subsoniques**

Directeur de thèse : **Farid BAKIR**

Co-encadrement de la thèse : **Florent RAVELET**

Jury

M. Smaïne KOUIDRI, Professeur, LIMSI, Université Paris VI
M. Carlos SANTOLARIA MORROS, Professeur, Universidad de Oviedo
M. Farid BAKIR, Professeur, DynFluid, Arts et Métiers ParisTech - Paris
M. Stéphane MOREAU, Professeur, Université de Sherbrooke
M. Robert REY, Professeur, DynFluid, Arts et Métiers ParisTech - Paris
M. Florent RAVELET, Maître de conférence, DynFluid, Arts et Métiers ParisTech - Paris
M. Manuel HENNER, Docteur, Manager R&D Valeo

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur

**T
H
È
S
E**

Remerciements

Lorsqu'on fait le bilan de ces trois dernières années, on réalise tout le travail effectué, les efforts fournis et les difficultés surmontées. C'est à la fois nostalgique et on ressent de la fierté d'avoir accompli ce travail. A cet instant, on pense également à tous ceux qui nous ont accompagnés durant ce projet sans qui celui-ci n'aurait pas pu voir le jour.

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude et faire part de ma profonde reconnaissance à mes deux directeurs, Monsieur Farid Bakir, professeur et Monsieur Florent Ravelet, maître de conférence, pour m'avoir fait confiance sur cette étude. J'ai énormément appris avec vous et vous m'avez toujours poussé et encouragé pour aller plus loin, chacun à sa manière : Monsieur Bakir, avec une vision sur le long terme toujours ambitieuse et perspicace, vous avez su orienter ce projet dans la bonne direction avec beaucoup d'optimisme et d'enthousiasme. Florent, ton regard très aiguisé et ton sens de l'analyse juste, objectif et perspicace m'ont été des exemples à suivre durant ces trois années (et plus ...). Certes, ce travail a été en grande partie accompli avec beaucoup d'autonomie, mais cette liberté je vous la dois à vous car vous m'avez fait confiance tout en étant présents quand j'avais besoin de vous.

Mes remerciements s'adressent ensuite aux membres du jury : Monsieur Stéphane Moreau, professeur, d'avoir présidé ma soutenance et examiné mon rapport, Messieurs Smaine Kouidri et Carlos Santolaria, professeurs, pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit de thèse et enfin, les examinateurs, Monsieur Robert Rey, professeur, avec qui j'ai partagé de précieux échanges durant ces trois années ainsi que Monsieur Manuel Henner, responsable R&D à Valeo, qui s'est intéressé à mes travaux et avec qui j'ai pu discuter à différentes occasions notamment lors des conférences.

Comme je l'ai dit, derrière ce travail il y a eu toute une équipe que je n'oublierai pas. A commencer par Christophe Sarraf sans qui jamais je n'aurais réussi à régler correctement la LDV, entre autre ... Joce, Dolo et Marco, techniciens au laboratoire, qui m'ont énormément aidé pour construire et monter les bancs d'essais (je ne compte plus les heures passées aux ateliers pour usiner/rectifier toutes les pièces ...).

Je pense également à mes différents stagiaires qui ont contribué à ce travail : merci à Jérôme, à Christophe et à Eva et je vous souhaite bonne continuation.

Je remercie tout particulièrement Fawaz Massouh et Ivan Dobrev du laboratoire de mécanique des fluides (LMF) pour m'avoir prêté le système PIV et pour le temps qu'Ivan m'a accordé pour la mise en place et la réalisation de ces mesures.

Je pense également à tous ceux avec qui j'ai partagé des moments agréables : M Noguera, Sofiane, Amelie, Auristela, Miguel, Richard, Mickael ... et à tous les docteurs et doctorants du laboratoire : Moises, Jérémie, mon collègue de bureau Lionel, Vianney, Amrid, Elias, Jean-Elis... Je souhaite bon courage aux nouveaux arrivants : Petar, Josèphe, Salah, Fatiha, Takfarinas et tout particulièrement à Juan Wang qui reprend la suite de

mes travaux de recherche. Je n'oublie pas mes collègues doctorants et membres du bureau de l'association ADDAM et ceux du laboratoire PIMM.

Je remercie ma famille pour m'avoir soutenu et ... Sophie : Ça y est ! On va enfin pouvoir profiter des prochains week-ends !

Hussain

« *La chance aide parfois, le travail toujours.* »

(Proverbe indien)

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Quelques généralités sur les machines axiales	1
1.1.1	Définition et classification des turbomachines	1
1.1.2	Applications dans différents domaines	2
1.1.3	Performances globales et point de fonctionnement	3
1.1.4	Analyse dimensionnelle et similitude	5
1.1.5	Description d'un profil d'aile	6
1.1.6	Mécanisme de transfert d'énergie - Équation d'Euler	8
1.1.7	Pertes et rendement	10
1.2	Paramètres d'optimisation	11
1.2.1	Nature de l'écoulement 3D et instationnaire dans un passage	11
1.2.2	Jeu radial	12
1.2.3	L'empilement azimuthal	14
1.2.4	Empilement axial	16
1.2.5	Épaisseur de pale	17
1.3	Machines contrarotatives	18
1.3.1	Rôle du rotor aval	18
1.3.2	Récentes recherches sur les machines contrarotatives	19
1.4	Conclusion	25
2	Conception des rotors	27
2.1	Méthodologie de conception	27
2.1.1	Cahier de charges des deux étages	27
2.1.2	Stratégie de conception et répartition du travail	28
2.2	MFT	29
2.2.1	Historique de MFT	29
2.2.2	Le « problème direct » et le « problème inverse »	30
2.2.3	Définitions et conventions	30
2.2.4	Algorithmes de résolution	36
2.3	Conception de RS et RR	40
2.3.1	Rotor amont R1	41
2.3.2	Stator S	42
2.3.3	Démarche de conception du rotor aval	43
2.4	Conclusion	45

3	AERO²FANS	49
3.1	BETAECN	50
3.1.1	Présentation et description du banc	50
3.1.2	Mesures de fluctuations de pression en paroi	57
3.1.3	Retour d'expérience de BETAECN	60
3.2	AERO ² FANS	61
3.2.1	Réalisation du mouvement contrarotatif	61
3.2.2	Modifications apportées à BETAECN	61
3.3	Pertes de charge/Calibration	66
3.3.1	Courbe caractéristique du circuit	66
3.3.2	Commande des moteurs et calibration	68
3.4	Méthodes de mesure de vitesse	69
3.5	Problèmes posés par les mesures PIV	72
3.5.1	Accès à l'écoulement	72
3.5.2	Matériel PIV utilisé	74
3.5.3	Calibration	74
3.5.4	Synchronisation	74
3.6	Problèmes posés par les mesures LDV	75
3.6.1	L'accès à l'écoulement	75
3.6.2	Calibration	79
3.7	Système de translation	79
3.8	Conclusion	79
4	Débit de conception	83
4.1	Performances globales	83
4.2	Champs de vitesse LDV	86
4.3	Comportement de R2	93
4.3.1	Analyse du comportement de R2 seul - Débit	93
4.3.2	Répartition de l'élévation de pression statique dans l'étage contra- rotatif. Analyse du comportement de R2 en présence de R1	97
4.4	Réduction de N et D	99
4.5	Élévation de pression totale	101
4.6	Conclusion	101
5	Influence de θ et de A	105
5.1	Influence de θ	106
5.1.1	θ variable et $N_{R1}=2000$ rpm	106
5.1.2	θ variable et $N_{R2}=1800$ rpm	106
5.1.3	Similitude	108
5.1.4	Rendement statique en fonction de θ	111
5.1.5	Mesure globale de l'angle de sortie	112
5.2	Influence de A	115
5.2.1	Performances globales	116
5.2.2	Mesures locales proche de R1 et de R2 pour différentes distances axiales pour $\theta=0.9$ et $Q_v=Q_{nom}$	117
5.3	Moyenne de phase	118

5.4	Fluctuations de pression pariétale	130
5.4.1	Corrélation et auto-corrélation	131
5.5	Conclusion	134
6	Conclusions & perspectives	137
Conclusions & perspectives		137
6.1	Conclusions	137
6.2	Perspectives	139
Annexes		149
A	Experimental study of blade thickness effects on the overall and local performances of a Controlled Vortex Designed axial-flow fan	151
B	Équations empiriques de MFT	165
B.1	Cas d'une grille d'aubes plane en fluide parfait incompressible	165
B.1.1	Loi en tangente	165
B.1.2	Forme de A et B	167
B.2	Grille d'aubes plane en fluide réel	167
C	Principes de la PIV et de la LDV	173
C.1	PIV	173
C.1.1	Principe de fonctionnement	173
C.2	LDV	175
C.2.1	Principe de la méthode LDV - Rappel de l'effet Doppler	175
C.2.2	Montage à franges - Fréquence Doppler différentiel	177
C.2.3	Caractéristique du volume de mesure	179
C.2.4	Ambiguïté sur le sens de la vitesse - Cellule de Bragg	179
C.2.5	Analyse du signal	180
D	Algorithme de dimensionnement du rotor aval	183
E	Champs de vitesse PIV	187
E.1	Mesures réalisées dans le plan P_1 de la figure 3.21 pour différentes positions angulaires et différents débit	187
E.2	Mesures réalisées dans des plans parallèles à P_1 mais différentes positions radiales, différentes positions angulaires et différents débits	194

Préambule

Le développement de machines à forte vitesse spécifique et de taille réduite en régime subsonique suscite actuellement une forte demande dans de nombreux domaines industriels. Des machines conventionnelles amènent un rendement bas et génèrent un bruit aérodynamique relativement élevé : problème crucial pour des raisons de confort de l'utilisateur (ventilateurs d'ordinateurs) ou de discrétion acoustique (circulateurs de sous-marins nucléaires). Une solution est d'utiliser des machines à deux rotors contrarotatifs. Du fait de la réduction de la vitesse de rotation et d'une meilleure homogénéisation de l'écoulement en aval du rotor arrière, ces machines possèdent de meilleures performances énergétiques et aéroacoustiques. Malgré leur fort potentiel, elles restent très peu utilisées dans les applications courantes, principalement à cause de la mauvaise connaissance de l'aérodynamique dans la zone de mélange entre les deux rotors, siège de structures très complexes produites par l'interaction d'écoulements hautement instationnaires (convection des sillages, effets potentiels et écoulements secondaires dans les jeux radiaux rotors-carter).

L'idée de cet agencement de rotors remonte à très loin. Déjà en 1825, un certain ingénieur anglais, Jacob Perkins puis en 1829, William Church, avaient imaginé cette solution pour des hélices de bateaux (figure 1).

Au cours du siècle dernier, ces hélices se sont développées en aéronautique pour la propulsion d'avions tel que l'Antonov An-22 russe, et dans la marine, sur des bateaux et des sous-marins tel que l'Albacore de l'US Navy. Plus récemment encore, depuis une vingtaine d'années, le besoin en machines plus performantes, consommant moins de carburant, et respectant les critères environnementaux imposés aux constructeurs, a fait resurgir cette solution qui avait été mise de côté en raison de sa complexité et en raison d'autres problèmes pas encore totalement résolus, tel que le bruit généré par l'interaction entre les deux rotors¹. Le regain d'intérêt par les motoristes, et par les chercheurs impliqués dans ces travaux, a permis de « populariser » les machines contrarotatives dans des applications subsoniques, dont les solutions conventionnelles commencent à atteindre leurs limites. La cavitation dans les pompes est un exemple limitant et pose un réel problème. Des solutions de pompes contrarotatives ont permis de réduire ce phénomène grâce à des vitesses de rotation plus faibles. De plus, les machines contrarotatives permettent de réduire l'encombrement radial, de proposer une solution flexible et opérant efficacement sur une large plage de fonctionnement. De nombreux paramètres tels que la répartition de chargement des pales, la distance axiale, le rapport des vitesses, le rapport des diamètres, etc, propres à une machine contrarotative s'ajoutent aux paramètres habituels et

1. et surtout car à cette époque, le prix du carburant n'était pas assez dissuasif pour se réorienter vers de nouvelles technologies plus économiques.

WILLIAM CHURCH. 1829.

On the 15th October, 1829, a patent was taken out by William Church, of Haywood House, near Birmingham, for improvements in the mode of propelling vessels. These improvements consist in the use of two wheels, *figs. 20. and 21.*, revolving in opposite directions, as previously proposed by Perkins; but instead of two blades being attached to each shaft, a number of bent paddles, placed upon cylindrical rings, were to be employed, in the manner proposed by Delisle. These bent paddles were to be set in opposite directions, and might be placed within a fixed cylinder. Church does not say whether his propeller was to be placed at the bow or stern, or whether it was to be totally or only partially immersed, or whether it was to be a helix or any other curve; and the different views given of the propeller do not correspond.

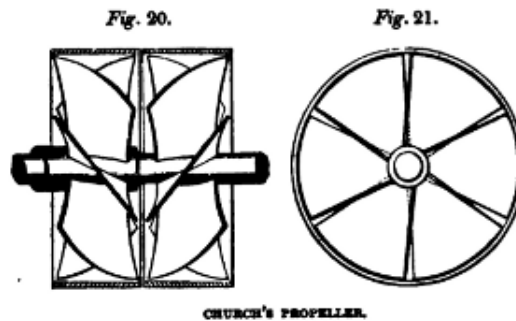


FIGURE 1 – Hélices de bateaux contrarotatives imaginées par William Church. Extrait de [1].

rendent la conception plus difficile. Par ailleurs, ces paramètres, dont l'influence est non négligeable restent encore mal connus et peu étudiés. Ils interviennent dès la phase de conception et il est donc primordial de pouvoir identifier le rôle de chacun. De plus, la zone de mélange entre les rotors est fortement instationnaire et est le lieu de phénomènes turbulents avec de fortes fluctuations, générant du bruit et des pertes dissipatives.

La problématique de cette thèse est de déterminer, par une approche expérimentale, dans quelle mesure les paramètres de conception influencent les performances globales d'une part, et l'interaction entre les deux rotors d'autre part, dans une machine contrarotative. On se limite aux effets de la distance axiale et du rapport des vitesses et ce, pour une machine axiale subsonique en conduit, dont les deux rotors ont le même diamètre et dont la répartition de chargement est d'environ 60% pour le premier et 40% pour le second rotor. Pour mieux juger le gain réalisé par une machine contrarotative, trois cas de figures sont considérés :

- rotor seul, R1,
- étage rotor-stator, RS,
- étage rotor-rotor, RR.

La conception et la fabrication des rotors et du banc d'essais ainsi que la mise en place des moyens de mesures sont entièrement réalisés au cours de cette étude. Principalement, deux types de mesures sont effectués : mesures globales (élévation de pression, débit, puissance, direction moyenne de l'écoulement), et locales (champs de vitesse par PIV et LDV, mesures des fluctuations de pression).

Cette étude s'inscrit dans une plus large thématique menée par le laboratoire, dont l'enjeu est de mieux comprendre les mécanismes physiques des écoulements présents dans la zone de mélange critique. Ceci afin de contribuer, d'un point de vue fondamental à l'amélioration de la connaissance des instabilités à grande échelle en écoulements turbu-

lents et à une modélisation plus fiable des sources de bruit ; et d'un point de vue applicatif à établir les lignes directrices de conception de plus grande efficacité énergétique et acoustique de ces machines.

Le plan du mémoire est le suivant :

Le premier chapitre a pour but de situer le contexte et le type de machines étudiées en rappelant notamment, de manière brève, les mécanismes d'échanges d'énergie. La seconde partie du chapitre est une revue bibliographique des principaux paramètres d'optimisation influençant le bon fonctionnement d'une turbomachine. Enfin, la dernière partie aborde les machines contrarotatives en régime subsonique et établit l'état de l'art sur les différents travaux réalisés sur ce sujet par d'autres équipes de recherche.

Le second chapitre est consacré à la conception des rotors utilisés dans cette étude. On présente en premier lieu le cahier des charges des rotors ainsi que la stratégie de conception. En deuxième lieu, on présente la méthode de conception et le code de dimensionnement de machines axiales (rotors seuls et étages rotor-stator) déjà existant au laboratoire, MFT. Enfin, on montre les deux rotors obtenus ainsi que le stator. On explique également comment la conception du rotor aval a été réalisée en ajoutant au code existant des fonctionnalités externes spécifiques au cas d'un étage contrarotatif.

Le troisième chapitre présente en détail les deux dispositifs expérimentaux, intégralement conçus et construits durant cette thèse, répondant aux exigences de la norme ISO-5801. On décrit toutes les instrumentations des bancs et les modifications réalisées. On présente également les définitions d'élévation de pression totale et statique d'après la norme. Enfin, on aborde les problèmes posés par la mise en place des moyens de mesure par PIV et par LDV, et les solutions adoptées.

Le quatrième chapitre présente les résultats de mesures dans la configuration de conception. On compare, dans un but de validation, les performances estimées par MFT avec celles mesurées expérimentalement. On analyse également le fonctionnement du rotor aval seul et on montre le gain réalisé grâce à une configuration contrarotative par rapport à un rotor seul et par rapport à un étage rotor-stator.

Le cinquième chapitre traite en détail des effets du rapport des vitesses et de la distance axiale sur l'étage contrarotatif. On présente notamment des effets liés à l'interaction entre les rotors.

Enfin, le dernier chapitre intitulé « Conclusions et perspectives » , on rappelle les résultats obtenus et on présente un nouvel étage contrarotatif avec le même cahier de charges du système étudié mais avec une différente répartition du travail entre les rotors. Ce jeu de rotors constitue la première étape de pré-dimensionnement pour un nouvel étage, prévu dans le cadre d'une seconde thèse poursuivant celle-ci sur le même thème.

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Quelques généralités sur les machines axiales	1
1.2	Paramètres d'optimisation	11
1.3	Machines contrarotatives	18
1.4	Conclusion	25

Ce premier chapitre a pour objectif de situer le contexte de cette étude. Les différents types de machines tournantes sont présentés en premier lieu, et des exemples d'application sont donnés en particulier pour les machines axiales. Les mécanismes physiques et théoriques de transfert d'énergie sont ensuite rappelés. Les principaux paramètres influençant les machines axiales et limitant leur bon fonctionnement sont alors discutés à travers une étude bibliographique de ces paramètres. Enfin, les récentes recherches sur les machines axiales contrarotatives et l'intérêt qu'elles suscitent sont abordées en fin de chapitre.

1.1 Quelques généralités sur les machines axiales

1.1.1 Définition et classification des turbomachines

Les turbomachines sont des machines permettant d'échanger de l'énergie entre un élément tournant, une « roue » ou un « rotor » et un fluide les traversant. Pour le fluide, cela se traduit par un changement de ses propriétés thermodynamiques (pression, température...) et cinétiques. Cette définition très générale ne précise pas le sens d'échange d'énergie ni le type de fluide. On distingue ainsi, d'une part les machines recevant de l'énergie de la part du fluide et produisant de l'énergie mécanique (turbine), et d'autre part celles où le fluide reçoit de l'énergie du rotor (compresseurs, pompes et ventilateurs). Une autre classification permet de distinguer les turbomachines en fonction du fluide utilisé, les plus courants étant l'eau (pompes, hélices de propulsion de bateaux, de sous-marins) ou l'air (ventilateur, compresseurs...) et ce pour des régimes subsoniques (ventilateurs, pompes...) ou transsoniques (compresseurs, turbines...). Autres que le sens d'échange d'énergie ou le type de fluide, leur géométrie et la direction des tubes de courant dans le passage des pales permettent de distinguer les machines axiales des machines mixtes et des machines centrifuges. Enfin, ces machines peuvent être employées en champ libre ou en conduit. Lakshminarayana [2] propose la classification donnée dans la figure 1.1 et rappelle qu'une

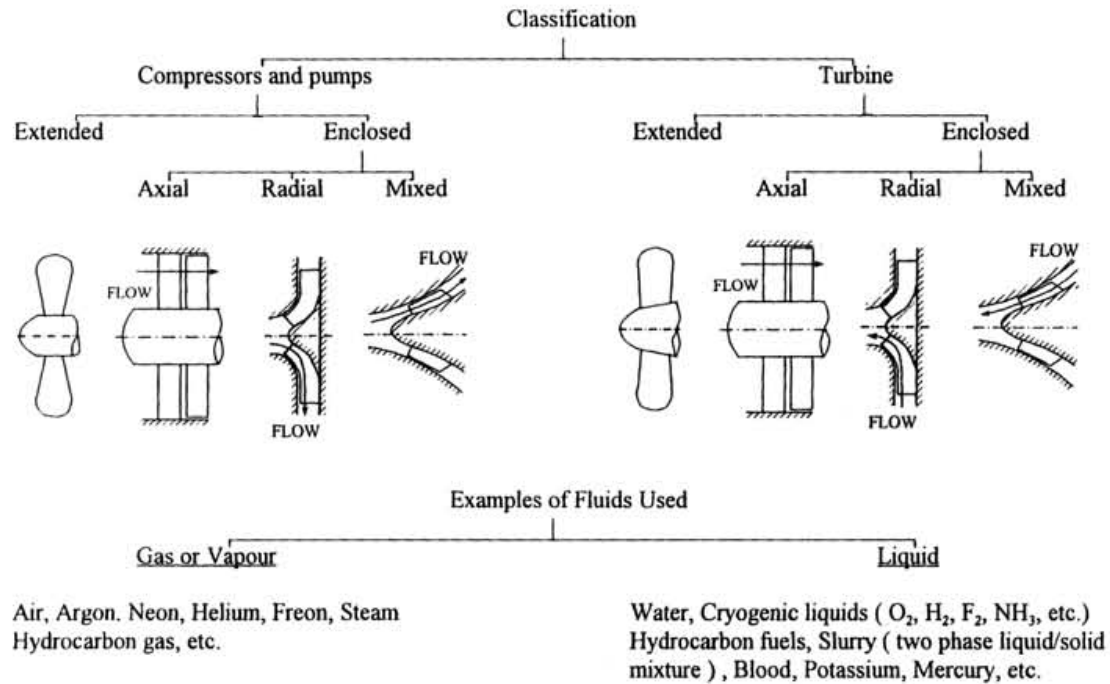


FIGURE 1.1 – Classification des turbomachines, d'après Lakshminarayana [2].

large gamme de fluides peut être employée. Dans le cadre de cette étude, on s'intéresse aux machines axiales de type ventilateur, en conduit, dont le fluide est l'air, en régime subsonique, et où l'hypothèse d'écoulement incompressible reste valide.

1.1.2 Applications dans différents domaines

Les ventilateurs, à la différence des compresseurs, ont pour fonction de réaliser une faible élévation de pression. On parle alors de différence de pression au lieu de rapport de pression (ou de taux de compression) entre l'entrée et la sortie. Ils autorisent de plus des débits élevés comparés aux machines centrifuges. On les trouve dans diverses applications très courantes nécessitant un système de ventilation. Dans le bâtiment, ils sont employés pour renouveler l'air ambiant, assurer la climatisation (réchauffement et refroidissement), réguler le taux d'humidité ou contrôler la pression ambiante ou la concentration en polluant dans des lieux tels que les laboratoires chimiques utilisant des produits potentiellement dangereux. Ces systèmes de ventilation sont également très largement utilisés dans les ouvrages souterrains, mines, tunnels, métro, etc. pour les raisons citées précédemment. La figure 1.2 montre deux exemples d'utilisation dans des applications industrielles souterraines. On les emploie également dans des systèmes de refroidissement (et de séchage) très variés et à différentes échelles (figure 1.3). On les trouve notamment dans les ordinateurs pour réguler et favoriser la circulation d'air, dans l'industrie agricole lors de la phase de séchage de grains, dans l'industrie du verre à la sortie du four, dans les systèmes de refroidissement de moteur de voiture, ou encore, à plus grande échelle des ventilateurs sont utilisés dans les usines de production électriques dans les tours de refroidissement.



FIGURE 1.2 – Ventilateurs utilisés dans les ouvrages souterrains, (www.mtvent.com.au).

Dans certaines de ces applications, il est nécessaire d'avoir une plage de fonctionnement en terme de débits assez large tout en gardant des bonnes performances et hauts rendements. Pour satisfaire ce besoin, il est possible, rotor à l'arrêt, de modifier le calage des pales afin de modifier le point de fonctionnement et garantir le meilleur rendement. Néanmoins, ce système reste peu pratique et ne convient pas à toutes les applications. Des rotors, dits à pas variables comme illustré dans la figure 1.4, permettent de modifier le calage des pales en fonctionnement sans avoir à arrêter la machine et régler le calage au point de fonctionnement souhaité. Ce système est généralement plus coûteux et devient difficile à réaliser mécaniquement pour des ventilateurs de petites tailles. Dans les deux cas, il est clair qu'il existe un réel besoin de machines flexibles, c'est-à-dire capables de fonctionner efficacement sur la plus large plage de fonctionnement possible. On verra au cours de cette étude que les machines contrarotatives peuvent être une solution efficace pour répondre à ce besoin.

1.1.3 Performances globales et point de fonctionnement

Intégré à un circuit aéraulique, le ventilateur s'adapte à ce dernier pour une vitesse donnée. Il est donc indispensable de connaître d'abord la caractéristique du circuit en déterminant la courbe de perte de charge en fonction du débit. Le ventilateur est alors choisi ou conçu de sorte que d'une part, la courbe caractéristique du ventilateur intersecte celle de la perte de charge du circuit au débit souhaité et que d'autre part, le maximum du rendement soit également atteint à ce débit. La figure 1.5 illustre ces propos. On appelle débit nominal celui pour lequel le rendement est maximal. On retiendra de cette figure que les trois paramètres globaux définissant le point de fonctionnement d'un ventilateur

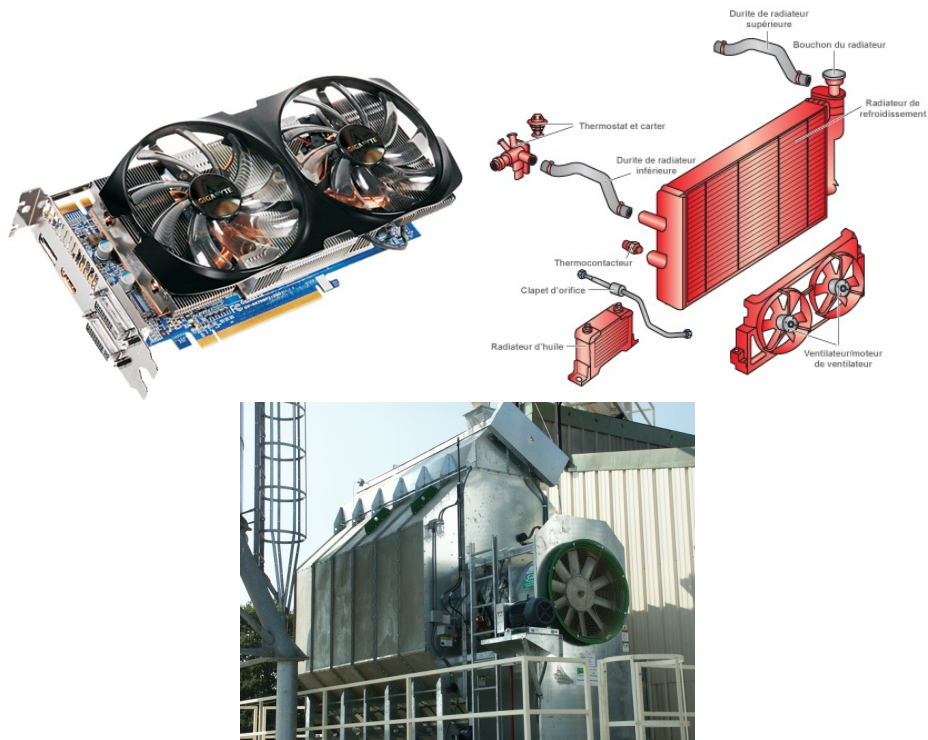


FIGURE 1.3 – Ventilateurs utilisés dans différentes applications :a) refroidissement de carte graphique, b) refroidissement de voiture, c) séchage d'aliments dans l'industrie agricole.



FIGURE 1.4 – Ventilateur à pas variable, (zazzengineering.com).

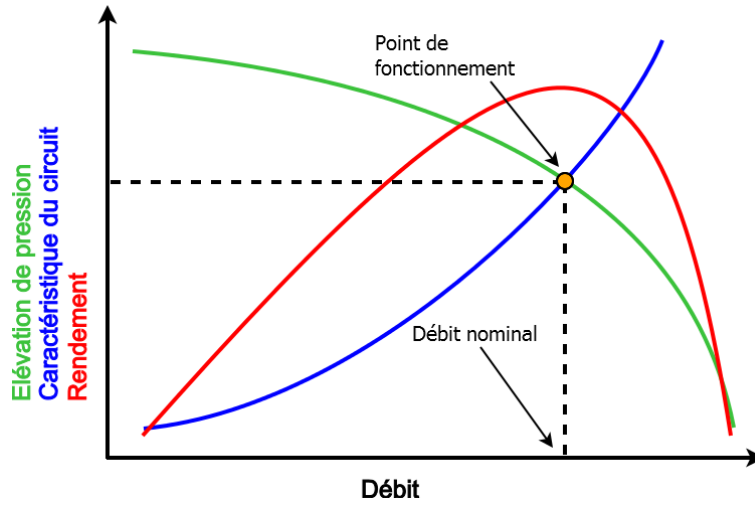


FIGURE 1.5 – Point de fonctionnement d'une turbomachine.

sont le débit Q , l'élévation de pression à ce débit, ΔP et la vitesse de rotation N^1 , pour un fluide de masse volumique ρ . Le concepteur cherchera donc à obtenir le meilleur rendement pour ce point de fonctionnement.

1.1.4 Analyse dimensionnelle et similitude

Une analyse dimensionnelle de ces paramètres globaux, et l'application du théorème Π de Buckingham, permettent de définir à partir de ω , R et ρ , les coefficients adimensionnels suivants :

$$\phi = \frac{Q_v}{\omega R^3} \quad (1.1)$$

$$\psi = \frac{\Delta P / \rho}{\omega^2 R^2} \quad (1.2)$$

$$\hat{P} = \frac{\Delta P Q_v}{\rho \omega^3 R^5} \quad (1.3)$$

avec ψ , ϕ et \hat{P} respectivement les coefficients de pression, de débit et de puissance, et Q_v le débit volumique. Ce triplet de coefficient est unique pour une machine donnée et un nombre de Reynolds donné. On montre par ailleurs, qu'il y a indépendance en nombre de Reynolds de ces coefficients, pour $Re > 2 \cdot 10^5$, défini à partir de la vitesse ω et du rayon R . Le rendement η , est par définition adimensionnel et ne change pas. Ces coefficients permettent de déterminer théoriquement les performances d'une machine fonctionnant à une vitesse différente ou dessinée avec un diamètre différent.

Ces relations permettent d'une part de déterminer si deux machines sont semblables de point de vue de leur performances et dans ce cas les courbes caractéristiques tracées en fonction de ces coefficients se superposent. Et d'autre part, si les machines considérées

1. On notera N pour une vitesse de rotation exprimée en tour par minute (rpm) et ω , en radian par seconde (rad.s^{-1})

sont géométriquement semblables, de calculer les performances – théoriques – pour une autre vitesse ou un autre diamètre.

Deux autres coefficients sont directement obtenus à partir des équations ci-dessus : la vitesse spécifique et le diamètre spécifique :

$$\Omega = \omega \frac{Q_v^{1/2}}{(\Delta P/\rho)^{3/4}} \quad (1.4)$$

$$\Lambda = R \frac{(\Delta P/\rho)^{1/4}}{Q_v^{1/2}} \quad (1.5)$$

Dixon [3], a classé les différents types de pompes en traçant sur un même graphe, figure 1.6, leur caractéristique adimensionnelle. On peut ainsi réaliser un premier choix de type de machine pour une application donnée. On observe sur cette figure que les machines

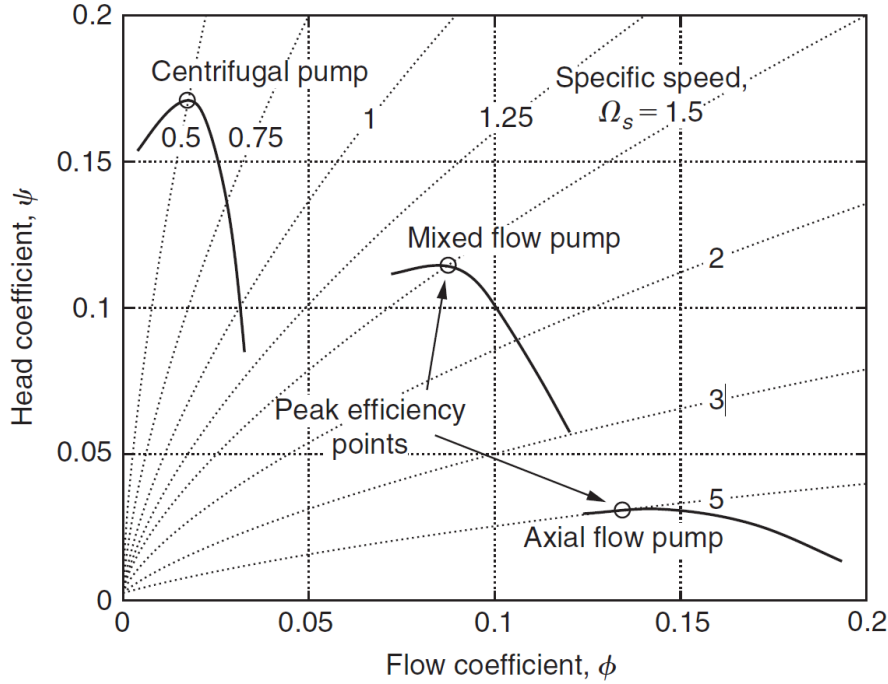


FIGURE 1.6 – Performances et caractéristiques des différents types de machines, [3]. Les coefficients de débit et de pression sont définis par : $\phi = \frac{Q_v}{ND^3/60}$, $\psi = \frac{\Delta P}{\rho(ND/60)^2}$, et $\Omega_s = \Omega$.

axiales sont adaptées pour des applications nécessitant des débits élevés comparées aux autres de types machines.

1.1.5 Description d'un profil d'aile

L'élément principal dans une machine tournante est le rotor et plus particulièrement les pales constituant l'élément mobile. Ces dernières jouent un rôle très important car les performances globales et locales des machines tournantes reposent sur les performances de ces pales et surtout sur la forme de l'écoulement autour de celles-ci. Par exemple,

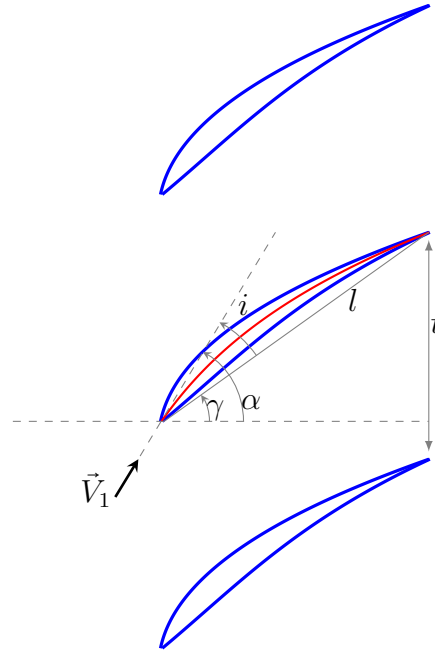


FIGURE 1.7 – Définition d'une grille d'aubes. \vec{V}_1 est le vecteur vitesse de l'écoulement entrant dans la grille. Les angles γ , i et α correspondent respectivement à l'angle de calage, l'angle d'incidence et l'angle d'attaque. c est la corde de la pale et t le pas entre deux pales dans une grille d'aube

un écoulement décollé sur l'extrados induit des pertes et diminue sensiblement les performances de la machine. D'autre part, on définit le régime adapté ou le débit nominal lorsque le rendement est maximal. Or, généralement ceci correspond à un régime avec le moins de perte sur les pales. Ces deux exemples montrent le rôle important que les pales jouent en turbomachine. Traditionnellement, et pour simplifier l'étude, on considère un profil 2D en négligeant les effets de bord.

Ces profils possèdent deux surfaces curvilignes, l'une est convexe, l'« *extrados* » et l'autre est concave, l'« *intrados* », voir Fig 1.7. La ligne droite allant du bord d'attaque au bord de fuite est la « *corde* », notée c . On définit également la ligne de cambrure qui est une ligne moyenne du profil, passant par tous les points se trouvant à mi-chemin entre l'extrados et l'intrados². L'angle d'incidence i , est l'angle que fait la corde avec l'écoulement incident alors que l'« *angle de calage* », noté γ est celui entre la corde et la ligne horizontale. Ce dernier est aussi égal à $\gamma = \alpha - i$, où α est l'angle d'attaque de l'écoulement incident avec une ligne horizontale.

Ces pales, du moins leurs profils, sont largement inspirés de ceux des ailes d'avion. Cependant, à la différence des ailes d'avion, dans le cas d'un compresseur ou d'un ventilateur, plusieurs pales dans une zone réduite interagissent ensemble. C'est pourquoi d'autres travaux de recherche concernant les machines tournantes portent non pas sur une pale isolée mais sur un ensemble de pales juxtaposées. C'est ce qu'on appelle une *cascade* ou une *grille d'aubes*. Dans une grille d'aubes, on définit un nouveau paramètre qu'on ap-

2. On peut définir un profil comme une ligne de cambrure curviligne autour de laquelle on superpose une distribution d'épaisseur du profil de part et d'autre de cette ligne curviligne.

pelle le serrage des profils, $\sigma = \frac{c}{t}$, t étant le pas entre deux profils. Pour une longueur de corde donnée, le serrage indique comment les pales sont positionnées l'une par rapport à l'autre. Une valeur de σ élevée signifie que les pales sont proches. L'écoulement sortant d'une grille serrée suit bien la forme et l'angle des pales mais en contrepartie il y a des pertes importantes dues aux frottement sur les parois des pales. Dans le cas contraire, une valeur de σ faible fait décoller la couche limite plus tôt et augmente les pertes de sillage.

On trouve de nombreuses familles de profils (initialement étudiées pour les ailes d'avion) avec des caractéristiques différentes. On peut citer par exemple les familles de profils de type "The British C serie", "DCA" ou encore celles de type NACA de la série 65, de loin la plus répandue pour les machines axiales. Avant l'apparition des séries NACA, les profils d'aile étaient conçus de manière arbitraire et basés essentiellement sur l'expérience.

Sans rentrer dans les détails des différentes séries NACA qui existent, les premières étaient basées sur des méthodes de construction analytiques et géométriques. Ce n'est qu'à partir de la série 6 qu'on a commencé à considérer une approche théorique basée sur la répartition de pression en plus de l'approche géométrique. Le but recherché était d'éloigner le plus possible le point de décrochage sur l'extrados du profil et donc maximiser la région où l'écoulement reste laminaire. Dans le rapport NACA no.460 où 78 différents profils sont testés [4], les auteurs observent l'importance de deux paramètres, à savoir la cambrure et l'épaisseur du profil. La désignation du profil reprend d'ailleurs ces deux paramètres. Ainsi pour un profil NACA 65(xx)yy, le 6 fait référence à la série 6, le 5 correspond à la position relativement à la corde de la pression minimale sur l'extrados (soit 50% de la corde, généralement à cet endroit on a également l'épaisseur maximale), xx correspond au coefficient de portance à incidence nulle, soit le coefficient de cambrure aérodynamique (multiplié par 10), noté $C_{z_{\infty 0}}$ et enfin yy correspond à l'épaisseur maximale relativement à la corde (en pourcentage).

1.1.6 Mécanisme de transfert d'énergie - Équation d'Euler

Les machines tournantes sont avant tout des machines de transfert et de conversion d'énergie. Dans le cas des ventilateurs, le rotor transfère une certaine quantité d'énergie, aux pertes près, au fluide. Cette énergie mécanique est convertie en énergie de pression et en énergie cinétique mettant en mouvement le fluide et changeant ses propriétés physiques. Soit le volume de contrôle de la figure 1.8 avec des frontières suffisamment loin de la pale pour considérer que les différentes propriétés du fluide soient uniformes. Cette énergie est communiquée au fluide par le couple, $T_\theta = F_\theta \wedge r$ où F_θ est la force tangentielle, dans un repère cylindrique d'axe \vec{z} confondu avec l'axe de rotation du rotor, appliquée par l'élément de la pale du volume de contrôle, sur le fluide. Cette force tangentielle est la seule responsable de l'augmentation du moment angulaire \vec{M} du fluide et par conséquent la vitesse en sortie du volume de contrôle, figure 1.8, est plus grande que la vitesse en entrée : $|v_2| > |v_1|$ car $v_{\theta 2} > v_{\theta 1}$, avec v la vitesse dans le repère absolu. En plus de ce transfert d'énergie au fluide, les pales peuvent être dessinées pour diffuser l'écoulement, de sorte que non seulement on obtient une augmentation de l'énergie cinétique mais également une augmentation de la pression statique. Les équations développées ci-dessous et appliquées au volume de contrôle décrivent ce mécanisme de transfert d'énergie.

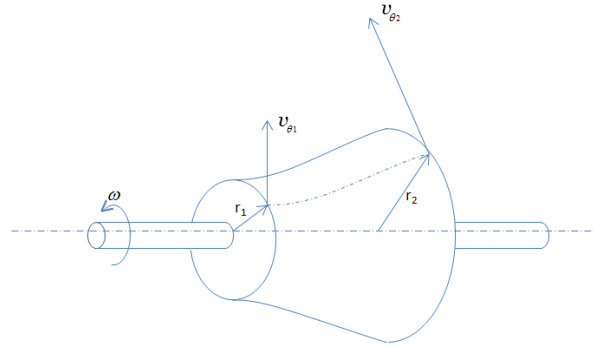


FIGURE 1.8 – Volume de contrôle généralisé d'une turbomachine, cite Dixon 6th.

L'équation de conservation de la masse devient une équation de conservation du débit dans le cas d'un écoulement incompressible et se résume à :

$$\vec{v}_1 \vec{S}_1 = \vec{v}_2 \vec{S}_2 \quad (1.6)$$

En projetant le moment angulaire dans la direction tangentielle, et en négligeant les forces tangentielles aux surfaces de contrôle devant la force F_θ , on obtient la relation suivante :

$$\dot{m}(r_2 v_{\theta 2} - r_1 v_{\theta 1}) = T_\theta \quad (1.7)$$

avec $\dot{m} = \iint_{SC} \rho \vec{v} d\vec{S}$ désignant le débit massique. Soit encore en terme de puissance :

$$\dot{m}(U_2 v_{\theta 2} - U_1 v_{\theta 1}) = T_\theta \omega = \dot{W}_{ext} \quad (1.8)$$

avec $U = r\omega$. Cette relation, appelée relation d'Euler, est vraie pour un volume de contrôle d'épaisseur radiale très faible (2D), permettant de supposer que la vitesse tangentielle n'est pas fonction du rayon. Pour pouvoir l'appliquer de manière générale, il faut intégrer la relation :

$$d\dot{m}(U_2 v_{\theta 2} - U_1 v_{\theta 1}) = d\dot{W}_{ext} \quad (1.9)$$

sur le rayon. Cette relation permet de rappeler deux caractéristiques des turbomachines. Premièrement, le signe du terme \dot{W}_{ext} est positif si le fluide reçoit de l'énergie de la pale, et dans ce cas le fonctionnement est de type compresseur (ou pompe ou ventilateur...). Son signe est négatif si le fluide fournit de l'énergie à la pale et le fonctionnement est de type turbine. Il en est de même pour le signe du terme $U_2 v_{\theta 2} - U_1 v_{\theta 1}$. Deuxièmement, pour une machine axiale, tel que $r_1 = r_2$, le relation se simplifie en factorisant par $U = r\omega$ alors que pour une machine centrifuge, le rayon varie entre l'entrée et la sortie d'un même tube de courant. Ceci montre pourquoi une machine centrifuge permet de réaliser une élévation de pression bien plus importante qu'une machine axiale ($U_2 > U_1$ car $r_2 > r_1$)³.

3. En fait, à partir des triangles de vitesses on peut écrire le terme Uv_θ sous la forme $Uv_\theta = \frac{v^2 - W^2 + U^2}{2}$ avec W la vitesse relative dans le repère du rotor. Ainsi l'équation 1.9 s'écrit alors : $d\dot{m} \left(\frac{U_2^2 - U_1^2}{2} - \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2} \right) = d\dot{W}_{ext}$. Dans un fonctionnement ventilateur, $W_2 < W_1$ (comme dans un diffuseur) et le deuxième terme est positif et représente l'élévation de pression statique. Le troisième terme est également positif et représente l'élévation d'énergie cinétique. Enfin, le premier terme est celui qui différencie principalement une machine axiale d'une machine centrifuge et est théoriquement nul pour une machine axiale.

L'équation d'énergie se simplifie quant à elle en :

$$\dot{m}(E_2 + \frac{P_2}{\rho}) - \dot{m}(E_1 + \frac{P_1}{\rho}) = \dot{W}_{ext} \quad (1.10)$$

soit encore, en introduisant l'enthalpie $h = u + \frac{P}{\rho}$, et en négligeant l'énergie potentielle $E_p = g(z_s - z_e)$ devant les autres termes :

$$\dot{m}(h_s + \frac{v_s^2}{2}) - (h_e + \frac{v_e^2}{2}) = \dot{W}_{ext} \quad (1.11)$$

$$\dot{m}(\frac{P_s}{\rho} + \frac{v_s^2}{2}) - (\frac{P_e}{\rho} + \frac{v_e^2}{2}) = \dot{W}_{ext} \quad (1.12)$$

Le terme $\frac{\dot{W}}{\dot{m}}$ représente le travail spécifique. L'équation 1.11 s'applique pour un écoulement compressible alors que l'équation 1.12 s'applique pour un écoulement incompressible.

En combinant les équations 1.12 et 1.8, et en définissant l'enthalpie d'arrêt, $h_0 = h + \frac{v^2}{2}$, on aboutit finalement à l'équation d'Euler pour les pompes et ventilateurs :

$$h_{02} - h_{01} = (U_2 v_{\theta 2} - U_1 v_{\theta 1}) \quad (1.13)$$

$$\Delta h_0 = \Delta(U v_\theta) \quad (1.14)$$

Pour un fluide incompressible, la relation exprimée sous forme d'élévation de pression totale (pression d'arrêt) se simplifie en :

$$(P_{02} - P_{01}) = \rho(U_2 v_{\theta 2} - U_1 v_{\theta 1}) \quad (1.15)$$

$$\Delta P_0 = \rho \Delta(U v_\theta) \quad (1.16)$$

Ces relations montrent que l'élévation (ou une diminution dans le cas d'une turbine) d'enthalpie est directement proportionnelle, à la fois à la vitesse de rotation et à la variation de la vitesse tangentielle et que dans le mécanisme de transfert d'énergie, elles jouent un rôle principal. Enfin, à partir des triangles de vitesses on montre que $v_\theta = v_a \tan \alpha$, et donc la variation de la vitesse tangentielle entre l'entrée et la sortie du rotor est directement liée à la déviation angulaire de l'écoulement à travers le rotor.

1.1.7 Pertes et rendement

Une autre notion très importante dans le transfert d'énergie est celle de rendement. En effet, jusqu'à présent les pertes n'ont pas été abordées pour des raisons de simplification mais néanmoins elles existent et de nombreux travaux, par exemple ceux de Rey [5] et de [6] ont permis de les modéliser. Tout l'art du concepteur de turbomachines est de dessiner une machine atteignant le bon point de fonctionnement avec le minimum de pertes. Dans le cadre de cette étude, on s'intéresse seulement au rendement hydraulique pour un fluide incompressible. Celui-ci est défini comme le rapport de la puissance utile fournie au fluide sur la puissance utile mécanique au rotor :

$$\eta = \frac{\dot{m} \Delta h}{\dot{W}_{rotor}} \quad (1.17)$$

Les définitions des rendements total et statique utilisées ici sont celles de la norme ISO 5801 [7] et seront détaillées dans le chapitre 3. D'autres définitions de rendement pour les différents types de turbomachines sont plus détaillées dans les ouvrages spécialisés tels que [2, 3].

1.2 Limitation des paramètres d'optimisation courants en turbomachines

Le besoin en machines de plus en plus performantes, consommant moins d'énergie tout en étant silencieuses ne se limite pas seulement, pour ne citer que cet exemple, aux moteurs d'avion, sur lesquels un très grand nombre de chercheurs et d'industriels se sont penchés dernièrement [8–18] avec l'objectif double d'améliorer les performances et réduire le bruit. Certes, pour ces très grandes machines l'amélioration des performances et la réduction de consommation sont bien plus appréciables et les enjeux économiques sont à la hauteur des investissements des motoristes et concepteurs. Cependant, le nombre d'applications employant des machines tournantes de plus petites tailles est bien plus important et par conséquent, une amélioration des performances pourrait avoir un impact énergétique et environnemental tout aussi grand. Heureusement, les travaux de recherche concernant ces machines utilisées dans des applications courantes et quotidiennes ont permis beaucoup d'améliorations dans ce domaine. Comme il sera présenté dans cette étude bibliographique, de nombreux travaux de recherches se sont consacrés à l'étude de l'écoulement tri-dimensionnel dans le passage de pale afin d'améliorer et d'optimiser la conception en s'intéressant à l'influence de certains paramètres clés tels que :

- le jeu radial,
- le rôle du carénage,
- l'empilement des pales – axial et azimutal –,
- l'épaisseur des pales,
- le chargement des pales,
- etc.

1.2.1 Nature de l'écoulement 3D et instationnaire dans un passage

On s'intéresse de plus en plus à l'écoulement dans le passage entre deux pales et aux instationnarités causant des pertes non négligeables et empêchant le ventilateur d'atteindre le point de fonctionnement désiré. Pour réduire l'effet du jeu radial Yen et Lin [19] avaient proposé en plus du carénage l'utilisation de « winglets » afin d'améliorer les performances tout en apportant une meilleure stabilité. Eduardo *et al.* [20] avaient constaté que le « tip blockage » joue un rôle majeur dans l'apparition du phénomène de décrochage. Sandra *et al.* [21] se sont intéressés à l'influence du calage sur les phénomènes instationnaires dans les rotors axiaux. En réalisant des mesures en entrée et en sortie du ventilateur, il a été constaté que les instationnarités avaient lieu surtout au pied et en périphérie de la pale. Ravindranath et Lakshminarayana [22] ont étudié le sillage de pale et la détérioration de la vitesse et la variation rapide de l'épaisseur du sillage. Du *et al.* [23] ont montré l'existence d'un tourbillon se détachant de l'extrados et tournant en sens contraire par des mesures PIV. Lee *et al.* [24] ont confirmé ces phénomènes en précisant en plus que ce tourbillon se détache du bord de fuite de la pale. Shimada *et al.* [25] ont étudié l'effet du carénage et montré la diminution de l'effet de l'extrémité de la pale avec de meilleures performances et moins de bruit. Stinnes et von Backström [26] se sont intéressés à l'influence de la direction l'écoulement entrant et leur étude montre que

jusqu'à 45°, l'élévation de pression est indépendante de l'angle d'entrée. Enfin on peut citer Mizuno et Kikuchi [27], qui ont comparé l'effet d'un cône placé au pied de la pale pour diminuer les perturbations que subit l'écoulement dans cette région.

Ces exemples montrent qu'il existe un grand nombre de paramètres et effets tridimensionnels jouant un rôle important dans les écoulements internes d'une machine tournante et qu'un grand nombre de chercheurs se sont consacrés à leurs effets. Il ressort également de ces études que beaucoup de ces paramètres améliorent certes les performances de la machine mais souvent déplacent également le point de conception de départ. Il est donc important d'en tenir compte et d'essayer de les intégrer à la méthode de conception. Dans les paragraphes suivants, on abordera plus en détail certains de ces paramètres ayant un rôle majeur sur les performances globales.

1.2.2 Jeu radial

Le jeu radial constitue une source de perte et de perturbation relativement importante dans les machines de type compresseur, à cause d'un « débit de fuite » apparaissant dans cette région de la pale à cause de la différence de pression entre l'intrados et l'extrados et circulant dans cette région. En conséquence, le chargement des pales est impacté par ce débit. Dans un cas idéal et simplifié pour un écoulement incompressible, on peut estimer ce débit de fuite par la simple relation suivante [2] :

$$Q_{fuite} = \sqrt{\frac{2(P_{s-e} - P_{s-i})}{\rho}} S \quad (1.18)$$

où P_{s-i} et P_{s-e} désignent la pression statique en périphérie de pale à l'intrados et à l'extrados, et S la surface traversée par le débit de fuite. Il en résulte des tourbillons et des instabilités de fuite (comme illustré dans la figure 1.9) conduisant à diminuer l'efficacité de la pale à son extrémité et par conséquent à diminuer les performances globales du rotor. Peacock [28] a synthétisé les résultats les plus significatifs concernant l'effet du jeu radial dans les turbomachines en examinant les travaux de recherches effectués sur différentes machines (ventilateurs, compresseurs, pompes...) et par différents chercheurs. Une des premières études concernant le jeu radial a été réalisée par Ruden [29], en 1944 sur un ventilateur axial mono-étagé. Ces résultats montrent une tendance de baisse linéaire du rendement – de 1 à 4% – et des performances en augmentant le jeu radial – de 0.2 à 1.2% par rapport au diamètre du ventilateur –. Rains remarque les mêmes tendances que Ruden mais sur une pompe axiale à trois étages. Williams, qui a repris les travaux de Rains, a montré à partir de mesures de la composante axiale le long de la pale, que l'effet du jeu radial se ressent sur 25% de la partie extérieure de celle-ci, en particulier pour des débits inférieurs à celui du débit nominal. Hutton quant à lui a observé un changement du profil de vitesse sur toute la hauteur de la pale du ventilateur testé, avec une diminution linéaire des performances. Cependant, ses résultats montrent l'existence d'un jeu radial optimum pour lequel le rendement atteint une valeur maximale. Il note également deux effets positifs en augmentant le jeu : une amélioration de la stabilité de la machine pour des coefficients de débit élevés et également une suppression de l'effet d'hystérésis. D'autres travaux de recherches cités également par Peacock [28], semblent montrer l'existence d'une valeur optimale pour le jeu radial bénéfique pour le fonctionnement de la machine.

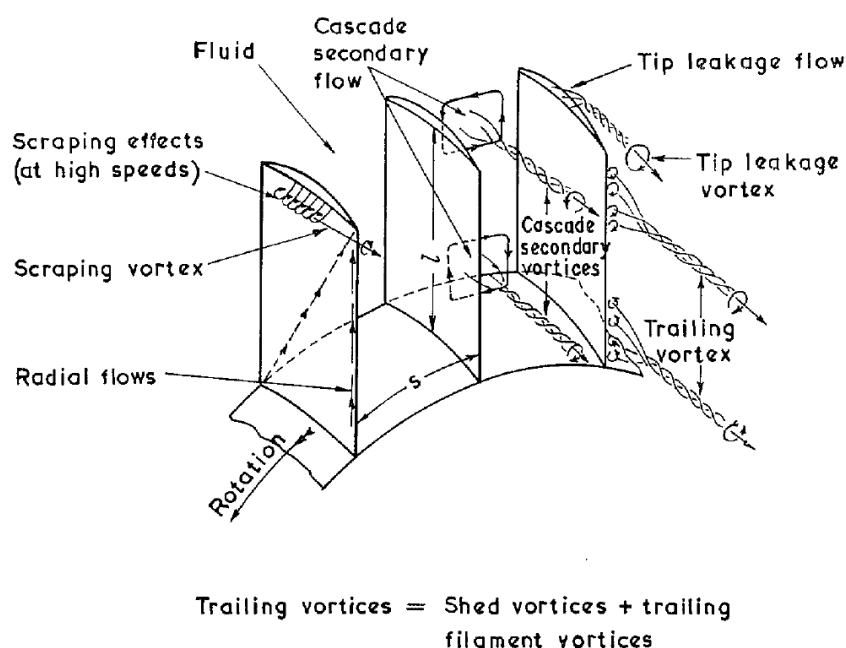


FIGURE 1.9 – *Écoulement secondaire dans un passage de pales*, [2].

Plus récemment, Xu *et al.* [30] ont réalisé une étude numérique sur l'influence du jeu radial sur un système de rotors contrarotatifs. Encore une fois, le rendement semble décroître (de 2.7%) linéairement en augmentant le jeu radial de (1% relativement à la hauteur de la pale) confirmant les précédentes études. La comparaison des profils du coefficient de pression montre une nette tendance de l'augmentation des pertes à la périphérie de la pale. Ceci est encore plus remarquable pour le second rotor rendant son rendement encore plus bas. En analysant les profils d'angle d'incidence, l'étude montre qu'en augmentant le jeu radial, les performances diminuent pour le rotor amont et par conséquent les performances baissent pour le rotor aval et que ce dernier est plus sensible au jeu radial. Une analyse fine dans la région du jeu radial montre qu'une grande partie de la pale ne travaille plus et ceci à cause d'un débit de fuite qui fait que la pression à l'extrados devient supérieure à celle de l'intrados. L'augmentation du jeu radial augmente ce phénomène. D'après cette simulation, la couche limite à la périphérie de la pale crée un blocage forçant l'écoulement au bord d'attaque à se détacher créant un tourbillon induisant des pertes. Ceci est de nouveau amplifié sur le rotor aval ayant des pales avec des gradients de pression plus importants entre l'intrados et l'extrados.

Zhang *et al.* [31] mettent l'accent sur l'aspect instationnaire et périodique des fluctuations de l'écoulement dans le jeu radial dans un compresseur, induisant une propagation d'instabilités tournantes. Leurs résultats de simulation montrent des structures changeant de taille dans le temps, à une fréquence environ deux fois plus faible que celle du rotor, en allant de l'extrados vers l'intrados de la pale puis qui interagissent avec le jeu radial de la pale suivante. Ces structures sont amplifiées en augmentant le chargement des pales en débit partiel. Mailach *et al.* [32] confirment ces résultats avec une étude expérimentale au moyen de mesures de fluctuations de pression pariétale et de LDV proche du débit de décrochage. L'intensité des fluctuations est d'autant plus importante que la différence

de pression entre l'intrados et l'extrados est grande. Ces instabilités tournantes sont à l'origine d'une amplification du bruit dans le jeu radial. Elles apparaissent à partir d'une certaine valeur du jeu radial et pour différentes vitesses de rotation.

Ces structures deviennent stationnaires pour des débits élevés, c'est-à-dire pour des faibles coefficients de pression. L'influence de la taille du jeu radial est également étudiée et montre que l'intensité des structures instationnaires augmente de manière significative en augmentant la taille du jeu radial. D'autre part, la taille du jeu radial a une influence directe sur l'apparition du décrochage du compresseur et le fait apparaître plus rapidement.

1.2.3 L'empilement azimuthal

Toujours dans le but d'améliorer les performances aéro-acoustiques des ventilateurs, des chercheurs ont étudié l'effet de l'empilement azimuthal⁴, où les pales sont inclinées dans la direction tangentielle en proposant trois configurations (figure 1.10) : empilement radial (Rad), empilement dans le sens de rotation (+) et empilement dans le sens contraire de rotation (-). Les travaux de recherches menés sur le sujet montrent des modifications des performances aérodynamiques et acoustiques. En réalité, l'amélioration ou la dété-

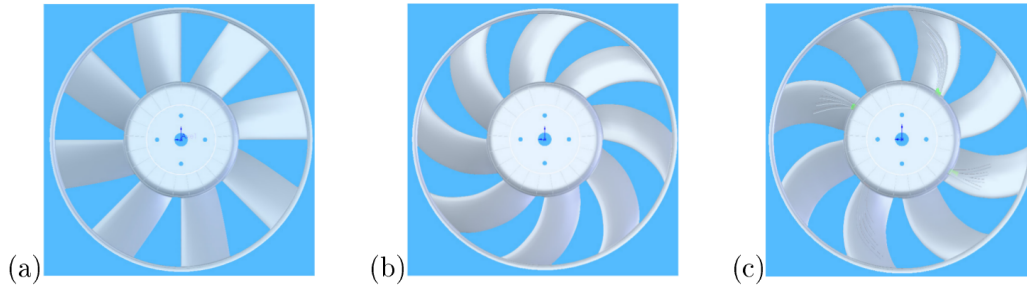


FIGURE 1.10 – Différents types d'empilement : a) radial, b) dans le sens de rotation du ventilateur (+) et c) dans le sens contraire de rotation du ventilateur (-). Le ventilateur tourne dans le sens horaire, [33].

rioration des performances n'est pas clairement mise en évidence et des études montrent des aspects contradictoires. Hurault *et al.* [33], concluent à partir de résultats expérimentaux et numériques, que dans le cas d'un ventilateur axial tournant à faibles vitesses les empilements (+) et (-) font diminuer le rendement global d'environ 15% par rapport au cas de référence que constitue l'empilement (Rad). La même tendance est constatée par Kergourlay *et al.* [34] ainsi que par Vad *et al.* [35] concernant l'empilement (+). De plus, la modification de l'empilement semble déplacer la position du débit nominal. Les résultats de Hurault *et al.* [33] montrent que dans le cas de l'empilement (+), le débit nominal s'est déplacé de 12% vers les bas-débits avec une diminution nette des performances globales (entre 25 et 30% sur toute la plage de fonctionnement). Kergourlay *et al.*

4. ou « skewness » en anglais. On trouve également dans certains articles le terme « sweep » pour désigner le même empilement ce qui peut porter à confusion. Pour éviter toute confusion possible, et conformément à la majorité des articles traitant de ces deux paramètres, on appelle « skewness » un empilement azimuthal et « sweep » un empilement axial.

[34] constate également un déplacement du débit nominal, de 5% seulement, vers de plus faibles débits. Hurault *et al.* [33] observe la même tendance pour l'empilement (-) mais vers les haut-débits. De plus, pour ce dernier on remarque que les performances globales sont au contraire légèrement augmentées sur une bonne partie de la plage de débit testée. Toutefois, ces résultats ne sont pas généralisables et ne semblent pas concorder avec d'autres mesures du même auteur [36] réalisées avec des ventilateurs dont les pales sont plus chargées.

Du point de vue acoustique, l'empilement permet de réduire efficacement le bruit engendré comme le montre Kergourlay *et al.* [34]. Cette étude conclut que l'empilement (-) augmente sensiblement le bruit de raies (+10dB) alors que l'empilement (+) semble donner les meilleures performances acoustiques parmi les trois. On fait la même conclusion concernant le bruit global en champ lointain. Les mauvais résultats du ventilateur (-) sont expliqués par un écoulement très « chaotique » et moins structuré. De plus, les faibles valeurs des composantes du tenseur de Reynolds des vitesses indiquent que le ventilateur à empilement (+) est celui qui donne les meilleures performances acoustiques bien qu'une légère diminution du rendement est constatée. La figure 1.11 montre les modifications de performances aéro-acoustiques. Li *et al.* [37] arrivent à des conclusions analogues concer-

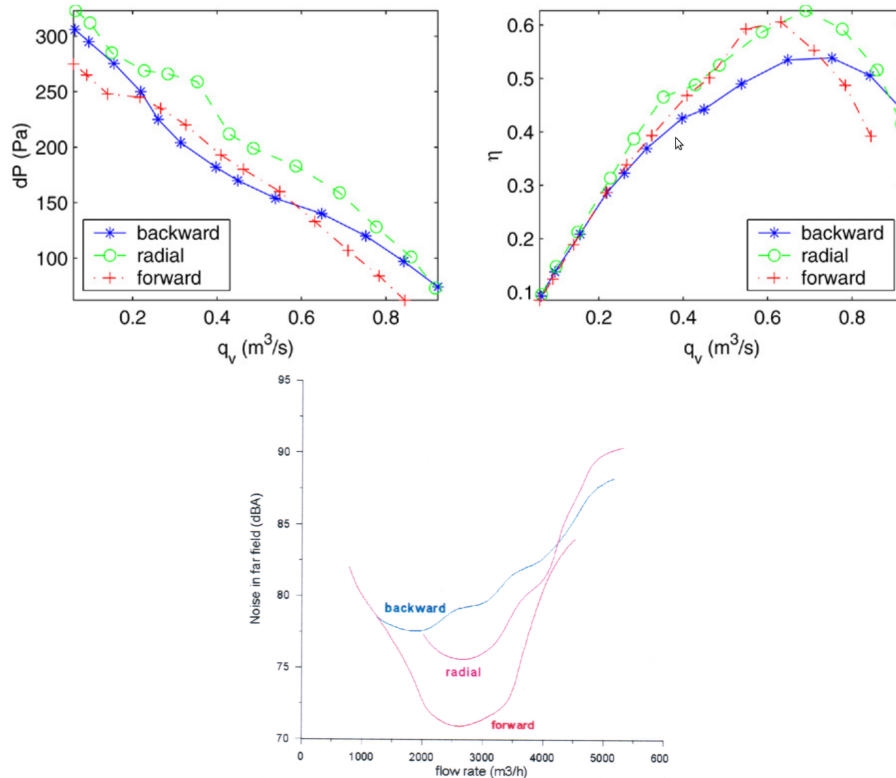


FIGURE 1.11 – Performances aérodynamiques (haut) et acoustiques (bas) pour les trois configurations, [34].

nant l'amélioration des performances aérodynamiques apportées par l'empilement (+).

De plus, ils calculent la plage de fonctionnement stable du ventilateur, Δ définie par :

$$\Delta = \frac{Q_{nom} - Q_{min}}{Q_{min}} \quad (1.19)$$

avec Q_{nom} débit nominal et Q_{min} le débit pour lequel le phénomène de décrochage apparaît. Il met en évidence que la plage de fonctionnement stable pour le ventilateur (+) est 25% plus grande par rapport au ventilateur (Rad) et 50% par rapport au cas (-). Ainsi ils concluent que l'empilement (+) permet de retarder l'apparition de décrochage. En analysant le coefficient de perte de pression totale, le ventilateur à empilement (+) est celui dont les pertes sont les plus faibles au niveau du pied de la pale. La tendance est inversée en milieu de pale et ceci est dû d'après les auteurs à un chargement des pales plus élevé en milieu de pale pour le ventilateur (+) (la composante radiale des forces volumiques est plus importante en périphérie de pale et par conséquent l'écoulement a tendance à se diriger vers le milieu de la pale). Les profils de vitesse pour les trois cas ont montré notamment de fortes fluctuations de la vitesse tangentielle pour le rotor (-) alors que pour le rotor (+), le profil de vitesse tangentielle est beaucoup plus « lisse ». Ces instationarités ont un impact direct sur le bruit généré et apportent un élément de réponse pour la réduction de bruit observée pour les ventilateur (+).

Les essais menés par Cai *et al.* [38], montrent en revanche des résultats bien meilleurs pour un empilement (+) en terme d'élévation de pression (+13%), de plage de débit (+5%), de rendement (+3%) et également en terme de performances acoustiques (-2 à -4 dB). Cai *et al.* [38] s'intéressent de plus à la zone de décrochage où de nouveau l'empilement (+) permet de meilleures performances aérodynamiques et acoustiques en élargissant la zone de fonctionnement stable.

1.2.4 Empilement axial

Autre que l'empilement azimutal, on trouve également un autre type d'empilement, appelé empilement axial (figure 1.12) où les pales sont inclinées vers l'avant (Av) ou vers l'arrière (Ar) dans un plan méridional, modifiant le chargement de la pale. Dans le cas d'un empilement (Ar), au niveau du moyeu et au bord d'attaque, le chargement diminue rapidement dans la direction radiale étant donné que la pale est orientée vers l'arrière et le gradient de pression disparaît. En revanche, au niveau du moyeu et au bord de fuite, le gradient de pression et le chargement induisent des forces centrifuges et un déplacement de fluide, qui s'accumule en périphérie de pale au niveau du bord d'attaque, augmentant ainsi les pertes. Dans le cas d'un empilement (Av), le phénomène opposé se produit et le chargement des pales est réduit en périphérie au niveau du bord d'attaque, améliorant les performances de la pale dans cette région et diminuant le débit de fuite. Cet empilement a des avantages similaires à l'empilement azimutal en retardant l'apparition de décrochage. En effet, dans cette plage de fonctionnement instable, dans le cas d'un empilement radial le fluide à la surface des pales possède une faible énergie et est très influençable par les forces centrifuges induites par la vitesse de rotation du ventilateur. Sous l'effet de ces forces, les couches limites se déplacent et s'accumulent en périphérie de la pale causant un détachement et une zone de séparation. En revanche, dans un empilement vers l'avant, l'accumulation en périphérie de pale est considérablement réduite [39, 40]. Cet empilement redistribue l'écoulement de sorte que les pertes causées par

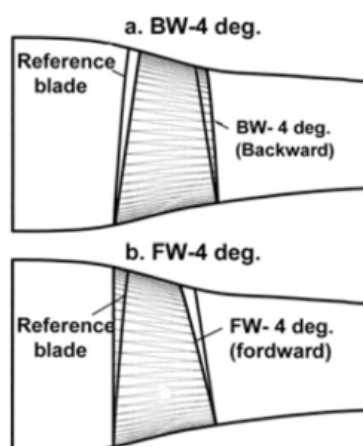


FIGURE 1.12 – Définition de l'empilement vers l'arrière a) et vers l'avant b) par rapport à une position de référence. Le sens de l'écoulement est de gauche à droite.

l'écoulement secondaire diminuent tout en réduisant le chargement des pales en périphérie en terme de coefficient de pression statique [41–43]. Des études concernant les ventilateurs mais également les compresseurs montrent que généralement l'empilement (Av) a un effet positif sur les pertes en périphérie de pale et diminue les pertes par chocs en régime transsonique [44–46].

1.2.5 Épaisseur de pale

On trouve très peu de travaux de recherche sur l'effet de l'épaisseur de pale sur les performances d'une turbomachine. Carter [47] préconise une épaisseur de pale ne dépassant pas 12% relativement à la corde au risque d'une diminution importante des performances. Sarraf *et al.* [48] ont réalisé une étude sur des profils 2D NACA d'épaisseur 15%, 25% et 35% et les ont comparé avec un profil d'épaisseur 10%. Les résultats montrent qu'en augmentant l'épaisseur de la pale les coefficients de portance diminuent d'une part et que d'autre part le phénomène de décrochage est retardé.

Une autre étude réalisée par Sarraf *et al.* [49] plus détaillée portant sur des ventilateurs axiaux possédant un empilement azimutal a mis en évidence un certain nombre de points intéressants. La motivation de cette étude était de remplacer le procédé actuel d'injection plastique pour la fabrication de ventilateurs par celui de roto-moulage. Ce dernier plus avantageux économiquement, ne permet pas d'obtenir des pales aussi fines qu'en injection plastique d'où la nécessité d'étudier l'effet d'épaisseur de pale sur deux ventilateurs strictement identiques excepté leur épaisseur de pale : 4% et 15% d'épaisseur maximale pour le ventilateur à pale fine et pour le ventilateur à pale épaisse, respectivement.

Du point de vue des performances globales, voir annexe A, l'étude a montré les points suivants. La pente de la courbe de performance est plus élevée pour le rotor à pale fine, indiquant une stabilité légèrement améliorée en particulier en débit partiel. L'élévation de pression pour le ventilateur à pales épaisses est plus faible que celle à pales fines sauf en débit partiel et surtout le maximum de rendement est plus faible et décalé vers les bas débits par rapport au ventilateur à pales fines. Celui à pales épaisses engendre plus de

pertes ce qui est en concordance avec [48].

Les profils de vitesses en aval du ventilateur ont montré que le ventilateur à pales épaisses permet de diminuer la centrifugation de l'écoulement par rapport au ventilateur à pales fines présentant une composante radiale non négligeable en configuration champ libre. La composante tangentielle se diffuse plus lentement pour le ventilateur à pales épaisses ce qui pourrait être favorable pour l'utilisation d'un stator en aval conçu en prenant en compte les vitesses tangentielles en sortie du ventilateur. Enfin, les fluctuations de pression pariétale mettent en évidence un écoulement nettement moins structuré pour le rotor à pales épaisses mais en contrepartie, l'analyse FFT du signal montre un signal avec plus d'harmoniques et une diminution du bruit blanc.

1.3 Améliorations apportées par une machine contrarotative

On voit bien que ce qui rend difficile la conception des turbomachines est le nombre de facteurs et de paramètres influençant leurs performances. Toutefois, ces machines atteignent leurs limites en terme de performances à la fois aérodynamiques et acoustiques pour les demandes actuelles. Les machines axiales contrarotatives peuvent dans certaines situations répondre parfaitement aux nouvelles demandes. Cependant, la proximité des ventilateurs et leur interaction rendent leur conception plus difficile et nécessite une meilleure compréhension de l'écoulement inter-rotors. Dans ce paragraphe, on poursuit l'étude bibliographique en se concentrant en particulier sur les travaux de recherches portant sur ces machines.

1.3.1 Rôle du rotor aval

Un système contrarotatif est composé de deux rotors relativement proches et tournant en sens contraire. Le rotor amont réalise une certaine élévation de pression tout en mettant en mouvement l'écoulement. Cette élévation de pression se fait nécessairement grâce à une déflexion (changement d'angle) subie par l'écoulement et imposée par la forme des pales et la vitesse de rotation du ventilateur. Avec un écoulement amont souvent supposé axial, l'écoulement sortant du rotor amont possède une composante tangentielle qui n'apparaît finalement ni dans l'élévation de pression statique ni dans le débit. Cette composante tangentielle, si elle n'est pas récupérée, est perdue et pour remédier à ce problème on peut utiliser un stator pour redresser l'écoulement⁵. Par ailleurs, si l'énergie fournie par un ventilateur n'est toujours pas suffisante, il est possible d'augmenter la vitesse de rotation –plus de bruit et diminution du rendement– ou augmenter le diamètre – problème d'encombrement–. En revanche, en plaçant un second rotor tournant en sens contraire et adapté au premier, il devient possible [50] :

- de diminuer les pertes en redressant l'écoulement sortant du rotor amont⁶,
- de fournir une énergie supplémentaire,

5. L'énergie dynamique relative à la vitesse tangentielle est transformée en énergie statique augmentant ainsi l'élévation de pression statique.

6. Tout rotor peut être considéré comme un stator dans son repère tournant.

- de redresser, en théorie, complètement l'écoulement sortant du rotor aval de sorte qu'il n'y ait plus de composante tangentielle.

Cet arrangement de deux rotors offre plusieurs avantages par rapport aux systèmes traditionnels :

- moins encombrant qu'un système à deux étages en série composé de deux rotors et de deux stators,
- permet de diminuer le diamètre pour le même point de fonctionnement, tout en gardant la même vitesse comparé à un rotor seul (voir la figure 1.13 et le tableau 4.3),
- permet de réduire la vitesse de rotation pour le même point de fonctionnement et le même diamètre comparé à un rotor seul et donc a priori, moins bruyant,
- permet d'augmenter les performances pour un débit, un diamètre et une vitesse de rotation donnés, comparé à un rotor seul,
- permet d'avoir des degrés de liberté supplémentaires tel que les vitesses de rotation des ventilateurs, la distance axiale inter-rotors, etc.

Ces atouts ont motivé un certain nombre de chercheurs et d'industriels à étudier plus en détail les rotors contrarotatifs qui présentent malgré tout certains inconvénients. D'abord, et bien que ce point ne sera pas traité dans ce travail de recherche, du point de vue mécanique il faut souligner tout de même la complexité de la réalisation du mouvement contrarotatif des deux rotors : faut-il utiliser deux moteurs, ou un moteur avec un système d'engrenage avec deux arbres coaxiaux... Du point de vue aérodynamique et acoustique, l'interaction des deux rotors engendre des vibrations, des fluctuations et autres phénomènes instationnaires augmentant de ce fait le bruit[50]. Il est donc nécessaire de bien comprendre ces mécanismes d'interaction et trouver un bon compromis entre les performances aérodynamiques et acoustiques.

1.3.2 Récentes recherches sur les machines contrarotatives

Shigemitsu et al. [50–55], ont étudié dans différentes configurations des pompes et des ventilateurs axiaux contrarotatifs. Ils montrent à partir de l'équation d'Euler que la caractéristique d'un système contrarotatif possède une pente négative plus forte et par conséquent est plus stable qu'un rotor ou un étage rotor-stator équivalent. En effet, considérant l'équation 1.16 avec un écoulement entrant purement axial, on peut écrire pour un étage rotor-stator :

$$\Delta P_{RS} = \rho U_1 v_{\theta 2R1} \quad (1.20)$$

A partir des triangles de vitesses, on peut également écrire :

$$\tan \beta_{2R1} = \frac{U_R - v_{\theta 2RS}}{v_a} \quad (1.21)$$

Combinant ces deux équations et reliant la vitesse axiale v_a (supposée constante à travers tout l'étage mais fonction du rayon) au débit volumique Q_v par $Q_v = v_a S$, avec S la surface d'une section cylindrique, on peut écrire finalement pour un système rotor-stator

la relation suivante :

$$\Delta P_{RS}(Q_v) = \rho \omega_{RS}^2 R_{RS}^2 \left(1 - \frac{Q_v}{\omega_{RS} \pi R_{RS}^3} \tan \beta_{2RS} \right) \quad (1.22)$$

Dans le cas d'un étage contrarotatif, on a :

$$\begin{aligned} \Delta P_{RR} &= \Delta P_1 + \Delta P_2 \\ &= \rho U_{R1} v_{\theta 2R1} + \rho U_{R2} (v_{\theta 2R2} - v_{\theta 1R2}) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Considérant le cas simplifié où les deux rotors tournent à la même vitesse (mais en sens opposé) et à partir des triangles de vitesses, on peut écrire :

$$\begin{cases} U_{R2} &= -U_{R1} \\ v_{\theta 2R1} &= U_{R1} - v_a \tan \beta_{2R1} \\ v_{\theta 1R2} &= v_{\theta 2R1} \\ v_{\theta 2R2} &= U_{R2} - v_a \tan(-\beta_{2R2}) \\ &= -U_{R1} + v_a \tan \beta_{2R2} \end{cases} \quad (1.24)$$

L'équation 1.23 s'écrit alors après toutes simplifications faites :

$$\Delta P_{RR}(Q_v) = 3 \rho \omega_{RR}^2 R_{RR}^2 \left(1 - \frac{Q_v}{\omega_{RR} \pi R_{RR}^3} \left(\frac{2 \tan \beta_{2R1}}{3} + \frac{\tan \beta_{2R2}}{3} \right) \right) \quad (1.25)$$

Les équations 1.22 et 1.25 sont de la forme $y = ax + b$ et dans le cas de rotors contrarotatifs la valeur absolue du coefficient directeur a est plus grande que celle pour un étage rotor-stator. Ainsi Shigemitsu *et al.* [51] montrent qu'une machine contrarotative est par définition plus stable qu'une machine conventionnelle. Par ailleurs, en écrivant l'équation 1.25 sous la forme suivante :

$$\Delta P_{RR}(Q_v) = \rho \omega_{RS}^2 R_{RS}^2 \left\{ 3 \frac{R_{RR}^2 \omega_{RR}^2}{R_{RS}^2 \omega_{RS}^2} \left[1 - \frac{Q_v}{\omega_{RR} \pi R_{RR}^3} \left(\frac{2 \tan \beta_{2R1}}{3} + \frac{\tan \beta_{2R2}}{3} \right) \right] \right\} \quad (1.26)$$

et en imposant la condition $\Delta P_{RS} = \Delta P_{RR}$ au débit nominal, ils obtiennent les deux relations suivantes :

$$\begin{cases} \left(\frac{R_{RR}}{R_{RS}} \right) \left(\frac{\omega_{RR}}{\omega_{RS}} \right) = \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \left(\frac{R_{RR}}{R_{RS}} \right)^2 \left(\frac{2 \tan \beta_{2R1}}{3 \tan \beta_{2RS}} + \frac{\tan \beta_{2R2}}{3 \tan \beta_{2RS}} \right) = \frac{1}{\sqrt{3}} \end{cases} \quad (1.27)$$

Alors que pour deux étages rotor-stator avec les caractéristiques (ω_{RS1}, R_{RS1}) pour le premier et (ω_{RS2}, R_{RS2}) pour le second, ils obtiennent relations équivalentes suivantes :

$$\begin{cases} \left(\frac{R_{RS1}}{R_{RS2}} \right) \left(\frac{\omega_{RS1}}{\omega_{RS2}} \right) = 1 \\ \left(\frac{R_{RS1}}{R_{RS2}} \right)^2 \left(\frac{\tan \beta_{2RS1}}{\tan \beta_{2RS2}} \right) = 1 \end{cases} \quad (1.28)$$

Les relations 1.27 montrent qu'il est possible de réduire le diamètre ou la vitesse de rotation d'un facteur $\sqrt{3}$ en passant à une configuration à rotors contrarotatifs. La seconde équation relie le diamètre à l'angle β après avoir déterminé D de la première équation. En traçant la première relation de deux systèmes 1.27 et 1.28, on obtient le graphe de la

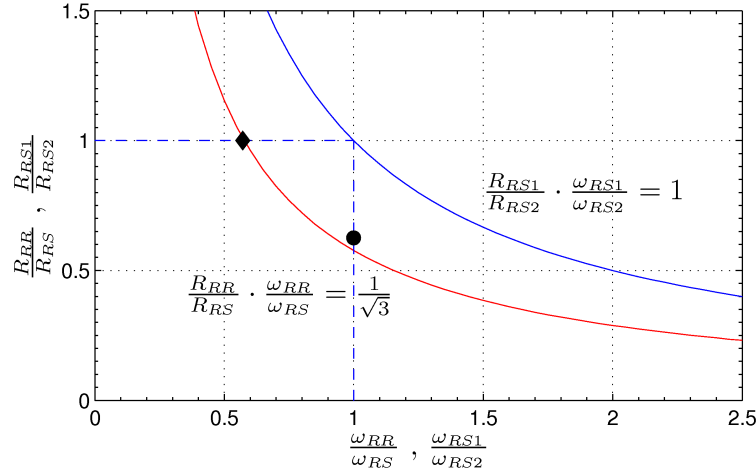


FIGURE 1.13 – Relation théorique entre la vitesse de rotation, ω et le rayon, R dans le cas d'une machine à un seul rotor et à rotors contrarotatifs, reproduit et adapté à partir de [54]. Les points (•) et (♦) correspondent aux ventilateurs R_N et R_D du tableau 4.3, p.100.

figure 1.13 montrant clairement le gain possible avec des rotors contrarotatifs. Pour les pompes étudiées [50–54], la vitesse de rotation des deux rotors est identique et l'élévation de pression totale est répartie équitablement entre les deux rotors. En revanche, les deux rotors ne possèdent pas le même nombre de pale – 4 et 3 – pour le premier système et – 4 et 5 – pour le deuxième système et le rotor aval a été adapté dans chacun des cas à l'écoulement du rotor amont. Les performances globales sont améliorées par rapport à un étage rotor-stator [51, 53] avec un rendement plus élevé. Du fait que les vitesses de rotation des deux rotors sont plus faibles par rapport à un étage rotor-stator, les pales sont moins chargées ce qui permet d'avoir des rendements plus élevés au débit nominal. En dehors du débit de fonctionnement, l'écoulement est désadapté et peut causer des pertes de désadaptation. Cependant, ceci pose moins de problème que dans le cas d'un rotor seul puisqu'en jouant sur la vitesse de rotation du second rotor il est possible d'obtenir une large plage de fonctionnement avec un rendement élevé. De plus, dans le cas des pompes les faibles vitesses de rotation des rotors contrarotatifs permettent de diminuer le phénomène de cavitation. Pour autant, ce dernier n'est pas totalement supprimé et il peut apparaître dans le rotor aval malgré la présence du rotor amont qui permet d'augmenter la pression d'entrée (comme le ferait un inducteur). D'après Shigemitsu *et al.* [51], ceci s'explique par une vitesse relative d'entrée dans le rotor aval plus élevée que celle dans le rotor amont. Ils préconisent alors une vitesse de fonctionnement plus faible pour le rotor aval. Du point de vue de l'interaction inter-rotors, l'analyse de la transformée de Fourier (FFT) des signaux de fluctuations de pression pariétale donne des résultats intéressants :

- la hauteur des pics de la FFT diminue rapidement en aval et plus lentement en amont d'un rotor, pour les deux rotors,
- les pics de la FFT sont plus élevés globalement pour le rotor aval par rapport au rotor amont.

Ces résultats indiquent que le rotor aval a une plus grande influence sur le rotor amont que le rotor amont sur le rotor aval. Les champs de pression pariétale à l'intrados du rotor amont varient de façon périodique en fonction de la position de l'extrados des pales du rotor aval. Dans cette étude où les vitesses de rotations sont identiques, la période est égale au temps nécessaire pour réaliser un tour. Par contre, les fluctuations et autres instationnarités du rotor amont semblent moins affecter l'écoulement à l'entrée du rotor aval. Ceci permet de faciliter la conception du rotor aval en ne considérant que les vitesses moyennes en sortie du rotor amont sans tenir compte des fluctuations.

Dans une toute autre application, celle de refroidissement d'équipements électroniques (ordinateurs, serveurs, etc.) utilisant habituellement des ventilateurs de petites tailles, le besoin en ventilation plus performante avec un meilleur rendement a conduit la même équipe de recherche [55, 56] à proposer les rotors contrarotatifs comme une solution alternative. En effet, dans cette application l'encombrement axial permet l'ajout d'un second

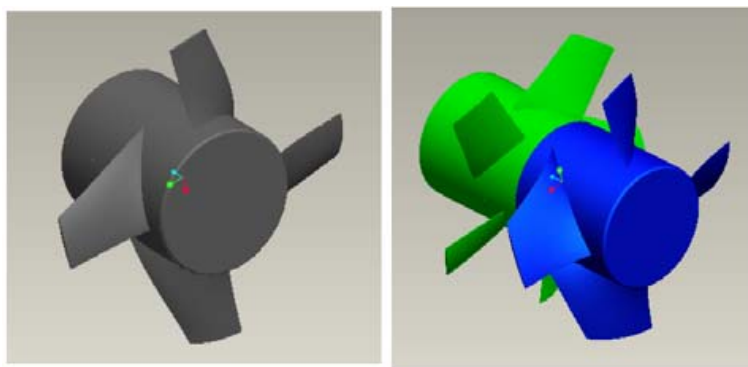


FIGURE 1.14 – Comparaisons des performances d'un ventilateur seul et d'un étage à ventilateurs contrarotatifs pour le refroidissement d'ordinateur, Shigemitsu et al. [55].

rotor⁷ alors que l'encombrement radial est souvent limité et devient une contrainte. La simulation numérique et l'étude expérimentale réalisées ont pour but de comparer un rotor seul avec un étage contrarotatif tout en gardant à l'esprit que les faibles dimensions de ces ventilateurs font que les méthodes de conception habituelles trouvent leur limites⁸. Les écarts entre les points de conception, et les valeurs mesurées – 45% pour le rotor seul et 4.5% pour les rotors contrarotatifs – sont justifiées par un certain nombre de causes de pertes non prises en compte lors de la conception tels que les faibles dimensions évoquées précédemment, l'effet des couches limites et la configuration « semi-ouverte » de ce type de machine. On remarque au passage une réelle amélioration de cet écart pour les rotors contrarotatifs. Par ailleurs, le rendement est augmenté d'environ 5 points par rapport à un rotor seul. Ce paramètre semble très décisif dans cette étude puisque les auteurs, au vu de l'amélioration du rendement tranchent en faveur des machines contrarotatives. Les profils de vitesses pour le rotor seul montrent une dégradation de la vitesse axiale en périphérie de la pale et ceci vient certainement des conditions d'entrée de l'écoulement. Cette

7. par opposition à d'autres applications où l'encombrement axial représente une réelle contrainte comme les systèmes de refroidissement pour automobiles.

8. notamment le nombre de Reynolds relatif à la corde et à la vitesse tangentielle en périphérie de pale est relativement bas, inférieur à $4 \cdot 10^4$, et les effets du nombre de Reynolds ne sont plus négligeables lorsque celui-ci est inférieur à $2 \cdot 10^5$.

dégradation explique d'après les auteurs l'écart important entre l'élévation de pression mesurée et celle estimée théoriquement où on imposait une distribution radiale uniforme de la vitesse axiale. Ces résultats obtenus expérimentalement pour le rotor amont ont été utilisés pour la conception du rotor aval de sorte qu'il soit adapté au premier. Les valeurs de la vitesse tangentielle, obtenues numériquement en sortie du système contrarotatif sont proches de zéro, ce qui montre que le rotor aval a permis de récupérer toute l'énergie dans la vitesse tangentielle en sortie du rotor amont et l'a transformé en pression statique. Ceci pourrait expliquer également pourquoi pour les rotors contrarotatifs l'écart entre la simulation numérique et le point de conception est plus faible. La simulation numérique met en évidence en particulier l'effet de l'écoulement de fuite au niveau du jeu radial du rotor amont sur les performances et le rendement du rotor aval. Ce débit de fuite et les tourbillons engendrés sont inévitables mais dans certains cas ils sont amplifiés par les conditions limites comme c'est le cas des ventilateurs de refroidissement. Il est donc important d'optimiser, lorsque c'est possible l'écoulement amont du rotor amont afin de limiter au maximum les pertes en périphérie de pales.

Sur le même type de ventilateurs, Liu *et al.* [57] ont étudié l'effet de la distance axiale inter-rotors mais sur des ventilateurs strictement identiques et dans deux configurations. Pour la première, les deux ventilateurs tournent dans la même direction puis, en direction opposée. Les résultats de la simulation numérique sont en faveur des rotors contrarotatifs au vu des performances globales. Comme précédemment, la pente de la caractéristique des ventilateurs contrarotatifs est plus forte que celle des ventilateurs tournant dans la même direction. On remarque par ailleurs que curieusement les performances globales s'améliorent en augmentant la distance axiale alors qu'on s'attendrait au contraire. Cette tendance est vraie jusqu'à une distance égale à deux fois la longueur de la corde. Il y aurait donc une distance optimale au-delà de laquelle les performances baissent. Cette tendance est partiellement vraie pour le cas où les ventilateurs tournent dans la même direction pour lequel les performances sont à peine meilleures qu'un ventilateur seul⁹. L'étude ne présente pas une analyse détaillée notamment sur les angles d'entrée dans le ventilateur aval en fonction de la distance. Mais il est fort probable que le fait d'avoir un second rotor identique au premier et non adapté à celui-ci ne permet pas d'avoir les meilleures performances lorsqu'ils sont proches. En revanche, en augmentant la distance axiale, la variation des vitesses axiale et tangentielle en fonction de la distance axiale permet de trouver un optimum et les angles d'entrée causent le moins de perte. Bien que la simulation soit de type stationnaire, le bruit est calculé et l'étude conclut que la source principale du bruit est le bruit de raie et étrangement, il augmenterait avec la distance axiale.

Cho *et al.* [58] décrit une méthode de conception itérative de ventilateur très détaillée qui a été appliquée pour la conception de rotors contrarotatifs. Elle repose sur trois étapes : conception selon une méthode basée sur l'équilibre radial simplifié (avec vortex libre), analyse 2D de l'écoulement selon [59] et enfin une analyse 3D de l'écoulement et du chargement des pales. Bien que l'interaction inter-rotors n'est pas prise en compte dans la prédiction théorique des performances, la précision est assez bonne du point de vue des performances globales au débit de conception comme cela a été constaté expérimentalement. On constate encore une fois que les pertes, souvent sous-estimées sont

9. comme si le gain par l'énergie apportée par le second ventilateur est complètement annulée par une désadaptation importante des angles et donc des pertes considérables

celles qui ont lieu en pied de pale et en périphérie de pale. Ces pertes ne sont pas propres à un système contrarotatif mais détériorent implacablement les performances du rotor aval et donc, il faut en tenir compte lors de la conception. Les mesures plus détaillées réalisées sur ce système contrarotatif par Cho *et al.* [60] décrivent l'écoulement en amont, entre et en aval des rotors, et confirment ces résultats. Concernant la zone inter-rotors, l'effet des deux rotors est clairement mis en évidence. L'écoulement est rendu périodique d'une part par l'effet du sillage du bord de fuite du rotor amont (ralentissement périodique de l'écoulement) et d'autre part par l'effet du bord d'attaque du rotor aval. La figure 1.15(à gauche) montre la modification de la périodicité en fonction de la position par rapport à l'un des rotors. La figure 1.15(à droite) montre l'effet de la paroi sur les composantes axiale et radiale de la vitesse, en pied de pale et en périphérie de pale.

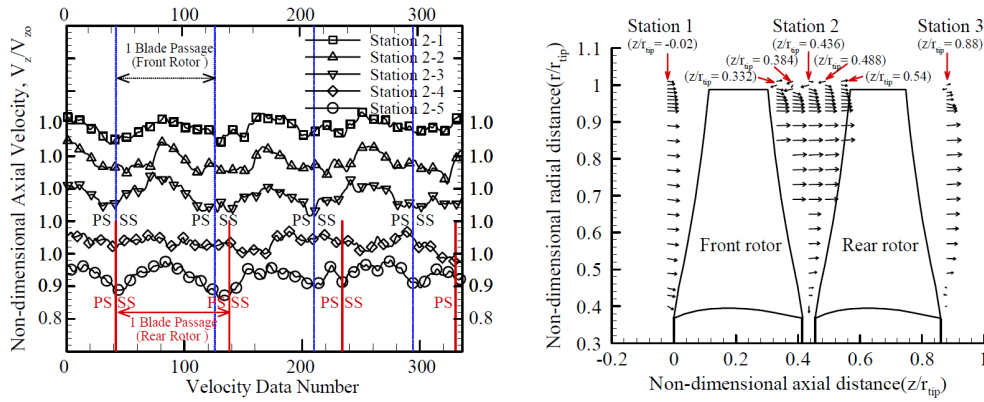


FIGURE 1.15 – A gauche : moyenne de phase de la vitesse axiale proche du rayon moyen ($\frac{r}{r_{tip}} = 0.84$). A droite : moyenne circonférentielle des composantes axiale et radiale de la vitesse, [60].

Parmi les différents travaux de recherche évoqués ci-dessus, peu se sont intéressés à l'effet de la distance entre les rotors sur les performances aéro-acoustiques. Intuitivement augmenter la distance axiale pourrait amener à diminuer les performances, augmenter l'encombrement... et donc pas avantageux. Cependant, dans l'aéronautique l'utilisation des ventilateurs avec ou sans carénage, tournant à des vitesses sensiblement plus élevées révèle un inconvénient majeur de ces machines, le bruit. L'origine du bruit est l'écoulement très instationnaire sortant du rotor amont et entrant dans le rotor aval. Ce dernier voit arriver un écoulement très fluctuant, le sillage des pales du rotor amont, heurtant sa surface ou le bord d'attaque de ses pales, ce qui engendre un bruit supplémentaire, [13]. Ces fluctuations étant plus fortes en périphérie de pale, certains de ces systèmes sont conçus avec un diamètre du rotor aval plus petit que celui du rotor amont afin d'éviter que les tourbillons marginaux en bout de pales ne viennent interagir avec l'extrémité des pales du rotor aval, [18]. De plus, le rotor aval lui aussi engendre des effets potentiels et des perturbations affectant le rotor amont. Ces perturbations sont d'autant plus importantes que le chargement des pales du rotor aval est élevée. Le bruit d'interaction dépend donc de trois paramètres : le nombre de pales, la vitesse de rotation des rotors et le chargement des pales [13]. Neise et Holste [9] ont étudié notamment l'influence du nombre pales sur les deux rotors. Lorsqu'il est différent sur les deux rotors, ceci semble contribuer à

la réduction du bruit. L'autre moyen de diminuer cette interaction est d'augmenter la distance axiale ce qui conduit à diminuer les performances [9, 61]. Les études montrent qu'il est nécessaire de trouver un compromis entre les performances aérodynamiques et les performances acoustiques.

1.4 Conclusion

On a pu voir à travers ce chapitre un besoin en machines plus performantes, plus flexibles et moins bruyantes et ce dans diverses applications qui s'étendent bien au-delà des applications aéronautiques. En effet, les machines contrarotatives permettent un gain en performances, en rendement et en encombrement. Par ailleurs, elles présentent une solution pour des applications plus spécifiques telles que les pompes en diminuant le phénomène de cavitation, etc.

L'étude bibliographique a montré également qu'il existe un très grand nombre de paramètres dans une turbomachine induisant des pertes et posant des problèmes de conception car ils sont difficilement maîtrisables et qu'un grand nombre de travaux de recherches continuent à être mener afin de mieux les comprendre. Or, un système contrarotatif ajoute d'autres degrés de liberté mais également de nouvelles sources de pertes et de perturbations dont il faut tenir compte à la conception. Les précédentes études montrent que parmi ces paramètres, les plus influents sont :

- la répartition du travail entre les rotors et le chargement des pales ;
- l'interaction entre les rotors ;
- la distance inter-rotors et les vitesses respectives des rotors ;
- etc.

Il est évident que les améliorations déjà présentes dans les systèmes conventionnels sont également applicables et que les mêmes points faibles tels que les perturbations dans le jeu radial ou au niveau du moyeu sont également présents dans les machines contrarotatives, voire amplifiées. C'est donc dans la continuité des précédents travaux de recherches et des systèmes déjà existant que s'inscrit la présente étude en proposant un agencement de rotors moins conventionnel.

Chapitre 2

Conception des rotors

Sommaire

2.1	Méthodologie de conception	27
2.2	MFT	29
2.3	Conception de RS et RR	40
2.4	Conclusion	45

On présente dans ce chapitre les deux rotors et le stator utilisés dans cette étude. La méthode de conception utilisée est rappelée en premier lieu. Cette méthode est ensuite appliquée à la conception de l'étage rotor-stator RS. Enfin, on décrit la méthode de conception employée pour le deuxième rotor de l'étage RR.

2.1 Méthodologie de conception

2.1.1 Cahier de charges des deux étages

Le tableau 2.1 montre les caractéristiques du rotor amont, R1 du stator, S et du rotor aval, R2. Le diamètre du conduit est de $D=380$ mm et celui des rotors est de $D_r=375$ mm, ce qui représente un jeu radial relativement faible de 1.88% par rapport à la hauteur de la pale. Le rapport des diamètres intérieur et extérieur est relativement faible, $T \simeq 29\%$, pour permettre de faire passer un grand débit. Le débit de fonctionnement souhaité pour toutes les machines est $Q_v=3600$ m³.h⁻¹. L'élévation de pression du rotor amont seul est fixée à 260 Pa et pour le rotor aval avec pré-rotation du premier, à 160 Pa¹. La vitesse de rotation de conception est autour de 2000 rpm. Ces ventilateurs sont très proches de ce qu'on pourrait trouver dans les systèmes de refroidissement de voiture, habituellement en plastiques. Dans la présente étude, les deux ventilateurs et le stator sont fabriqués en aluminium pour garantir une rigidité des pales et éviter toute influence due à la déformation des pales en rotation.

1. valeur prévue par la méthode décrite au §2.3.3

Rotor	R1	S	R2
Diamètre conduit (mm)	380		
Diamètre en pied de pale (mm)	110		
Diamètre en périphérie de pale (mm)	375		
Débit ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$)	3600		
$\Delta P_t/\text{rotor}$ (Pa)	260	-	160
Vitesse de rotation (rpm)	2000	0	1800
Nombre de pales	11	13	7
Contraintes supplémentaires	Vortex constant	$\alpha_{1S}(r)=\alpha_{2R1}(r)$ $V_{\theta 1S}(r)=V_{\theta 2R1}(r)$	$\alpha_{1R2}(r)=\alpha_{2R1}(r)$ $V_{\theta 1R2}(r)=V_{\theta 2R1}(r)$

Tableau 2.1 – Cahier de charges des deux étages axiaux, pour $\rho=1.21 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

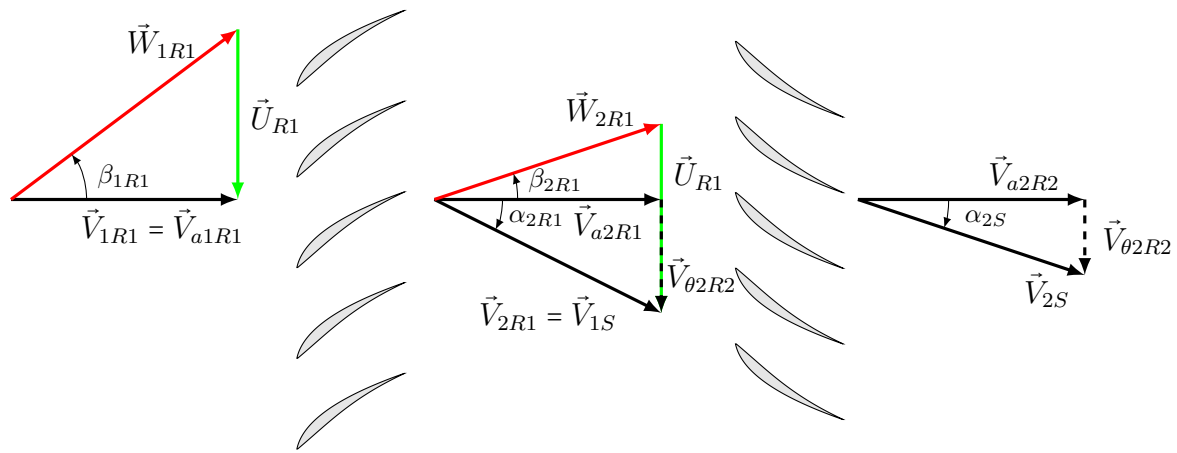


FIGURE 2.1 – Définition des angles et des vitesses dans un étage rotor-stator dans un cas général où l'écoulement n'est pas complètement redressé, $\alpha_{2S} \neq 0^\circ$.

2.1.2 Stratégie de conception et répartition du travail

Le rotor amont étant défini, il faut à présent définir le travail que doit fournir le stator et le rotor aval pour les étages rotor-stator, RS et contrarotatif, RR. Pour l'étage RS, le stator n'a pour unique but que de redresser l'écoulement et augmenter la pression statique en agissant comme un diffuseur. Cette augmentation s'effectue en transformant l'énergie contenue dans la pression dynamique relative à la composante tangentielle de la vitesse, en pression statique, comme l'illustrent les triangles de vitesses de la figure 2.1. En définissant le rotor amont, on fixe la diffusion maximale que peut réaliser le stator.

Dans le cas d'un étage contrarotatif, le rotor aval ne fait pas que convertir de l'énergie dynamique en énergie statique. Il fournit un travail supplémentaire à l'écoulement proportionnel à sa vitesse de rotation, comme le montre la figure 2.2. C'est un degré de liberté supplémentaire que permet d'avoir un étage RR en modifiant la vitesse de rotation de R2. Ainsi, il est possible de répartir le travail entre les deux rotor de sorte que R2 soit plus chargé, moins chargé ou aussi chargé que R1. Dans le cadre de cette étude, et en s'appuyant sur l'étude bibliographique du chapitre 1, le rotor aval est conçu moins

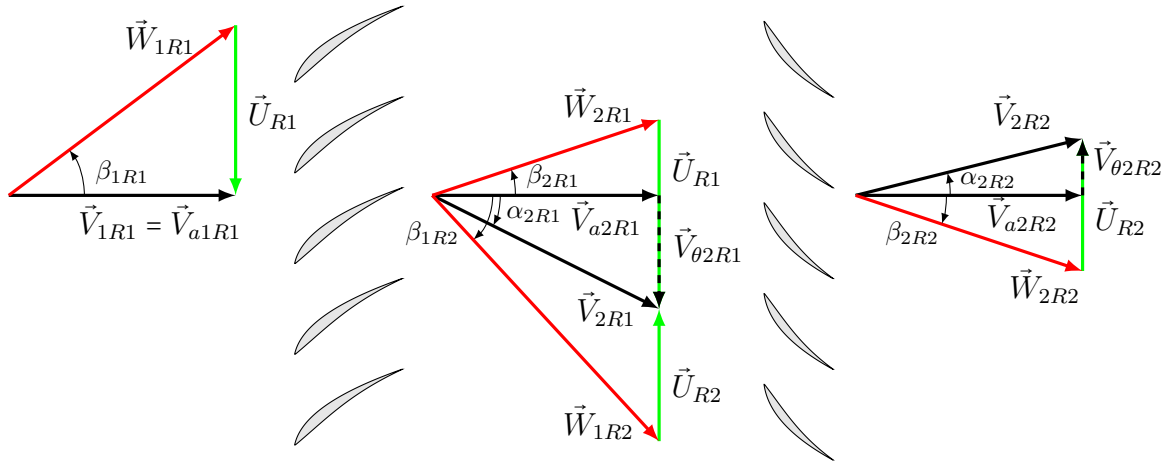


FIGURE 2.2 – Définition des angles et des vitesses dans un étage contrarotatif, dans un cas général où l'écoulement n'est pas complètement redressé, $\alpha_{2R2} \neq 0^\circ$.

chargé que le rotor amont. Ce choix se justifie par l'hypothèse selon laquelle un rotor relativement chargé soumis à des perturbations et fluctuations² serait plus sensible à ces perturbation qu'un rotor moins chargé. Ainsi, comme on peut le voir sur le tableau 2.1, la répartition du travail est environ 60% pour le rotor amont et 40% pour le rotor aval. De plus, on suppose que l'écoulement entrant dans le rotor aval est égal à celui sortant du rotor amont, ce qui se traduit par les mêmes angles et les mêmes vitesses tangentielles pour chaque rayon. Pour faciliter la conception de R2, la vitesse tangentielle en sortie de R1 est imposée constante dans la direction radiale (vortex constant)³. Enfin, l'écoulement sortant de l'étage contrarotatif, tout comme celui sortant de l'étage rotor-stator, est imposé purement axial lors de la conception.

2.2 Code de conception de machines axiales - MFT

2.2.1 Historique de MFT

Le code de conception « Mixed-Flow Turbomachinery 3D », MFT, développé au sein du laboratoire « DynFluid » est très largement basé sur les travaux de thèse de Rey [5] visant à établir une méthode générale de conception d'un étage de turbomachine axiale de compression. Cette méthode est le fruit d'une étude statistique mise au point à partir d'un très grand nombre d'essais et de mesures déjà disponibles à l'époque sur les profils de type NACA [4]. On rappelle ici de manière très synthétique les grandes lignes et les résultats de ces travaux qui ont été poursuivis par la suite, notamment par Bakir [6], pour aboutir au code actuel de MFT. Le but de ces travaux était de « *mettre au point une méthode rapide et globale de détermination au détriment de la précision de chaque phénomène* ». Plus particulièrement, « *cette méthode constitue un pont entre ces deux*

2. dans le cas de l'étage RR, ces fluctuations viendraient de R1 et impacteraient le bon fonctionnement de R2.

3. En réalité, on constate que MFT ne donne pas exactement une vitesse tangentielle constante avec l'option « vortex constant ».

mondes⁴ très isolés⁵, permettant d'utiliser les résultats les plus utiles de l'aérodynamique pour les calculs de machines monoétagées et peu chargées telles qu'on les construit en hydraulique et en aéraulique ». Bien évidemment, cette simplification au détriment de la précision est bien encadrée par un certain nombre d'hypothèses délimitant le domaine d'utilisation de cette méthode et qu'il faut garder à l'esprit. Le code a été par la suite amélioré en proposant de nouvelles lois et en vérifiant celles déjà établies sur d'autres séries de profils.

2.2.2 Le « problème direct » et le « problème inverse »

En turbomachine, on peut se trouver face à deux types de situations. Dans la première, on cherche à connaître les performances d'une grille d'aubes donnée en déterminant la *déviati on angulaire*, $\Delta\alpha$ imposée à l'écoulement par cette grille, directement liée à l'élévation de pression par la relation d'Euler. C'est ce qu'on appelle le « problème direct ». Dans la deuxième situation, on cherche à déterminer la forme géométrique des aubes permettant de réaliser la *déviati on angulaire* $\Delta\alpha$ souhaitée. C'est ce qu'on appelle le « problème inverse ».

Le code MFT permet de répondre aux deux problèmes posés ci-dessus. Pour ce faire, on utilise un certain nombre de lois empiriques tirées en grande partie des résultats d'essais sur les profils NACA [4]. Lors de ces mesures par la NACA, l'angle d'entrée α_1 et le pas entre deux pales, t sont fixés et seulement l'angle d'incidence i varie. On relève alors les valeurs de la déviati on angulaire $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ et les coefficients de portance et de traînée C_x et C_z . La figure 2.3 illustre le type de graphe obtenu.

Dans le cas du problème inverse, le code permet à partir d'un certain nombre de spécifications (principalement ΔP , Q_v et N), de proposer une machine axiale composée d'un rotor seul ou d'un étage rotor-stator. La solution proposée doit ensuite être analysée par un algorithme résolvant le problème direct et qui lui, inclut des modèles de pertes. Si les résultats estimés par cet algorithme sont insatisfaisants ou si la géométrie n'est pas réalisable, il est possible de changer les spécifications de départ ou d'effectuer de petites modifications à la géométrie proposée initialement pour parvenir à une solution satisfaisante.

Les prochains paragraphes décrivent plus en détail les méthodes et les équations utilisées pour la résolution du problème inverse puis pour le problème direct, après avoir rappelé les définitions et conventions utilisées dans MFT.

2.2.3 Définitions et conventions

Formulation de l'élévation de pression ΔP : Le théorème des quantités de mouvement appliqué à l'espace comprenant un profil permet d'écrire les relations suivantes :

$$\rho Q_v (\vec{W}_2 - \vec{W}_1) = \Sigma p \vec{S} + \vec{-F}_1 \quad (2.1)$$

pour un rotor et :

$$\rho Q_v (\vec{V}_3 - \vec{V}_2) = \Sigma p \vec{S} + \vec{-F}_2 \quad (2.2)$$

4. celui de la recherche et celui de l'industrie.

5. à l'époque. De nos jours, l'interaction entre ces deux mondes est de plus en plus forte et devient nécessaire.

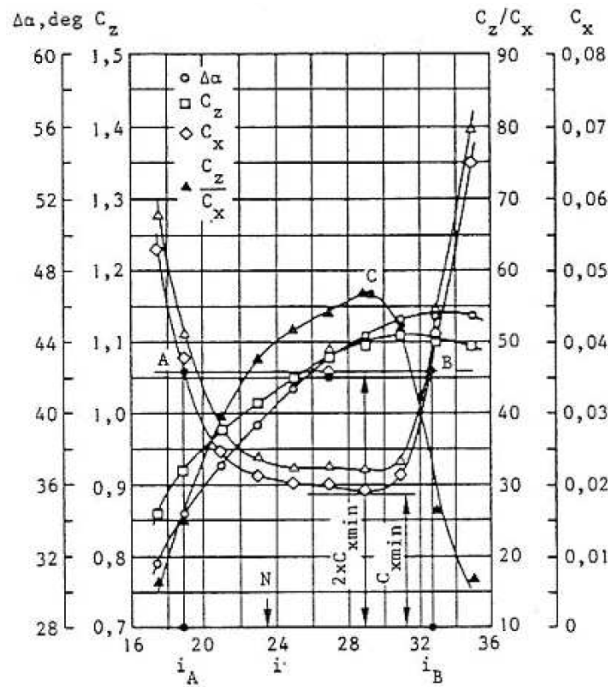


FIGURE 2.3 – Evolution des performances d'une grille NACA-65(27)10 en fonction de l'angle d'incidence i . L'angle d'attaque $\alpha = 45^\circ$ et le serrage $\sigma = 1$. $\Delta\alpha$ est la déviation angulaire, C_z et C_x sont respectivement les coefficients de portance et de trainée, [5]

pour un stator. En projetant ces deux relations sur les axes \vec{x} et \vec{y} de la figure 2.4, et en faisant les hypothèses d'un écoulement purement axial en sortie de l'étage ($\alpha_3 = 0^\circ$ et $V_{\theta 3} = 0 \text{ m.s}^{-1}$) on obtient :

$$\begin{aligned} p_2 - p_1 &= \rho V_a^2 \tan \alpha_2 \tan(\beta_m - \epsilon_1) \\ p_3 - p_2 &= \rho V_a^2 \tan \alpha_2 \tan(\alpha_m - \epsilon_2) \end{aligned} \quad (2.3)$$

avec :

$$\tan \beta_m = \frac{\tan \beta_1 + \tan \beta_2}{2} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \tan \alpha_m &= \frac{\tan \alpha_1 + \tan \alpha_2}{2} \\ &= \frac{\tan \alpha_2}{2} \end{aligned} \quad (2.5)$$

et ϵ_1 et ϵ_2 , les angles de pertes définis dans la figure 2.4.

Pour un écoulement incompressible, sans pré-rotation en entrée et en sortie de l'étage ($V_{\theta 1} = V_{\theta 3} = 0 \text{ m.s}^{-1}$) et où la vitesse axiale est constante pour un rayon donné ($V_{a1}(r) = V_{a3}(r)$), l'élévation de pression aura pour expression finale :

$$\begin{aligned} \Delta P &= (p_3 - p_2) + (p_2 - p_1) \\ &= \rho V_a^2 \tan \alpha_2 [\tan(\beta_m - \epsilon_1) + \tan(\alpha_m - \epsilon_2)] \end{aligned} \quad (2.6)$$

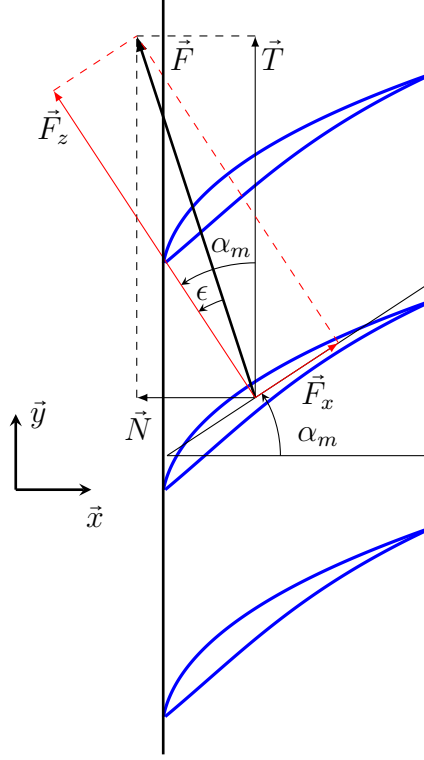


FIGURE 2.4 – Définition des forces appliquées sur une pale et de l'angle de perte, ϵ .

Définition du rayon moyen : on définit l'élévation de pression moyenne $\overline{\Delta P}$ telle que :

$$\overline{\Delta P} \overline{Q_v} = \int_{R_i}^{R_e} \Delta P dQ_v \quad (2.7)$$

avec :

$$dQ_v = 2\pi V_a r dr \quad (2.8)$$

$$\overline{Q_v} = \pi(R_e^2 - R_i^2) \overline{V_a} \quad (2.9)$$

On définit ainsi le rayon moyen \overline{R} pour lequel on a l'élévation de pression ΔP égale l'élévation de pression moyenne $\overline{\Delta P}$:

$$\Delta P(\overline{R}) = \overline{\Delta P} \quad (2.10)$$

Enfin, on fait les hypothèses suivantes :

- les pertes par frottement en pied d'aube et en périphérie d'aube sont négligeables par rapport à $\overline{\Delta P}$.
- la vitesse axiale atteinte au rayon moyen \overline{R} est égale à la vitesse débitante : $V_a(\overline{R}) = \overline{V_a}$.
- l'élévation de pression moyenne $\overline{\Delta P}$ est obtenue pour le rayon moyen géométrique, $\overline{R} = R_m = \frac{R_e + R_i}{2}$.

Pour différencier la valeur moyenne d'une variable X , notée \overline{X} , de la valeur de la variable au rayon moyen \overline{R} , on notera celle-ci $\overline{\overline{X}} = X(\overline{R})$.

Rapport des rayons T : il reste un point important à déterminer qui est de savoir comment choisir le diamètre du moyeu. Autrement dit, comment choisir le rapport des rayons intérieur et extérieur, T :

$$T = \frac{\text{rayon intérieur}}{\text{rayon extérieur}} = \frac{R_i}{R_e} \quad (2.11)$$

Pour cela, on écrit les paramètres adimensionnels déjà connus, c'est-à-dire la vitesse spécifique Ω et le rayons spécifique Λ :

$$\Omega = \frac{\omega \sqrt{Q_v}}{(\Delta P / \rho)^{3/4}} \quad (2.12)$$

$$\Lambda = \frac{R_e (\Delta P / \rho)^{1/4}}{\sqrt{Q_v}} \quad (2.13)$$

L'élévation de pression ΔP est définie par 2.7. On introduit la constante $K(\beta_m, \alpha_m)$ telle que :

$$\begin{cases} \Delta P &= \rho K V_a^2 \\ K &= \tan \alpha_2 [\tan(\beta_m - \epsilon_1) + \tan(\alpha_m - \epsilon_2)] \end{cases} \quad (2.14)$$

En utilisant les relations suivantes :

$$\begin{cases} Q_v &= \bar{V}_a \pi (R_e^2 - R_i^2) \\ \tan \bar{\beta} &= \frac{\omega R}{\bar{V}_a} \\ \Lambda &= \frac{R_e (\Delta P / \rho)^{1/4}}{\sqrt{Q_v}} \\ T &= \frac{R_i}{R_e} \end{cases} \quad (2.15)$$

il est possible d'écrire l'équation 2.12 sous cette forme :

$$\Omega^2 = \frac{4 \pi (1 - T)}{K^{3/2} (1 + T)} \tan^2 \bar{\beta}_1 \quad (2.16)$$

De celle-ci, on en déduit l'équation de T :

$$T = \frac{c - \Omega^2}{c + \Omega^2} \quad (2.17)$$

avec :

$$c = \frac{4 \pi \tan^2 \bar{\beta}_1}{K^{3/2}} \quad (2.18)$$

Cette relation montre qu'il est possible de relier T à Ω . Le terme c , incluant le terme K , est fonction des angles moyens α_m et β_m . D'autre part, on peut déduire de ces relations une nouvelle équation reliant le rayon spécifique Λ à la vitesse spécifique Ω , pour aboutir à un réseau de courbes dans le plan de Cordier $\{\Lambda, \Omega\}$ ⁶, en fonction du couple (α_m, β_m) :

$$\Lambda = d \frac{c + \Omega^2}{2 \Omega} \quad (2.19)$$

6. le digramme de Cordier est le lieu du rendement optimum pour un rayon donné et une vitesse donnée. C'est une courbe moyenne réalisée à partir des résultats d'un très grand nombre de machines tournantes (axiales à centrifuges).

avec :

$$d = \frac{K^{1/4}}{\sqrt{\pi c}} \quad (2.20)$$

De la même manière, d est fonction de α_m et β_m . On voit bien qu'il est non seulement possible à partir de l'équation 2.19 d'obtenir le rayon extérieur permettant d'avoir le meilleur rendement, mais il est également possible avec l'équation 2.17 de déterminer le rapport moyen T pour ce rayon. On note également que ces deux équations sont fonction de termes eux-mêmes dépendant du couple (α_m, β_m) et que finalement il est possible de tracer non pas une courbe mais un réseau de courbe en fonction de ce couple dont le choix est arbitraire. Néanmoins, il ne donne pas toujours le rendement hydraulique maximal, η_H défini par :

$$\overline{\eta}_H = \frac{\tan(\overline{\beta}_m - \epsilon_1) + \tan(\overline{\alpha}_m - \epsilon_2)}{\tan \overline{\beta}_m + \tan \overline{\alpha}_m} \quad (2.21)$$

Pour que cela soit le cas, on montre qu'il est possible d'établir une relation entre α_m et β_m en dérivant le rendement hydraulique par rapport à $\overline{\beta}_m$ et en posant :

$$\frac{\partial \overline{\eta}_H}{\partial \overline{\beta}_m} = 0 \quad (2.22)$$

La solution de cette équation donne la relation suivante entre les deux angles moyens :

$$\tan \overline{\beta}_m = -\tan \overline{\alpha}_m + \sqrt{2(1 + \tan^2(\overline{\alpha}_m))} \quad (2.23)$$

Cette formulation permet d'exprimer β_m en fonction de α_m au rayon moyen de sorte que le rendement hydraulique soit le plus élevé.

Équilibre radial simplifié : Pour simplifier le problème, on fait souvent l'hypothèse d'un écoulement dont la composante radiale est nulle, $V_r=0$ m.s⁻¹. Dans un repère cylindrique, on peut montrer alors que l'équation d'Euler peut prendre la forme suivante :

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{V_\theta(r)^2}{r} \quad (2.24)$$

Le choix de la forme de V_θ est libre et aucune forme n'est en contradiction avec le respect de la condition d'équilibre radiale. La forme de l'écoulement induite par le profil de cette composante impose la forme ou le type de vortex, de l'écoulement. Les types de vortex les plus souvent rencontrés, et qui sont également proposés par MFT, sont :

- vortex libre : $V_\theta = \frac{K_1}{r}$,
- vortex constant : $V_\theta = K_2$,
- vortex forcé : $V_\theta = K_3 r$.

On montre également que la forme de V_{a2} est fonction du rayon et du type de vortex.

Facteur de diffusion : les performances des profils de pale dépendent essentiellement⁷ de la forme du profil et du régime de l'écoulement. On fait l'hypothèse que l'écoulement

7. « essentiellement » car d'autres paramètres peuvent influencer sur ces performances comme la présence d'un obstacle pouvant perturber l'écoulement. En pratique, ceci peut se produire si le rotor est à proximité d'autres composants comme c'est le cas notamment des ventilateurs de refroidissement de voitures.

à l'amont est stationnaire et laminaire. Pour caractériser les performances d'un profil, on s'intéresse à la distribution de pression autour de celui-ci. On définit ainsi le coefficient de pression C_p par :

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2} \quad (2.25)$$

Ce coefficient C_p renseigne sur un certain nombre de points concernant les performances du profil ou de la grille d'aube notamment sur la tendance au décollement à cause du gradient de pression adverse qu'il peut y avoir en s'approchant du bord de fuite. Par conséquent, il est important lors du choix du profil, de faire attention à la valeur maximale de C_p et à sa position par rapport au bord d'attaque. Il est également important de choisir un profil de façon à éviter au maximum un décollement et réduire l'épaisseur de la couche limite tout en évitant une soudaine accélération ou décélération au niveau du bord d'attaque.

Cumpsty [62] avait réalisé une étude comparative de la distribution de pression entre trois profils différents : *NACA 65*, *C4* et *DCA*. Cette étude avait montré que le profil *NACA 65* permet d'avoir les meilleures performances en terme d'élévation de pression mais qu'en contrepartie, le point faible de ces profils est que la pression à l'intrados au niveau du bord d'attaque est trop faible. Ce changement de pression induit des accélérations et des décélérations qui sont néfastes à la couche limite. En cas de décollement de celle-ci, des pertes de performances sont observées.

Lieblein a proposé alors d'évaluer ces changements de vitesse sur l'extrados du profil traduisant les pertes engendrées en définissant un facteur de diffusion. Ce facteur relie la vitesse maximale qui peut être atteinte sur l'extrados du profil à la vitesse à proximité du bord de fuite :

$$\mathcal{D}_L = \frac{V_{max} - V_2}{V_{max}} \quad (2.26)$$

Plus ce facteur est grand et plus la diffusion est importante et plus l'épaisseur de la couche limite développée sur l'extrados est importante également. Le sillage se détachant de l'extrados vers l'aval sera plus large. À l'opposé de ces pertes de sillage, il y a les pertes de frottement qui sont plus prépondérantes pour un facteur de diffusion proche de zéro. La figure 2.5 montre l'évolution des pertes totales (frottement + sillage) en fonction du facteur de diffusion \mathcal{D}_L . Elle montre bien l'existence d'un minimum définissant un optimum des pertes engendrées par la couche limite autour de la valeur $\mathcal{D}_L = 0.5$. Enfin, notons que la vitesse V_{max} est difficilement accessible. Lieblein a défini ainsi un deuxième facteur de diffusion dérivant du premier dans lequel n'apparaissent que des variables géométriques ou physiques plus accessibles :

$$\mathcal{D} = 1 - \frac{V_2}{V_1} + \frac{|\Delta V_\theta|}{2V_1\sigma} \quad (2.27)$$

où V_θ correspond à la vitesse tangentielle et σ au serrage des pales. Dans le cas particulier où $V_{a1} = V_{a2}$, par exemple dans la configuration d'un rotor en conduit de diamètre constant en amont et en aval du rotor et en régime incompressible, cette définition se réduit à :

$$\mathcal{D} = 1 - \frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_2} + \frac{\cos \alpha_1}{2\sigma} (\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2) \quad (2.28)$$

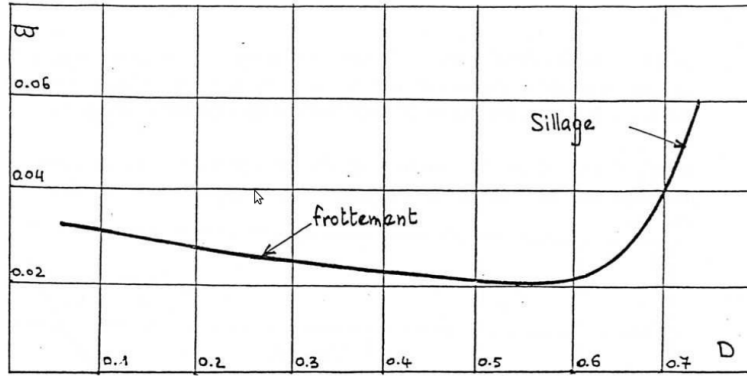


FIGURE 2.5 – Évolution des pertes totales en fonction du facteur de diffusion de Lieblein, \mathcal{D} , [63]

2.2.4 Algorithmes de résolution

Calcul du problème inverse par MFT : l'algorithme de résolution est présenté dans la figure 2.6.

D'abord, les spécifications du cahier de charges doivent être renseignées : l'élévation de pression totale, ΔP le débit volumique, Q_v et la vitesse de rotation, N . Le code calcule ensuite les valeurs optimales du rayon extérieur et du rayon intérieur à partir de relations de $(\Omega, K, c, d, T$ et $\Lambda)$ décrites en 2.2.3, supposées donner le meilleur rendement. Les valeurs de α_m et β_m , indispensables pour déterminer T , sont obtenues soit à partir des valeurs de $\alpha_m=20^\circ$ et $\beta_m=70^\circ$ proposées par défaut⁸, soit à partir des valeurs d'angles spécifiées par l'utilisateur. Par ailleurs, on peut directement entrer les valeurs de ces rayons, et passer à l'étape suivante. Les angles de pertes, sont initialement fixés à 1.5° afin de pouvoir calculer le terme K de l'élévation de pression ΔP , de l'équation 2.14. L'utilisateur choisit alors un type de vortex parmi les trois proposés, afin de déterminer la distribution radiale de la vitesse tangentielle, sous l'hypothèse d'équilibre radial simplifié ($V_r=0$ m.s⁻¹). Il fixe également le nombre de pale, Z et le facteur de diffusion, \mathcal{D} aux extrémités de la pale, qui seront utilisés ultérieurement par MFT. A ce stade le code calcule, couche par couche pour onze rayons de la pale, la vitesse tangentielle en sortie du rotor, $V_{\theta 2}$ la vitesse axiale, $V_{a1}=V_{a2}$ et les angles d'entrée et de sortie dans le repère absolu et relatif : $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ et β_2 . Les serrage en pied de pale et en périphérie de pale, sont alors calculés à partir des relations 2.28 précédemment décrites, en fonction du facteur de diffusion fixé auparavant et linéarisé entre le pied et l'extrémité de la pale, et des angles calculés ci-dessus. La corde, c est alors déterminée par la relation :

$$c = \sigma \frac{2\pi r}{Z} \quad (2.29)$$

Connaissant la déflexion, $\Delta\alpha$, les équations empiriques 2.30 et 2.31 ;

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= -0.94 + q(\alpha_1)(i_0 - 2.07) \\ q(\alpha_1) &= 2.1028 - 4.019 \cdot 10^{-7} \alpha_1^{3.382} \end{aligned} \quad (2.30)$$

8. correspondant à un point de fonctionnement donnant de bonnes performances du point de vue de la cavitation dans le cas des pompes.

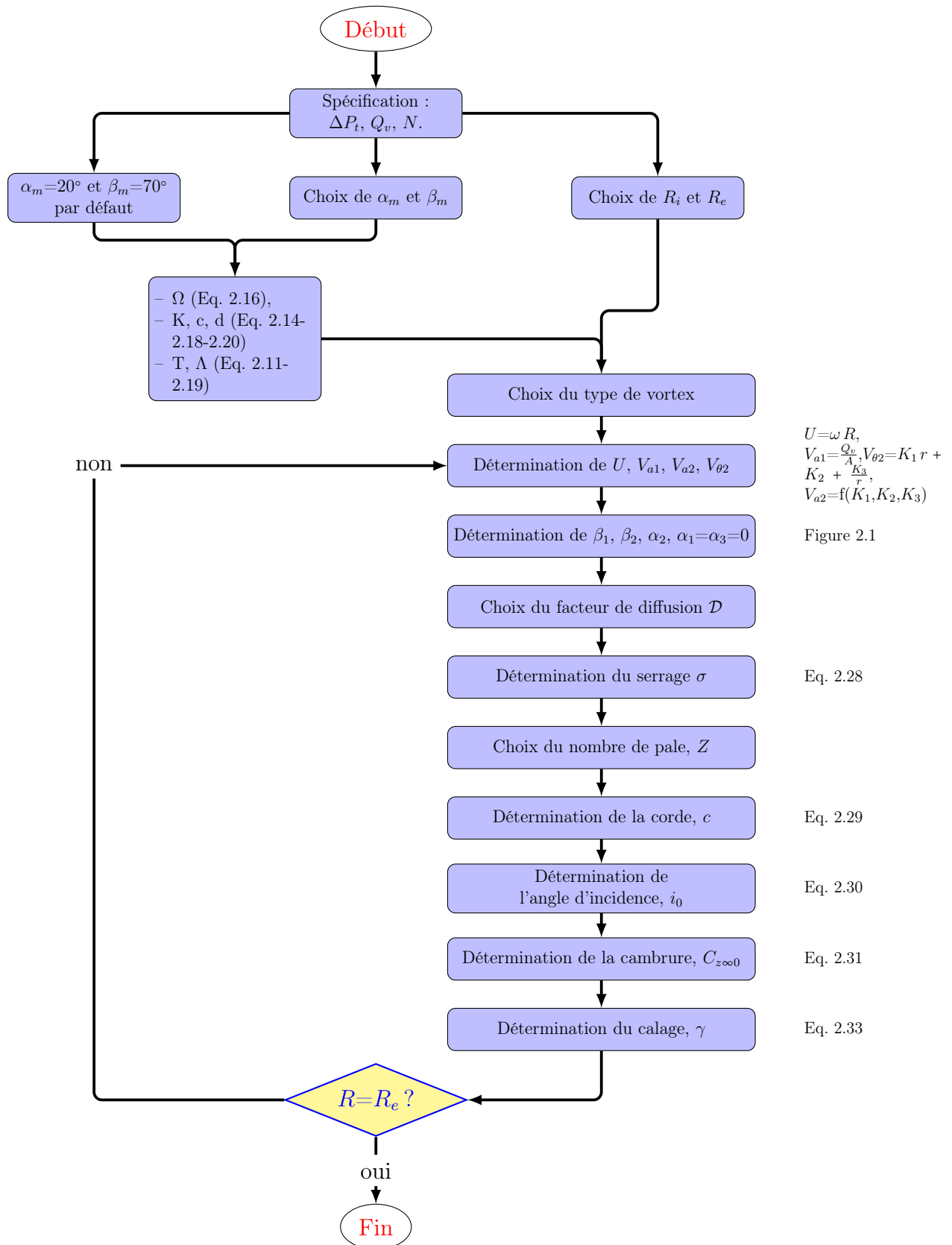


FIGURE 2.6 – Diagramme décrivant la résolution de la méthode de inverse dans MFT.

et

$$\begin{aligned} i_0 &= -2.535 + p(\sigma)(C_{z\infty 0} + 0.823) \\ p(\sigma) &= 15.535 - 12.467e^{-0.4242\sigma} \end{aligned} \quad (2.31)$$

permettent de déterminer, l'angle d'incidence nominal⁹, i_0 , et le coefficient de cambrure à incidence nulle, $C_{z\infty 0}$. Ce coefficient est fonction du coefficient de cambrure géométrique h/c , par :

$$C_{z\infty 0} = \frac{h/c}{K_{profil}} \quad (2.32)$$

avec, K_{profil} une constante caractéristique du profil NACA. Enfin, l'équation 2.33 :

$$\gamma = \alpha_1 - i \quad (2.33)$$

permet de calculer le calage, γ .

On a ainsi défini tous les paramètres nécessaires pour obtenir la géométrie de la pale (c et $C_{z\infty 0}$), leur calage (γ) et leur distribution azimutale sur le rotor (σ). La prochaine étape consiste à analyser cette grille d'aubes avec l'algorithme du problème direct, en appliquant des modèles de pertes.

Calcul du problème direct par MFT : cela revient à déterminer la déflexion angulaire qui permet de calculer l'élévation de pression à partir de l'équation d'Euler, eq.2.3. L'angle d'attaque en entrée, α_1 est imposé par la vitesse de rotation et par l'hypothèse d'un écoulement purement axial en entrée, le problème à résoudre est donc de déterminer α_2 . On montre que le problème revient à déterminer la fonction suivante :

$$\alpha_2 = f(\alpha_1, \gamma, \sigma) \quad (2.34)$$

L'annexe B, décrit plus en détail comment parvenir à une expression de cette fonction qui s'écrit :

$$\begin{cases} \tan \alpha_2 &= (a \tan \gamma + b)(1 - B) + B \tan \alpha_1 \\ B(\sigma) &= 1 - e^{\left(\frac{-c}{\sigma^d}\right)} \\ \gamma &= \alpha_1 - i_0 \end{cases} \quad (2.35)$$

Le paragraphe suivant rappelle comment déterminer les pertes, représentées par l'angle de perte, ϵ de l'équation 2.3.

Estimation des angles de perte : à ce stade, on ne s'intéressait pas aux pertes. Dans ce qui suit, on rappelle les résultats de Rey [5], toujours issus des essais NACA 65(10%) sur ces pertes présentées sous forme d'un angle ϵ , appelé *angle de frottement*. Rappelons d'abord le cadre des résultats qui suivent :

$$\begin{cases} 0.5 &\leq \sigma &\leq 1.5 \\ 0 &\leq C_{z\infty 0} &\leq 2.7 \\ 30^\circ &\leq \alpha_1 &\leq 70^\circ \\ R_e &\geq 200\,000 \end{cases} \quad (2.36)$$

9. il correspond, lors des mesures NACA, au point représentant l'écoulement le plus continu sur l'extrados, voir point N sur la figure 2.3.

La figure 2.4 définit l'angle de frottement ϵ . Sa tangente vaut :

$$\tan \epsilon = \frac{F_x}{F_z} \quad (2.37)$$

F_x et F_z sont les projections de l'action du fluide \vec{F} sur une aube, respectivement sur la direction de la vitesse moyenne \vec{W}_m et sur sa normale. Dans les rapports NACA, on trouve les quantités adimensionnelles de ces composantes, à savoir les coefficients de portance et celui de trainée respectivement C_l et C_d définis par :

$$C_l = \frac{F_z}{\rho \frac{V_1^2}{2} S} \quad (2.38)$$

$$C_d = \frac{F_x}{\rho \frac{V_1^2}{2} S} \quad (2.39)$$

$$(2.40)$$

Il faut donc trouver une loi permettant de relier ces coefficients aux caractéristiques du profil. Le coefficient de trainée est fonction de plusieurs variables indépendantes :

$$C_d = f(R_e, \sigma, i, \alpha_1, C_{z\infty 0}) \quad (2.41)$$

Ce terme est lui-même décomposé en deux autres termes : *la trainée de frottement* C_{d0} et *la trainée par chocs*, C_{dc} due aux chocs au sens hydraulique à l'entrée du profil, soit :

$$C_d = C_{d0} + C_{dc} \quad (2.42)$$

Après une étude de sensibilité aux différents paramètres dont dépend le coefficient de trainée associé aux frottements, il se trouve que celui-ci dépend des variations du terme de portance à incidence nulle en aubage unique, $C_{z\infty 0}$. La loi qui les lie a pour équation :

$$C_{d0} = 0.003733 C_{z\infty 0} + 0.01093 \quad (2.43)$$

Quant au terme dû aux chocs à l'entrée du profil, on propose la relation suivante :

$$C_{dc} = K |i - i_0|^n \quad (2.44)$$

avec K et n des fonction de $C_{z\infty 0}$, α_1 , σ et R_e . L'expression finalement retenue du coefficient de frottement est la suivante :

$$\begin{cases} C_d &= C_{d0} + K|i - i_0|^n \\ C_{d0} &= 0.003733 C_{z\infty 0} + 0.01093 \\ K &= -25 \cdot 10^{-6} + (1.91 - 0.4 C_{z\infty 0}^{1.4})(\alpha_1 + 21) \cdot 10^{-6} \\ n &= 2 + 10^{-2} \alpha_1 (0.46 + 0.0339 e^{1.953 C_{z\infty 0}}) \end{cases} \quad (2.45)$$

On rappelle que i_0 est calculé à partir de la relation 2.31. La précision de ces relations est excellente proche de i_0 puis décroît quand on s'éloigne de l'angle d'incidence de référence. Ces relations sont très utiles particulièrement dans le cas d'une grille annulaire où à la fois le serrage σ et l'angle d'entrée α_1 varient en fonction du rayon. On trouve également

une deuxième définition du coefficient de trainée, non pas à partir de la vitesse en entrée d'aube, V_1 mais à partir de la vitesse relative moyenne géométrique V_m :

$$C_d = \frac{F_x}{\rho \frac{V_m^2}{2} S} \quad (2.46)$$

A partir des triangles des vitesses on trouve la relation suivante entre C_x et C_d :

$$C_x = C_d \left(\frac{\cos \alpha_m}{\cos \alpha_1} \right)^2 \quad (2.47)$$

Cette relation permet de remonter à C_x connaissant C_d mesuré et disponible dans les rapports d'essais NACA. En ce qui concerne le coefficient de portance, on utilise la définition suivante :

$$C_z = \frac{F_z}{\rho \frac{V_m^2}{2} S} \quad (2.48)$$

Dans les travaux de recherche Rey [5], on note que dans les configurations étudiées, l'angle de perte ϵ est toujours beaucoup plus petit que l'angle β_m . On pose ainsi :

$$F_z \approx F = \frac{T_n}{\cos \alpha_m} \quad (2.49)$$

T_n est la projection selon un axe verticale de la force F . Puis en utilisant le théorème des quantités de mouvement au volume délimité par un des profils d'une grille d'aube, on peut exprimer la quantité T_n en fonction des caractéristiques géométriques suivantes :

$$T_n = \rho t k V_a^2 (\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2) \quad (2.50)$$

Enfin, à partir des triangles de vitesses on peut exprimer la vitesse moyenne dans le repère absolu V_m en fonction de V_a et α_m :

$$V_m = \frac{V_a}{\cos \alpha_m} \quad (2.51)$$

et on aboutit à l'expression finale du coefficient de portance C_z :

$$C_z = \frac{2}{\sigma} (\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2) \cos \alpha_m \quad (2.52)$$

L'équation 2.52 s'exprime en fonction des seuls paramètres géométriques connus ou facilement accessibles à partir des résultats établis précédemment.

Dans ce paragraphe, on a décrit certaines des lois empiriques modélisant partiellement les pertes et implémentées dans MFT. On peut trouver d'autres modèles de pertes élaborés par Bakir [6] concernant la désadaptation et les frottements dans les machines tournantes.

2.3 Application à la conception d'un étage rotor-stator et d'un étage rotor-rotor

Les deux étages étudiés sont présentés dans ce paragraphe. Le premier est constitué d'un rotor amont, R1 et d'un stator, S et le second du même rotor amont R1 et d'un rotor aval, R2. Dans les deux étages, S et R2 sont adaptés au rotor aval R1.

2.3.1 Rotor amont R1

Le rotor amont a été dessiné comme un rotor classique selon la méthode décrite dans le paragraphe 2.2 et selon le cahier des charges du tableau 2.1. L'angle β_{1R1} est obtenu en supposant que l'écoulement entrant est axial et sans pré-rotation. A partir des relations établies en 2.30 on en déduit β_{2R1} et donc $\Delta\beta_{R1}$. En imposant le facteur de diffusion et le type de vortex, constant pour le rotor amont, et le nombre d'aubes $Z=11$, on obtient le serrage σ , la corde c , et le coefficient de cambrure $C_{z\infty 0}$.

Position radiale	R	c	σ	γ	profil	\mathcal{D}
Rotor Amont R1 (épaisseur de pale 4.5 mm)						
Moyeu	55	40.3	1.28	23	NACA 65(26)11	0.62
Mi-hauteur	121.25	58.0	0.84	57	NACA 65(12)07	
Périphérie	187.5	75.7	0.71	69	NACA 65(07)06	0.44
Stator S1 (épaisseur de pale 6 mm)						
Moyeu	55	53.1	1.96	18	NACA 65(26)11	0.42
Mi-hauteur	121.25	70.1	1.37	16	NACA 65(24)08	
Périphérie	187.5	80.8	1.20	16	NACA 65(22)06	0.45
Rotor Aval R2 (épaisseur de pale 6 mm)						
Moyeu	55	58.8	1.18	73	NACA 65(03)10	0.61
Mi-hauteur	121.25	72.9	0.66	65	NACA 65(05)08	
Périphérie	187.5	87.1	0.51	75	NACA 65(04)07	0.46

Tableau 2.2 – Paramètres géométriques des grilles d'aubes pour R1, S, R1. R : rayon (mm). c : corde (mm). σ : serrage. γ : calage ($^\circ$). Profil : NACA65(xx) yy avec (xx) représentant la cambrure relative et yy l'épaisseur relative. \mathcal{D} : facteur de diffusion de Lieblein.

Le jeu radial est de 2.5 mm, soit 1.89% de la hauteur de la pale et le rapport des rayons de pied de pale et de périphérie de pale est de 29.3%.

La forme d'aube obtenue est ensuite analysée à son tour avec le module *Analyse* de MFT. Si le point de fonctionnement désiré n'est pas atteint, on peut modifier certains paramètres manuellement comme le facteur de diffusion \mathcal{D} , le calage γ , la corde c , le coefficient de cambrure $C_{z\infty 0}$, et l'épaisseur e .

On obtient finalement pour le rotor amont en terme de performances globale :

$$\begin{cases} Q_v &= 1 \text{ m}^3.\text{s}^{-1} \\ \Delta P_s &= 152 \text{ Pa} \\ \Delta P_t &= 266 \text{ Pa} \\ \eta_s &= 48 \% \end{cases} \quad (2.53)$$

On précise que la valeur de ΔP_s de MFT est la même que celle de la norme ISO 5801¹⁰,

10. et qui sera détaillée au chapitre suivant.

ΔP_t inclut la pression dynamique des trois composantes de la vitesse¹¹. Enfin, η_s représente le rendement statique.

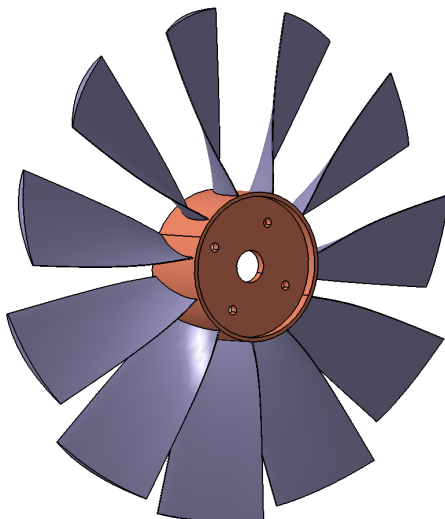


FIGURE 2.7 – Rotor amont, R1.

2.3.2 Stator S

A la sortie du rotor, l'écoulement est très souvent tridimensionnel avec des vitesses tangentielle et radiale non nulles. Leur énergie n'apparaît ni dans la pression dynamique débitante (donc relative à la seule vitesse axiale) ni dans l'élévation de pression statique. Il est difficile de récupérer l'énergie contenue dans la composante radiale. En revanche, il est tout à fait possible de convertir l'énergie cinétique relative à la vitesse tangentielle, $V_{2R1\theta}$ de la figure 2.8, en pression statique. C'est ce qu'effectue le stator en redressant l'écoulement. En effet, dans un écoulement incompressible, le débit volumique se conserve et donc en moyenne la distribution radiale de la vitesse axiale ne varie pas entre l'entrée et la sortie du stator. En réalisant un bilan de quantité de mouvement sur une grille d'aube d'un stator et en imposant une vitesse de sortie du stator purement axiale, on augmente théoriquement¹² la pression statique de la quantité suivante : $P_d = \frac{\rho V_{2R1\theta}^2}{2}$ avec en moyenne en sortie du stator un angle nul ($\alpha_3 = 0^\circ$ en moyenne). A partir de la distribution radiale de la vitesse tangentielle donnée par MFT, on peut estimer cette quantité à environ $P_d = 55$ Pa. Pour convertir cette énergie, la forme de la grille est très importante et doit être adaptée à l'écoulement sortant du rotor pour éviter notamment les pertes par chocs hydrauliques ou de désadaptation. Comme pour le rotor, l'écoulement ne doit pas décrocher à travers la grille d'aube et doit être correctement guidé dans cette phase de ralentissement de la vitesse. Autrement dit, la variation de la direction de l'écoulement doit se faire suffisamment lentement et nécessite donc d'avoir une grille d'aubes avec une

11. et non seulement la composante axiale comme dans la norme.

12. en négligeant les pertes

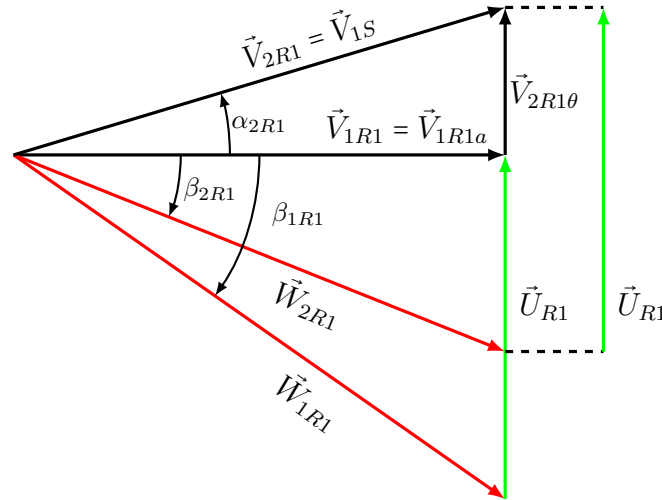


FIGURE 2.8 – *Triangles des vitesses d'un rotor seul.* V désigne la vitesse dans le repère absolue, W dans le repère relatif et U la vitesse de rotation. Les indices 1 et 2 correspondent à l'entrée et à la sortie de la grille d'aube et, $R1$ et S désignent respectivement le rotor amont et le stator.

longueur de corde conséquente dans certains cas¹³. Dans le cas présent, l'encombrement axial est fixé à 100 mm pour des raisons de faisabilité de fabrication du stator. Le stator réalisé possède les mêmes dimensions que le rotor $R1$ (voir tableau 2.1) mais avec treize pales, figure 2.9. Les caractéristiques des pales sont données dans le tableau 2.2. Le module *Analyse* de MFT donne une estimation des performances de l'étage rotor-stator à :

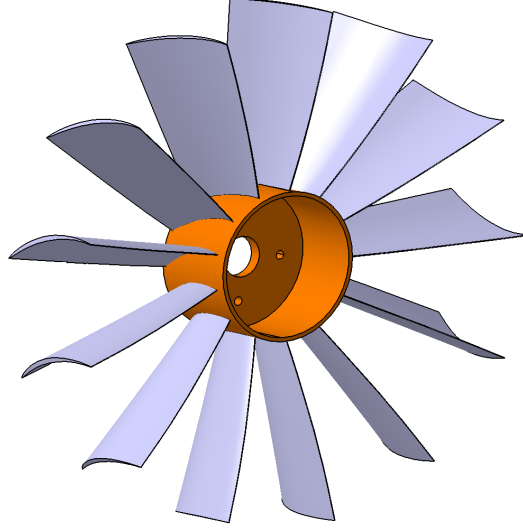
$$\left\{ \begin{array}{l} Q_v = 1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \\ \Delta P_s = 182 \text{ Pa} \\ \Delta P_t = 248 \text{ Pa} \\ \eta = 58 \% \end{array} \right. \quad (2.54)$$

Il y a une différence entre l'élévation de pression totale du rotor seul et de l'étage rotor-stator d'environ 18 Pa due aux pertes causées par le stator d'après les estimation de MFT.

2.3.3 Démarche de conception du rotor aval

Pour la conception du rotor aval, l'hypothèse suivante est faite : « l'écoulement entrant dans l'espace inter-aubes du rotor aval possède les mêmes propriétés cinématiques que l'écoulement sortant du rotor amont ». Autrement dit, les différentes composantes de la vitesse et donc les angles se conservent. Les équations de MFT sont reprises et réutilisées dans un script itératif, voir annexe D et le diagramme de la figure 2.11, où on impose les angles et les vitesses d'entrée du rotor amont et un écoulement purement axial en sortie du rotor aval. Ce script permet de déterminer la forme de la pale à partir du calage,

13. surviennent alors des difficultés de fabrication avec recouvrement des pales. Des problèmes d'encombrement axial peuvent se poser également si la corde est trop grande

FIGURE 2.9 – *Stator, S.*

γ de la corde, c du serrage σ et du coefficient de portance à incidence nulle, $C_{z0\infty}$. En revanche, il ne permet pas de déterminer l'élévation de pression réalisée par R2. Celle-ci est estimée par la relation d'Euler, en utilisant la vitesse de rotation choisie pour R2, la vitesse tangentielle issue de R1 (estimée par MFT) et en imposant une vitesse tangentielle nulle en sortie de R2. Le calcul se fait couche par couche et est pondéré par le débit moyen :

$$\overline{Q_v} = 2\pi \int_{r_{min}}^{r_{max}} V_a(r) r dr \quad (2.55)$$

$$\overline{\Delta P_t} = \eta \frac{1}{\overline{Q_v}} \rho \int_{r_{min}}^{r_{max}} r \omega (V_{\theta 2} - V_{\theta 1}) dQ_v \quad (2.56)$$

Enfin, on applique un rendement global pour tenir compte de toutes les pertes. Ce rendement est fixé à 60% qui est une valeur empirique, constatée sur un certain nombre de ventilateur, et utilisée dans MFT. Durant la conception du rotor amont, R1 est dessiné plus chargé que R2, soit une répartition d'environ 40%-60% de l'élévation de pression du système contrarotatif pour le rotor amont et pour le rotor aval. La vitesse de rotation de R2 est également choisie inférieure à celle de R1, évitant ainsi d'avoir un cas particulier où les deux vitesses de rotation seraient égales. Le nombre de pales a été choisi de manière à éviter d'avoir, lors des mesures des fluctuations de pression pariétale notamment, la fréquence de passage de pale du rotor amont (ou l'une de ses harmoniques) coïncidant avec la fréquence de passage de pale du rotor aval (ou avec l'une de ses harmoniques). Pour se rapprocher le plus possible de la condition de conception entre les deux rotors, on impose à R1 un vortex constant. Pour éviter d'avoir des fréquences de passage de pale coïncidant entre les deux rotors, le nombre de pales n'est pas le même, et R1 possède plus de pales que R2 car il est plus chargé. La figure 2.10 montre le rotor obtenu dont les caractéristiques des pales sont données dans le tableau 2.2.

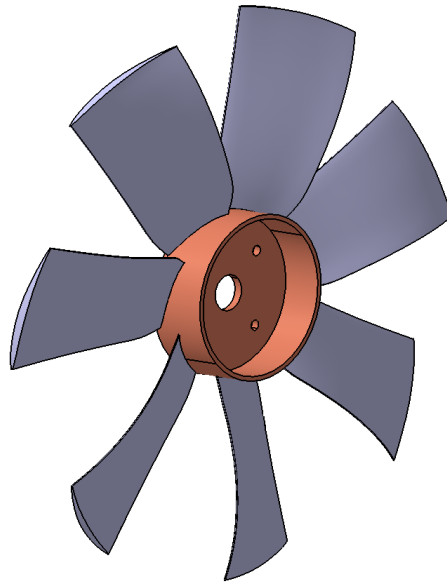


FIGURE 2.10 – Rotor aval, R2.

2.4 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter le cahier de charges des ventilateurs conçus ainsi que le code MFT pour les réaliser. La méthode et la stratégie de dimensionnement pour l'étage contrarotatif ont été également décrites. La démarche de conception, se basant essentiellement sur l'hypothèse selon laquelle l'écoulement n'est pas modifié entre les deux rotors permet de simplifier le problème et permet une conception assez rapide d'un étage contrarotatif. Le script utilisé permet de déterminer et de construire la pale de R2, mais il ne permet pas de calculer l'élévation de pression de R2 en appliquant les mêmes modèles de pertes utilisés dans MFT. Cette estimation est faite couche par couche à partir de l'équation d'Euler et en appliquant un rendement globale de 60%. Or dans MFT, le nombre de pales, le facteur de diffusion et les paramètres permettant de construire la forme géométrique de la pale sont pris en compte dans la détermination de l'élévation de pression totale. Il est nécessaire d'intégrer dans MFT un module pour dimensionner un étage RR comme c'est déjà le cas pour un étage RS. D'autre part, aucune interaction ou effets potentiels entre les rotors ne sont pris en compte. L'influence de la distance axiale entre les rotors n'est pas prise en compte non plus. La prochaine étape consiste à évaluer expérimentalement les performances des étages conçus et de comparer les performances globales et locales avec celles estimées par MFT. De plus, les mesures expérimentales vont permettre d'évaluer l'influence de certains paramètres tels que la distance axiale ou le rapport des vitesses, sur les performances globales.

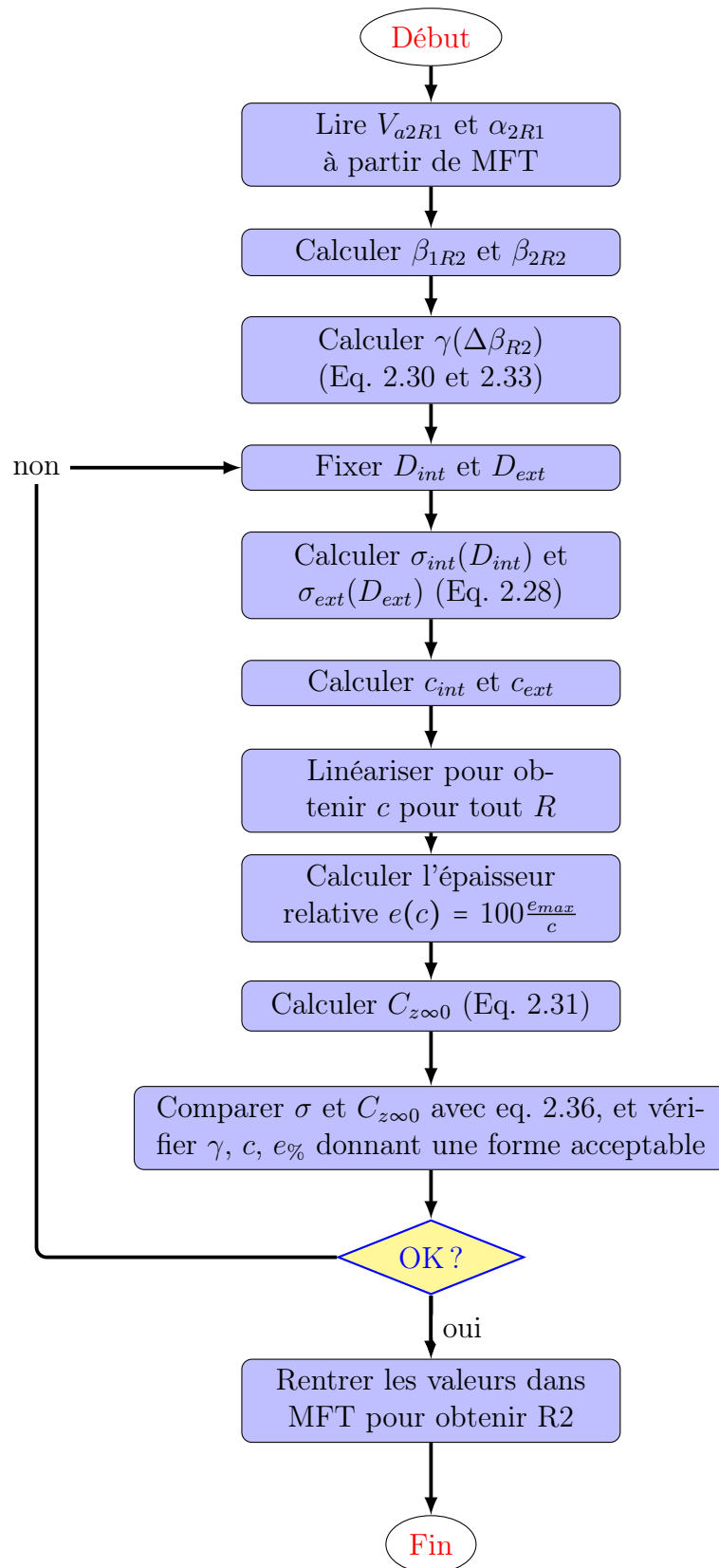


FIGURE 2.11 – Diagramme décrivant la méthode de conception du ventilateur aval

Chapitre 3

Conception et réalisation du banc expérimental AERO²FANS

Sommaire

3.1	BETAECN	50
3.2	AERO ² FANS	61
3.3	Pertes de charge/Calibration	66
3.4	Méthodes de mesure de vitesse	69
3.5	Problèmes posés par les mesures PIV	72
3.6	Problèmes posés par les mesures LDV	75
3.7	Système de translation	79
3.8	Conclusion	79

Ce chapitre présente le banc d'essais final ainsi que les différents moyens et dispositifs expérimentaux. Le banc a été réalisé en deux étapes. Dans un premier temps, la construction du dispositif expérimental BETAECN, répondant aux exigences de la norme ISO-5801 (catégorie B), a permis d'évaluer les difficultés et les problèmes qui pouvaient se poser sans se préoccuper encore de la réalisation du mouvement contrarotatif. Avec le retour d'expérience de BETAECN, des modifications et des améliorations ont été apportées aboutissant au nouveau banc, AERO²FANS capable de mesurer les performances globales mais aussi locales d'un système à rotors contrarotatifs.

Dans ce chapitre, la conception de BETAECN sera présentée en premier lieu ainsi que les différents types et moyens de mesures utilisés. En deuxième lieu, AERO²FANS sera présenté à son tour avec les différentes modifications apportées. Puis, des mesures de calibration et de caractérisation de certains appareils sont détaillées. Enfin, les problèmes et solutions adoptées concernant les mesures PIV et LDV seront discutés dans les deux derniers paragraphes.

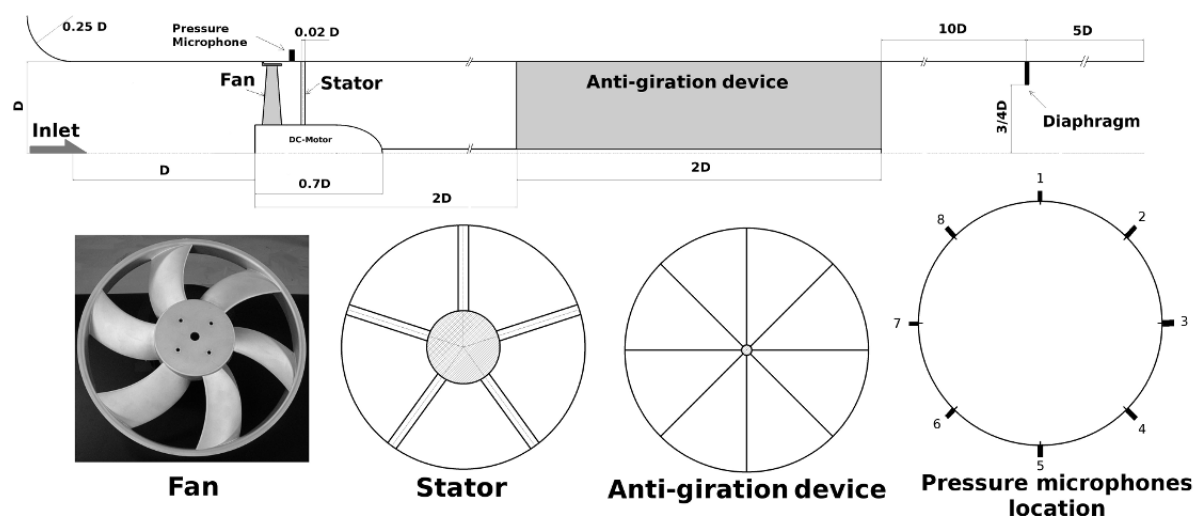


FIGURE 3.1 – Schéma du banc BETAECN

3.1 BETAECN - banc d'essai à un rotor

3.1.1 Présentation et description du banc

Le Banc d'ETude Aéraulique des Ecoulement en CONduit (BETAECN) permet l'étude des performances globales et locales de ventilateurs axiaux en conduit. Les mesures globales sur ce banc ont été validées par le même type de mesures effectuées sur un autre banc du laboratoire mais en configuration champ libre¹. Les essais réalisés sur ces deux bancs ont donné lieu à la publication [49].

Les figures 3.1 et 3.2 montrent les différents éléments constituant ce banc.

Le banc répond aux exigences de la norme ISO-5801, « Essais aérauliques sur circuits normalisés », catégorie B. Il est constitué d'un tube de diamètre intérieur $D=380$ mm et mesure huit mètres de long. Il permet de tracer la caractéristique d'un ventilateur pour une vitesse de rotation donnée en faisant varier la résistance du circuit aéraulique par variation du diamètre du diaphragme de sortie. Principalement, il comporte les éléments suivants :

- un pavillon d'aspiration à l'entrée du banc ;
- un moteur fixé avec des tiges filetées ;
- un redresseur d'écoulement en forme d'étoile pour éliminer la composante de giration ;
- un diaphragme en conduit de diamètre $0.73 D$ pour les mesures de débit ;
- un jeu de diaphragmes pour modifier la section de la sortie ;

Ces éléments sont décrits plus en détail ci-après.

Pavillon d'aspiration : il a pour rôle de diminuer les pertes de charge à l'entrée du banc en diminuant les effets de séparation de la couche limite et de décollements. La

1. selon la norme ISO-5801 (catégorie A).



FIGURE 3.2 – Banc BETAECOn. Le montage des microphones de fluctuation de pression est illustré en bas à gauche de l'image.

surface conique est un quart de cercle de diamètre $0.25 D$, voir figures 3.1 et 3.2. Pour donner un ordre de grandeur, expérimentalement il permet de diminuer les pertes de charges de 10 Pa pour un débit de $1 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$.

Fixation Moteur : le carter contenant le moteur est fixé au conduit au moyen de cinq tiges filetées. Cette solution permet une fixation simple et un réglage de centrage du moteur rapide. L'inconvénient de cette solution est qu'elle n'est pas très rigide et peut se dérégler dans le temps.

Conduits en PMMA : les tubes constituant le conduit sont en PMMA transparent et ont un diamètre extérieur et intérieur $D_e=400 \text{ mm} \pm 5 \text{ mm}$ et $D=380 \pm 5 \text{ mm}$ respectivement. Chacun mesure $L=2 \text{ m}$ de long. Ils ont été assemblés à l'aide de brides à leurs extrémités avec une parfaite étanchéité. Un des problèmes rencontrés dans l'utilisation de ces tubes et leur circularité irrégulière, donnant une forme légèrement elliptique à la section du conduit. Ceci est causé par l'« écrasement » du tube sous son propre poids.

Redresseur en forme d'étoile : comme le suggère la norme, un redresseur d'écoulement en forme d'étoile à huit branches est employé $2D$ en aval du ventilateur. Chacune des branches a une épaisseur de 1.5 mm et la longueur du redresseur est de deux fois le diamètre intérieur du conduit. Le redresseur a pour but de réduire la composante giratoire de l'écoulement qu'on trouve habituellement derrière un rotor. L'énergie contenue dans cette composante giratoire est supposée, d'après la norme, se transformer en chaleur. En sortie du redresseur l'écoulement est donc essentiellement axial et est plus uniforme. Les mesures de pression statique prélevées à un diamètre en aval du redresseur, sont plus

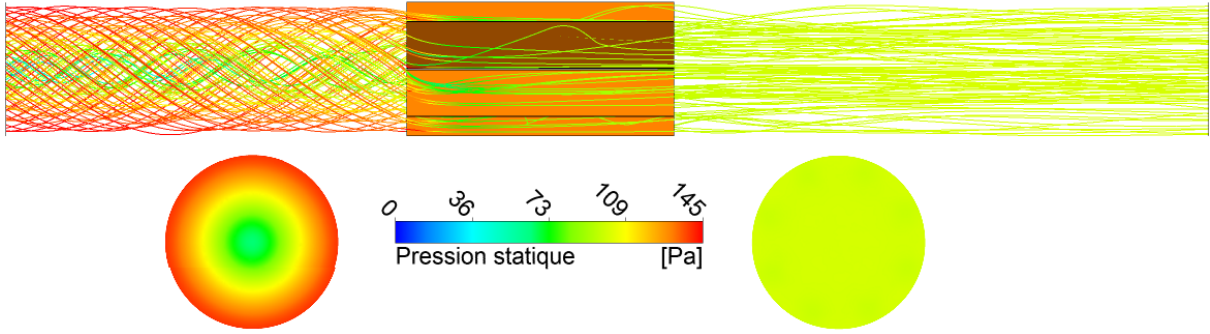


FIGURE 3.3 – Simulation numérique du redresseur positionné 3D en aval de l'entrée. La vitesse axiale imposée en entrée correspond au débit $Q_v=1 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$, soit une vitesse axiale de $V_a=8.8 \text{ m.s}^{-1}$. Une composante tangentielle homogène de valeur $V_\theta=7 \text{ m.s}^{-1}$ est imposée. Cet ordre de grandeur est proche de celle sortant du rotor amont du système contrarotatif. En haut, sont tracées les lignes de courant depuis l'entrée du conduit jusqu'à la sortie. En bas, sont tracés les profils de pression statique à $0.5D$ en amont et en aval du redresseur.

fiables puisque l'écoulement est supposé être uniforme sur une section et perpendiculaire aux quatre prises de pression placées en paroi du conduit. La pression moyenne mesurée en paroi est alors plus représentative de la pression statique moyenne de cette section du tube.

Pour vérifier et essayer de comprendre comment fonctionne le redresseur en étoile, une simulation numérique de cette pièce a été réalisée. Un écoulement tourbillonnaire est imposé en amont du redresseur, équivalent à celui sortant d'un rotor. La figure 3.3 montre le domaine de calcul. La simulation est réalisée avec le code commercial Ansys-CFX v.13, utilisant le modèle de turbulence $k-\epsilon$ avec les conditions aux limites suivantes : en entrée, on impose une vitesse et en sortie, on impose une pression statique choisie arbitrairement égale à 100 Pa. Le domaine axi-symétrique simulé représente un huitième de la section du tube de longueur $9D$, avec un redresseur de longueur $2D$.

Au débit nominal, l'écoulement possède une composante giratoire très élevée en amont, $V_\theta=7 \text{ m.s}^{-1}$, presque égale à la vitesse axiale ($V_a=8.8 \text{ m.s}^{-1}$). En aval, après avoir traversé le redresseur, l'écoulement devient quasi-axial. Quantitativement, le redresseur remplit son rôle qui consiste à éliminer la composante giratoire de la vitesse. Les profils de pression des sections du conduit aux position $0.5 D$ en amont et en aval du redresseur montrent également une homogénéisation de la pression statique. Le tableau 3.1 montre quelques valeurs de pression statique et totale moyennées et prélevées sur les sections du tube, $0.5 D$ en amont et $0.5 D$ en aval du redresseur². La figure 3.4 montre l'étude de convergence en maillage réalisée sur la perte de charges du redresseur, définie comme la différence de la pression statique moyenne sur les sections situées à $0.5D$ en amont et à $0.5D$ en aval de du redresseur. D'après ces valeurs, la perte en terme de pression statique est de l'ordre de 14.88 Pa. Les autres simulations de la figure 3.5 donne une valeur comprise

2. Pour une meilleure comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations, toutes les valeurs de pression sont normalisée par une masse volumique de référence, fixée dans cette étude à $\rho_{MFT} = 1.21$. Ce point sera plus détaillé dans les paragraphes suivants.

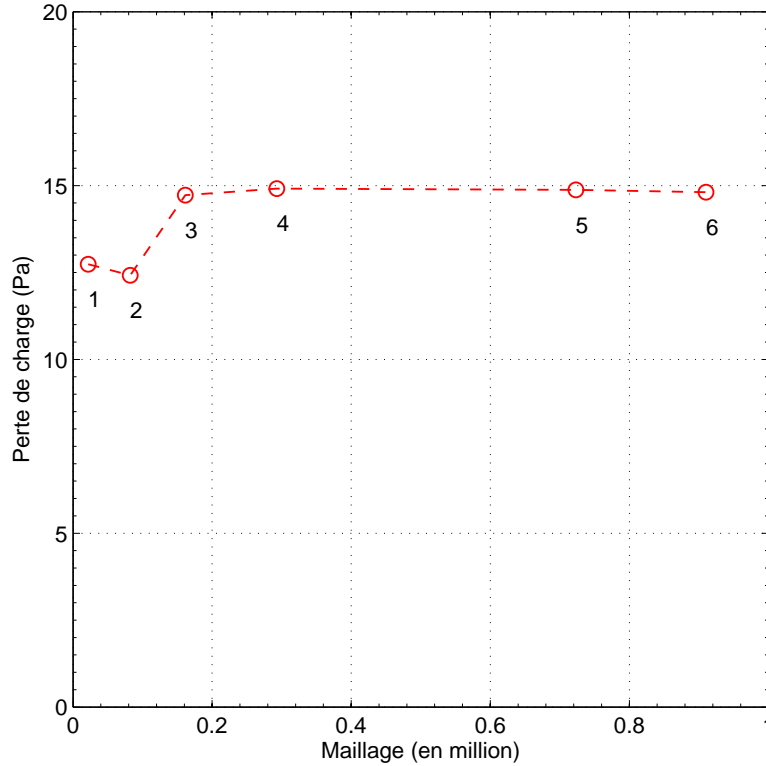


FIGURE 3.4 – Convergence en maillage de la perte de charge du redresseur (ramenée à ρ_{MFT}), considérée sur les sections situées à $0.5D$ en amont et à $0.5D$ en aval du redresseur dans les conditions de la figure 3.3.

entre 13.8 et 14.8 Pa. Dans la norme, cette même perte de charge est modélisée par un terme proportionnel à la vitesse débitante au carré avec un coefficient ζ :

$$\zeta = 0.015 + 1.26 Re_D^{-0.3} + 0.95 Re_D^{-0.12} \quad (3.1)$$

Au débit $Q_v = 1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, la perte de charge est estimée à :

$$\Delta P_s = \frac{1}{2} \rho_{MFT} \left(\frac{Q_v}{\pi \frac{D^2}{4}} \right)^2 \zeta \quad (3.2)$$

$$= 14.5 \text{ Pa} \quad (3.3)$$

La pression dynamique relative à la vitesse axiale est inchangée. Seule la pression dynamique relative aux vitesses tangentielle et radiale diminue significativement et devient presque nulle. D'après la simulation, le redresseur en forme d'étoile permet effectivement de supprimer les composantes tangentielle et radiale. Toutefois, on observe que la perte de charges du redresseur varie en fonction de la vitesse tangentielle imposée en entrée comme le montre la figure 3.5 Effectivement, on remarque que le coefficient ζ ne tient compte que du nombre de Reynolds défini à partir de la vitesse débitante. De plus, la norme précise clairement que cette estimation de la perte de charges ne tient pas compte de la rotation de l'écoulement induite par le ventilateur.

	0.5D Amont	0.5D Aval
Pression statique (Pa)	116.6	101.7
Pression dynamique relative à V_a (Pa)	46.84	46.84
Pression dynamique relative à V_θ et V_r (Pa)	23.55	0.43

Tableau 3.1 – Pression moyennée sur la section du tube, 0.5D en amont et 0.5D en aval du redresseur dans les conditions de la figure 3.3.

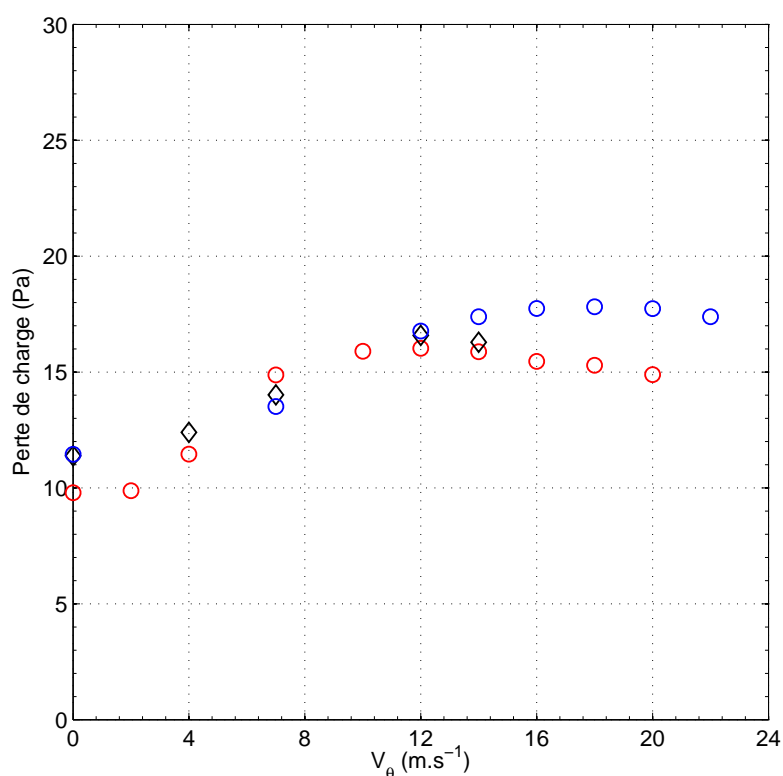


FIGURE 3.5 – Évolution de la perte de charges (ramenée à ρ_{MFT}) du redresseur pour une vitesse débitante de $V_a=8.8 \text{ m.s}^{-1}$ imposée en entrée du domaine, en fonction de la vitesse tangentielle. (\circ) : Ansys-CFX, modèle $k-\epsilon$, maillage numéro 5. (\diamond) : Ansys-Fluent, modèle $k-\epsilon$, maillage numéro 5. (\circ) : Ansys-Fluent, modèle $k-\omega$ SST, maillage numéro 6. Conditions aux limites : vitesse en entrée correspondant au débit de $1 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$, et pression statique en sortie.

Or, on observe sur la figure 3.5 que la perte de charge est une fonction croissante de la vitesse tangentielle imposée en entrée. Cependant, à partir d'une certaine valeur de la vitesse tangentielle très importante par rapport au cas effectif expérimental, la perte de charge tend à saturer.

Prises de pression : pour déterminer l'élévation de la pression moyenne que réalise le rotor, quatre prises de pression sont placées $1D$ en aval du redresseur. Ces prises sont connectées entre-elles et reliées à un manomètre. Ce manomètre, de marque Furness Controls modèle FCO318, mesure la différence de pression entre la pression moyenne pariétale à l'intérieur du conduit et la pression atmosphérique avec une précision de 0.1 Pa pour la plage de -999 à +999 Pa. Cette différence de pression, en réalité ne contient pas seulement l'élévation de pression que fait le rotor. Elle inclut également les pertes de charges du circuit entre l'entrée du banc et la section où la mesure de pression est effectuée. Ces pertes de charge sont dues à plusieurs éléments dont les principaux sont :

- le pavillon d'aspiration placé à l'entrée ;
- le conduit ;
- les tiges de fixation des carters des moteurs ;
- et enfin le redresseur.

En soustrayant la pression atmosphérique à la mesure de pression réalisée en aval du redresseur et en ajoutant les pertes de charge entre l'entrée du banc et la zone où se trouvent les prises de pression, on obtient l'élévation de la pression statique réalisée par le rotor.

Débit-mètre : le débit-mètre utilisé sur ce banc mesure quinze fois le diamètre du conduit. C'est un système déprimogène à diaphragme de diamètre $d=0.73D$. La distance amont du diaphragme, de longueur dix fois le diamètre du conduit, permet d'homogénéiser l'écoulement. Des prises de pression statique en amont et aval du diaphragme permettent de mesurer la différence de pression. Le débit massique est directement obtenu à partir de la formule suivante :

$$Q_m = \frac{\alpha \epsilon \pi d^2}{4} \sqrt{2\rho \Delta P} \quad (3.4)$$

avec d , le diamètre du diaphragme ΔP , la différence de pression mesurée α et ϵ étant des constantes. Le débit est varié au moyen de plusieurs diaphragmes de différents diamètres placés à la sortie du banc et changés manuellement.

Définition de l'élévation de pression de la norme ISO-5801 : on trouve dans la norme deux définitions de l'élévation de pression. La première, appelée élévation de pression statique, définie par :

$$\begin{aligned} \Delta P_s &= P_{s\text{-sortie}} - P_{t\text{-entree}} \\ &= P_{s\text{-sortie}} - P_{atm} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Les indices s , t , et atm désignent respectivement *statique*, *totale* et *atmosphérique*. Dans cette définition, on considère la différence entre la pression statique en aval du rotor et la pression totale en amont du rotor, figure 3.6. Cela équivaut à considérer l'élévation de la pression statique entre l'aval du rotor et la pression atmosphérique du fluide alimentant le rotor.

La deuxième définition, est celle de l'élévation de pression totale et s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta P_t &= \Delta P_s + P_{d\text{-entree}} \\ &= P_{s\text{-sortie}} - P_{s\text{-entree}} - P_{d\text{-entree}} + P_{d\text{-entree}} \\ &= P_{s\text{-sortie}} - P_{s\text{-entree}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

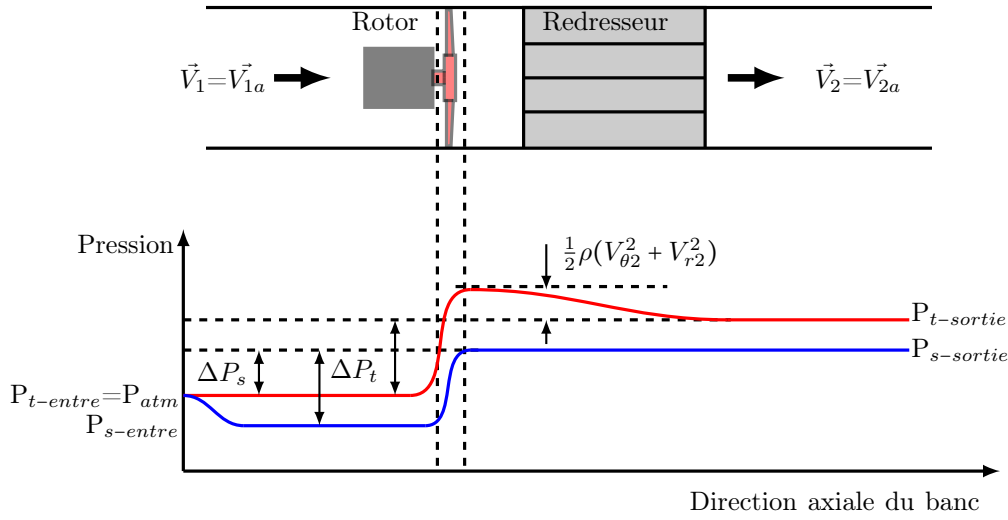


FIGURE 3.6 – Définition de l'élévation de pression statique et totale selon la norme ISO-5801.

L'indice *d* désigne *dynamique*. Dans cette définition on retrouve l'élévation de pression statique ainsi qu'une partie de la pression dynamique, relative à la vitesse débitante uniquement. Elle représente donc l'énergie « utile » que fournit le rotor au fluide³. En revanche, elle ne tient pas compte de l'énergie relative à la pression dynamique des vitesses tangentielle et radiale, fournie également par le rotor⁴. Cette dernière n'étant pas mesurable facilement⁵ et de toute façon non comptabilisée dans la détermination des performances du rotor, est éliminée par le redresseur. La pression statique est mesurée par les prises de pression en aval du redresseur et la pression dynamique relative à la vitesse débitante est déterminée à partir de la mesure du débit. Ces définitions d'élévation de pression sont directement liées à la définition du rendement du système. On trouve ainsi dans la norme deux définitions. Le rendement statique, défini à partir de l'élévation de la pression statique :

$$\eta_s = \frac{\Delta P_s Q_v}{C \omega} \quad (3.7)$$

avec C le couple mesuré, et le rendement total défini à partir de la pression totale :

$$\eta_s = \frac{\Delta P_t Q_v}{C \omega} \quad (3.8)$$

Normalisation des mesures globales : il est d'usage en turbomachine de présenter les performances globales en terme de coefficients adimensionnels d'élévation pression ψ

3. Celle qui apparait dans l'élévation de pression statique et celle mettant en mouvement le fluide dans la direction axiale.

4. Celle-ci n'intervient ni dans le débit ni dans l'élévation de pression statique. C'est la raison pour laquelle on essaie de la minimiser ou la récupérer sous forme de pression statique en utilisant un stator par exemple.

5. à moins d'utiliser des moyens de mesures plus sophistiquées comme une sonde à 5 trous, fils chaud, PIV, LDV, etc.

et de débit ϕ définis par :

$$\psi = \frac{\Delta P}{\rho R^2 \omega^2} \quad (3.9)$$

$$\phi = \frac{Q_v}{\pi \omega R^3} \quad (3.10)$$

On présentera les résultats en terme de coefficients dimensionnels pour l'ensemble de l'étude pour une meilleure comparaison entre les différents résultats. Néanmoins, on fera appel à ces relations afin d'étudier l'influence du rapport des vitesses sur les propriétés de similitude au chapitre 5.

Par ailleurs, il a été constaté lors des différentes campagnes de mesures, à différentes périodes de l'année, que les variations des conditions expérimentales telles que la pression atmosphérique, la température sèche et la température humide⁶, nécessaires pour calculer la masse volumique d'après la norme, sont non négligeables et peuvent engendrer une variation de la masse volumique de l'air, par rapport à celle de conception $\rho_{MFT}=1.21 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$, d'environ $\pm 2.2\%$. Par souci d'homogénéisation des résultats obtenus, toutes les mesures d'élévation de pression ont été normalisées par la masse volumique de conception en les multipliant par $\frac{\rho_{MFT}}{\rho_{exp}}$, ρ_{exp} étant la masse volumique de l'air mesurée lors de l'essai.

Par définition, le débit volumique dont l'équation s'écrit :

$$Q_v = \frac{\alpha \epsilon \pi d^2}{4} \sqrt{2 \frac{\Delta P}{\rho_{exp}}} \quad (3.11)$$

ne nécessite pas une normalisation par la masse volumique car il est déjà divisé par ρ_{exp} .

Erreur et précision sur la mesure : la pression statique est mesurée avec une erreur absolue de $\pm 1 \text{ Pa}$. Les mesures de pertes de charges introduisent une erreur d'environ $\pm 3 \text{ Pa}$. L'incertitude relative de la détermination de la masse volumique est de $\pm 1\%$

3.1.2 Mesures de fluctuations de pression en paroi

La mesure des fluctuations de pression en paroi permet d'explorer les instationnarités se produisant en paroi du conduit. Le signal est d'abord analysé dans le domaine temporel en calculant l'intercorrélation entre plusieurs microphones ou l'autocorrélation d'un seul signal. Cette analyse renseigne sur la périodicité d'un signal et sur leur degré de ressemblance et permet notamment de détecter des structures tournantes en mesurant le déphasage entre deux position. Ensuite, le signal est transformé dans le domaine fréquentiel avec la transformée de Fourier. On peut alors identifier les fréquences présentes dans le signal et les analyser. Le banc BETAECN était équipé de huit microphones placés à fleur du diamètre intérieur du tube (figure 3.2), avec la possibilité d'effectuer des

6. la température sèche est celle mesurée par un thermomètre placé à l'abri de l'humidité tandis que la température humide est mesurée par un thermomètre dont l'extrémité de la sonde est en contact avec un morceau de coton mouillé. L'eau s'évapore grâce à un système de ventilation et la température affichée devient stable lorsqu'on atteint l'air est saturé en eau et l'humidité locale vaut 100%. La température humide est toujours inférieure à la température sèche; elles sont d'autant plus égales que l'humidité relative est proche de 100%.

mesure de fluctuations de pression locales à différentes positions axiales au voisinage du ventilateur.

Chaîne d'acquisition : pour les mesures des fluctuations de pression, la chaîne de mesure comporte les éléments suivants :

- des microphones,
- des pré-amplificateurs,
- un boîtier d'amplification,
- une carte d'acquisition à échantillonnage simultané,
- un PC équipé de LabView.

La figure 3.7 montre le microphone utilisé ainsi que son pré-amplificateur. C'est un microphone électrostatique à condensateur de précision utilisé pour des applications de mesure acoustique de la marque G.R.A.S., modèle 40BP possédant un diamètre de 6.3 mm (1/4 pouce) qui a été monté sur le pré-amplificateur de la même marque, modèle 26AC. Le boîtier de puissance, G.R.A.S. 12 AG, auquel sont reliés tous le pré-amplificateurs permet de régler l'amplification (en dB) du signal avant que celui-ci ne soit envoyé vers la carte d'acquisition de la marque NI modèle USB-6229. La particularité de la carte d'acquisition utilisée est qu'elle permet de réaliser un échantillonnage simultané sur l'ensemble des voies d'entrée. Enfin, un programme sous LabView permet de lancer l'acquisition et le stockage des données afin d'être traitées par la suite.



FIGURE 3.7 – A gauche : microphone de mesure acoustique G.R.A.S. 40BP 1/4 pouce (diamètre : 6.3 mm). A droite : pré-amplificateur G.R.A.S. 26AC.(www.gras.dk)

Calibration des microphones : chaque microphone est fourni avec son certificat de calibration sur lequel figure entre autres la sensibilité (en mV.Pa⁻¹). Cette sensibilité pouvant varier en fonction des autres composants (notamment le pré-amplificateur et le module de puissance), la calibration de l'ensemble de la chaîne de mesure est réalisée avant chaque campagne de mesure. Pour ce faire, les microphones sont étalonnés dans les mêmes conditions que celles pendant les mesures au moyen d'un calibrateur. La sensibilité est calculée à partir de la moyenne de trois mesures par la formule suivante :

$$S = \frac{rms(U_{mes}/10^{\frac{G}{20}})}{10^{\frac{A}{20}}p'} \quad (3.12)$$

avec S la sensibilité en mV.Pa⁻¹, U_{mes} la valeur de tension mesurée (ramenée en mV), G le gain appliqué (en dB), A est l'amplitude du signal de référence du calibrateur et

p' la pression de référence égale à $2 \cdot 10^{-5}$ Pa. Les valeurs de sensibilités obtenues sont celles utilisées pour la conversion volt/pascal. Ces valeurs sont sensiblement proches de celles du constructeur avec un écart compris entre 1.5% et 3.7%. La figure 3.8 montre un exemple de signal de référence de fréquence 1000 Hz et de niveau de calibration $A=114$ dB, échantillonné à la fréquence 6000 Hz. La déviation standard de ce signal vaut 15.86 mV, soit une sensibilité de $S=1.58$ mV.Pa⁻¹. Celle annoncée par le constructeur est de $S_{cons}=1.68$ mV.Pa⁻¹ mais ne tient pas compte de toute la chaîne d'acquisition.

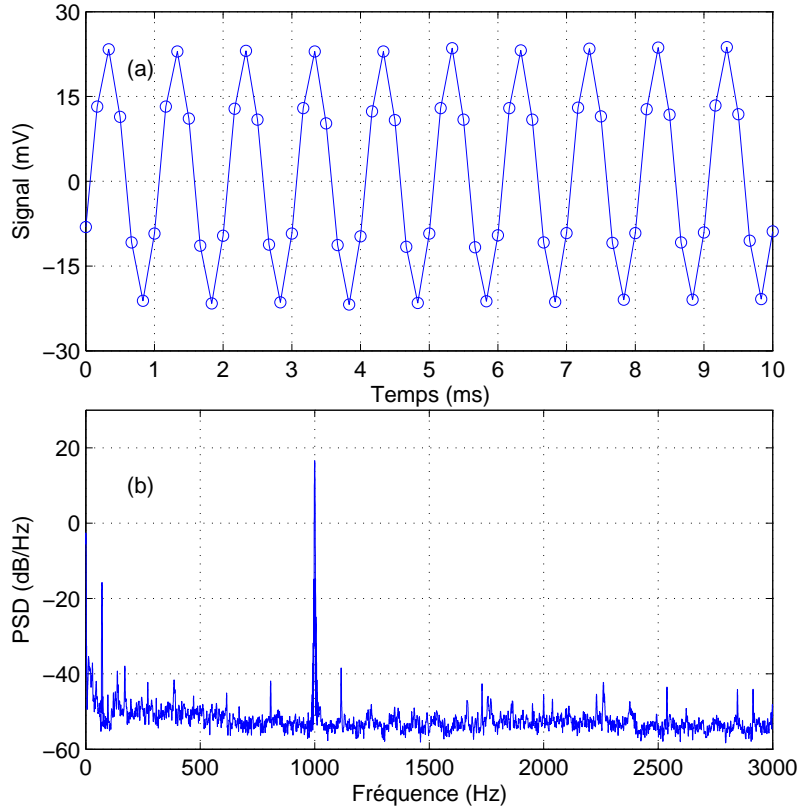


FIGURE 3.8 – Exemple de calibration de microphone avec un signal de référence de fréquence 1000 Hz, d'amplitude 114 dB. Le signal est enregistré pendant 10 s (seules les 10 premières ms sont montrées), à la fréquence d'échantillonnage de 6000 Hz. Sensibilité calculée : $S=1.58$ mV.Pa⁻¹, celle annoncée par le constructeur $S_{cons}=1.68$.

La densité spectrale de puissance du graphe 3.8b) est estimée à partir d'un périodogramme moyenné calculé selon la méthode de Welch [64], avec un fenêtrage de « Hann » et sans recouvrement. Cette méthode consiste à déterminer, à partir d'un signal unique la PSD en découpant la signal en plusieurs segments de plus petites tailles, de calculer le périodogramme sur chacun des segments puis de calculer leur moyenne. Les niveaux des DSP sont exprimés en (dB/Hz) avec une pression de référence de $p_0=1$ Pa, et une bande de fréquence de référence $\Delta f_0=1$ Hz calculée à partir des coefficients de welch P_w (en Pa²/Hz) suivant la formule :

$$PSD_{dB/Hz} = 10 \text{Log}_{10} \left(\frac{P_w}{p_0^2 / \Delta f_0} \right) \quad (3.13)$$

L'intégrale du spectre de la figure 3.8b) permet de remonter à puissance moyenne $A=114$ dB.

Cette méthode est utilisée pour estimer la PSD des signaux analysés au chapitre 5.

3.1.3 Retour d'expérience de BETAECN

Du point de vue de la construction mécanique du BETAECN, les difficultés rencontrées concernaient essentiellement la fixation du moteur dans le tube en plexiglas d'une part et d'autre part l'accouplement moteur-ventilateur. Pour la fixation du moteur, celui-ci devait répondre aux points suivants :

- être parfaitement fixé ;
- éviter les problèmes de vibrations en fonctionnement ;
- être parfaitement centré dans le tube en plexiglass.

Le ventilateur de diamètre $D_r=375$ mm devait être parfaitement fixé et centré à l'arbre moteur pour éviter les effets de balourd et les problèmes de voilage dans le tube de diamètre intérieur 380 mm. L'accouplement entre le ventilateur et le moteur a nécessité beaucoup d'efforts et plusieurs fois le système de fixation a été modifié ce qui a permis de réduire ces problèmes mais pas de les supprimer totalement. La cause de ces problèmes est en grande partie due à l'imprécision de l'usinage des pièces mécaniques et du centrage de la partie moteur dans le tube. De plus, le tube utilisé ne possède pas une section parfaitement circulaire mais légèrement elliptique par écrasement sous son propre poids. C'est un problème majeur qu'il faut régler par l'utilisation de blocs usinés dans la masse avec une meilleure précision. Des essais de mesures PIV (Particle Image Velocimetry) ont été effectués dans le but de voir la faisabilité de ces mesures et de déterminer quelles modifications apporter pour parvenir à les réaliser dans de bonnes conditions. Ces tentatives n'ont pas permis d'obtenir des champs de vitesses exploitables et ceci pour principalement deux raisons :

- l'ensemencement n'était pas homogène et suffisamment dense dans l'écoulement pour obtenir des images de bonne qualité. De plus, comme le circuit est ouvert il faut sans cesse injecter des gouttelettes d'huile qui s'échappent dans le local où a lieu l'expérience. Il serait donc préférable d'avoir un circuit fermé dans lequel les particules circulent en boucle. Cependant, il est difficile d'avoir un circuit complètement fermé, une solution serait de prévoir une chambre devant l'entrée du banc dans laquelle serait injecté l'ensemencement. L'échappement se fera alors dans la même chambre grâce à une boucle de retour (voir le banc AERO²FANS ci-après). Ainsi on évite l'échappement des particules dans le local et on améliore l'homogénéité de l'ensemencement ;
- pour améliorer d'avantage la qualité des images, il faut éviter au maximum les réflexions du laser. La solution finale adoptée est présentée au § 3.5.1.

C'est sur la base de toutes ces modifications que le nouveau banc, AERO²FANS, a été conçu et est présenté au § 3.2.

Solution	Principe	Avantages	Inconvénients
1 moteur	Rotation en sens inverse grâce à un système d'engrenage.	Un des deux côtés est accessible pour les mesures	Impossible de faire varier les vitesses de rotations librement.
2 moteurs du même côté	Arbres coaxiaux, l'un à l'intérieur de l'autre.	Idem. et possibilité de faire varier les vitesses librement.	Système difficile à mettre en place.
1 moteur de chaque côté	Un moteur de chaque côté du système contrarotatif	Idem et simple à réaliser	Champ d'observation limité à l'espace inter-rotor.

Tableau 3.2 – Comparaison des différentes solutions possibles de systèmes contrarotatifs

3.2 Conception et construction de AERO²FANS

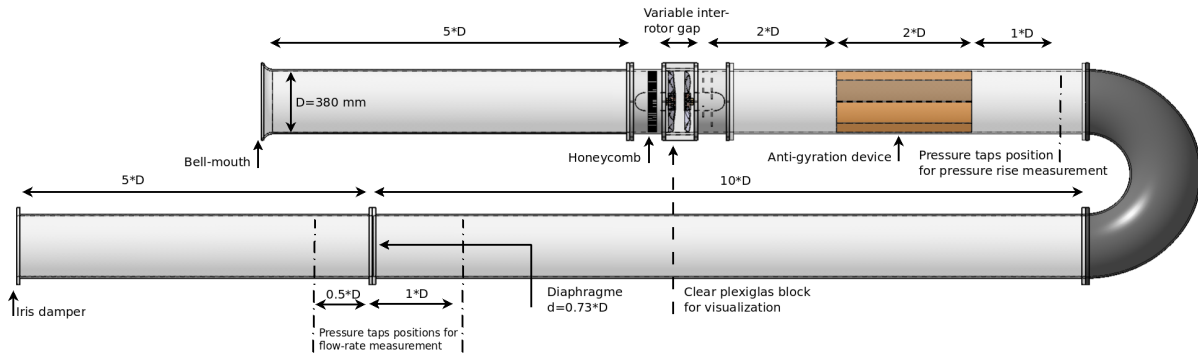
3.2.1 Réalisation du mouvement contrarotatif

La complexité de la réalisation du mouvement contrarotatif a nécessité une attention toute particulière lors de la conception du banc. En effet, plusieurs solutions technologiques sont possibles avec leurs avantages, contraintes et inconvénients. La première question à laquelle on doit répondre avant d'opter pour une solution plutôt qu'une autre est, *quels paramètres souhaite-on étudier ?* Dans le cadre de cette étude, chaque rotor doit être contrôlé en vitesse indépendamment de l'autre. De plus, on doit pouvoir faire varier la distance axiale aisément. Utiliser un seul moteur n'est donc pas envisageable. Par conséquent, une solution à deux moteurs, de part et d'autre de chaque rotor est adoptée. Le tableau 3.2 compare les différentes possibilités envisagées. La solution choisie, bien qu'elle soit la plus simple à mettre en place, possède néanmoins un inconvénient majeur : elle permet difficilement la réalisation de mesures de vitesses derrière le rotor aval. De plus, la fixation du carter du moteur aval perturbe l'écoulement. En contre partie, la zone inter-rotors est parfaitement accessible.

3.2.2 Modifications apportées à BETAECON

Dans ce qui suit, on décrit les modifications et les nouveaux éléments ajoutés au banc BETAECON pour arriver au banc AERO²FANS montré dans la figure 3.9.

Moteurs et blocs moteurs : la fixation des moteurs pose quelques problèmes. En effet, elle doit perturber l'écoulement le moins possible. De plus, le diamètre des carters des moteurs et donc le moteur lui-même ne doit pas être supérieur à celui des moyeux des rotors. Or, plus la puissance du moteur est élevée et plus ce dernier est encombrant (en diamètre et en longueur). En supposant un rendement total (comprenant le rendement aéraulique, perte mécanique et électrique) de 50% (pour le banc BETAECON ce rendement valait 67%) et sachant que le cahier des charges pour le rotor amont impose une élévation de pression totale d'environ 250 Pa pour un débit de $1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, la puissance

FIGURE 3.9 – Schéma du banc AERO²FANS

du moteur est estimée à :

$$P_{moteur} = \frac{\Delta P_{total}}{\eta_{total}} = 500 \text{ W} \quad (3.14)$$

Le moteur choisi est un moteur de type « brushless », de puissance 750 W de la marque Panasonic (MINAS A4 MSMD082) fourni avec son module de commande, qui présente un bon compromis entre puissance fournie et encombrement (figure 3.10). En effet, ce moteur est silencieux, bien régulé et permet de mesurer le couple sans faire appel à un couplemètre externe. Le bloc du moteur amont est présentée dans la figure 3.11. Les deux blocs



FIGURE 3.10 – Moteur Panasonic MINAS A4 et son module de commande

des moteurs amont et aval ont été usinés dans la masse en aluminium pour assurer une bonne robustesse et stabilité au banc. Initialement, le diamètre du carter devait être égal à celui du moyeu du rotor. Cependant, pour des raisons de tenue mécanique, le diamètre du carter a dû être agrandi. Au final, le diamètre du moyeu du rotor fait $R_i=55 \text{ mm}$ alors que le diamètre du carter du moteur fait $R=65 \text{ mm}$. Ce détail a tout son importance, puisque cette marche que constitue l'écart des rayons peut provoquer une source de perturbations au niveau du moyeu des rotors.

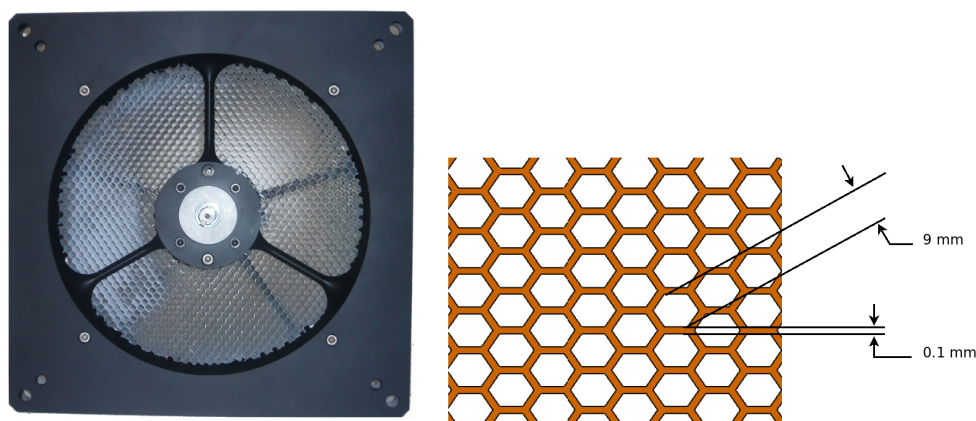


FIGURE 3.11 – A gauche : bloc moteur amont avec son moteur et le nid d’abeilles. A droite : dimensions des cellules du nid d’abeilles.

Nid d’abeille : on fait souvent l’hypothèse d’un écoulement axial, uniforme et sans pré-rotation en amont du rotor. Or, en réalité ceci n’est jamais vrai. De plus, le bloc moteur amont avec ses deux rangées de fixation, perturbe fortement l’écoulement entrant étant donnée sa proximité avec le rotor amont. Pour s’approcher le plus possible de cette hypothèse lors des essais, un nid d’abeille (figure 3.11), d’épaisseur 50 mm est placé à 65 mm en amont du rotor amont. La figure 3.12 montre les distances entre les différents composants autour des rotors.

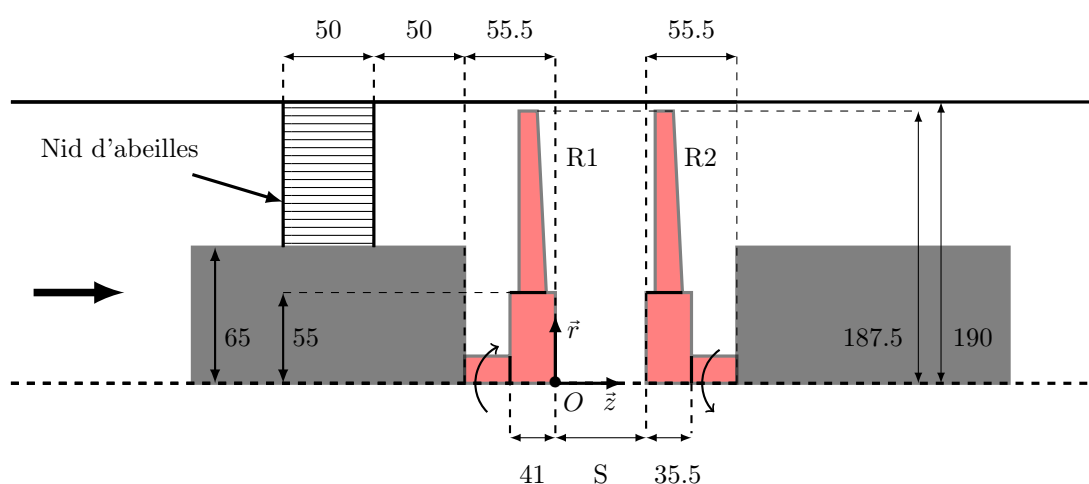


FIGURE 3.12 – Définition géométrique et dimensions (en mm) du système contrarotatif. S est la distance entre les moyeux des deux rotors. Le rotor $R1$ tourne dans le sens négatif par rapport à l’axe \vec{z} , et le rotor $R2$ dans le sens positif.

Il n’y a malheureusement à ce jour, aucune étude permettant de dimensionner un nid d’abeilles. Dans le cadre de cette étude, le nid d’abeilles est dimensionné en fonction de la corde au rayon moyen du rotor amont. Cet élément, ne figurant pas dans la norme, génère des pertes de charges supplémentaire qu’il faut prendre en compte. Une étude de

caractérisation de perte de charges du banc en fonction du débit de fonctionnement a donc été réalisée et les résultats sont présentés au § 3.3.1.

Par ailleurs, pour caractériser l'écoulement dans le conduit, des mesures par LDV⁷ ont été réalisées en présence du bloc moteur amont seul et sans rotor. Les profils des composantes axiale et tangentielle de la vitesse, à 100 mm du nid d'abeille, sont donnés dans la figure 3.13a), pour un débit proche du débit nominal, $Q_v=1 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$, soit une vitesse débitante moyenne théorique de :

$$V_{deb} = \frac{Q_v}{\pi(R_{cond}^2 - R_{carter}^2)} \quad (3.15)$$

$$= 9.99 \text{ m.s}^{-1} \quad (3.16)$$

avec $R_{cond}=190 \text{ mm}$ et $R_{carter}=65 \text{ mm}$, les rayons du conduit et du carter moteur respectivement. La vitesse débitante moyenne mesurée est égale à $V_{a-moy}=9.85\pm 3 \text{ m.s}^{-1}$, soit

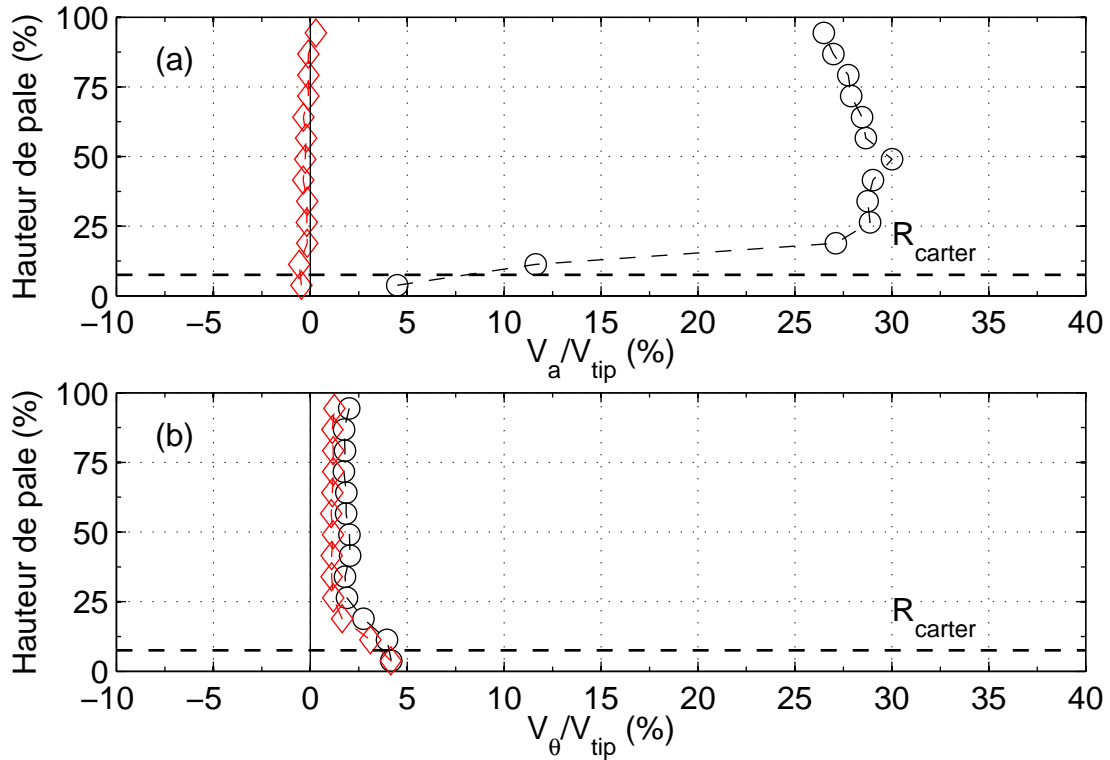


FIGURE 3.13 – Écoulement en aval du nid d'abeilles. (a) : Profil de vitesse en (%) 100 mm en aval du nid d'abeilles. (b) : déviation standard en (%) par rapport à la vitesse en périphérie de R1, $V_{tip}=39.3 \text{ m.s}^{-1}$. (o) : composante axiale, (◊) : composante tangentielle.

$\approx 25\%$ de V_{tip} . Les fluctuations de la vitesse axiale sont relativement grandes en particulier près du centre du conduit à cause de la présence du carter moteur. La composante tangentielle est relativement faible et est inférieure à 1 % de la vitesse en périphérie du

7. le principe de fonctionnement de cette méthode est présenté en annexe C

ventilateur⁸, $V_{tip} = \omega_{R1} R_{max} = 39.3 \text{ m.s}^{-1}$. L'intensité turbulente, figure 3.13b), le niveau de turbulence exprimé relativement à V_{tip} est de l'ordre de 1 à 1.6 % pour la composante tangentielle et de 1.5 à 2.8 % pour la composante axiale, sauf au niveau du carter moteur où elle s'élève à 5 %. L'écoulement dans le conduit, sans rotors, est donc globalement faiblement turbulent.

Blocs PMMA transparents : afin d'étudier l'effet de la distance axiale inter-rotors, des blocs de différentes épaisseurs sont placés entre les deux carters moteurs afin de faire varier cette longueur. Ces blocs sont fabriqués en PMMA transparent pour permettre de réaliser des mesures par laser telles que la vélocimétrie à effet de Doppler (LDV) ou encore la vélocimétrie à images de particules (PIV). Comme il sera décrit au § 3.5, ces blocs ne sont absolument pas efficaces pour réaliser de mesures par PIV ni par LDV. Néanmoins, ils sont utilisés pour faire varier la distance axiale.

Bloc aluminium : pour réaliser les mesures de fluctuations de pression en paroi, un bloc en aluminium dans lequel viennent se fixer des microphones à fleur de la paroi interne du conduit a été usiné et est montré dans la figure 3.14. Ce même bloc sert également à

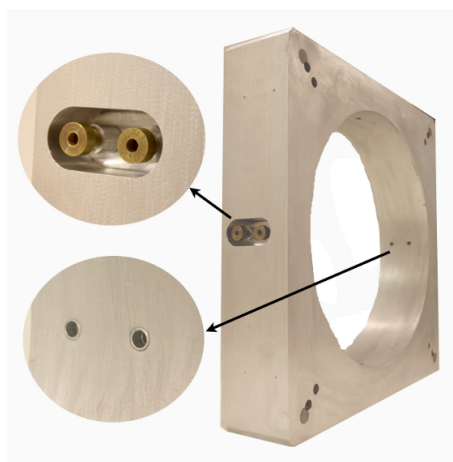


FIGURE 3.14 – Bloc en aluminium pour les mesures des fluctuations de pression en paroi. Quatre positions sont prévues, espacées régulièrement sur la circonférence, permettant de placer des microphones à fleur de la paroi interne du bloc.

placer une fenêtre transparente pour les mesures par LDV, voir §3.6.

Coude de retour : pour des raisons d'encombrement, le banc est réadapté. Un coude de retour de 180° en aval des prises de pression est placé afin que toute la partie restante du banc, qui correspond en réalité à un débit-mètre de longueur quinze fois le diamètre du conduit, soit placée non pas dans la continuité du banc mais en dessous de celui-ci, comme le montre la figure 3.2. Cette solution est également intéressante pour le problème posé par l'ensemencement évoqué précédemment. En effet, profitant de cette configuration

8. dans toute la suite de l'étude, les vitesses présentées sont adimensionnées par V_{tip} même si dans le cas présent il n'y a pas de rotor. $\omega_{R1} = 209.4 \text{ rad.s}^{-1}$ et $R_{max} = 187.5 \text{ mm}$.

avec un coude de retour, il est possible de construire une chambre d'ensemencement et le circuit devient « fermé ».

Ventilateur de refoulement : un ventilateur de refoulement est placé à l'extrémité du banc. C'est un ventilateur « Valéo », de diamètre $D=375$ mm tournant jusqu'à $N=3000$ rpm. D'une part, il permet de réaliser la courbe de caractérisation de perte de charges du banc. D'autre part, il permet d'atteindre des débits plus élevés lors des mesures de performances globales des rotors. Ce ventilateur n'a aucune influence sur les performances mesurées car il se trouve en dehors des zones de mesure d'élévation de pression et de débit.

Diaphragme à iris de contrôle de débit : enfin, à l'extrémité du banc, après le ventilateur de refoulement, un diaphragme à iris, de marque UNELVENT modèle Iris 400, permet de contrôler le diamètre de l'ouverture de la sortie, contrôlant ainsi le débit à travers le banc (figure 3.15). Cette solution offre l'avantage d'être moins encombrante qu'un cône de variation de débit et plus facile d'utilisation qu'un jeu de diaphragmes à diamètre variable qu'il faut fixer à chaque changement de débit.



FIGURE 3.15 – Diaphragme à iris utilisé pour contrôler le débit du banc AERO²FANS

Chambre d'ensemencement : pour les techniques de mesure nécessitant un ensemencement de particules, une chambre étanche est prévue dans laquelle l'aspiration et le refoulement des particules se fait en circuit « fermé ». Pour les mesures par vélocimétrie à images de particules, le reste du banc est isolé permettant ainsi d'avoir une obscurité totale lors de ces mesures.

3.3 Perte de charge d'AERO²FANS et calibration des moteurs

3.3.1 Courbe caractéristique du circuit

La norme ISO-5801 propose une loi empirique permettant de déterminer les pertes de charges. Or, sur AERO²FANS, de nouveaux éléments ont été ajoutés tel que le nid

d'abeilles et des fixations des carters de moteur plus imposantes, qu'il faut prendre en compte dans l'estimation des pertes de charges. En effet, si on conserve la loi empirique donnée par la norme, on sous-estimerait la vraie élévation de pression réalisée par le ventilateur. Pour ce faire, des mesures de caractérisation du circuit ont été réalisées en utilisant le ventilateur de refoulement placé à la sortie du banc. Cela consiste à mesurer les pertes de charges du tronçon compris entre l'entrée et les prises de pression en aval du redresseur pour différents débits. La figure 3.16 montre les courbes caractéristiques obtenues pour deux cas de figures : avec et sans le bloc moteur aval⁹. Ces courbes sont tracées en fonction de la différence de pression mesurée au niveau du débit-mètre, intervenant dans l'équation 3.4. La loi de correction proposée par la norme n'est donc plus utilisée et

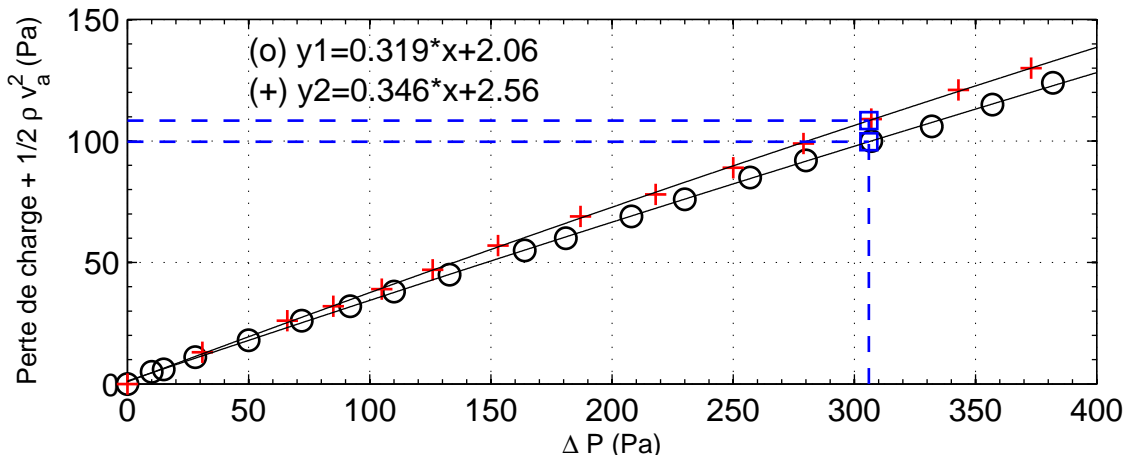


FIGURE 3.16 – Perte de charge du banc entre l'entrée et 1D en aval du redresseur en étoile. + : Configuration du banc avec les deux blocs moteur. o : Configuration avec seulement le bloc moteur amont. □ : Points correspondant au débit de conception pour chacun des deux cas.

est remplacée par la vraie perte de charges du circuit mesurée séparément en enlevant le ou les ventilateurs. Cette perte de charges est alors ajoutée à la mesure de l'élévation de pression statique.

Pour être plus précis, la différence de pression mesurée lors de la caractérisation du circuit ne contient pas uniquement les pertes de charges mais inclut également la pression dynamique relative à la vitesse débitante. En effet, par simple application du théorème de Bernoulli, et en faisant le bilan entre une zone où l'air se trouve suffisamment loin de l'entrée, au repos tel que $P_{t1} = P_{atm}$ et la section où on mesure la pression statique, et en supposant que seule la composante axiale est non nulle ($V = V_a$), on peut écrire (cas sans ventilateur) :

$$P_{t1} = P_{t2} + \Delta P_{perte} \quad (3.17)$$

$$= P_{s2} + \frac{1}{2} \rho V_a^2 + \Delta P_{perte} \quad (3.18)$$

9. En effet, lors des mesures des performances globales pour un seul ventilateur, on ne garde que le bloc moteur amont.

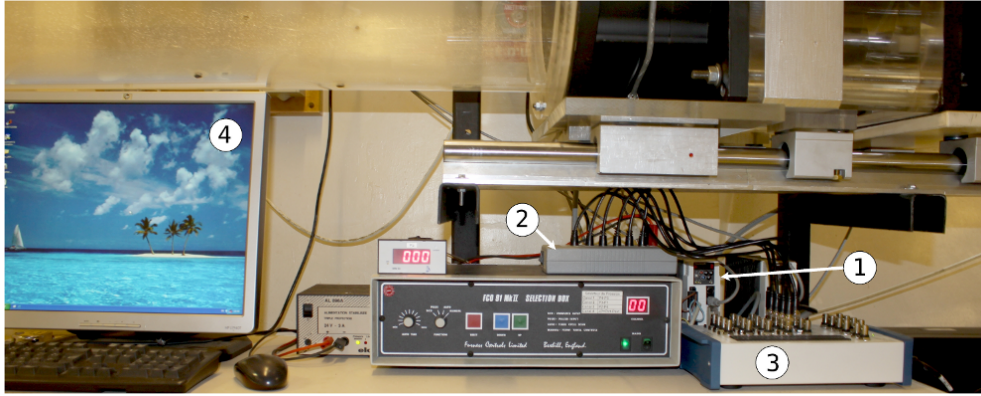


FIGURE 3.17 – Chaîne d'acquisition et de commande du banc AERO²FANS. 1) modules de commande des moteurs 2), carte filtre passe-bas 3), carte d'acquisition 4), PC.

Les indices 1 désigne un endroit au repos loin de l'entrée du banc, et 2 l'aval du redresseur. La différence de pression à vide (sans ventilateur) mesurée, ΔP_{vide} est donc égale à :

$$\Delta P_{vide} = P_{s2} - P_{t1} \quad (3.19)$$

$$= -\left(\frac{1}{2}\rho V_a^2 + \Delta P_{perte}\right) \quad (3.20)$$

En pratique, et en présence d'un ventilateur, l'élévation de pression totale du ventilateur est simplement la somme de l'élévation de pression mesurée entre la section en aval du redresseur et la pression atmosphérique, à laquelle s'ajoute le terme ΔP_{vide} au débit concerné. Ceci prend en compte l'élévation de pression dynamique relative à la vitesse débitante ainsi que les pertes de charges. Pour obtenir l'élévation de pression statique, il suffit de soustraire le terme $\frac{1}{2}\rho V_a^2$.

3.3.2 Commande des moteurs et calibration

Chaîne d'acquisition La chaîne d'acquisition comporte les composants suivants (figure 3.17) :

- deux moteurs,
- un module de commande et de contrôle pour chaque moteur,
- une carte filtre passe-bas,
- une carte d'acquisition entrée/sortie,
- un PC équipé de LabView.

Le module de commande et de contrôle permet à travers la carte d'acquisition d'envoyer une consigne de commande au moteur. Le système est asservi en boucle fermé et permet de maintenir une commande, en l'occurrence une commande de vitesse, à un niveau très stable. De plus, la vitesse et le couple sont mesurés directement à partir de ce module. Il n'est donc pas nécessaire d'installer un couplemètre au moteur pour le déterminer.

Afin de diminuer les niveaux de perturbations électromagnétiques et autres bruits de fond constatés lors des premiers essais, une carte équipée de six filtres passe-bas passifs

(deux pour les sorties permettant la commande de chaque moteur et quatre pour les entrées permettant de récupérer le signal de la vitesse et du couple de chaque moteur) à été fabriquée et placée entre les modules et les entrées/sorties de la carte d'acquisition (figure 3.18).

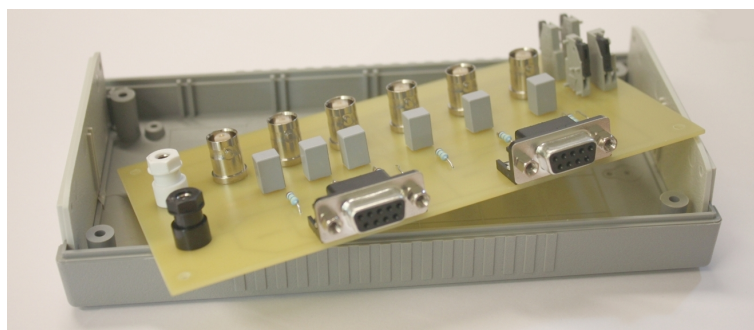


FIGURE 3.18 – Carte à filtres passe-bas passifs permettant de diminuer les perturbations environnantes des signaux entre les modules de commande des moteurs et la carte d'acquisition reliée au PC. Elle possède six filtres, deux pour les consignes envoyées aux deux moteurs et quatre autres filtres pour les signaux de la vitesse et du couple de chaque moteur. La fréquence de coupure déterminée empiriquement est de $f_c=10$ Hz.

Enfin, un programme réalisé sous LabView permet de commander, contrôler et enregistrer les données provenant des moteurs.

Calibration en vitesse et en couple : la calibration en vitesse a été réalisé avec un tachymètre. La figure 3.19 montre la vitesse donnée par le module de contrôle et la vitesse donnée par le tachymètre. Au vu des résultats, aucune modification n'a été réalisée. Pour la calibration du couplemètre intégré au moteur, le bloc moteur est démonté et installé sur un dispositif spécialement conçu pour ces mesures, et sur lequel un couplemètre externe, de la marque HBM modèle TN20W, est monté pour comparer les deux valeurs de couple. La figure 3.20 montre le couple mesuré par le couplemètre externe en fonction de celui mesuré par le module du moteur. Pour les deux méthodes de mesure, les valeurs du couple à vide sont relevées préalablement puis soustraites de celles avec ventilateur monté. Comme le montre la figure 3.20, la courbe est parfaitement linéaire et par conséquent aucune modification n'a été apportée aux valeurs mesurées avec le couplemètre intégré au moteur.

3.4 Critères du choix des méthodes de mesure de vitesse

Un des objectifs de la thèse est de réaliser une étude stationnaire et instationnaire locale en particulier en amont, entre et en aval des rotors. Les méthodes de mesures de type fils chauds ou sonde de pression à cinq trous ont l'inconvénient d'être intrusives. Par ailleurs, la fragilité du système à fils chauds rend cette méthode extrêmement délicate à mettre en place, bien qu'elle présente une excellente résolution temporelle. Enfin, la

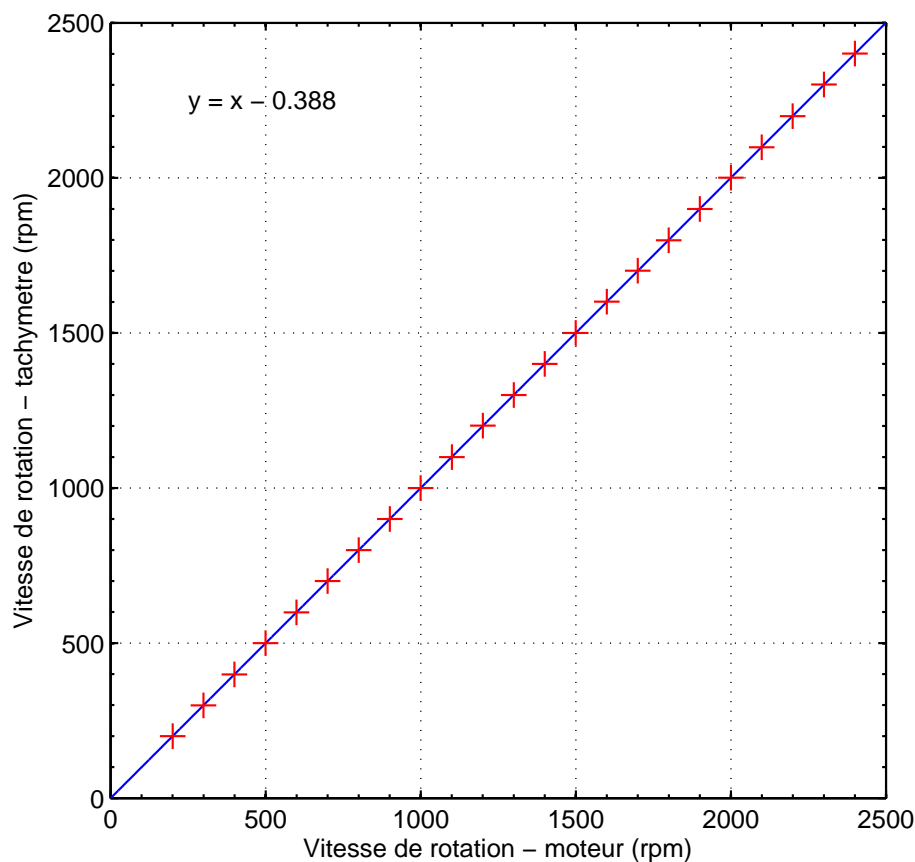


FIGURE 3.19 – Calibration de la vitesse de rotation avec un tachymètre externe.

volonté de développer de nouvelles méthodes de mesure, non-intrusives au laboratoire a orienté le choix vers des méthodes de type vélocimétrie par image de particules (PIV) et vélocimétrie laser par effet Doppler (LDV).

La PIV (voir le principe de fonctionnement de la figure C.1) permet d'avoir le champ de vitesse dans un plan bien délimité à un instant t . C'est donc une image globale et figée de l'écoulement à cet instant. Une PIV « simple » permet de mesurer deux des trois composantes de la vitesse. La LDV quant à elle, permet de réaliser des mesures point par point et donc pour obtenir l'équivalent d'un plan de mesure par PIV, on doit définir une grille de mesure et balayer toute la grille. C'est donc une mesure locale à un instant donné. On imagine bien que le temps de mesure d'un plan prédéfini préalablement serait bien plus long par LDV que par PIV. De ce point de vue la PIV paraît bien plus attrayante. De plus, avec les nouvelles technologies et les nouvelles caméras la résolution spatiale est très élevée. En revanche, la résolution temporelle de la LDV est bien meilleure. En effet, le temps de mesure d'un point par LDV est bien plus court que celui d'une mesure (d'un plan) par PIV. A titre d'exemple, la vitesse de prise d'image de la caméra PIV utilisée est de 5 Hz, soit une mesure toutes les 200 ms. En LDV, il est possible de réaliser en un point et en 50 s environ 50000 mesures soit une mesure toutes les 1 ms en moyenne. Ceci

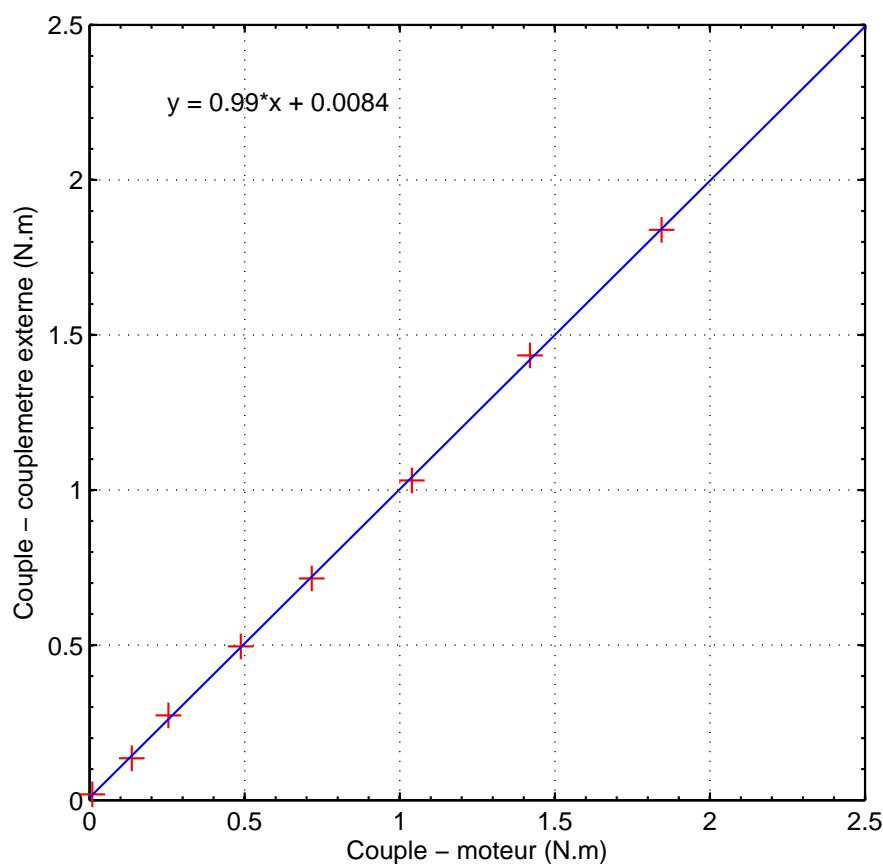


FIGURE 3.20 – Calibration du couplemètre intégré à l'ensemble moteur+module avec un couplemètre externe.

montre bien que si on s'intéresse à des structures de très hautes fréquences, la LDV serait beaucoup plus adaptée.

Ces deux méthodes, bien qu'elles permettent toutes les deux d'obtenir les champs de vitesses, possèdent des avantages et des inconvénients. Dans le cas des turbomachines en conduit, ces méthodes posent un certain nombre de problèmes supplémentaires, notamment liés à l'accès à la zone de mesure à travers la paroi du conduit. Ces problèmes sont exposés dans les prochains paragraphes ainsi que les solutions apportées dans le cadre de ces travaux.

Enfin, pour plus de détails sur les principes de fonctionnement de ces deux méthodes, le lecteur pourra se référer à l'annexe C ainsi qu'aux ouvrages de référence suivants : [65–67].

3.5 Problèmes posés par les mesures PIV

3.5.1 Accès à l'écoulement

Positionnement du problème : la PIV fonctionne très bien en champ libre et en conduit de section carré. Dans un cylindre, plusieurs problèmes apparaissent :

- la nappe laser doit traverser le cylindre sans changement de direction. Ceci peut être corrigé en réglant la tête du laser,
- à cause des imperfections de la surface du cylindre, la nappe laser est diffusée dans toutes les directions à l'intérieur du conduit. Les réflexions engendrées (par les parois et les pales) empêchent des prises d'images correctes. Il faut donc limiter au maximum les réflexions à l'intérieur du conduit,
- cette diffusion dans tout l'espace à l'intérieur du conduit diminue la puissance du laser dans le plan de mesure. Par conséquent, les particules sont moins illuminées et donc plus difficilement détectables sur les images,
- une fenêtre arrondie se comporte comme un dioptre optique et déforme l'image. Il est toujours possible de réaliser une correction mais cela devient difficile si la déformation est importante,
- la lumière diffusée par les particules doit traverser la fenêtre et de nouvelles pertes rendent les images plus sombres.

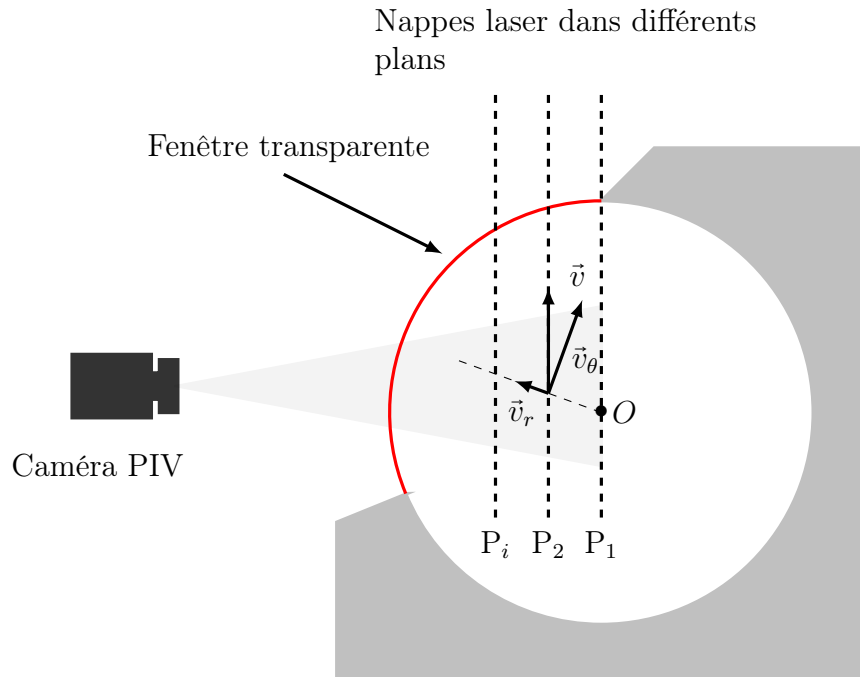


FIGURE 3.21 – Principe de fonctionnement de la PIV en conduit. La direction de l'écoulement et les nappes laser sont perpendiculaires à la figure.

L'avantage qu'offre cette méthode, principalement le fait qu'elle soit non-intrusive, pose également des problèmes d'accès. C'est pourquoi utiliser ces techniques en conduit

nécessite d'acquérir une certaine connaissance et expérience pour pouvoir les effectuer dans de bonnes conditions.

Solution adoptée : les premières tentatives de mesure à travers les blocs transparents (§3.2.2) ont été insatisfaisantes et ont donné des résultats médiocres. La raison principale est l'épaisseur importante (minimum 50 mm) des blocs, déformant fortement l'image et atténuant considérablement la nappe laser. Dans la littérature sur ces méthodes, on peut distinguer deux façons de réaliser les mesures PIV en conduit. La première consiste à réaliser ces mesures de l'intérieur du conduit. Pour cela, on utilise des systèmes optiques spéciaux comme des endoscopes récepteurs pour la caméra et des systèmes de jeu de miroirs ou des endoscopes émetteurs pour réfléchir le laser dans le plan souhaité, [68, 69]. Ces systèmes sont à monter sur le conduit à fleur de la paroi interne. Cependant, cette méthode est bien plus difficile à mettre en place et est très coûteuse. De plus, elle limite les champs de mesure à seulement 1 ou 2 cm². La seconde méthode consiste à réaliser ces mesures en plaçant la caméra et le laser à l'extérieur du conduit, comme envisagé initialement (figure 3.21). Dans cette configuration, le plan P_1 de la figure permet de mesurer la composante axiale (perpendiculaire au plan de la figure) et la composante radiale de l'écoulement alors que tous les autres plans permettent de mesurer la composante axiale et une composante représentant la somme vectorielle des composantes radiale et tangentielle. Pour parvenir à une image propre et de bonne qualité, il faudrait idéalement, d'une part réaliser une fenêtre transparente la plus fine possible pour limiter au maximum les déformations et d'autre part, la faire fabriquer en verre pour éviter qu'elle se raye et pour garantir une bonne qualité optique. La partie transparente (en forme d'arc de cercle, trait rouge de la figure 3.21) doit être suffisamment grande pour permettre de faire passer le laser et placer la caméra avec un angle de 90° avec la nappe laser. Or, une fine plaque en verre et curviligne serait très fragile et pourrait casser facilement. Il serait également possible de remplacer la pièce transparente par une autre opaque en matériaux plus rigide, avec deux ou trois emplacements pour mettre des fenêtres transparentes plus petites. Cela permettrait de réduire la taille des fenêtres en verre et donc le risque de casse. L'inconvénient de cette conception est qu'elle crée des discontinuités dans le champ de vision.

La solution intermédiaire, présentant le meilleur compromis entre temps de réalisation et qualité optique, a été de réaliser un bloc opaque usiné spécialement pour accueillir une fenêtre transparente d'épaisseur 1.5 mm, en plexiglass. La figure 3.22 montre le bloc utilisé. Le plus difficile dans la réalisation de cette pièce était de fixer (par collage) la fenêtre en plexiglass souple au support non transparent. Cette technique a permis d'avoir des résultats optiques très satisfaisants et encourageant pour les futurs travaux. Néanmoins, cette première solution peut être grandement améliorée en remplaçant la fenêtre en plexiglass par une fenêtre en verre, quitte à la fabriquer plus épaisse pour gagner en tenue mécanique. Le point délicat reste la fixation de la partie transparente sur la partie opaque.

Enfin, l'intérieur du conduit est peint en noir mat afin d'éviter le maximum de réflexions, ce qui a réduit considérablement les réflexions mais ne les a pas supprimées totalement.

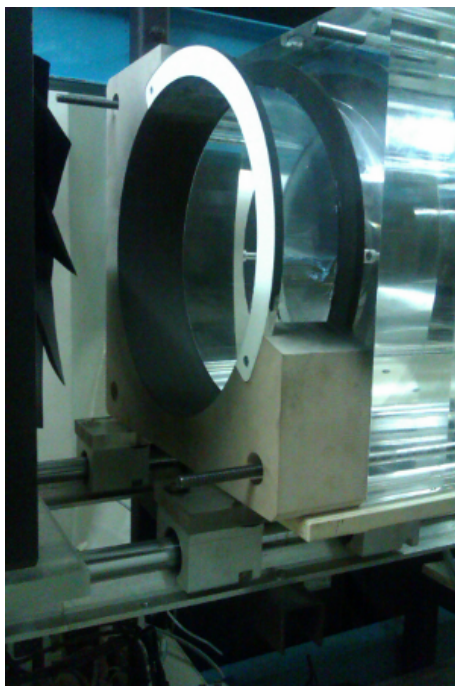


FIGURE 3.22 – Bloc de mesure par PIV. Une fenêtre en plexiglas suffisamment grande permet de réaliser des mesures dans le plan méridien $\theta=0^\circ$ et dans le plan aube-à-aube $\theta=90^\circ$.

3.5.2 Matériel PIV utilisé

C'est un système PIV du fabricant DANTEC. Le laser est un Litron Nano-L200-15 (2*200 mJ). La caméra est une DANTEC FlowSense 4M de résolution 2048x2048 px équipée d'un objectif ZEISS (Makro-plannar T* 2/100 mm ZF). Pour l'ensemencement, on a utilisé un générateur de micro gouttelettes, 10F03 DANTEC, permettant d'obtenir des gouttelettes d'huile d'olive de diamètre 2-5 μm .

3.5.3 Calibration

Dans ces mesures, la calibration est très importante et sans cette étape il est impossible de faire la mise au point de la caméra de manière convenable. Il s'agit ici de faire coïncider le plan focal de la caméra avec le plan de mesure désiré au moyen d'une cible placée exactement à l'endroit où on souhaite réaliser les mesures. En plus de la mise au point de la caméra, il est important de pouvoir également connaître la position exacte de la cible dans l'espace, et surtout par rapport au banc afin de pouvoir positionner correctement le plan de mesure. Cette cible graduée sert également d'échelle pour corriger la déformation imposée par la fenêtre.

3.5.4 Synchronisation

Les mesures sont synchronisées et les images sont prises toujours à la même position des pales. On peut ainsi déterminer le champ de vitesse pour une position donnée du

rotor et reconstituer le champ de vitesse dans différentes positions du passage de pales. Un capteur à fibre optique, de la marque KEYNECE FS-V21R(P), permet de synchroniser les mesures avec le passage des pales du rotor en déclenchant la mesure chaque fois que la pale est détectée dans une position prédéfinie préalablement. Pour reconstituer le champ de vitesses sur un passage de pale, un temps de retard de déclenchement des prises d'images est imposé pour chaque position souhaitée. Ce temps de retard τ est calculé à partir de la vitesse angulaire du rotor ω , du nombre de passage Z , et du nombre de division du passage de pale N par la relation suivante :

$$\tau = \frac{2 \pi}{Z N \omega} \quad (3.21)$$

Pour chaque position de pale, entre 500 et 1000 prises d'image sont réalisées.

3.6 Problèmes posés par les mesures LDV

3.6.1 L'accès à l'écoulement

Positionnement du problème : comme pour la PIV, il s'agit de réaliser des mesures à l'intérieur du conduit à travers un hublot ou une fenêtre transparente. Encore une fois ces mesures ne posent pas de problème en champ libre et à travers un conduit de section carré. Dans le cas de la LDV, la vitesse dépend de la fréquence de Doppler, elle-même fonction de l'angle que font les deux faisceaux laser (équations C.10 et C.11). Donc, si on utilise une fenêtre ayant un rayon de courbure épousant la forme du conduit de l'intérieur, on modifie par conséquence l'angle θ . Il faut donc tenir compte de cette modification et appliquer le bon facteur de calibration pour obtenir la bonne valeur de vitesse. De plus, ce n'est pas le seul changement. Le signal passant à travers la fenêtre subit une atténuation plus ou moins importante en fonction de la géométrie de la fenêtre et en fonction de la qualité du matériau transparent utilisé. Cette atténuation affaiblit considérablement le taux d'acquisition voire l'annule dans certains cas. Enfin, le changement d'angle évoqué ci-dessus modifie également la position du point de mesure. Il faut donc appliquer une correction géométrique à la grille de mesure pour repositionner les points de la grille dans la bonne position spatiale.

Solution adoptée et correction optique Le bloc microphone a été modifié de sorte qu'on puisse loger une fenêtre. A la suite de plusieurs essais peu convaincants avec des fenêtres transparentes en plexiglas, le choix s'est porté sur des fenêtres en verre. Deux types de fenêtres ont été fabriqués : une fenêtre plate d'épaisseur constante $e=2.5$ mm, et une autre épousant la surface interne du conduit et dont l'épaisseur minimal est également de $e = 2.5$ mm, voir figure 3.23. Dans le cas d'une plaque plane, on montre à partir des lois d'optique géométrique que le point de mesure, c'est-à-dire l'intersection des deux faisceaux laser, est décalé d'une distance $x_d=x_2 - x_1$, directement proportionnelle à l'épaisseur de la plaque traversée, e . A partir de la figure 3.24, représentant un faisceau traversant un premier milieu (air) d'indice de réfraction $n_a=1$, puis un deuxième milieu, une plaque de verre d'épaisseur e , et d'indice de réfraction $n_v=1.5$, puis de nouveau le premier milieu,

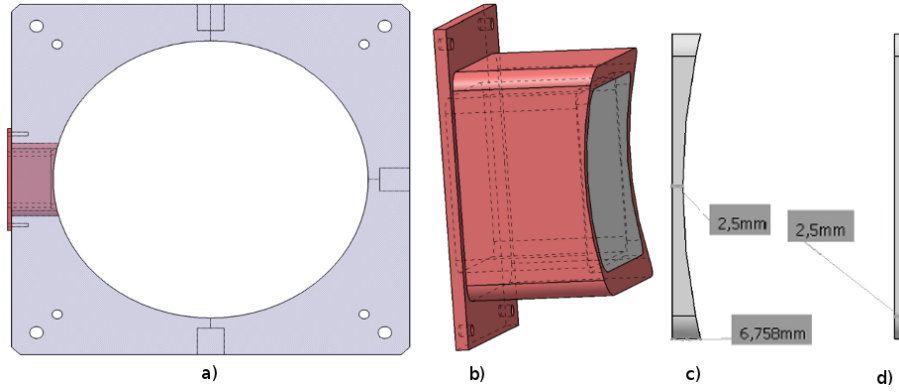


FIGURE 3.23 – Bloc microphone modifié pour accueillir les fenêtres arrondie c), et plate d). Ces fenêtres sont logées dans le bloc à l'aide d'un support b) spécialement adapté.

on peut écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} H - y_2 = e \tan i_2 \\ H - y_1 = e \tan i_1 \end{cases} \quad (3.22)$$

Par ailleurs, on a :

$$\begin{cases} \frac{y_1}{x_1} = \tan i_1 \\ \frac{y_2}{x_2} = \tan i_1 \end{cases} \quad (3.23)$$

Combinant ces équations, on parvient à la relation suivante :

$$x_d = e \left(1 - \frac{\tan i_2}{\tan i_1} \right) \quad (3.24)$$

Connaissant l'angle i_1 , on peut déduire facilement i_2 à partir des lois de Snell-Descartes :

$$n_a \sin i_1 = n_v \sin i_2 \quad (3.25)$$

La valeur de i_1 du système LDV utilisé est égale à $i_1 = 6.47^\circ$, soit un décalage de $x_d \simeq 0.85$ mm.

Dans le cas d'une fenêtre épousant la forme du conduit (figure 3.23 c)) et avec une surface plane du côté externe au conduit, l'angle θ varie pour chaque position de la grille. Il faut donc appliquer une correction différente pour chaque point. La figure 3.25 montre le changement de direction des faisceaux. On définit :

- la distance entre les faisceaux partant issus de la tête laser H ,
- la distance entre la tête laser et la fenêtre de mesure X ,
- les angles d'incidence du faisceau à travers les différents surfaces transparentes, i_1, i_2, i_3, i_4 comme indiqué sur la figure 3.25,
- les points correspondant au changement de direction du faisceau, A, B, C , et D . Le point O est le centre du cercle.

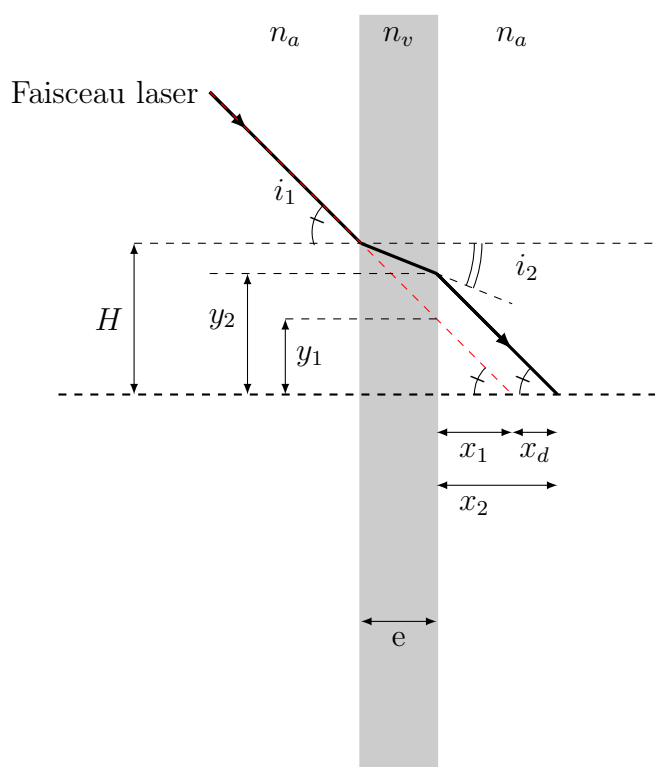


FIGURE 3.24 – *Chemin optique des faisceaux laser dans le cas d'une fenêtre en verre plate d'épaisseur constante $e=2.5$ mm.*

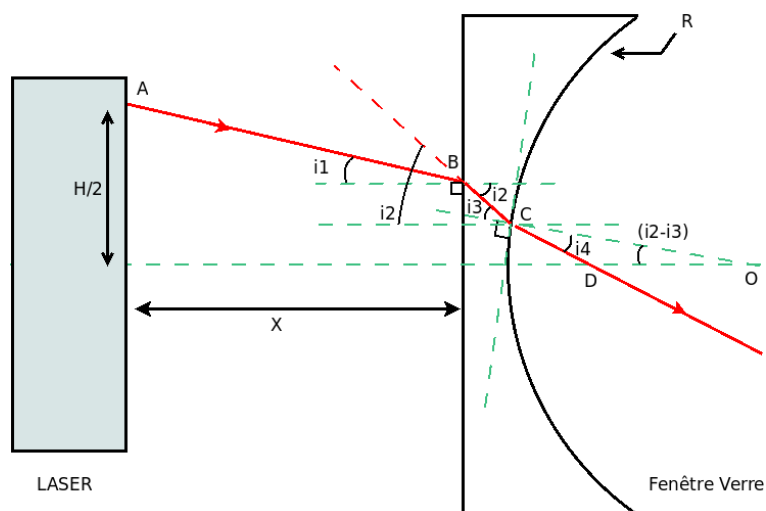


FIGURE 3.25 – *Chemin optique des faisceaux laser dans le cas d'une fenêtre en verre, plate à l'extérieur du conduit et arrondie à l'intérieur.*

On cherche à déterminer la position du point D par rapport au centre du cercle en fonction de la distance X . On va commencer par déterminer d'abord les coordonnées des

points A , B , C , et D . Les points A et B ont pour coordonnées :

$$A = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{H}{2} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

$$B = \begin{pmatrix} X \\ \frac{H}{2} - X \tan i_1 \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

On cherche maintenant à déterminer les coordonnées du point C . Pour ce faire, on cherche l'intersection de la droite (BC) et le cercle de rayon R et de centre O . L'équation de la droite (BC) est de la forme $y = ax + b$ avec a le coefficient directeur égal à :

$$\begin{aligned} a &= \tan i_2 \\ &= \tan(\sin^{-1}(\frac{n_{air}}{n_{verre}} \sin i_1)) \end{aligned} \quad (3.28)$$

et l'ordonnée à l'origine, b est obtenu à partir des coordonnées du point B :

$$\begin{aligned} b &= y_B - ax_B \\ &= \frac{H}{2} - X (\tan i_1 - \tan i_2) \end{aligned} \quad (3.29)$$

On résout donc le système suivant :

$$\begin{cases} y_C^2 + x_C^2 - R^2 = 0 \\ y_C - ax_C - b = 0 \end{cases} \quad (3.30)$$

Il est à présent possible de relier les angles i_2 et i_3 :

$$i_2 - i_3 = \tan^{-1}\left(\frac{y_C}{x_C}\right) \quad (3.31)$$

et donc :

$$i_3 = \tan^{-1} a - \tan^{-1}\left(\frac{y_C}{x_C}\right) \quad (3.32)$$

D'autre part, la figure 3.25 permet d'écrire la relation suivante :

$$\tan\left(\frac{\pi}{2} - i_2 + i_3 - i_4\right) = \frac{x_D - x_C}{y_C} \quad (3.33)$$

où i_2 est une fonction de i_1 , et où le seul inconnu est i_4 , obtenu à partir des relations de Snell-Descartes :

$$n_v \sin i_3 = n_a \sin i_4 \quad (3.34)$$

On parvient donc à une relation de la forme $x_D = f(i_1) = f(\frac{H}{X})$. Les paramètres $\frac{H}{2}$ et i_1 étant fixes pour un système LDV donné, seul X varie en déplaçant la tête laser et donc la fonction ne dépend que de la position X .

Malheureusement, à ce stade de l'étude, il n'a pas été possible d'utiliser la plaque arrondie pour réaliser les mesures de vitesses par LDV. En effet, il faudrait consacrer plus de temps pour terminer le réglage qui est plus délicat et plus difficile à mettre en place. Pour cette raison, toutes les mesures LDV présentées dans cette étude sont réalisées avec la fenêtre plate.

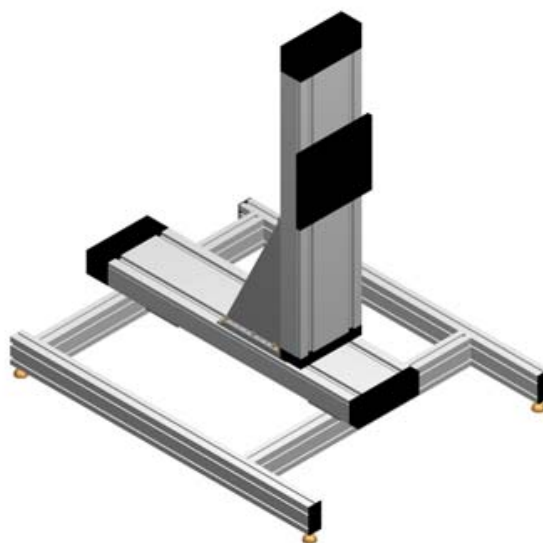


FIGURE 3.26 – « DANTEC 3D traverse 610 system »

3.6.2 Calibration

A partir de l'équation C.11, la vitesse de la particule est fonction de la fréquence de Doppler et de l'interfrange. Cette dernière est fonction de caractéristiques géométriques qui sont l'angle θ lui même fonction de la distance focale de la lentille et de la distance entre les sources laser, et de la longueur d'onde λ . L'interfrange est donc constante pour une configuration donnée dans le cas d'une plaque plane. La vitesse étant une fonction linéaire de la fréquence de Doppler et de l'interfrange seulement, la LDV ne nécessite pas calibration.

3.7 Système de translation et de positionnement

Pour réaliser ces mesures, un système de translation, de la marque DANTEC modèle 3D traverse 610 system (figure 3.26, sur lequel la caméra PIV et la tête laser de la LDV a été utilisé. Ce système de translation devient indispensable pour balayer toute la grille de mesure par LDV.

3.8 Conclusion

La réalisation et la mise en place des deux bancs et les différents moyens de mesure représentent plus de 50% de la durée totale des travaux présentés ici. Un certain nombre de composants ont été vérifiés (effet du redresseur), calibrés (moteur, microphone...) ou validés (champ de vitesse en aval du nid d'abeilles) pour déterminer leur comportement en situation réelle. Le banc AERO²FANS dans sa version finale permet de déterminer la caractéristique globale du rotor selon la norme ISO-5801. Il permet également de mesurer les fluctuations de pression pariétale et les champs de vitesse par PIV et par LDV.

Néanmoins, il reste encore un certain nombre de points à améliorer ou à implémenter au banc, par exemple :

- déterminer plus précisément l’effet de la vitesse tangentielle sur le comportement du redresseur,
- finir de mettre en place le système d’acquisition du couple, de la vitesse et de la pression par ordinateur (actuellement relevés à la main) pour permettre de calculer la moyenne et la déviation standard de ces variables de manière plus précise¹⁰,
- réaliser des mesures LDV avec la fenêtre arrondie, et appliquer la correction nécessaire (le script pour la correction existe déjà),
- améliorer le bloc PIV (remplacer le plexiglass par du verre par exemple) et trouver un moyen de calibration plus facile à mettre en place,
- mettre en place une méthode d’alignement plus facile.

10. pour le couple et la vitesse, ceci est déjà réalisé mais pas encore utilisé.

Chapitre 4

Analyse des performances globales et locales au débit de conception

Sommaire

4.1	Performances globales	83
4.2	Champs de vitesse LDV	86
4.3	Comportement de R2	93
4.4	Réduction de N et D	99
4.5	Élévation de pression totale	101
4.6	Conclusion	101

Dans ce chapitre, on présente les performances globales des trois cas étudiés :

- rotor seul R1,
- étage rotor-stator RS,
- étage contrarotatif RR.

Puis, on présente les performances locales à travers les champs de vitesses au débit de conception. Tous ces résultats de mesures sont comparés avec ceux estimés par MFT quand c'est possible. Le rotor aval R2 est, quant à lui analysé séparément car il n'a pas été conçu pour fonctionner seul¹. Toutefois, ses performances globales, lorsqu'il opère seul et lorsqu'il est couplé au rotor amont sont présentées. Enfin, dans le dernier paragraphe de ce chapitre on met en évidence le gain potentiel estimé en terme de performance, d'encombrement, et de vitesse de rotation en utilisant un système contrarotatif à la place d'un rotor seul.

4.1 Performances globales

Rotor amont R1 seul : la figure 4.1 montre les courbes de performances du rotor R1 (□ de la figure 4.1). La courbe d'élévation de pression statique est caractérisée par une très faible pente négative. Le tableau 4.1 récapitule les performances globales des différentes configurations présentées. Expérimentalement, au débit nominal on mesure une élévation de pression statique $\Delta P_s = 152 \pm 3$ Pa pour le rotor R1.

1. du moins, pas au débit de conception.

	R1	R2	RS	RR
Rendement maximal (%)	45.7±1	54.4±1	51.6±1	65.4±1
Débit nominal Q_v (m ³ .h ⁻¹)	3636±36	2520±36	3865±36	3600±36
ΔP_s (Pa)	152±3	88±3	169±3	335±5

Tableau 4.1 – Performances globales au débit nominal à partir de la figure 4.1 du rotor R1 à $N_{R1}=2000$ rpm, de R2 seul à $N_{R2}=1800$ rpm, de l'étage RS à $N_{R1}=2000$ rpm et de l'étage RR à $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$.

Le code MFT (■ de la figure 4.1) donne une valeur comprise dans la barre d'erreur. De plus, d'après la courbe de rendement le point nominal est légèrement décalé (de 1%) à droite par rapport au débit de conception. Le rendement de R1 est relativement faible et vaut 45.7 % seulement².

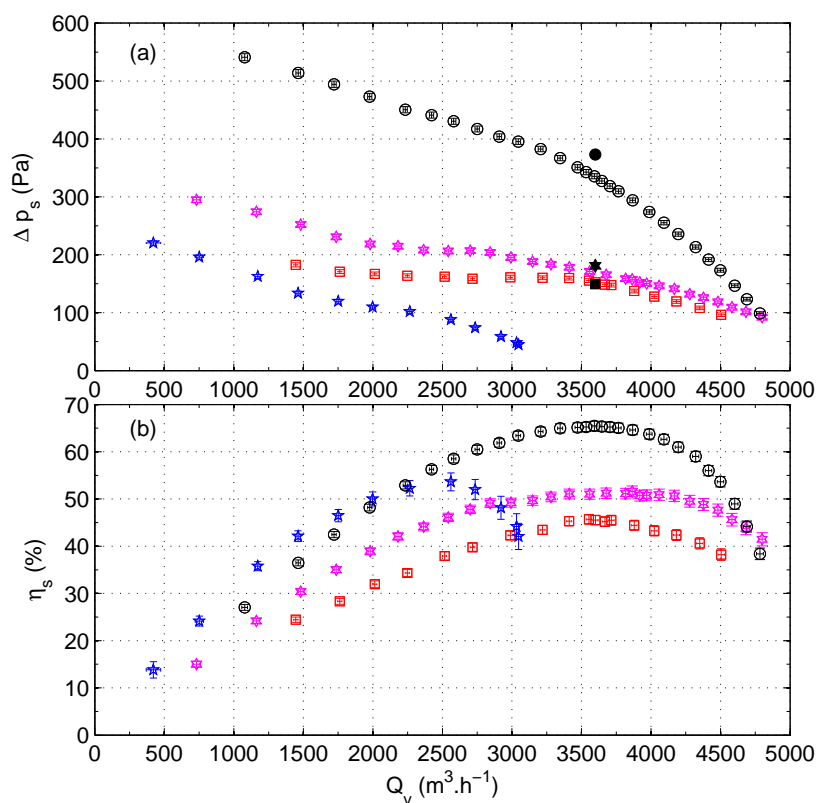


FIGURE 4.1 – Courbes de performances globales en terme d'élévation de pression statique, (a) et de rendement statique, (b). (□) pour R1, (☆) pour RS, (○) pour RR et (★) pour R2. Les points de conception calculés par MFT sont désignés par : (■) pour R1, (★) pour RS et (●) pour RR.

2. l'absence de carénage, le jeu radial, l'absence d'ogive...pourrait expliquer ce bas rendement.

Étage RS : en plaçant le stator 15 mm derrière le rotor R1, l'élévation de pression mesurée au débit de conception vaut $\Delta P_s = 169 \pm 3$ Pa soit une augmentation de 11.2%. Cependant, c'est -7.7% de la valeur estimée par MFT (★ de la figure 4.1). La courbe d'élévation de pression statique de l'étage RS (☆ de la figure 4.1) est au dessus de la courbe du rotor R1 en tout point de la plage considérée. Le débit nominal de l'étage est supérieur au débit de conception³ et égal à $Q_{nom} \simeq 3865 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ avec un rendement maximal de $\eta \simeq 51.6\%$, soit une amélioration du rendement de 6 points au débit nominal et globalement sur toute la plage de fonctionnement sauf en bas débits. Cette augmentation du rendement n'est pas seulement apportée par une augmentation de l'élévation de pression statique. Les courbes de puissances consommées par le rotor R1 en configuration R1 seul et en configuration RS, de la figure 4.2, indiquent une légère diminution à partir de $Q_v = 3250 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, pour l'étage RS (environ -10 W) par rapport à R1 seul. Le stator a donc un effet positif qui tend à réduire légèrement la consommation électrique.

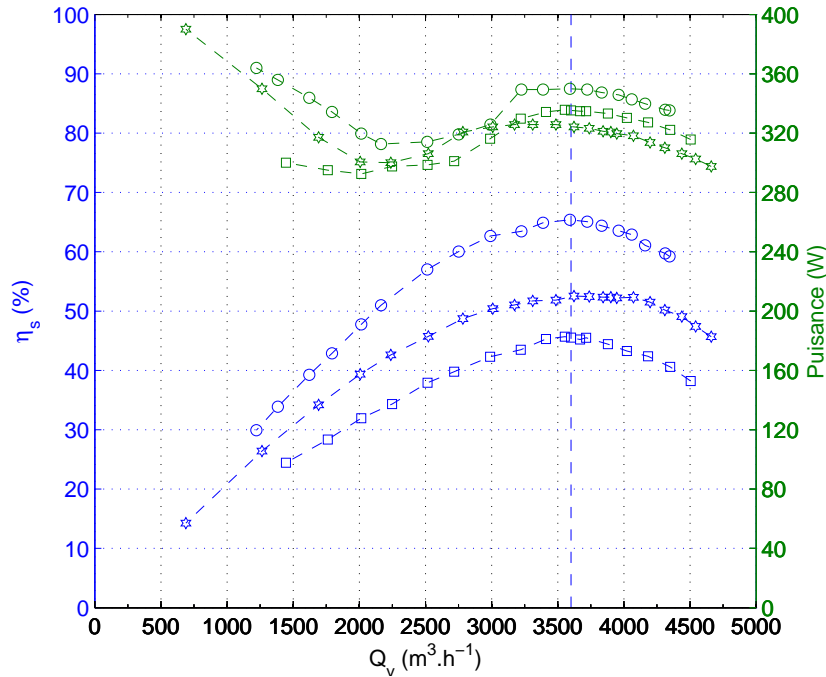


FIGURE 4.2 – Courbes de rendement statique (blue) et de puissance absorbée par R1 (vert). (□) pour R1, (☆) pour RS et (○) pour RR.

Étage RR : le débit nominal de l'étage contrarotatif (○ de la figure 4.1), est très proche du débit de conception, $Q_{nom} = 3600 \pm 36 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ mais l'élévation de pression statique quant à elle montre un écart de -38 Pa soit environ -10% par rapport à celle estimée à la conception (● de la figure 4.1). Le rendement statique du système contrarotatif est très élevé, $\eta_{sCRS} \simeq 65.5 \pm 1\%$, ce qui représente une augmentation d'environ 14 points par rapport à l'étage rotor-stator et près de 20 points par rapport au rotor R1 seul. La courbe caractéristique possède une forme similaire à celle de R2 (décrite ultérieurement) et une

3. cependant la courbe de rendement est relativement plate et la différence en terme de rendement est faible au débit de conception et au débit nominal de RS.

pente négative plus importante que celle de R1. Ceci est en accord avec les travaux de Shigemitsu *et al.* [50], présentés au chapitre 1. De plus, on distingue une « cassure » de la pente à partir de $Q_v=3500 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$, très proche du débit nominal, où la pente devient encore plus élevée. En ce qui concerne la puissance consommée par R1 en présence de R2, la figure 4.2 montre une augmentation de la puissance consommée par R1 du certainement à l'effet potentiel causé par R2. Ce point sera plus détaillé au chapitre 5 lors de l'étude de l'effet de la distance axiale.

4.2 Validation des champs de vitesse de MFT par LDV

Le code MFT ne prend pas encore en compte des paramètres tels que le type de configuration de fonctionnement — à l'air libre ou en conduit — ni l'effet de la distance axiale entre rotors pour un étage contrarotatif ou entre un rotor et un stator pour un étage rotor-stator. Aussi, des mesures locales sont très utiles pour valider ou invalider la conception et l'analyse de MFT. Puis dans un deuxième temps, elles permettront d'étudier plus finement l'influence de certains paramètres localement dans la zone de mélange inter-rotors. Ce dernier point fera l'objet du chapitre suivant où l'effet du rapport des vitesses et l'effet de la distance axiale sont étudiés. Dans ce paragraphe, on s'intéresse plus particulièrement aux champs de vitesses mesurés par LDV et on les compare à ceux estimés par MFT, en ne considérant que le débit de conception.

Amont R1 : lors de la conception on a fait l'hypothèse d'un écoulement axial sans pré-rotation à l'entrée du rotor amont R1. Pour cela, un nid d'abeilles a été placé à 65 mm ($\frac{65}{c_{R1}}=112\%$, avec c_{R1} la corde au rayon moyen de R1) de l'entrée de R1. La figure 4.3 montre les profils des composantes axiale et tangentielle ainsi que l'angle d'entrée dans le repère absolu, confrontés à ceux donnés par MFT, en sortie de R1. Le profil parabolique de la composante axiale de MFT tient compte des pertes au pied et en périphérie de la pale et la distribution de la vitesse est symétrique par rapport au centre de la pale. Ce profil est naturellement, plus adéquat dans le cas d'un rotor dans un conduit cylindrique creux de diamètre intérieur égal au diamètre du moyeu du rotor⁴. En revanche, le profil mesuré est complètement déformé même s'il conserve la forme en cloche. En analysant de plus près, on voit au niveau du pied de la pale, une zone où la vitesse axiale est nulle. Elle s'arrête à $R \simeq 65 \text{ mm}$ or c'est précisément le rayon du carter du moteur qui est 10 mm plus grand que le rayon du moyeu, comme illustré dans la figure 4.4. Cette perturbation au pied de la pale est répercutée sur toute la pale modifiant ainsi tout le profil avec des vitesses plus faibles dans la première moitié de la pale et des vitesses plus élevées dans la seconde moitié de celle-ci. A cette perturbation s'ajoutent certainement d'autres pertes dues au modèle très simplifié de MFT mais qui reste tout de même réaliste. La vitesse tangentielle est globalement proche de zéro — sauf aux extrémités du profil — ce qui montre que l'hypothèse d'un écoulement sans pré-rotation est acceptable et se justifie. Les mêmes remarques s'appliquent pour le profil de l'angle d'entrée dans le repère absolu

4. ce qui aurait dû être le cas dans cette étude. Malheureusement, comme évoqué dans le chapitre 3, le diamètre extérieur du carter du moteur a dû être augmenté (de $D_{\text{carter}}=110$ à 130 mm) pour des raisons de tenue mécanique.

qui est l'image des deux précédent profils⁵.

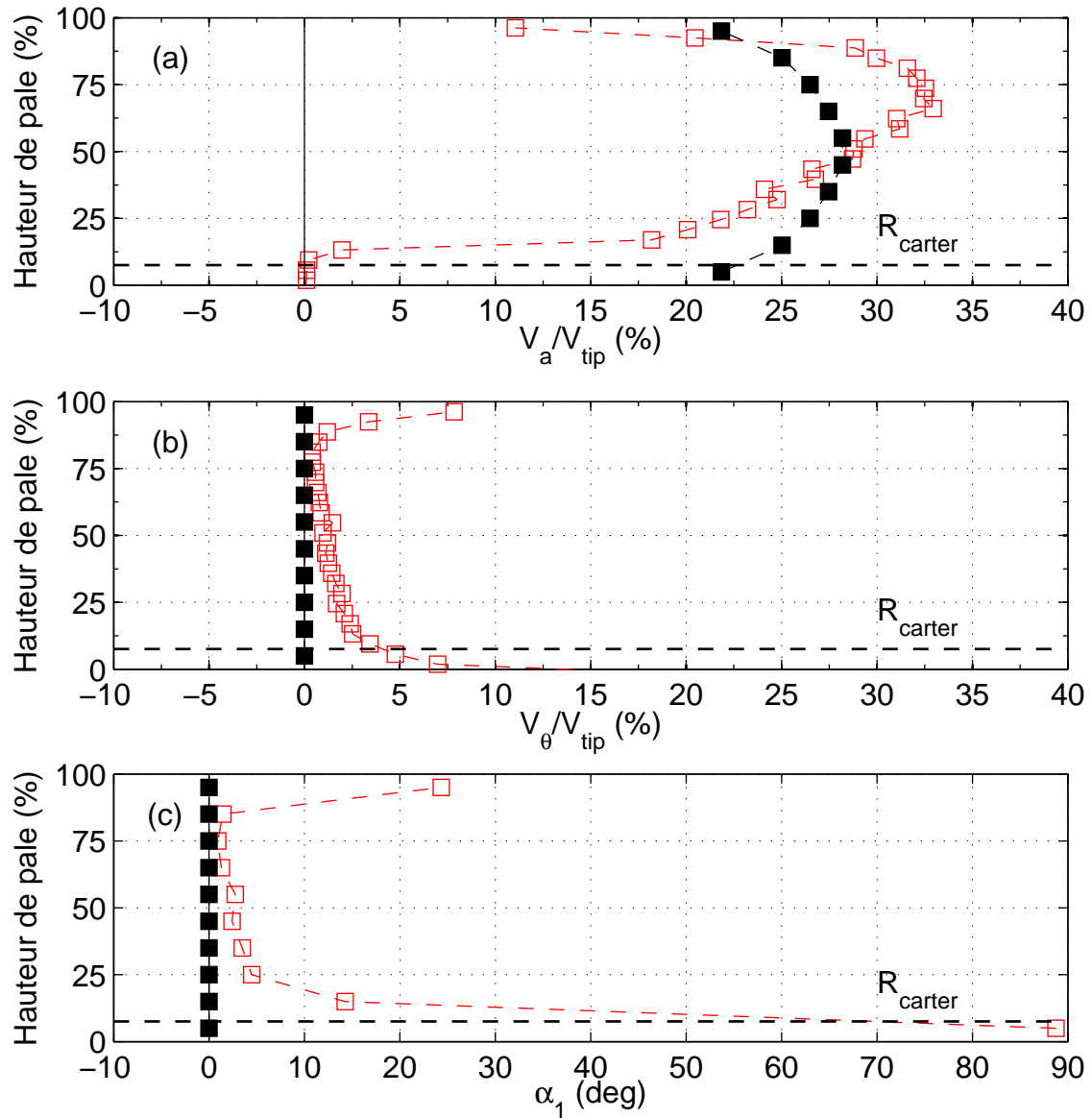


FIGURE 4.3 – Profils des composantes axiale et tangentielle, et de l'angle d'entrée dans le repère absolu à $d=-41$ mm (amont du rotor R1), fonctionnant seul à la vitesse de rotation $N_1=2000$ rpm et au débit de conception de $Q_v=3600$ m³.s⁻¹. $V_{tip}=39.3$ m.s⁻¹. (■) : MFT et (□) : Mesures LDV.

Aval R1 : la figure 4.5 présente les profils de vitesses mesurés à une distance $d=5$ mm en aval du rotor R1 pour trois cas de figures :

- rotor R1 seul (□) ;

5. $\alpha = \arctan \frac{V_\theta}{V_a}$.

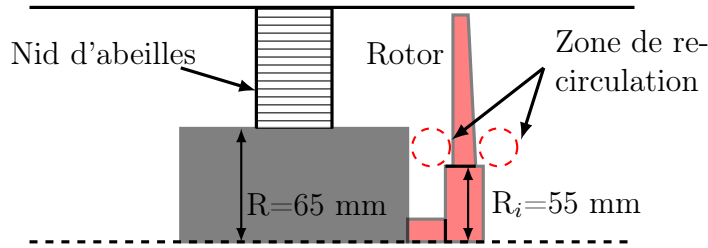


FIGURE 4.4 – Zone de recirculation au pied de la pale en entrée et en sortie du rotor R1.

- étage rotor-stator (\star);
- étage contrarotatif (\circ).

De façon générale, on retrouve les mêmes tendances que les courbes de MFT pour le rotor R1. La composante axiale donnée par MFT montre que la distribution du débit n'est pas uniforme sur toute la hauteur de la pale, et celle-ci est plus importante dans la partie supérieure de la pale. Quant aux mesures LDV, les mêmes perturbations rencontrées en amont de R1 sont également présentes en aval de R1. La composante axiale semble invariante à l'interaction rotor-rotor dans la partie supérieure de la pale puisque les deux profils — R1 seul et RR — sont proches. En pied de pale, on note l'apparition de vitesses négatives pour le cas de RR. En revanche, les effets de l'interaction sont plus visibles sur la composante tangentielle. Lorsque le rotor R1 est seul, la composante tangentielle est supérieure à celle donnée par MFT tout en conservant le même profil en « S ». On voit cependant que la présence du rotor aval R2 induit une diminution de la vitesse tangentielle d'environ 5%. Le rotor aval tournant en sens contraire par rapport au rotor amont R1, tend à freiner l'écoulement dans son mouvement. Les contraintes de cisaillement devraient être plus élevées dans cette zone de mélange. La déviation standard de ces profils est donnée en figure 4.6. Globalement, la présence de S ou de R2 augmente le niveau de turbulence dans cette zone sur toute la hauteur de la pale sauf en haut de la pale pour le cas de l'étage RS. Pour la composante axiale, la déviation standard augmente significativement, jusqu'à 10%, dans la zone inférieure de la pale. Étonnamment, on observe une augmentation plus importante dans le cas de RS en milieu de pale⁶. Pour la composante tangentielle, on observe la même tendance pour le stator et une augmentation plus régulière sur toute la hauteur de la pale sauf au niveau du moyeu où on observe une augmentation de 15%. Par conséquent, les angles d'entrée qui sont assez proches de ceux de MFT pour le cas R1 seul, sont 10° à 15° inférieurs à ceux de MFT pour l'étage contrarotatif. La courbe de RS se trouve entre les deux mais on voit qu'une forte perturbation au pied de la pale modifie significativement les profils axial et tangential. Il est probable que l'effet potentiel provoqué par la présence du stator induit cette perturbation et que celle-ci serait supprimée dans la configuration RR grâce à un effet d'aspiration par R2.

6. Les mesures pour RS ont été réalisées dans une direction radiale coïncident avec le passage entre deux pales du stator. Il serait intéressant de voir comment ces profils évoluent si la direction radiale coïncident avec l'extrados d'une pale du stator.

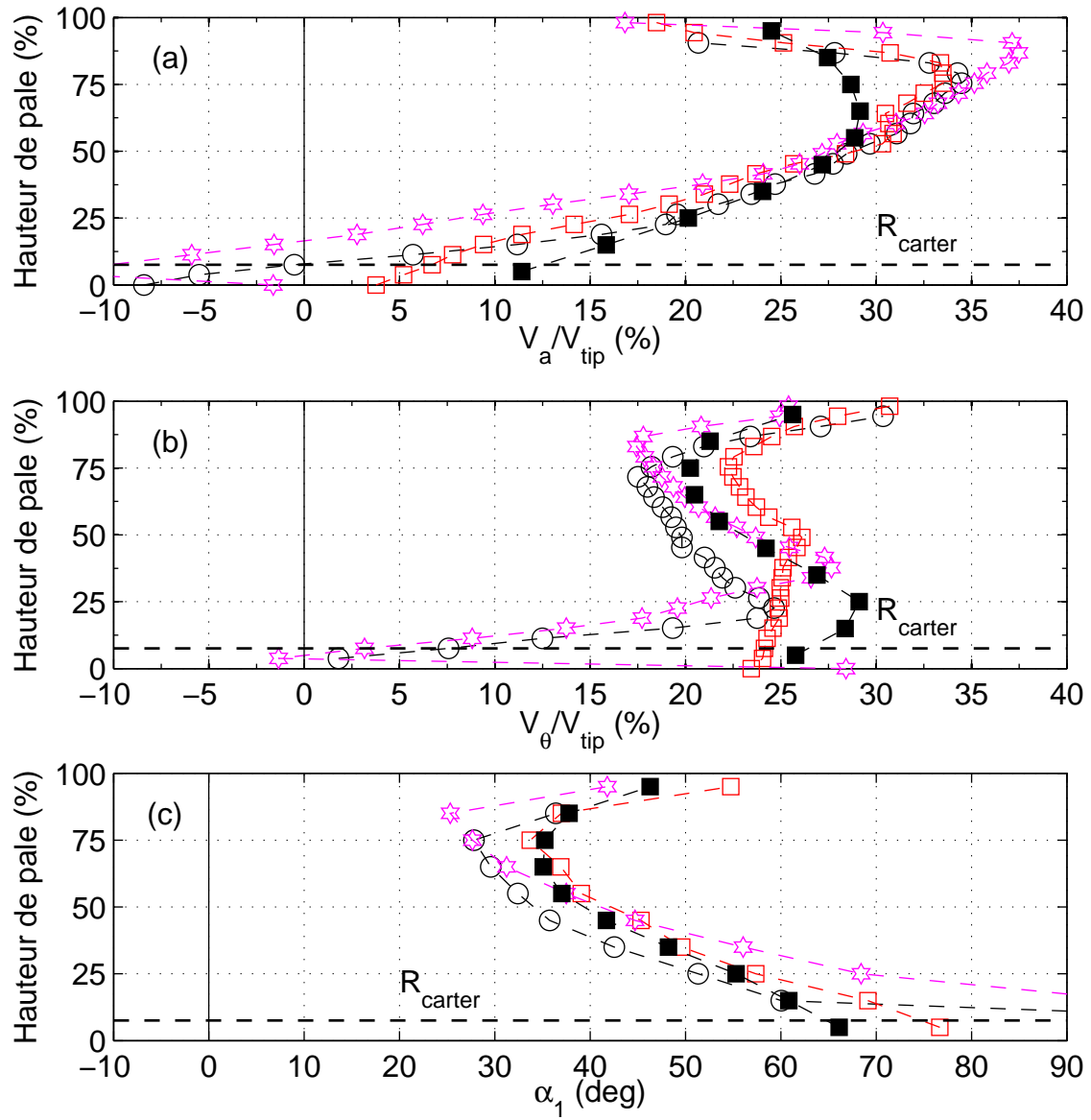


FIGURE 4.5 – Profils des composantes axiale, (a) et tangentielle, (b), et de l'angle de sortie dans le repère absolue, (c) à $d=5$ mm (aval du rotor R1), à la vitesse de rotation $N_1=2000$ rpm et au débit de conception de $Q_v=3600$ m³.s⁻¹. $V_{tip}=39.3$ m.s⁻¹. (■) : MFT, (□) : mesures LDV R1 seul, (☆) : RS et (○) : RR avec $S=10$ mm.

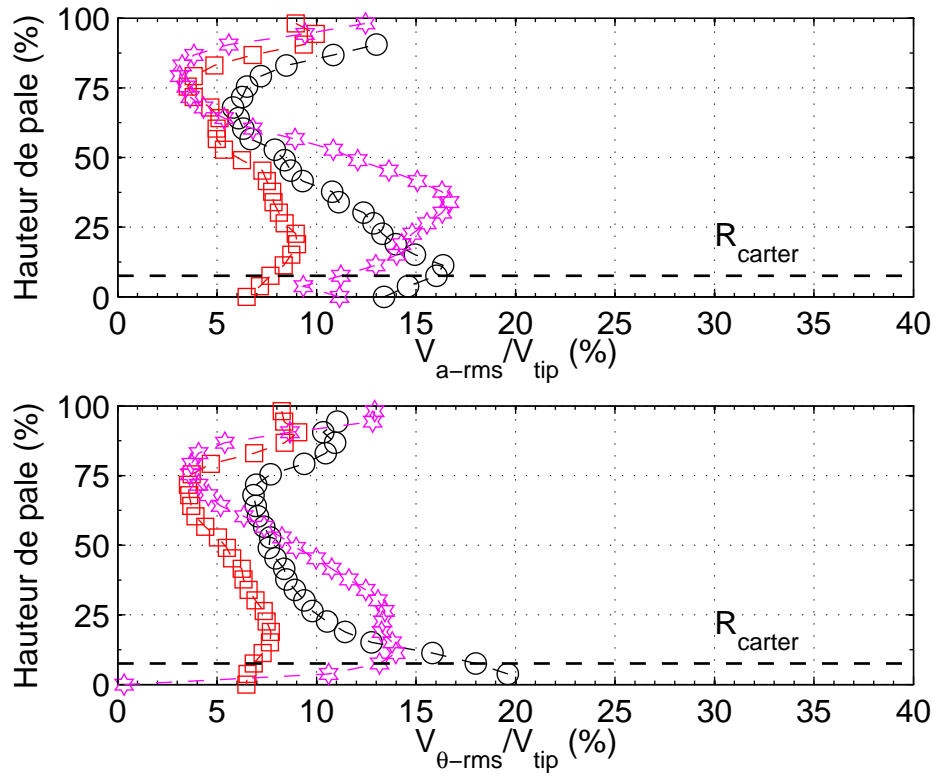


FIGURE 4.6 – Déviation standard des profils des composantes axiale (a), et tangentielle (b) de la figure 4.5. $V_{tip}=39.3 \text{ m.s}^{-1}$. (\square) : mesures LDV R1 seul, (\star) : RS et (\circ) : RR avec $S=10 \text{ mm}$.

Aval de R2 : la figure 4.7 montre les profils de vitesses en aval du rotor aval R2. Le profil de la composante axiale est similaire à celui en amont de R2. La composante tangentielle, supposée théoriquement égale à zéro, est comprise entre -7.6 et 11.45%. Une partie de l'énergie contenue dans la composante tangentielle⁷ n'est pas transformée en pression statique mais reste relativement minime. Ceci explique en partie pourquoi on ne trouve pas l'élévation de pression statique imposée initialement.

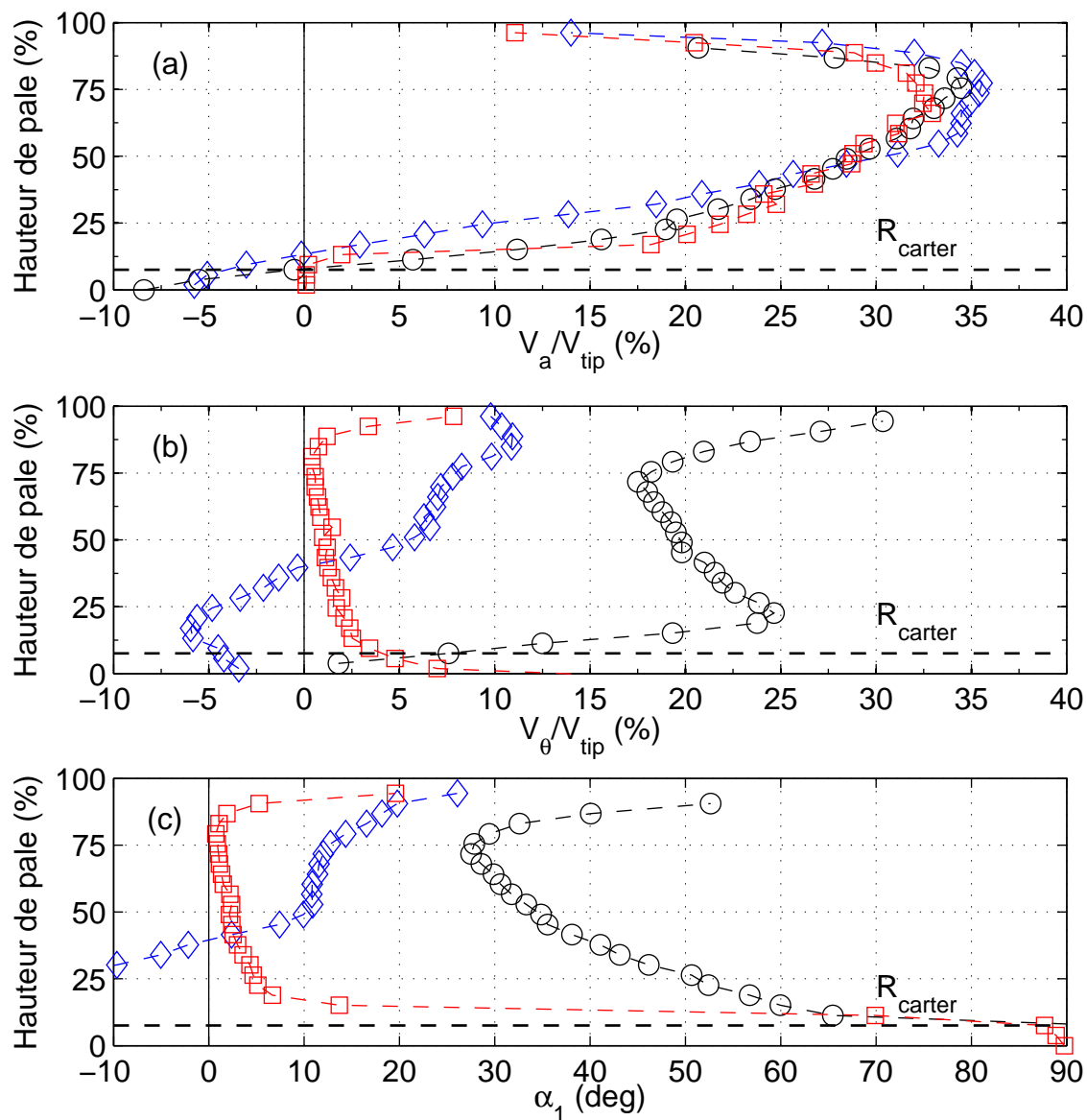


FIGURE 4.7 – Profils des composantes axiale et tangentielle, et de l'angle de sortie dans le repère absolue et au débit de conception de $Q_v = 3600 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. $V_{tip} = 39.3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. (\square) : $d = -41$ mm (amont R1 seul à $N_1 = 2000$ rpm), (\circ) : $d = 5$ mm (entre les rotors à $N_1 = 2000$ rpm et $\theta = 0.9$), (\diamond) : $d = 50$ mm (en aval de R2 à $N_1 = 2000$ rpm et $\theta = 0.9$).

7. équivalente à 4 Pa

Estimation des performances globales : à partir de ces mesures, on peut estimer d'une part le débit moyen et d'autre part l'élévation de pression totale — par application de l'équation d'Euler — par intégration sur le rayon :

$$\overline{Q_v} = 2\pi \int_{r_{min}}^{r_{max}} V_a(r) r dr \quad (4.1)$$

$$\overline{\Delta P_t} = \frac{1}{\overline{Q_v}} \rho \int_{r_{min}}^{r_{max}} r \omega (V_{\theta 2} - V_{\theta 1}) dQ_v \quad (4.2)$$

Le tableau 4.2 récapitule les valeurs trouvées à partir de ces mesures. Les valeurs obtenues sont en accord avec les performances globales.

	Q_v/Q_{v-mes}	$\Delta P_t/\Delta P_{t-mes}$	$\Delta P_s/\Delta P_{s-mes}$
Amont R1	0.96	-	-
Aval R1	0.96	1.047	1.065
RR	0.94	1.083	1.015

Tableau 4.2 – Évaluation des performances globales à partir des mesures locales par LDV au débit nominal $Q_v=3600 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. Pour aval R1 : $\Delta P_{t-mes}=205 \text{ Pa}$ et $\Delta P_{s-mes}=152 \text{ Pa}$. Pour RR : $\Delta P_{t-mes}=373 \text{ Pa}$ et $\Delta P_{s-mes}=335 \text{ Pa}$.

Profils de la vitesse radiale : L'hypothèse de l'équilibre radial permet de simplifier la conception en considérant la vitesse radiale nulle. Les mesures par PIV, réalisées dans le plan P1 de la figure 3.21, ont permis de déterminer les composantes axiale et radiale dans ce plan, seulement de 0 à 75% de la hauteur de la pale. Les prises d'images sont synchronisées avec la position de la pale. Un temps de retard permet d'avoir le champs de vitesse pour différentes positions angulaires de la pale. On a pu ainsi découper un passage en cinq divisions angulaires égales et reconstituer les champs de vitesse pour chacune des positions. Dans ce paragraphe sont présentés les profils de vitesse moyenne dans chaque position angulaire du passage de pale à $d \simeq 10 \text{ mm}$ en aval de R1 qui se trouve à $\frac{z}{c_{R1}}=0$. On peut comparer en premier lieu les composantes axiales obtenues par LDV et par PIV, en figure 4.8, qui sont très proches et concordent pour les deux types de mesures. Les profils de la vitesse radiale sont entre -5 et 5% de V_{tip} , soit $\pm 2 \text{ m.s}^{-1}$ mais avec des pics allant jusqu'à $\pm 7.5\%$. Toutefois ces courbes ne sont pas représentatives de la vitesse moyenne réelle. Pour cela, il faudrait réaliser des mesures sans synchronisation pour obtenir des champs de vitesse à toutes les positions angulaires de manière « continue » et non des champs de vitesse à des positions « discrétisées » dans l'espace.

Malheureusement, par manque de temps il n'a pas été possible de réaliser plus de mesures par PIV sur R1 seul ni sur l'étage contrarotatif. Néanmoins, ces résultats sont encourageants et montrent la faisabilité de cette méthode sur AERO²FANS.

L'annexe E, regroupe les champs de vitesse synchronisé avec la position de la pale, pour différents débits, différentes positions angulaires, et différents plans.

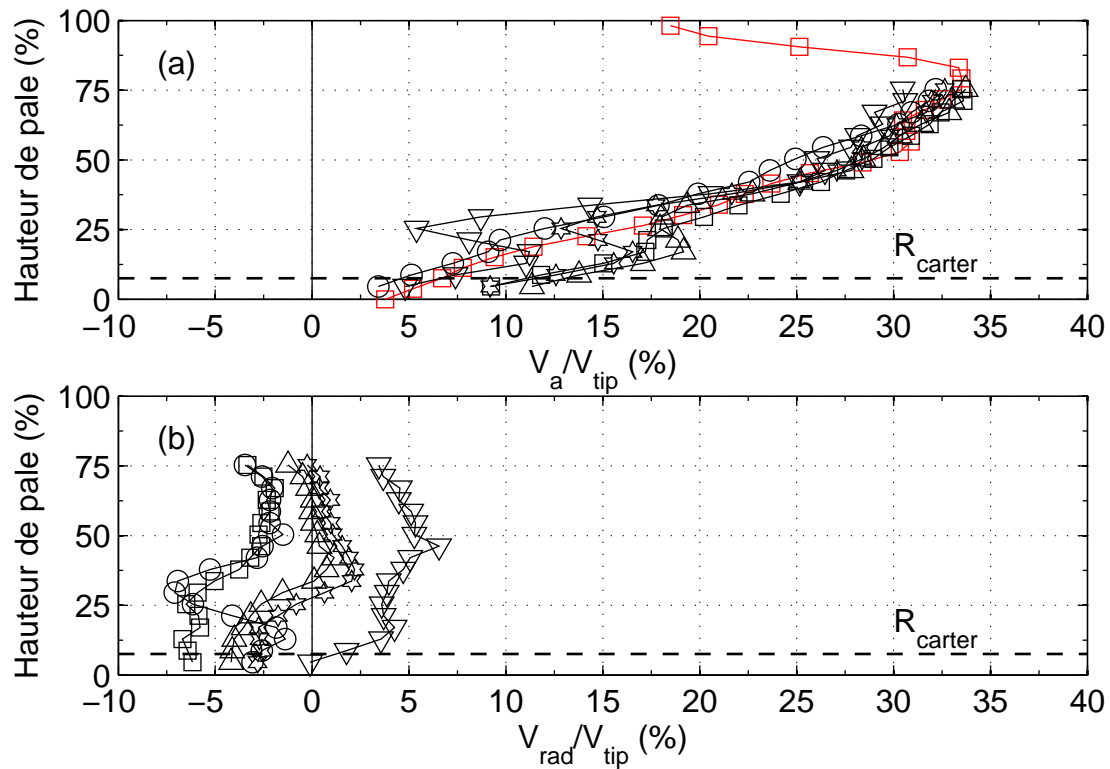


FIGURE 4.8 – Profils des composantes axiale à $d=5$ mm, a) et radiale à $d=5$ mm, b) au débit de conception de $Q_v=3600 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ en aval de R1 seul à $N_1=2000 \text{ rpm}$ et à $\frac{z}{c_{R1}}=8.56\%$. (\square) : LDV, (\star) : $t=0 T$, (\triangle) : $t=0.2 T$, (\square) : $t=0.4 T$, (\circ) : $t=0.6 T$, (∇) : $t=0.8 T$. $c_{R1}=58 \text{ mm}$ est la corde au rayon moyen de R1 et $V_{tip}=39.3 \text{ m.s}^{-1}$.

4.3 Comportement du rotor R2 seul et couplé avec le rotor R1

Le rotor R2 est particulier et n'est pas conçu pour fonctionner seul. Cependant, il est intéressant de l'étudier séparément pour mieux comprendre le fonctionnement de l'étage contrarotatif.

4.3.1 Analyse du comportement de R2 seul - Débit

La courbe d'élévation de pression statique du rotor aval fonctionnant seul (\star de la figure 4.1, p.84) est en-dessous de celle du rotor amont globalement. De plus, R2 ne permet pas d'atteindre des débits élevés et on devine une élévation de pression autour de zéro au débit de conception. Son débit nominal se trouve à un débit plus faible que le débit de conception. Ceci est cohérent avec la forme des pales de R2 dont le calage est beaucoup plus important que sur le rotor R1, voir tableau 2.2, p.41. En effet, pour des angles d'incidence i égaux ou proches⁸, cette différence de calage implique que R2 doit

8. ou si on modélise ceci par des pales planes, l'angle d'attaque serait forcément égal à l'angle de calage en régime adapté et donc $i=0^\circ$.

tourner plus vite que R1 pour qu'il soit adapté au même débit que R1. Ceci est illustré par la figure 4.9 où on considère deux pales représentées par leur corde, avec différents calage. Il est clair que les deux sont adaptés pour des vitesses de rotation, représentées

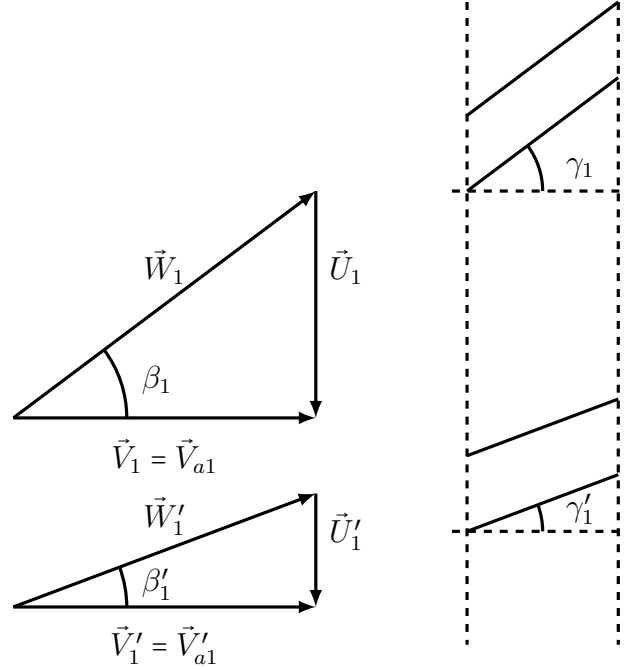


FIGURE 4.9 – Influence du calage des pales sur le débit d'adaptation. Modélisation simplifiée avec des pales planes avec une incidence $i = \beta - \gamma = 0^\circ$. Pour que la grille avec un calage élevé $\gamma > \gamma'$ soit adaptée pour une même vitesse sans prérotation, il faut appliquer une vitesse $\vec{U}_1 > \vec{U}'_1$

par U ici, différentes et telles que celui dont le calage est le plus grand aura une vitesse U plus élevée. Par ailleurs, la courbe de performance de R2 devrait idéalement être mesurée en lui imposant un écoulement ayant les mêmes caractéristiques en terme de vitesse et d'angle que l'écoulement sortant du rotor amont pour connaître le travail qu'il réalise dans l'étage contrarotatif. On pourrait ainsi vérifier si la somme de leur travail est égale au travail de l'ensemble de l'étage⁹. A défaut de pouvoir mesurer les performances de R2 en lui appliquant des conditions analogues à celles issues de R1 — composante tangentielle non nulle et égale à $V_{\theta R1}$ —, il serait intéressant de vérifier la conception de R2 faite avec le script basé sur les mêmes équations que celles utilisées dans MFT, mais en imposant une vitesse d'entrée purement axiale¹⁰. En effet, lorsqu'on parle de débit adapté en réalité c'est l'écoulement en terme d'angle d'entrée qui doit être adapté. Or, ceci peut se produire pour différents débits du moment que l'angle d'entrée dans le repère relatif est le même. Le rotor R2 est conçu pour fonctionner à un débit donné, le débit de conception, avec en entrée une composante axiale et une composante tangentielle dont le rapport donne un écoulement causant le moins de perte. Connaissant cette estimation de MFT de β_{1R2} et à la vitesse de rotation de R2, on peut remonter à la vitesse axiale, donc au débit,

9. en supposant que l'interaction des rotors n'influence pas sur le travail réalisé par chacun séparément

10. ceci est possible en essayant R2 seul sur AERO²FANS, grâce au nid d'abeille.

dans le cas où on imposerait une vitesse purement axiale. On peut alors calculer, de façon approximative en utilisant les triangles des vitesses au rayon moyen, le débit nominal que devrait avoir R2 opérant seul. La principale différence lorsque le rotor aval fonctionne seul et lorsqu'il est couplé au rotor amont est l'écoulement entrant dans celui-ci. Autrement dit, les valeurs des angles et des vitesses de l'écoulement entrant. Si on fait l'hypothèse que lorsque le rotor aval est seul, l'écoulement entrant possède uniquement une composante axiale, on peut écrire à partir des triangles de vitesses au rayon moyen :

$$\tan(\beta_{1R2}) = \frac{U_{R2}}{V_{a1R2}} \quad (4.3)$$

On cherche à déterminer pour quelle valeur de la vitesse débitante, V_{a1R2} , c'est-à-dire pour quel débit, le rotor aval devrait atteindre son point nominal. On suppose que l'angle β_{1R2} , permettant d'avoir le débit adapté de R2 seul est le même que celui lorsque le rotor amont est présent¹¹ et au débit adapté de l'étage contrarotatif de $Q_v=3600 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. A partir des valeurs des vitesses tangentielle et axiale estimées par MFT, on a :

$$\tan(\beta_{1R2}) = \frac{U_{R2} + V_{\theta 1R2}}{V_{a1R2}} \quad (4.4)$$

$$\simeq \frac{22.9 + 9.6}{8.8} \quad (4.5)$$

$$\simeq 3.69 \quad (4.6)$$

Si on suppose maintenant que le rotor aval atteint son maximum de rendement pour cette valeur de la tangente de β_{1R2} , et connaissant sa vitesse de rotation, on en déduit que :

$$V_{a1R2\text{seul}} = \frac{U_{R2}}{\tan(\beta_{1R2})} \quad (4.7)$$

$$\simeq 6.2 \text{ m.s}^{-1} \quad (4.8)$$

Cette vitesse correspond à un débit de $Q_v \simeq 0.705 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ soit encore, $Q_v \simeq 2540 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. Or, d'après les mesures expérimentales de R2 seul, ceci est le débit nominal du rotor aval. Le calcul ci-dessus, avec ses hypothèses, montre bien pourquoi la courbe caractéristique du rotor aval est décalée vers les débits partiels. Il montre également que le rotor aval est conçu pour fonctionner avec le rotor amont car seul, il ne permet pas d'atteindre le point de fonctionnement donné par le cahier des charges, $\Delta P_{tR2}=160 \text{ Pa}$ au débit $Q_v=3600 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ à la vitesse $N_2=1800 \text{ rpm}$. Mais si on augmente la vitesse de rotation du rotor R2 jusqu'à une valeur permettant d'atteindre les bonnes valeurs d'angle d'entrée au débit de conception, c'est-à-dire à $Q_v=3600 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$, il est théoriquement possible d'obtenir la même élévation de pression statique que lorsque le rotor est couplé au rotor amont. Cette vitesse est égale à $N'_{R2} = \frac{(U_{R2}+V_{\theta})}{R} \cdot \frac{60}{2\pi}$, $(U_{R2} + V_{\theta})$ étant la nouvelle vitesse d'entraînement U'_{R2} au rayon R , permettant d'avoir un angle β_{1R2} adapté au débit nominal. Or, par similitude des triangles des vitesses on trouve (figure 4.11) :

$$\frac{U_{R2}}{U'_{R2}} = \frac{V_a}{V'_a} \quad (4.9)$$

11. il n'est pas possible de connaître l'angle relatif d'un rotor seulement à partir de sa géométrie. Pour cette raison, on a utilisé l'angle relatif en sortie de R1 donné par MFT qui est par hypothèse égal à celui en entrée de R2 et qui est déterminé à partir de lois empiriques.

La vitesse axiale est directement liée au débit volumique, et donc pour tout rayon on obtient :

$$N'_{R2} = \frac{U'_{R2}}{U_{R2}} N_{R2} \quad (4.10)$$

$$= \frac{Q'_v}{Q_v} N_{R2} \quad (4.11)$$

$$= \frac{1}{0.705} \quad (4.12)$$

$$\simeq 2550 \text{ rpm} \quad (4.13)$$

Cette explication se base sur les triangles de vitesses en 2D et n'intègre pas les effets 3D et les pertes et de ce fait elle est très approximative. Néanmoins, la courbe (+) de la figure 4.10 montre celle obtenue réellement pour le rotor R2 seul à la vitesse $N_{R2} = 2550 \text{ rpm}$ et la compare à (\times), celle obtenue en faisant la différence entre les courbes (\circ) et (\square) de la figure 4.1 et qui correspondrait au travail réalisé par R2, en supposant que R1 travaille toujours de la même manière avec ou sans R2.

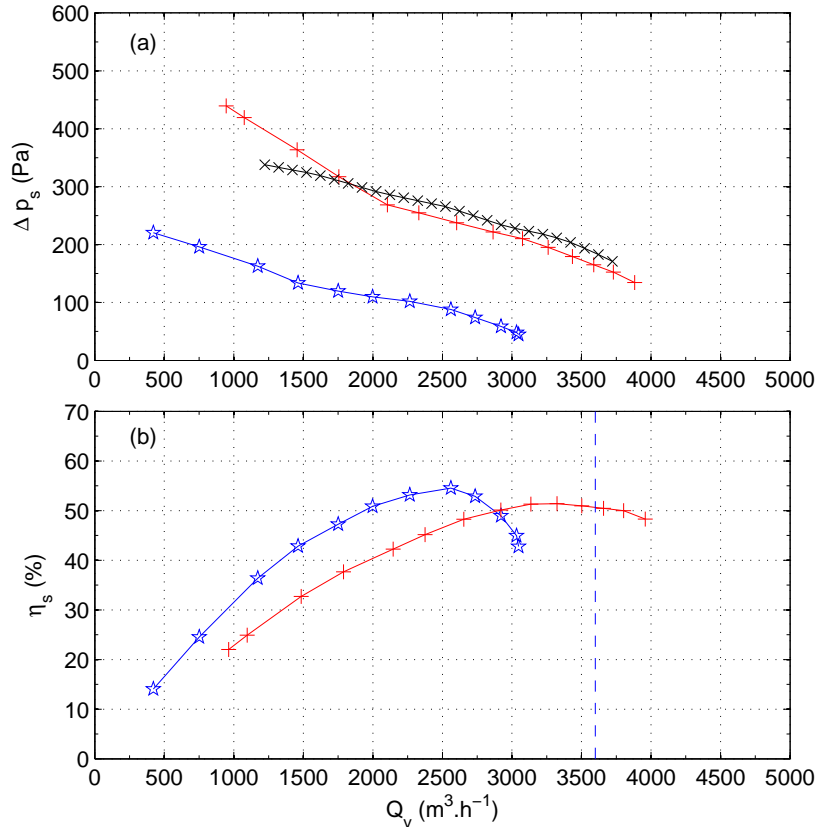


FIGURE 4.10 – Courbes de performances en terme d'élévation de pression statique, (a) et de rendement statique, (b) pour le rotor R2 opérant seul à $N_{R2} = 1800 \text{ rpm}$, (\star) et à $N_{R2} = 2550 \text{ rpm}$, ($+$). La différence d'élévation de pression statique de l'étage RR et de R1 seul est tracée en (\times) et représente le travail réalisé par R2 en configuration contrarotatif ($\Delta P_{RR} - \Delta P_{R1}$)

4.3.2 Répartition de l'élévation de pression statique dans l'étage contrarotatif. Analyse du comportement de R2 en présence de R1

Comme cela a été rappelé dans le paragraphe précédent, il n'est pas possible expérimentalement de tester le rotor aval seul en lui appliquant en entrée un écoulement équivalent à celui sortant du rotor amont. Cependant, on peut essayer de décrire ce qui se produit en terme d'élévation de pression lorsque les rotors fonctionnent ensemble en analysant toujours les triangles de vitesses et les courbes expérimentales des rotors pris séparément. On suppose nuls les effets d'interaction entre les rotors et éventuels effets potentiels lorsqu'ils sont proches. Il est clair que l'élévation de pression totale¹² de l'étage contrarotatif est la somme des élévations de pression totales réalisées par chaque rotors. De ce point de vue, c'est un système de rotors en série. Sa particularité est que non seulement chaque rotor fournit de l'énergie à l'écoulement mais surtout le système est optimisé de sorte qu'on récupère l'énergie contenue dans la vitesse tangentielle du rotor amont pour la transformer en pression statique en redressant l'écoulement en sortie de l'étage pour n'avoir qu'une composante axiale. Donc le rotor R2 non seulement ajoute de l'énergie mais également il transforme une partie¹³ de celle fournie par le rotor amont en pression statique.

L'analyse des triangles des vitesses de la figure 4.11 illustre ceci en considérant deux cas de figures : dans le premier (—), on considère un écoulement purement axial tel que $\vec{V}_1 = \vec{V}_{a1}$ entrant dans le rotor aval fonctionnant seul. Cette vitesse débitante est telle que dans le repère tournant à la vitesse \vec{U}_2 , l'angle β_1 vaut β_{1R2} , c'est-à-dire qu'il correspond au débit adapté du rotor aval. Et celui-ci voit donc arriver l'écoulement à la vitesse relative \vec{W}_1 . Dans le deuxième cas de figure (---), on considère un écoulement sortant du rotor amont R1 et qui cette fois-ci possède une composante giratoire avec $\vec{V}'_1 = \vec{V}'_{a1} + \vec{V}'_{\theta 1}$ de sorte que dans le repère relatif, l'angle β_1 est égal à celui du premier cas. Dans les deux cas de figure on se place en régime adapté mais à des débits différents puisque d'après la figure, les composantes axiales débitantes ne sont pas égales. On peut alors calculer l'élévation de pression statique réalisée par la grille d'aubes dans ces deux cas. D'après la relation 2.1 :

$$\Delta P_t = P_2 - P_1 = \rho V_a^2 (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) (\tan \beta_m - \tan \epsilon) \quad (4.14)$$

Seule la vitesse débitante change entre les deux cas et on peut écrire :

$$\Delta P'_t = \frac{V'^2_{a1}}{V_a^2} \Delta P_t \quad (4.15)$$

Application numérique : Expérimentalement on mesure $\Delta P_{tR2} = \Delta P_{sR2} + \Delta P_{dR2} = 88 + 23$ Pa pour le rotor aval seul. La vitesse débitante dans les deux cas considérés sont $V_{a1} = 6.2$ m.s⁻¹ et $V'_{a1} = 8.8$ m.s⁻¹ respectivement. On obtient alors la valeur de l'élévation de pression totale que R2 est supposé faire en présence de R1 : $\Delta P'_{tR2} = 270$ Pa. A cette valeur on soustrait la pression dynamique $P_d = \frac{1}{2} \rho V'^2_{a1} = 55$ Pa pour ne garder que l'élévation de pression statique

12. celle qui tient compte à la fois de la pression statique ainsi que de la pression dynamique – comprenant les trois composantes de la vitesse – et non pas la pression totale définie par la norme ISO-5801

13. au maximum celle contenue dans le terme $\frac{1}{2} \rho V_{\theta 2R1}^2$

réalisée par R2. On ajoute à cette valeur l'élévation de pression réalisée par R1 seul et au même débit, $\Delta P_{sR1}=152$ Pa pour obtenir finalement une estimation de l'élévation de pression statique réalisée par l'étage contrarotatif :

$$\Delta P_{sRR} = 322 \text{ Pa} \quad (4.16)$$

Expérimentalement, on mesure $\Delta P_{sRR}=335$ Pa. L'écoulement aval de R2 n'est pas parfaitement axial et les valeurs de vitesses sont des moyennes. Ces remarques peuvent expliquer pourquoi y-t-il une différence entre le calcul et la valeur mesurée.

Toujours en supposant négligeable l'interaction inter-rotors du point de vue des performances globales et que le rotor amont travaille de la même manière lorsqu'il est seul et lorsqu'il est couplé au rotor aval, on peut tracer la différence de l'élévation de pression statique de l'étage contrarotatif avec celle du rotor amont seul (\times sur la figure 4.10) : $\Delta P_{sR2exp}=\Delta P_{sRR}-\Delta P_{sR1}$. De plus, on a vu que R2 à $N_{R2}=2550$ rpm voit le même écoulement à son entrée que lorsqu'il est couplé et devrait réaliser la même élévation de pression totale. Malheureusement il n'est pas possible de mesurer la pression dynamique relative à la vitesse tangentielle et donc estimer la vraie pression totale. On peut cependant comparer l'élévation de pression statique de R2 à $N_{R2}=2550$ rpm avec la différence ΔP_{sR2exp} en gardant à l'esprit qu'à $N_{RR}=2550$ rpm, l'écoulement n'est pas redressé en sortie de R2 et qu'a fortiori, l'élévation de pression statique à cette vitesse est inférieure à ΔP_{sR2exp} . Les courbes de la figure 4.10 sont cohérentes avec les précédentes remarques.

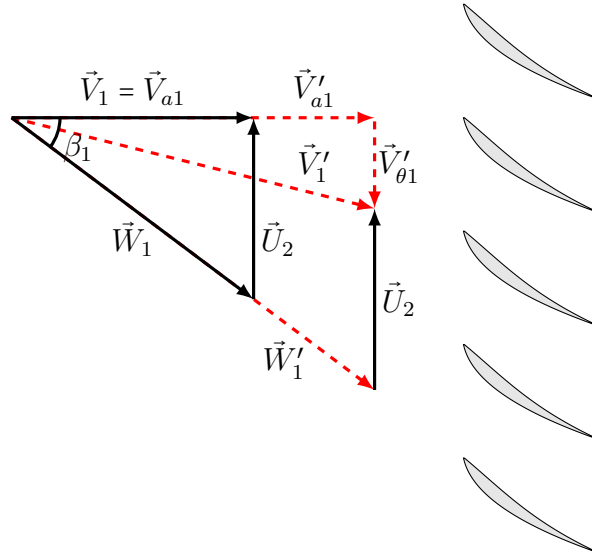


FIGURE 4.11 – Triangles des vitesses lorsque le rotor R2 opère seul (–) et lorsqu'il est couplé au rotor R1 (- -). Dans les deux cas, l'écoulement est adapté en terme d'angle au rotor R2 avec le même angle relatif β_{1R2} .

On peut noter de manière qualitative, à partir des figures 4.1 et 4.10 que globalement les courbes de l'étage contrarotatif possèdent une pente assez proche de celle du R2 seul et dans une moindre mesure que celle de l'étage rotor-stator ressemblerait plus à celle du rotor R1.

4.4 Réduction de vitesse et de diamètre avec l'étage contrarotatif

Jusqu'à présent, on considérait un rotor classique, R1 auquel on a adapté un second rotor, R2. Ce dernier a permis de mettre en évidence une amélioration des performances aussi bien du point de vue de l'élévation de pression que du rendement, notamment au débit de conception, par rapport aux performances du rotor R1 seul. Dans ce paragraphe, le problème est traité sous un angle différent. En plus de se placer au même débit, on fixera également l'élévation de pression souhaitée afin de déterminer le gain apporté par R2 non pas en terme d'énergie mais en terme de réduction de diamètre et/ou de vitesse de rotation de l'étage contrarotatif.

Deux approches sont possibles. La première est théorique et consiste à dessiner avec MFT deux nouveaux rotors réalisant chacun la même élévation de pression statique au même débit que le système contrarotatif avec deux différences :

- le premier tournera à la vitesse $N'_{R1} > N_{R1}$ avec le même diamètre que R1 ;
- le second tournera à la même vitesse que R1 mais aura un diamètre $D_{R1'} > D_{R1}$.

Dans le premier cas, on s'intéresse à la réduction de bruit par diminution de la vitesse de rotation alors que dans le second cas on s'intéresse à la réduction de l'encombrement radial pour les installations où l'encombrement axial ne représente pas une contrainte. Le tableau 4.3 permet de comparer deux ventilateurs obtenus avec MFT pour réaliser une élévation de pression totale équivalente à celle de l'étage contrarotatif mais avec un seul ventilateur. Les rotors ont été dessinés en essayant de ne pas trop s'éloigner de R1 (encombrement axial, rapport des rayons...). Le rotor R_N , ayant le même diamètre que R1, permet de réaliser des performances équivalente à celle de l'étage contrarotatif en augmentant la vitesse de 150%. Quant à R_D , ayant la même vitesse de rotation que R1, son diamètre a été augmenté de 60%. Le gain en terme de réduction de vitesse ou de diamètre est non négligeable, sans oublier qu'un rotor seul aura toujours une composante tangentielle non utilisée, alors qu'un étage contrarotatif bien conçu distribuera toute l'énergie développée soit sous forme de débit soit sous forme de pression statique¹⁴. Il est intéressant de voir que le gain réalisé pour les deux cas de figures sont très proches de celui estimé théoriquement par [54]. Ces résultats obtenus dans le cadre de cette étude, ont été reportés sur le graphe 1.13 et sont en très bonne concordance avec les résultats théoriques.

La deuxième approche est expérimentale. L'idée est de toujours fixer le point de fonctionnement souhaité, par exemple celui du rotor R1 seul, puis d'essayer de retrouver ce point avec d'abord le rotor R1 seul puis avec le système contrarotatif en diminuant la vitesse de rotation des deux rotors. Cette approche n'est pas rigoureuse car on devrait concevoir un nouveau système contrarotatif pour le point de fonctionnement de R1 seul. De plus, on ne pourra pas pour l'étage contrarotatif, avoir le rendement maximum au débit de conception en diminuant la vitesse de rotation des deux rotors. Néanmoins, une telle étude donne une idée de l'amélioration qui peut être apportée. La figure 4.12 montre qu'en diminuant la vitesse de l'étage contrarotatif à $N_{R1}=1600$ rpm et $\theta=1$, la courbe de performance intersecte celle de R1 seul à $N_{R1}=2000$ rpm à son débit nominal. Bien que le débit de l'étage contrarotatif ne soit pas le débit nominal on observe une nette

14. dans le cas où l'hypothèse d'équilibre radial soit vérifiée.

	Étage contrarotatif	Rotor R_N	Rotor R_D
Élévation de pression totale (Pa)	420	420	429
Élévation de pression statique (Pa)	335	306	359
Débit volumique ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$)	3600	3600	3600
Vitesse de rotation (rpm)	2000	3600	2000
Diamètre extérieur (mm)	375	375	600
Rapport $\frac{R_{int}}{R_{ext}}$	0.29	0.29	0.533
Nombre de pales	11+7	11	11
Vitesse spécifique Ω	2.47	4.69	2.56
Diamètre spécifique Λ	1.61	1.61	2.6

Tableau 4.3 – Gain en vitesse et en encombrement radial obtenus avec un étage contrarotatif. Comparaison à performances équivalentes d'un étage contrarotatif avec un rotor fonctionnant à une vitesse de rotation plus élevée et avec un rotor possédant un diamètre plus grand.

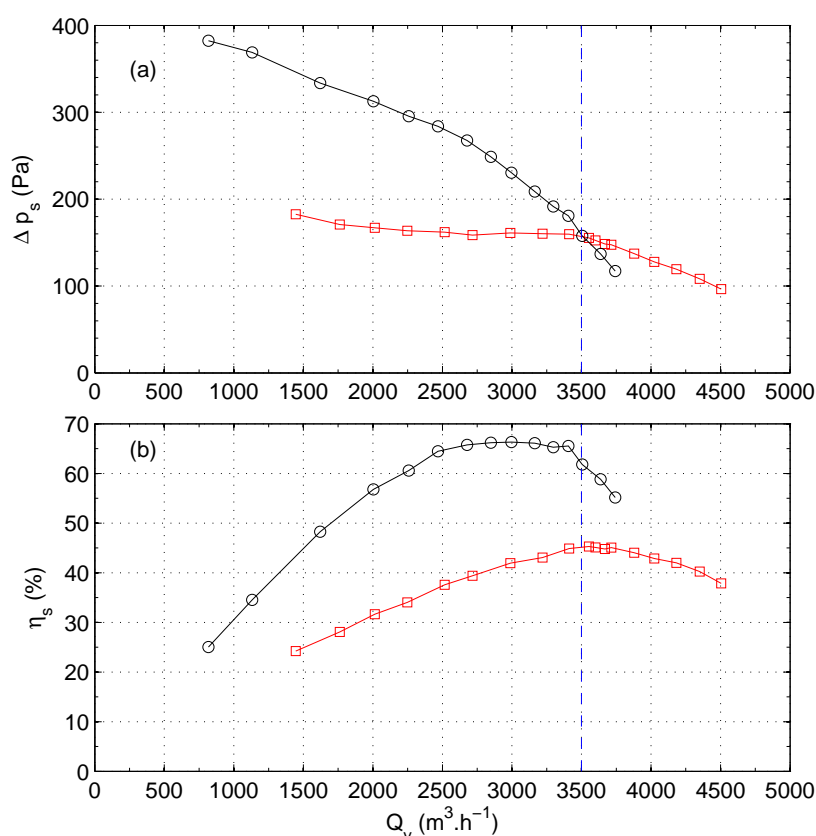


FIGURE 4.12 – Gain en terme de performances et en terme de diminution de la vitesse de rotation grâce à un système avec contrarotatif. (\square) : $R1$ seul avec $N_{R1} = 2000 \text{ rpm}$ et (\circ) : RR avec $N_{R1} = 1600 \text{ rpm}$ et $\theta = 0.9$.

amélioration du rendement d'environ 18% et un gain de vitesse de rotation de 20%.

4.5 Élévation de pression totale

Du point de vue pratique pour les ventilateurs, on représente les courbes de performance en terme d'élévation de pression statique en fonction de débit. Ceci permet de connaître les pertes de charges que le ventilateur est capable de vaincre pour un débit donné. Le rendement est également calculé à partir de cette élévation de pression. Comme cela a été défini au chapitre 3, l'élévation de pression statique de la norme ISO5801 n'est rien d'autre que la différence entre la pression statique en aval du rotor et la pression atmosphérique. Or, ceci n'est pas représentatif de l'ensemble du travail fourni par le rotor car il met également en mouvement l'écoulement. Pour mieux apprécier l'énergie « utile » fournie par le(s) rotor(s), on s'intéresse dans ce paragraphe aux pressions totales, définies selon la norme¹⁵. Cette dernière considère que l'élévation de pression statique et la pression dynamique relative à la vitesse axiale sont les seules énergies utiles¹⁶.

La pression totale du rotor R1 seul de la figure 4.13 est très plate globalement. Le débit nominal d'après ces courbes est autour de $Q=4500 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ avec un rendement total d'environ $\eta_t=64\pm 1\%$.

L'étage RS voit son rendement atteindre les 80%¹⁷. Son rendement est même légèrement supérieur à celui de l'étage contrarotatif qui atteint son maximum pour un débit plus faible. La pente de l'étage contrarotatif est beaucoup plus élevée que celle du rotor amont seul ou de l'étage rotor-stator. De ce fait, son rendement diminue rapidement alors que l'étage RS fournit une élévation plus constante tout en diminuant la puissance consommée. Ces courbes montrent bien que lorsqu'on définit par convention le débit nominal en prenant le rendement statique maximal, ce rendement est en réalité inférieur au « réel » rendement qui tiendrait compte de toute l'énergie utile. Par exemple, l'étage contrarotatif au débit nominal possède un rendement statique de $\eta_s \simeq 65\%$ mais en réalité à ce débit, le rendement total avoisine $\eta_t \simeq 78\%$. Le rendement statique indique finalement le débit où on a le meilleur rapport élévation pression statique et consommation électrique mais ne représente pas le réel rendement au débit considéré.

4.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de valider la méthode de conception en comparant les performances théoriques avec celles mesurées expérimentalement. Celles-ci sont en très bon accord avec les performances estimées par MFT au débit de conception. Le système à rotors contrarotatifs montre une nette amélioration des performances et une augmentation significative du rendement comparé au cas du rotor seul ou de l'étage rotor-stator.

15. on rappelle que la dénomination de « pression totale » dans la norme, ne signifie pas pression d'arrêt, voir définition du chapitre 3.

16. en effet, les pressions dynamiques relatives aux vitesses tangentielle et radiale n'apparaissent ni dans la pression statique ni dans le débit, et de ce fait sont considérées comme perdues.

17. les essais n'ont pas permis d'aller suffisamment loin en débit et dépasser le sommet de la courbe de rendement.

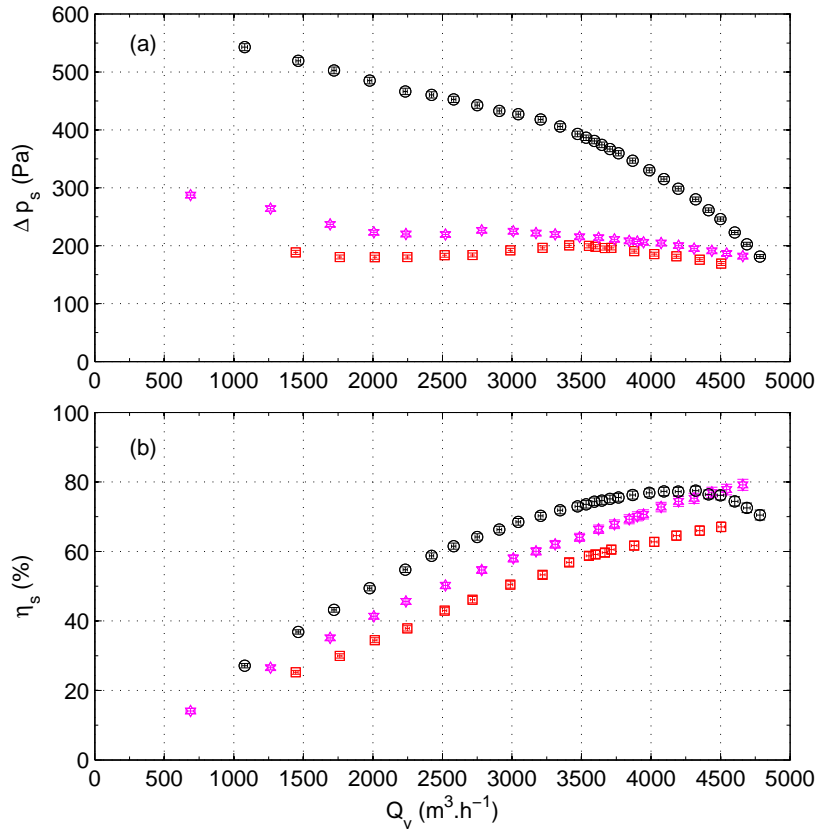


FIGURE 4.13 – Courbes de performances globales en terme d'élévation de pression totale, (a) et de rendement totale, (b). (\square) pour R1, (\star) pour RS, (\circ) pour RR et (\star) pour R2.

Dans le cas d'un écoulement en conduit, et en présence du nid d'abeille, l'hypothèse d'un écoulement axial a pu être vérifiée grâce aux mesures locales réalisées par LDV. De la même manière les mesures locales sont cohérentes avec les mesures globales. De plus, elles ont permis de montrer la présence d'un certain nombre de perturbations au niveau du moyeu des rotors et de les expliquer. On a vu également, que l'hypothèse d'un écoulement purement axial en aval de R2 n'est pas totalement vraie pour le cas de l'étage RR. Ces résultats ont donné lieu à la publication Nouri *et al.* [70] dans « Journal of Fluids Engineering ».

Dans le chapitre suivant, on continue l'étude et l'analyse des performances en se concentrant uniquement sur le système contrarotatif dans différentes configurations en faisant varier la distance axiale et le rapport des vitesses.

Chapitre 5

Influences du rapport des vitesses de rotation θ et de la distance axiale A

Sommaire

5.1	Influence de θ	106
5.2	Influence de A	115
5.3	Moyenne de phase	118
5.4	Fluctuations de pression pariétale	130
5.5	Conclusion	134

Le précédent chapitre a permis de caractériser le système contrarotatif et de le comparer avec un rotor seul et avec un étage rotor-stator. On s'était limité à une seule distance axiale $S=10$ mm, à un seul rapport de vitesses $\theta=0.9$ et au débit de conception, $Q_v=3600$ m³.s⁻¹.

Les résultats sont concluants mais peuvent être encore améliorés en jouant sur des paramètres tels que le jeu radial, l'empilement des pales, le carénage... Autrement dit, des paramètres d'optimisation qui ne concernent pas seulement un système contrarotatif mais toutes les machines axiales et qui font l'objet d'un grand nombre de travaux de recherche. D'autres paramètres plus spécifiques aux machines contrarotatives comme la distance axiale, le rapport des vitesses ou encore le rapport des diamètres des rotors nécessitent une étude plus détaillée pour une meilleure compréhension du comportement du système. Dans ce chapitre, et plus généralement dans le cadre de ces travaux de recherche, on s'est intéressé à deux paramètres clés, à savoir :

- le rapport des vitesses, θ et,
- la distance axiale relative entre les rotors, A définie comme le rapport entre la distance axiale S et la corde de R1 au rayon moyen, $A=\frac{S}{c_{R1}}$ avec $c_{R1}=58$ mm.

Bien que le système contrarotatif soit conçu pour une vitesse de rotation donnée et un débit de fonctionnement, il a été testé dans différentes configurations sur une large plage de fonctionnement. L'influence du rapport de vitesse est présentée en premier lieu en faisant varier la vitesse de rotation de R2 puis en faisant varier celle de R1, pour $\theta \in [0; 2]$. En deuxième lieu, l'influence de la distance axiale A est étudiée pour $A \in [0.17; 3.1]$.

5.1 Influence du rapport des vitesses θ

Le paramètre θ est défini comme le rapport de la vitesse de rotation du rotor aval sur la vitesse de rotation du rotor amont :

$$\theta = \frac{N_{R2}}{N_{R1}} \quad (5.1)$$

Les deux cas de figures possibles, celui où la vitesse du rotor amont est fixe et la vitesse du rotor aval varie et celui où la vitesse du rotor amont varie et la vitesse du rotor aval est fixe, sont étudiés et présentés dans les deux paragraphes suivants.

5.1.1 θ variable et $N_{R1}=2000$ rpm

La figure 5.1 montre le réseau de courbes obtenu en faisant varier le paramètre θ . En augmentant la vitesse du second rotor, on augmente également l'élévation de pression que réalise le système contrarotatif. Ceci s'explique tout simplement par le fait qu'on fournit plus d'énergie à l'écoulement. Cependant, du point de vue du rendement statique l'optimum des optima ne correspond pas à celui du débit de conception et le débit nominal est légèrement à droite de celui-ci. Le rapport des vitesses optimal serait, d'après ces courbes égal à $\theta=1.05$ et le débit nominal pour ce rapport de vitesse vaut $Q_v=3750 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. En comparant les courbes, on remarque qu'elles ont toutes une allure plus proche de celle du rotor aval seul que celle du rotor amont seul, avec une pente de $-75 \text{ Pa}/1000 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. On observe également que pour les différentes valeurs de $\theta > 0.8$, les courbes de rendement sont superposables pour $Q_v \in [1000; 3250] \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. Au-delà de cette plage, le rendement varie en fonction de la valeur de θ et le plus souvent $\eta_s > 60\%$ allant jusqu'à 66%. Il est donc possible d'atteindre une large plage de fonctionnement en conservant un très bon rendement statique. Ce système contrarotatif est particulièrement avantageux et flexible dans des applications où la machine est susceptible de fonctionner dans différentes conditions de débit et d'élévation de pression. En effet, on peut imaginer un système de régulation en boucle fermé, permettant d'avoir avec un seul jeu de rotor une plage de débit avec une élévation de pression constante ou inversement, une plage d'élévation de pression pour un même débit tout en gardant un rendement relativement élevé pour ce type de ventilateur. Ceci est particulièrement vrai en sur-débit. En effet, en sous-débit par rapport au débit de conception, les courbes de rendement se superposent ou sont très proches les unes des autres alors qu'en sur-débit, les courbes se distinguent clairement les unes des autres.

5.1.2 θ variable et $N_{R2}=1800$ rpm

Un autre réseau de courbes est obtenu en faisant varier cette fois-ci la vitesse de rotation du rotor amont R1 tout en gardant la même vitesse pour le rotor aval R2=1800 rpm. La figure 5.2 montre des courbes très similaires à la figure 5.1 mais pour différents couples de vitesses. L'optimum des optima est obtenu pour $\theta = 1.06$, comme dans le cas précédent, au débit de $Q_v=3317 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ avec un rendement proche de $\eta_s=67\%$. Dans le cas d'un seul rotor, le débit nominal se déplace en fonction de la vitesse de fonctionnement et par similitude, on trouve théoriquement le même rendement maximal mais pour différents débits.

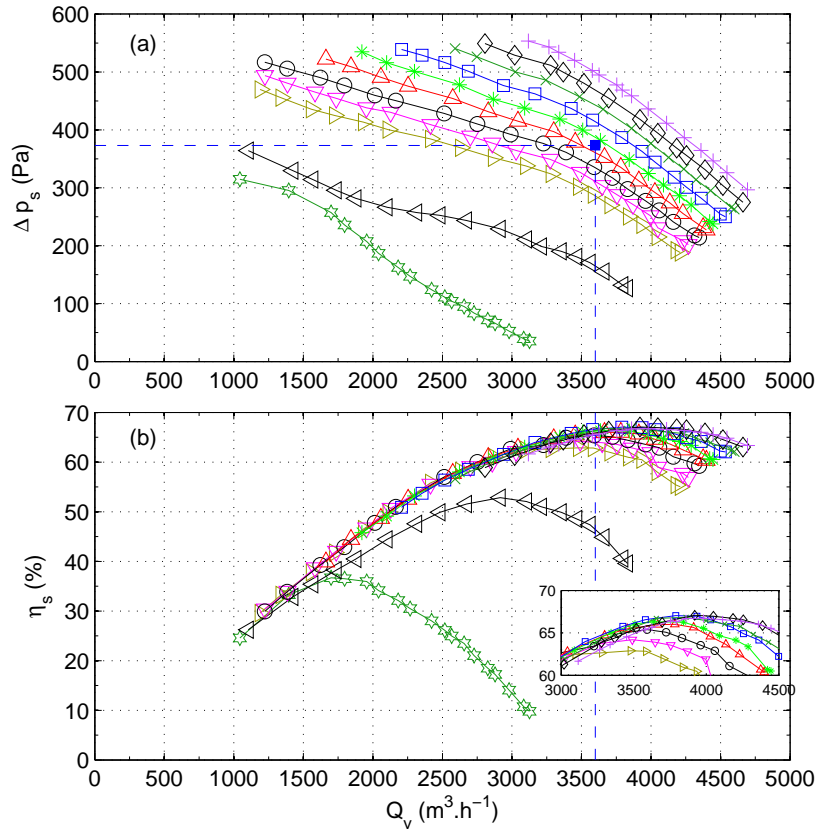


FIGURE 5.1 – Courbes de performances en terme d’élévation de pression statique, (a) et de rendement statique, (b). La vitesse du rotor R1 est constante et égale à $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta \in [0, 1.2]$. (\star) : $\theta=0$, (\triangleleft) : $\theta=0.5$, (\triangleright) : $\theta=0.80$, (∇) : $\theta=0.85$, (\diamond) : $\theta=0.90$, (\triangle) : $\theta=0.95$, (\ast) : $\theta=1$, (\square) : $\theta=1.05$, (\times) : $\theta=1.1$, (\diamond) : $\theta=1.15$, ($+$) : $\theta=1.2$.

Dans le cas d’un étage contrarotatif, en variant la vitesse du premier rotor, le second rotor pourrait être complètement désadapté et on verrait une chute des performances. Or, sans pouvoir encore généraliser, ces courbes montrent qu’il est possible d’avoir une large plage de fonctionnement et plus particulièrement que l’étage RR est toujours aussi performant pour des vitesses de fonctionnement très différentes des vitesses de conception initiales.

La figure 5.3 montre l’évolution de la puissance consommée par R2 en augmentant celle de R1 (donc en diminuant θ). La puissance consommée par R1 augmente avec la vitesse comme le montre la figure 5.3a). La présence de R2 ne semble pas modifier la puissance consommée par R1. En effet, ces courbes obtenues pour différentes valeurs de θ sont toutes similaires comme le montre la figure 5.3c). On observe également que la puissance consommée par R2 est légèrement plus importante. En augmentant la vitesse de R1 de 1500 rpm ($\theta=1.2$) à 1900 rpm ($\theta=0.95$), la puissance consommée par R2 augmente d’environ 20%. Cette augmentation est plus prononcée en haut débit qu’en débit partiel. Cette augmentation s’explique par la modification de l’écoulement induite par l’augmentation de la vitesse de R1. D’autre part, dans le cas inverse, où N_{R1} est fixe et N_{R2} varie, il n’a pas été constaté d’effets aussi prononcé sur la puissance consommée par R1 comme le montre la figure 5.4.

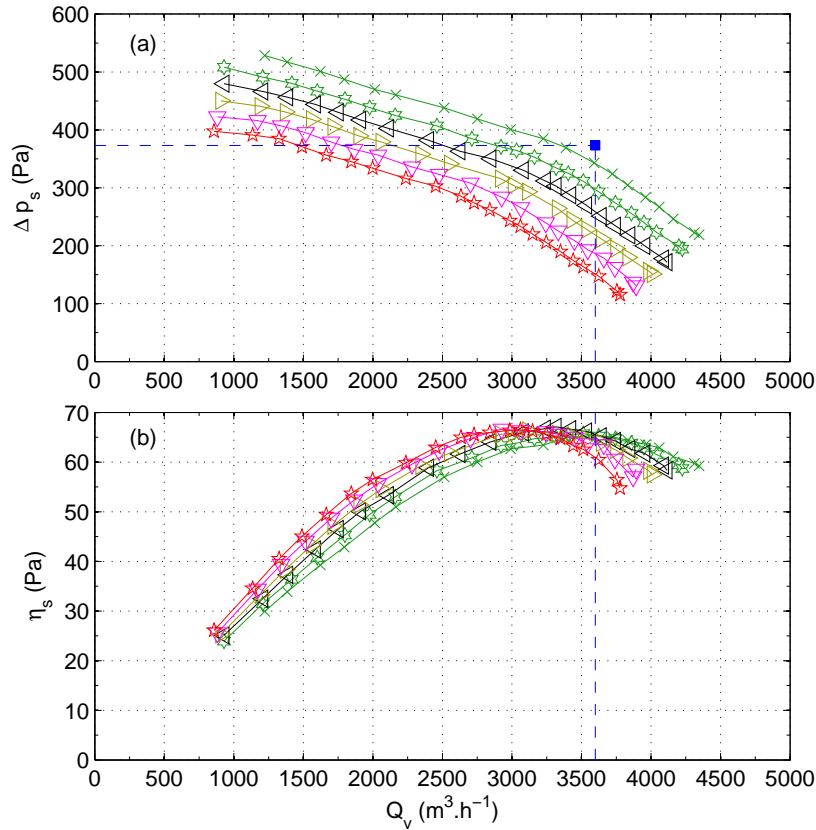


FIGURE 5.2 – Courbes de performances en terme d'élévation de pression statique, (a) et de rendement statique, (b). La vitesse du rotor $R2$ est constante et égale à $N_{R2}=1800$ rpm et $\theta \in [0.9, 1.2]$. (\star) : $\theta=1.2$, (∇) : $\theta=1.13$, (\triangleright) : $\theta=1.06$, (\triangleleft) : $\theta=1$, (\star) : $\theta=0.95$, (\times) : $\theta=0.9$.

5.1.3 Similitude

Dans ce paragraphe, on étudie les courbes caractéristiques sous forme adimensionnelle. Pour cela, on applique les relations de similitude pour les turbomachines. On utilise les coefficients de pression et de débit ψ et ϕ , définis dans les équations 3.9 et 3.10 afin d'étudier la dépendance en θ . La vitesse de rotation utilisée pour calculer ces coefficients est la suivante : $\omega = \sqrt{\omega_{R1}\omega_{R2}}$. Ce choix reste arbitraire dans une certaine mesure mais doit tenir compte des deux vitesses de rotations, N_{R1} et N_{R2} .

Le premier cas de figure considéré est celui où le rapport des vitesses est constant, quelque soit la valeur de N_{R1} et N_{R2} . La figure 5.5 montre que pour une même valeur de rapport de vitesses θ , les courbes se superposent parfaitement et donc les différentes configurations, pour le même θ , sont bien similaires. En effet, si on reprend l'équation 1.23, issue de l'équation d'Euler et donc sans pertes en fluide parfait, et qu'on la réécrit pour obtenir l'équation 1.25, mais pour un cas généralisé où $U_{R1} \neq U_{R2}$ et en introduisant θ , on obtient l'expression suivante :

$$\Delta P_{RR} = \rho U_{R1}^2 \left(1 + \theta + \theta^2 - \frac{V_a}{U_{R1}} (\tan \beta_{2R2} + (1 + \theta) \tan \beta_{2R1}) \right) \quad (5.2)$$

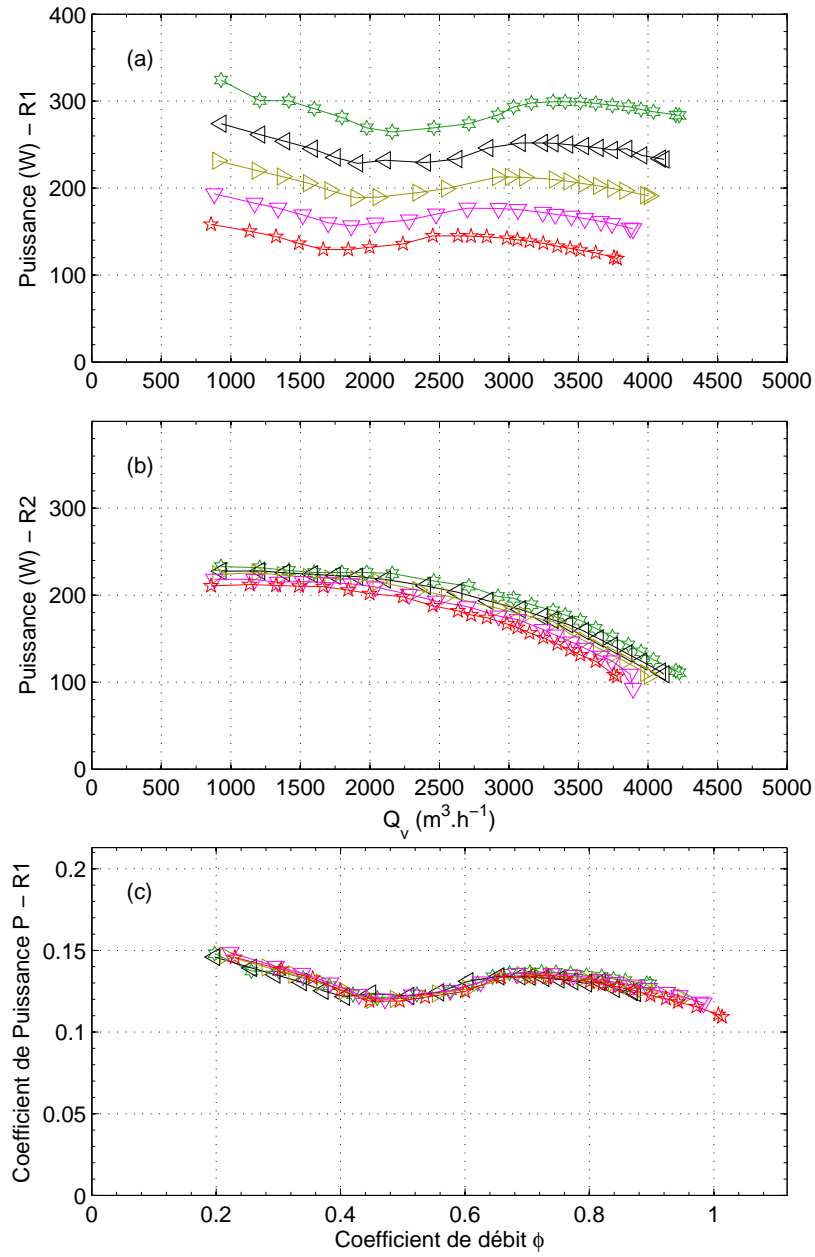


FIGURE 5.3 – Courbes de puissance pour R1, (a) et pour R2, (b). Le graphe (c) est identique à celui de (a) mais exprimé en terme des coefficients adimensionnels \hat{P} et ϕ . La vitesse du rotor R2 est constante et égale à $N_{R2}=1800$ rpm et $\theta \in [0.95, 1.2]$. (\star) : $\theta=1.2$, (∇) : $\theta=1.13$, (\triangleright) : $\theta=1.06$, (\triangleleft) : $\theta=1$, (\star) : $\theta=0.95$.

En notant que :

$$\phi = \frac{Q_v}{\omega R^3} \quad (5.3)$$

$$= \frac{V_a \pi R^2}{\omega R^3} \quad (5.4)$$

$$= \frac{V_a \pi}{U_{R1} \sqrt{\theta}} \quad (5.5)$$

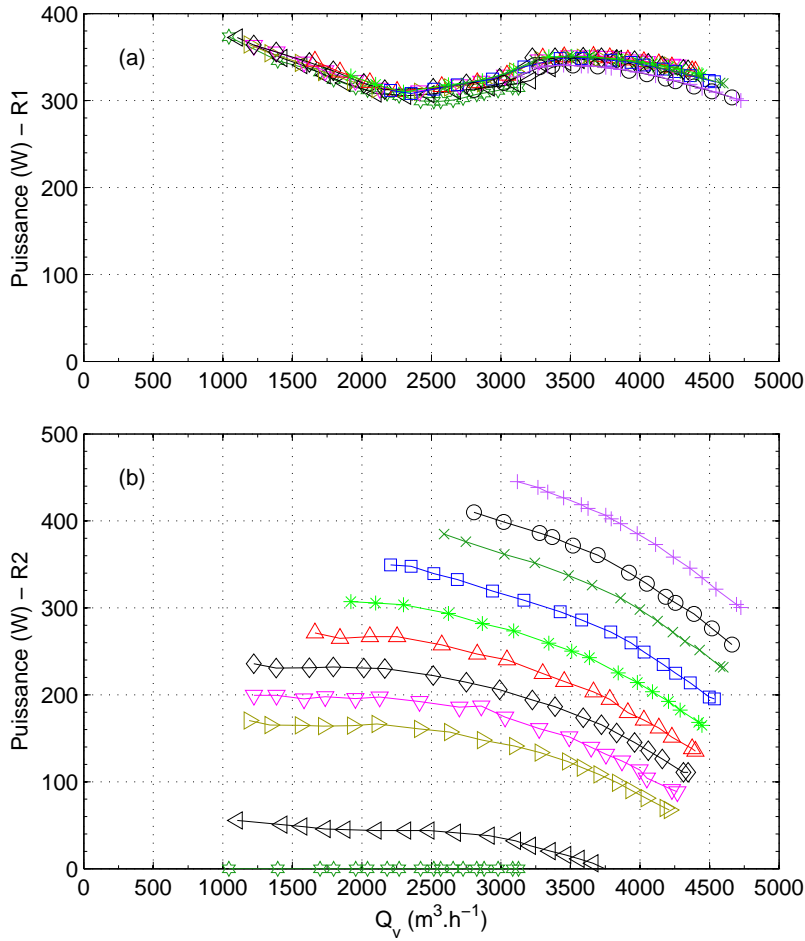


FIGURE 5.4 – Courbes de puissance pour R1, (a) et pour R2, (b). La vitesse du rotor R1 est constante et égale à $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta \in [0, 1.2]$. (\diamond) : $\theta=0$, (\triangleleft) : $\theta=0.5$, (\triangleright) : $\theta=0.8$, (∇) : $\theta=0.85$, (\diamond) : $\theta=0.9$, (\triangle) : $\theta=0.95$, (\star) : $\theta=1$, (\square) : $\theta=1.05$, (\times) : $\theta=1.1$, (\circ) : $\theta=1.15$, ($+$) : $\theta=1.2$.

l'expression du coefficient de pression s'écrit alors :

$$\psi = \frac{1}{\theta} \left(1 + \theta + \theta^2 - \frac{\phi \sqrt{\theta}}{\pi} (\tan \beta_{2R2} + (1 + \theta) \tan \beta_{2R1}) \right) \quad (5.6)$$

Il est clair à partir de cette expression théorique du coefficient de pression pour une machine contrarotative, que si le rapport θ est constant, quelques soient les vitesses de rotation, alors la fonction ψ ne change pas et la courbe est toujours la même.

La fonction ψ a la forme d'une équation linéaire. Si on modifie par exemple une des vitesses de rotation ou si plus généralement on modifie le rapport θ , alors on modifie le coefficient directeur de la droite et l'ordonnée à l'origine et donc la fonction ψ . Ainsi, on devrait trouver des courbes distinctes si on fait varier le rapport θ .

Expérimentalement, les courbes réelles ne sont pas des droites, comme le montre la figure 5.6 et étonnamment les courbes sont distinctes seulement pour $\phi > 0.08$. En revanche, pour $\phi < 0.08$, les courbes se superposent.

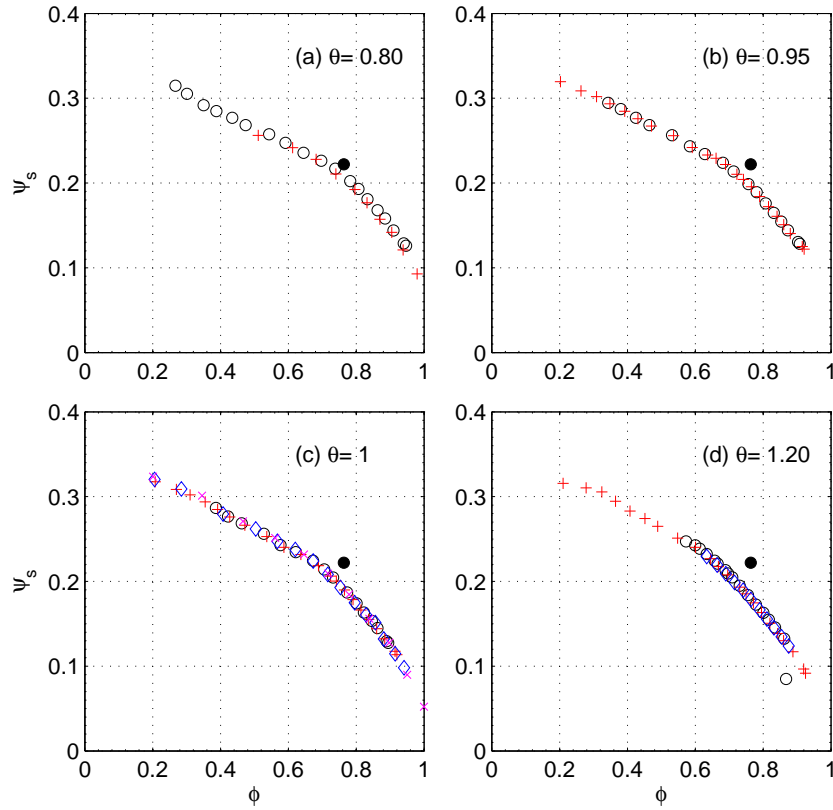


FIGURE 5.5 – Performances globales en terme des coefficients de débit, ϕ et de pression, ψ pour la même valeur de θ : a) $\theta=0.80$ et $N_{R1}=[1600(+), 2000(o)]$ rpm, b) $\theta=0.95$ et $N_{R1}=[1900(+), 2000(o)]$ rpm, c) $\theta=1$ et $N_{R1}=[1200(\times), 1600(\diamond), 1800(+), 2000(o)]$ rpm et d) $\theta=1.20$ et $N_{R1}=[2000(o), 2160(\diamond), 2400(+)]$ rpm. (●) : point de conception.

5.1.4 Rendement statique en fonction de θ

A partir des figures 5.1 et 5.2, il n'est pas facile de dégager une tendance de l'effet du rapport θ . Pour mieux visualiser l'influence de θ , le rendement maximal de chaque courbe a été tracé en fonction du rapport θ sur la figure 5.7a).

Le débit correspondant est également tracé en fonction de θ sur la figure 5.7b. De plus, l'étude du rapport des vitesses avait été limitée aux vitesses de conception de chaque rotor bien qu'il soit possible de réaliser une infinité de combinaisons. Limité par la puissance des moteurs pour atteindre des valeurs de θ supérieures à $\theta=1.2$ ($N_{R1}=2000$ rpm), des essais supplémentaires ont été réalisés pour $\theta=[1.5, 1.7, 2]$ mais avec une vitesse de rotation du rotor amont plus faible pour pouvoir prolonger la courbe en (o). Au-delà de $\theta=1.2$, le rendement commence à diminuer tout en gardant des valeurs relativement élevées pour différents rapports de vitesses et différents débits. Le fait que l'optimum des optima du rendement pour toutes ces configurations soit obtenu pour $\theta > 0.9$ peut s'expliquer par un déficit en terme de vitesse tangentielle constatée lors des mesures LDV, voir figure 4.5, par rapport aux valeurs estimées par MFT. De ce fait, en augmentant la vitesse de rotation de R2 et donc le rapport θ , on augmente la vitesse tangentielle et le rendement s'améliore.

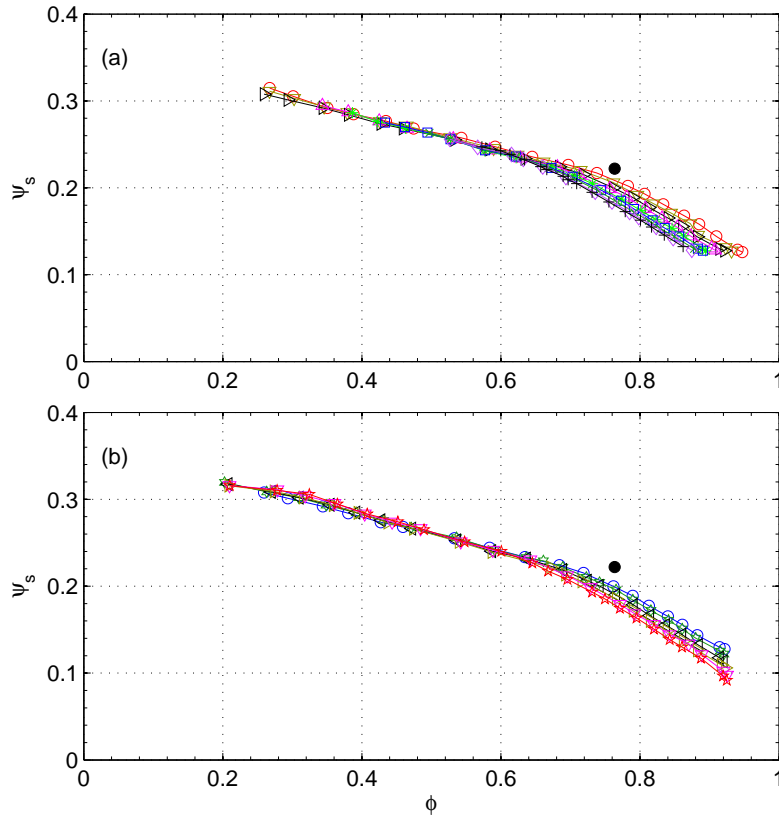


FIGURE 5.6 – Performances globales en terme des coefficients de débit, ϕ et de pression, ψ pour différentes valeurs de θ : (a) $N_{R1} = 2000$ rpm et $\theta = [0.8(\circ), 0.85, 0.90, 0.95, 1, 1.05, 1.1, 1.15, 1.20(+)]$ et (b) $N_{R2} = 1800$ rpm et $\theta = [0.9(\circ), 0.95, 1.00, 1.06, 1.13, 1.20(\star)]$. (•) : point de conception.

A partir d'une certaine valeur de θ , le rotor amont n'est plus adapté et son élévation de pression diminue. Le rendement global statique commence alors à diminuer. Enfin, la figure 5.7, montre que le débit nominal, celui pour lequel le rendement est maximal, évolue linéairement avec le rapport θ pour les valeurs testées.

5.1.5 Mesure globale de l'angle de sortie

Une des conditions imposées lors de la conception de l'étage contrarotatif et qui doit être vérifiée était de parvenir globalement à redresser l'écoulement en sortie de l'étage de sorte que le système contrarotatif profite pleinement de la présence du rotor aval. Dans ce paragraphe, on présente une méthode de mesure, globale mais quantitative, de l'angle moyen de l'écoulement sortant. Elle vient compléter les mesures LDV réalisées au chapitre précédent et peut constituer une alternative aux mesures locales par laser si on s'intéresse seulement à la forme de l'écoulement moyen. L'avantage de cette méthode est de permettre de connaître assez rapidement¹ pour quel rapport des vitesses on peut avoir l'écoulement le plus axial à la sortie de RR. Elle s'inspire des méthodes de visualisation

1. en modifiant les vitesses de rotation tout en observant la direction indiquée

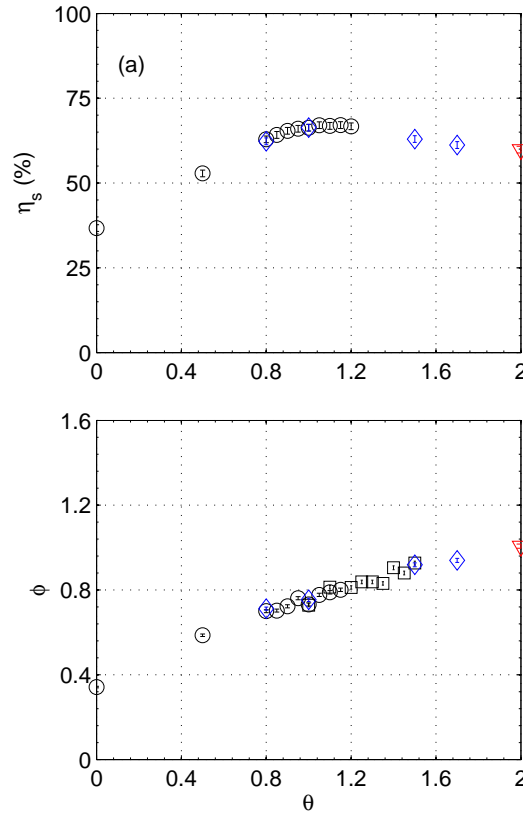


FIGURE 5.7 – a) : évolution du rendement statique maximal en fonction du rapport de vitesses θ . b) : évolution du coefficient de débit nominal (correspondant au rendement maximal) en fonction du rapport de vitesses θ . (\circ) : $N_{R1} = 2000$ rpm, (\square) : $N_{R1} = 1800$ rpm, (\diamond) : $N_{R1} = 1600$ rpm, (∇) : $N_{R1} = 1300$ rpm.

par fils de laine utilisées couramment sur les ailes d'avion en soufflerie ou en condition réelles de vol. Les fils de laine sont remplacés par une fine plaque rigide et légère qui indique la direction de l'écoulement (voir figure 5.8). L'intérêt d'une plaque rigide par rapport aux fils souples est que dans un écoulement fluctuant, la plaque ne se plie pas contrairement aux fils qui ont tendance à être très sensibles à l'écoulement. La plaque est fixée et pivote librement autour d'une tige de faible diamètre, traversant le conduit en passant par son centre. Il est alors possible de positionner la plaque sur différents rayons et mesurer la direction de l'écoulement et remonter à l'angle dans le repère absolu, α . Pour calculer cet angle moyen, on utilise une caméra rapide (Optronis CamRecord 600) placée de sorte que l'axe de son objectif soit parallèle à l'axe de rotation de la plaque plane. Pour augmenter la luminosité des images, une source lumineuse à LED est placée à l'opposé de la caméra, après la plaque plane comme illustré dans la figure 5.8.

Les images sont prises à la fréquence de 250 Hz le temps de quelques centaines d'images². Un script de traitement d'image sous Matlab permet d'identifier la position de

2. Par exemple, pour $t=2$ s on obtient 500 images prises sur environ 60 tours. L'angle moyen est donc représentatif de l'écoulement moyen et ne représente pas l'angle moyen qu'aurait l'écoulement pour une position particulière des pales. Cela aurait été le cas si par exemple on avait synchronisé l'acquisition des

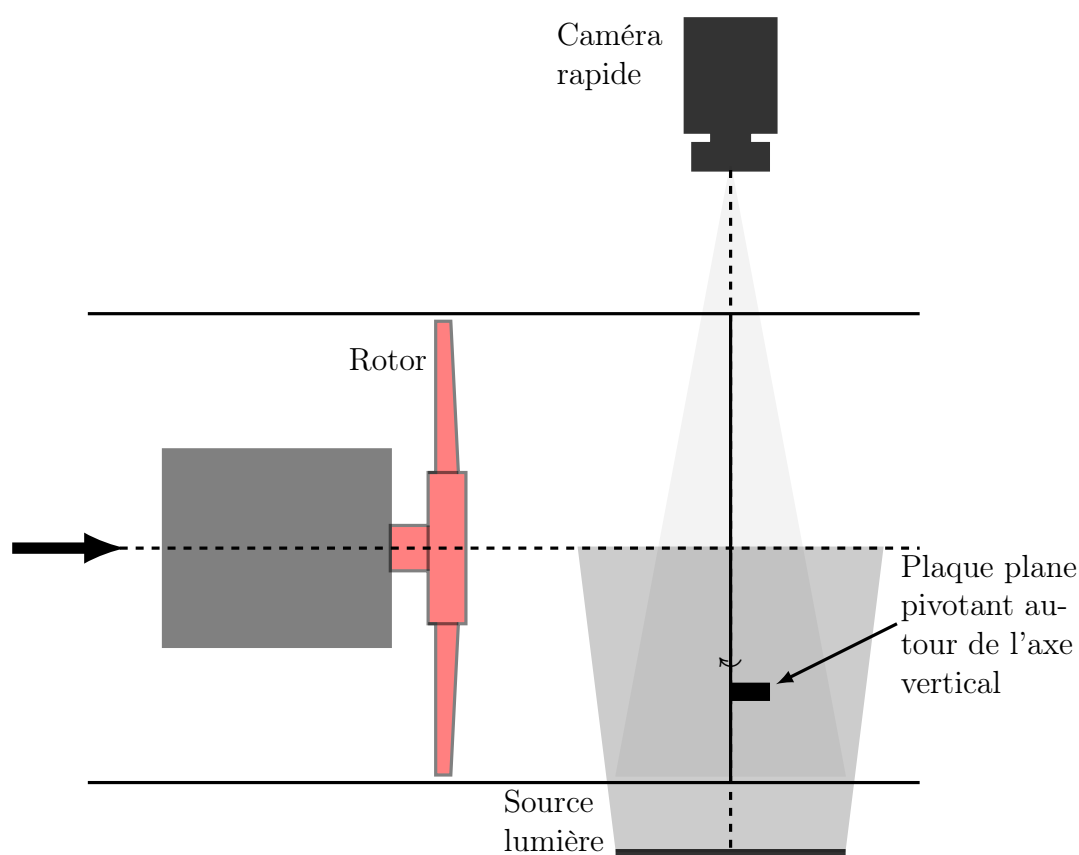


FIGURE 5.8 – Montage de la plaque plane indiquant la direction de l'écoulement et du système d'acquisition par la caméra rapide.

la plaque plane sur chaque image, de calculer l'angle α et de faire la moyenne des angles obtenus pour chaque image. L'angle moyen obtenu est tracé sur la figure 5.9 en fonction du rapport θ . La tendance du nuage de points pour les différents cas étudiés est linéaire. La valeur de θ pour $\alpha=0^\circ$ est obtenue, d'après ces mesures, pour $\theta=1.2$. En revanche, ce n'est pas à cette valeur que le rendement est le plus élevée mais pour $\theta=1.1$ comme on le voit sur la figure 5.9. Il faut noter que dans les deux cas, et plus généralement pour $\theta \in [1; 1.2]$ et donc pour $\alpha \in [-15; 0]$, on ne distingue pas de variation de rendement car l'écart est compris dans la barre d'erreur ($\pm 1\%$). Comme on s'y attend, les deux points de fonctionnement extrêmes de la figure 5.9 donnant des valeurs d'angle moyen élevé en valeur absolue donne un rendement moins élevé que le reste des points.

Cette méthode originale de mesure d'angle moyen est très simple à mettre en place et permet rapidement de déterminer la direction de l'écoulement. Les résultats sont cohérents avec les mesures de rendement statiques.

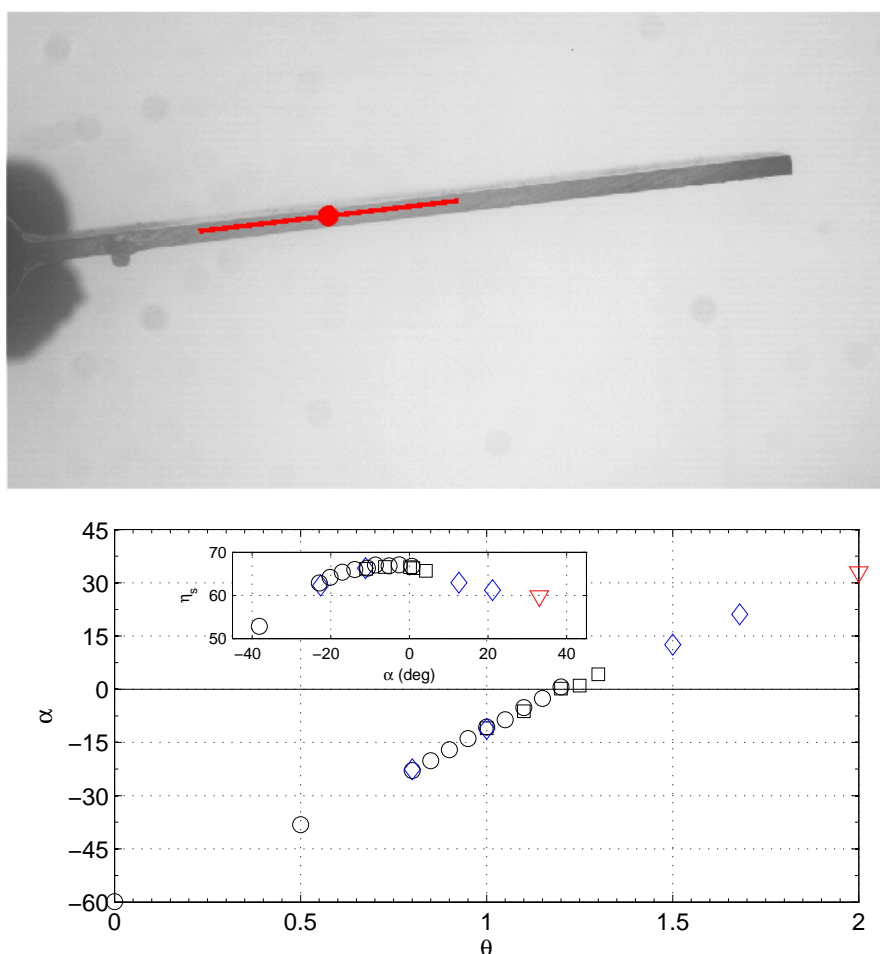


FIGURE 5.9 – Haut : vue de dessus de la plaque plane (5.8) indiquant la direction de l'écoulement. Bas : évolution de l'angle de l'écoulement (repère absolu) en sortie de R2 en fonction du rapport des vitesses θ , et l'évolution du rendement en fonction en fonction de l'angle de sortie.

5.2 Influence de la distance axiale - A

Le rapport de vitesse a une influence non négligeable et surtout comme on vient de le voir permet d'avoir des plages de débit et d'élévation pression avec des hauts rendements. Toutefois, ces bonnes performances sont obtenues pour une distance axiale de $A=0.17$ et on peut penser que l'interaction inter-rotors est plus élevée lorsque les rotors sont proches, ce qui peut induire plus de bruit. La question est de savoir s'il est possible d'obtenir d'aussi bonnes performances tout en diminuant l'interaction inter-rotors. Lors de la conception, les rotors sont supposés suffisamment proches pour considérer que l'écoulement entrant au rotor aval est identique à l'écoulement sortant du rotor amont en terme de vitesse et d'angle. Une distance axiale de $A=0.17$ semblait un bon compromis du point de vue de l'étude aérodynamique et du point de vue de la conception mécanique³ du système

3. L'expérience avec le BETAECON avait montré qu'un effet de balourd pouvait apparaître et de ce fait si les rotors sont trop proches, ils peuvent entrer en contact en fonctionnement. Sur AERO²FANS,

contrarotatif. Dans ce paragraphe, l'étude des performances est étendue pour des distances axiales plus élevées, $A \in [0.17; 3.1]$. Les vitesses de rotation des rotors sont celles de conception, soit $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$.

5.2.1 Performances globales

La figure 5.10 présente les courbes obtenues pour les différentes valeurs de A . Les

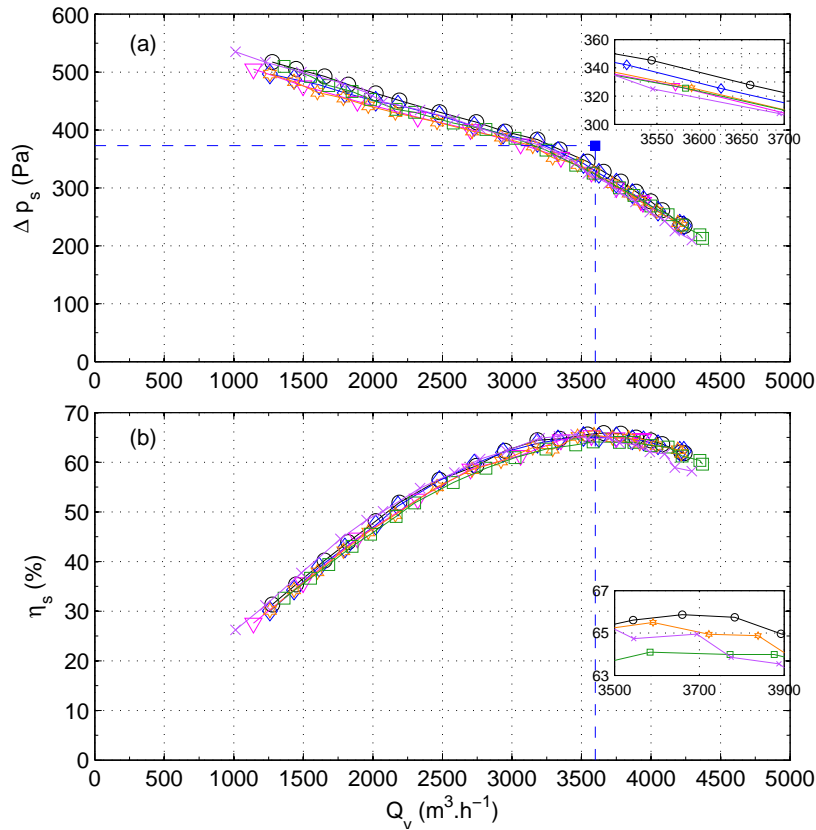


FIGURE 5.10 – Courbes de performances en terme d'élévation de pression statique, (a) et de rendement statique, (b) pour différentes distances axiales. La vitesse du rotor $R1$ est $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$. (\circ) : $A=0.17$, (\diamond) : $A=0.34$, (∇) : $A=0.69$, (\star) : $A=0.86$, (\square) : $A=2.58$, (\times) : $A=3.1$.

performances mesurées pour ce système contrarotatif sont à la fois inattendues et intéressantes. Inattendues car on ne distingue pas ou très peu de variation en terme d'élévation de pression statique et de rendement statique pour les différentes valeurs de A . Presque toutes les courbes se superposent ou l'écart est compris dans la barre d'erreur, sauf celle pour $A = 3.1$ où le rendement est plus bas particulièrement en sur-débit. Le débit de fonctionnement pour toutes les courbes ne change pas et demeure très proche du débit de conception. Ce résultat est particulièrement intéressant dans la mesure où l'interaction

ces problèmes sont très faibles mais par sécurité, les mesures ont été limitées à une distance axiale de 10 mm entre les rotors. Des mesures à $S=5$ mm sont envisagées.

rotor-rotor est largement diminuée en augmentant la distance inter-rotors. Ce point sera plus détaillé dans les paragraphes suivants après avoir analysé les composantes axiale et tangentielle dans le prochain paragraphe.

La figure 5.11 montre l'effet de la distance sur la puissance consommée par R1. On voit que la présence de R2 fait augmenter très légèrement la puissance consommée par R1, d'environ 3 à 4%. Puis en éloignant R2, son influence sur R1 diminue et se rapproche de la valeur lorsque R1 est seul. On voit également, qu'en débit partiel, l'influence de R2 sur R1 est particulièrement importante et fait augmenter la puissance consommée par R1 de manière significative. Ceci semble traduire l'effet potentiel de R2 sur R1.

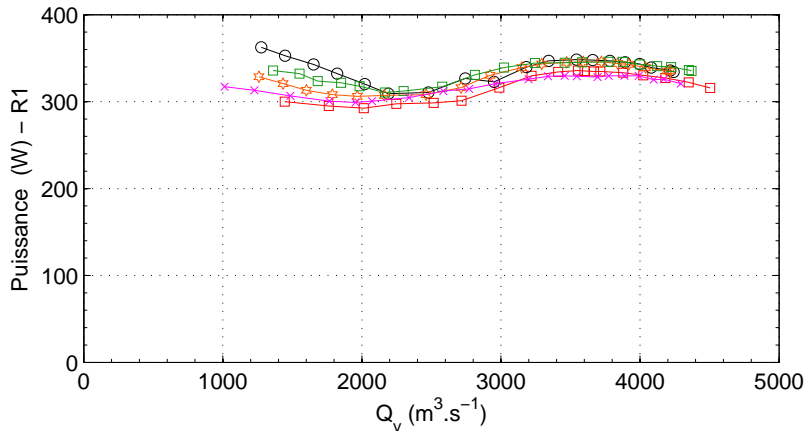


FIGURE 5.11 – Courbes de puissance pour R1 pour différentes distances axiales. La vitesse du rotor R1 est $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$. (\square) : R1 seul, (\circ) : $A=0.17$, (\triangle) : $A=0.86$, (\square) : $A=2.58$, (\times) : $A=3.1$.

5.2.2 Mesures locales proche de R1 et de R2 pour différentes distances axiales pour $\theta=0.9$ et $Q_v=Q_{nom}$

Écoulement proche de R1, $d=5$ mm : les profils de vitesses de la figure 5.12 sont mesurés à $d=5$ mm en aval du rotor amont et pour les distances axiales $A = [0.17, 0.86, 3.1]$. Ces profils sont également comparés avec les valeurs de MFT (\blacksquare) déjà décrites dans le précédent chapitre. La composante axiale n'est pas influencée par la distance et globalement reste inchangée sauf en pied de pale. On peut imaginer qu'une recirculation s'est formée à $A=3.1$ derrière le moyeu de R1, ce qui expliquerait une diminution de la vitesse axiale. Concernant la composante tangentielle, les profils mesurés montrent un comportement non monotone susceptible de correspondre à l'existence d'une distance optimale. En effet, à $A=0.17$, l'écart entre les valeurs de MFT et celle mesurées est de l'ordre de 2 m.s^{-1} environ. Pour $A=0.86$, les courbes se superposent presque, excepté en pied de la pale. Enfin, pour $A=3.1$, on devine une légère diminution de la vitesse tangentielle. Cette observation n'a pas été relevée à partir des mesures globales, certainement car l'amélioration potentielle est comprise dans la barre d'erreur des mesures globales.

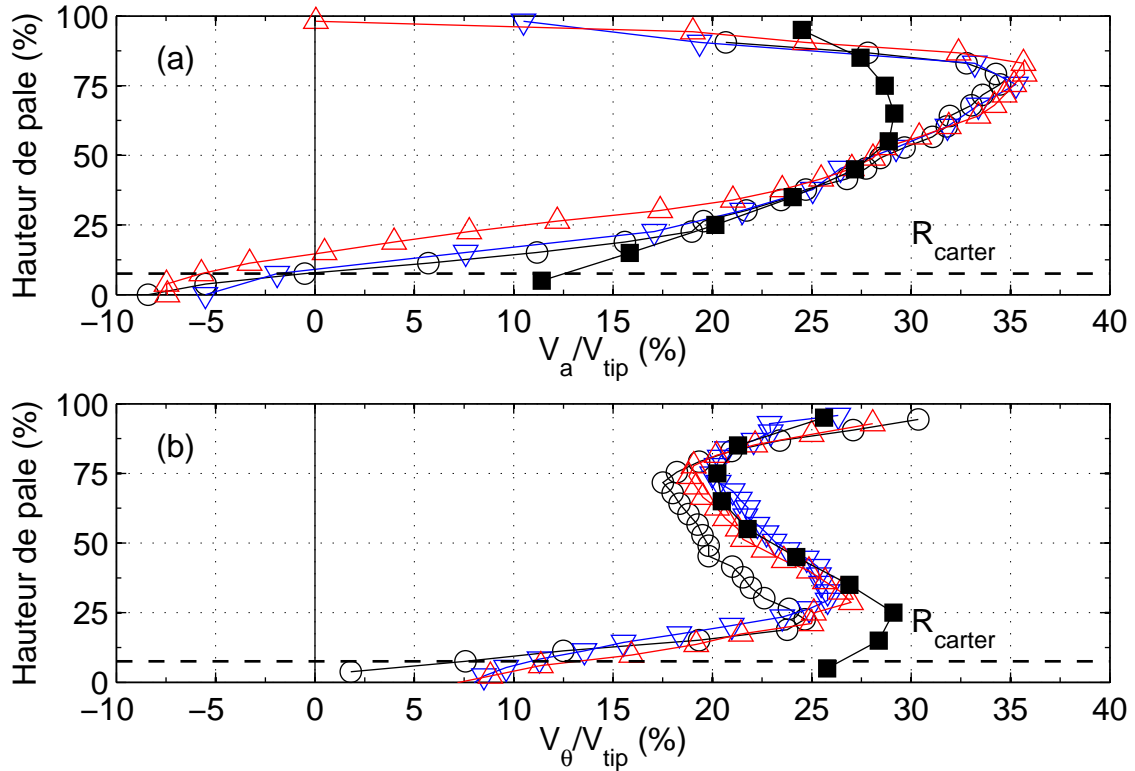


FIGURE 5.12 – Profils des vitesses axiale et tangentielle par LDV, à $d=5$ mm de R1. $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$ au débit nominal $Q_v=3600$ m³.h⁻¹. (■) : MFT, (○) : $A=0.17$, (▽) : $A=0.86$ et (△) : $A=3.1$. $V_{tip}=39.3$ m.s⁻¹.

Écoulement proche de R2, $d=S-5$ mm : les deux composantes de la vitesse absolue sont perturbées au pied de la pale à l'entrée de R2 comme le montre la figure 5.13. En particulier, la composante tangentielle est largement réduite dans cette zone. On peut imaginer qu'en augmentant la distance, la zone entre les moyeux — de $R=0$ à 55 mm —, induit des perturbations et des pertes affectant l'écoulement près de R2 et de R1. Les performances globales sont maintenues même en augmentant A car dans la partie supérieure de la pale, la composante tangentielle n'est que légèrement modifiée. En tout cas, ces mesures montrent que pour les distances supérieures à $A=0.17$, l'hypothèse d'une vitesse tangentielle inchangée entre la sortie de R1 et l'entrée de R2 n'est pas vérifiée dans la zone inférieure de la pale. Ces pertes pourraient être évitées ou diminuées en prolongeant les deux moyeux dans la direction axiale de manière à éliminer le vide dans cette région.

5.3 Moyenne de phase

Amont de R1, fonctionnant seul : jusqu'à présent, on a réalisé la moyenne temporelle de la vitesse mesurée en un point de l'espace, en supposant que l'écoulement est axi-symétrique et stationnaire. Si on souhaite avoir le profil de la vitesse dans la direction

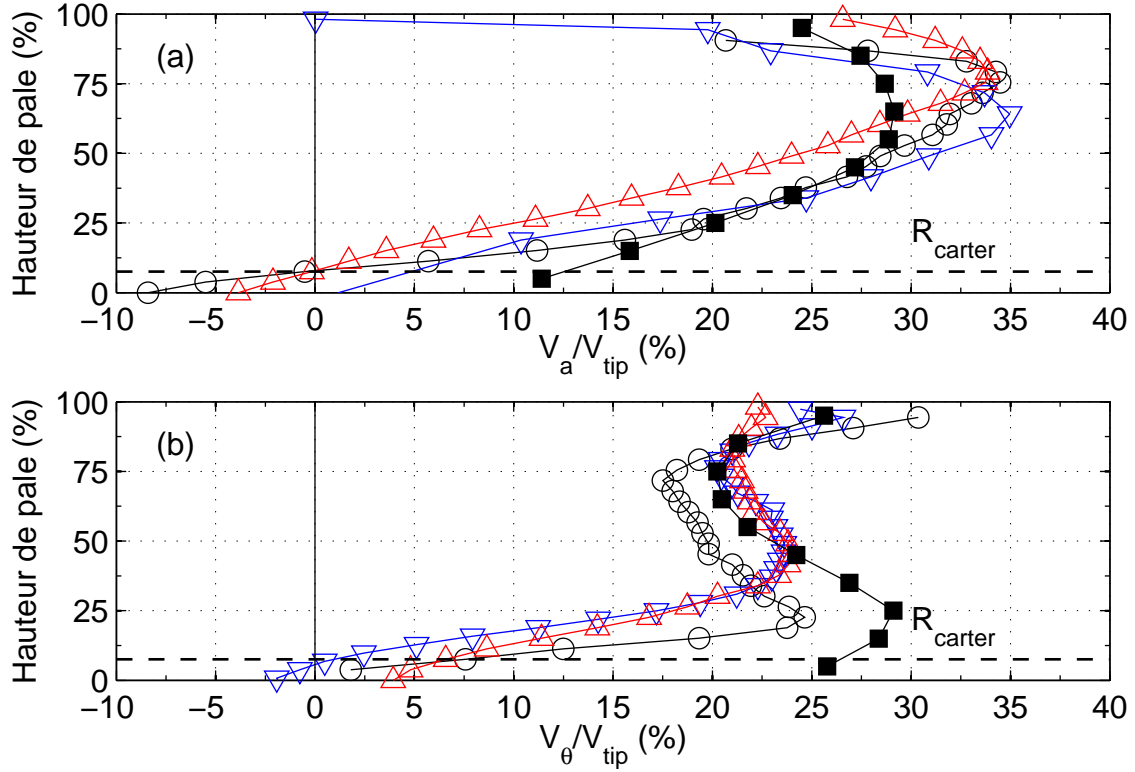


FIGURE 5.13 – Profils des vitesses axiale et tangentielle par LDV, à $d=-5$ mm de $R2$. $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$ au débit nominal $Q_v=3600$ m³.h⁻¹. (■) : MFT, (○) : $A=0.17$, (▽) : $A=0.86$ et (△) : $A=3.1$. $V_{tip}=39.3$ m.s⁻¹.

azimutale, il faudrait mesurer simultanément la vitesse sur plusieurs positions angulaires dans cette direction. Ceci n'est pas envisageable par LDV, et difficilement réalisable par PIV. En revanche, en supposant que l'écoulement est périodique et ne dépend spatialement que de la position de la pale, on peut réaliser des mesures pendant un temps équivalent à un certain nombre de tours, décomposer ce signal en différentes positions angulaires, et faire la moyenne de la vitesse pour chaque position angulaire. Autrement dit, on fait la moyenne de phase à partir d'un signal obtenu en un point de l'espace et dont la durée est équivalente à un certain nombre de tours.

Le problème rencontré avec les mesures obtenues par LDV, est que le signal n'est pas échantillonné périodiquement. Il est donc nécessaire de commencer par interpoler le signal entre les points non-périodiques pour obtenir un signal discrétisé périodiquement⁴. Le pas angulaire ou la différence entre deux positions angulaires est directement lié à la fréquence de la nouvelle discrétisation.

Dans le cas d'un rotor seul, le temps équivalent à un tour permettant de réaliser cette moyenne de phase est simplement calculé à partir de la vitesse de rotation du rotor. Dans le cas de deux rotors contrarotatifs, on présente deux fois les mêmes mesures, une fois moyennées avec la vitesse de rotation de $R1$, et une fois avec la vitesse de rotation de $R2$, sur un tour (360°).

4. grâce à l'option *interp1* (méthode linéaire) de Matlab.

La figure 5.14, montre l'évolution de la vitesse tangentielle en amont de R1, fonctionnant seul, pour différentes positions radiales et axiale. La vitesse moyenne est en rouge et la déviation standard de la moyenne est en bleue. La moyenne de phase est réalisée en tenant compte de la vitesse de rotation de R1.

On voit alors que pour certaines positions (b, e, g et j), la vitesse moyenne et la déviation standard fluctuent en fonction de la position de la pale. On compte onze périodes sur un tour et ce, pour les deux signaux. Les minima de la moyenne (rouge), correspondent à une position entre deux pales et les maxima à une position juste devant le bord d'attaque, d'où une accélération de la vitesse tangentielle car la pale entraîne l'écoulement ⁵. Sur la figure 5.14g) et j), pour chaque pic maximum de la valeur moyenne, correspond un pic minimum de la valeur fluctuante. En revanche, le maximum de fluctuation est décalé par rapport au minimum de la vitesse moyenne. Cette zone de maximum de fluctuation semble correspondre à la position de l'extrados, juste après le passage du bord d'attaque. A proximité de l'intrados, on voit que les fluctuations augmentent légèrement mais pas autant que pour l'extrados. Pour confirmer ces observations, il faudrait réaliser ces mesures en se synchronisant avec la position de la pale afin de correspondre sans ambiguïté la position de la pale avec ceux des pics. Concernant les autres positions, en s'éloignant du rotor vers l'amont, la vitesse tangentielle est très proche de zéro globalement.

Par ailleurs, sur les figures 5.14 a) et d), on ne voit pas nettement l'influence du rotor sur l'écoulement entrant. On peut alors calculer ⁶ la densité spectrale de puissance de ces mêmes signaux à partir de l'équation 3.13 (figure 5.15).

On distingue alors très nettement la fréquence de passage de pale de R1 et ses harmoniques, jusqu'à quatre pour la position la plus proche du rotor. On observe également qu'au niveau du moyeu, a) et d) de la figure, le bruit blanc est bien plus important que sur les spectres g) et j), ce qui donne un signal temporel où les périodes sont plus difficiles à distinguer. En revanche, pour la position j) et plus particulièrement g), le bruit blanc est beaucoup plus faible, ce qui donne des périodes plus distinctes. Ceci est également valable pour les autres positions de la pale.

Aval de R1, fonctionnant seul : les figures 5.16 et 5.17 montrent les mêmes types de profil de vitesses mais en aval de R1 seul. De nouveau, on compte onze périodes, et lorsque le signal est lisse on parvient à trouver la fréquence de passage de pale sur le spectre correspondant. Globalement, la vitesse tangentielle est autour de 10 m.s^{-1} sauf pour a).

Aval de R1, étage RR, $A=0.17$: pour le cas de l'étage contrarotatif, comme précisé précédemment, on peut faire la moyenne de phase soit à partir de la vitesse de rotation de R1 (figure 5.18a),d),g),j)), soit à partir de celle de R2 (figure 5.18b),e),h),k)). On voit, en particulier pour $R=135 \text{ mm}$ et $R=170 \text{ mm}$, que le nombre de période varie en fonction de la vitesse de rotation utilisée : onze pour N_{R1} et sept pour N_{R2} . En comparaison avec le cas précédent, on constate que la vitesse tangentielle moyenne sur un tour, diminue légèrement (voir par exemple figures 5.16 f) et 5.18 g) et h)). Ceci avait été également constaté sur les profils de vitesses de la figure 5.12 et semble être un des effets potentiels dû à la présence de

5. le système LDV est orienté de manière à mesurer positivement la vitesse d'entraînement, U .

6. à partir des mesures initiales et non pas à partir du signal moyenné en phase.

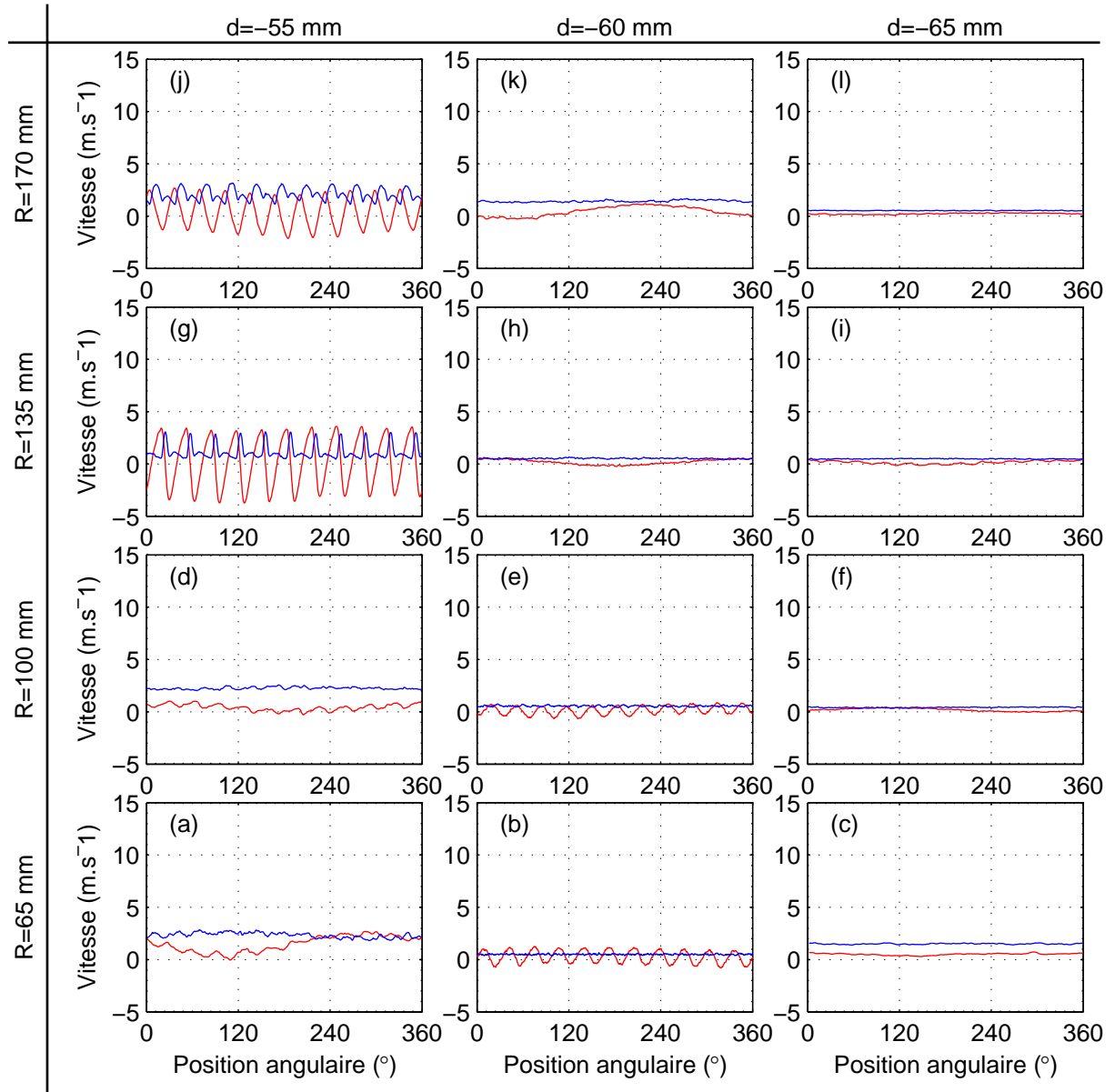


FIGURE 5.14 – Moyenne de phase (rouge) et déviation standard de phase (bleu) pour différentes positions radiales, R et différentes positions axiales, d en amont de $R1$ fonctionnant seul au débit nominal $Q_v=3600 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ et à $N_{R1}=2000 \text{ rpm}$.

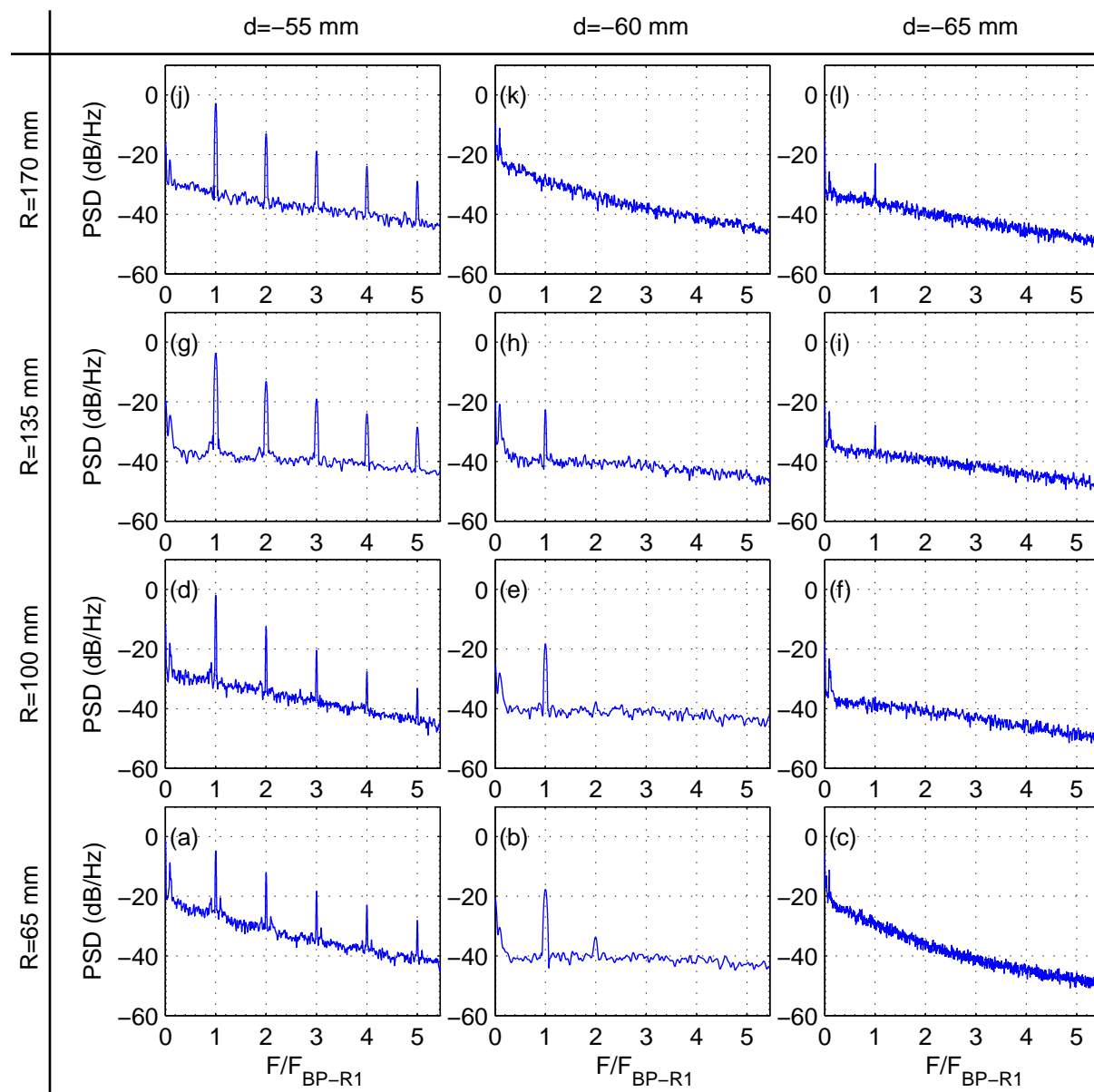


FIGURE 5.15 – Densité spectrale de puissance des signaux de la figure 5.14, pour différentes positions radiales, R et différentes positions axiales, d en amont de $R1$ fonctionnant seul au débit nominal $Q_v = 3600 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ et à $N_{R1} = 2000 \text{ rpm}$. La graduation de l'axe des abscisses est divisée par la fréquence de passage de pale, $f_{BPF} = 366.7 \text{ Hz}$.

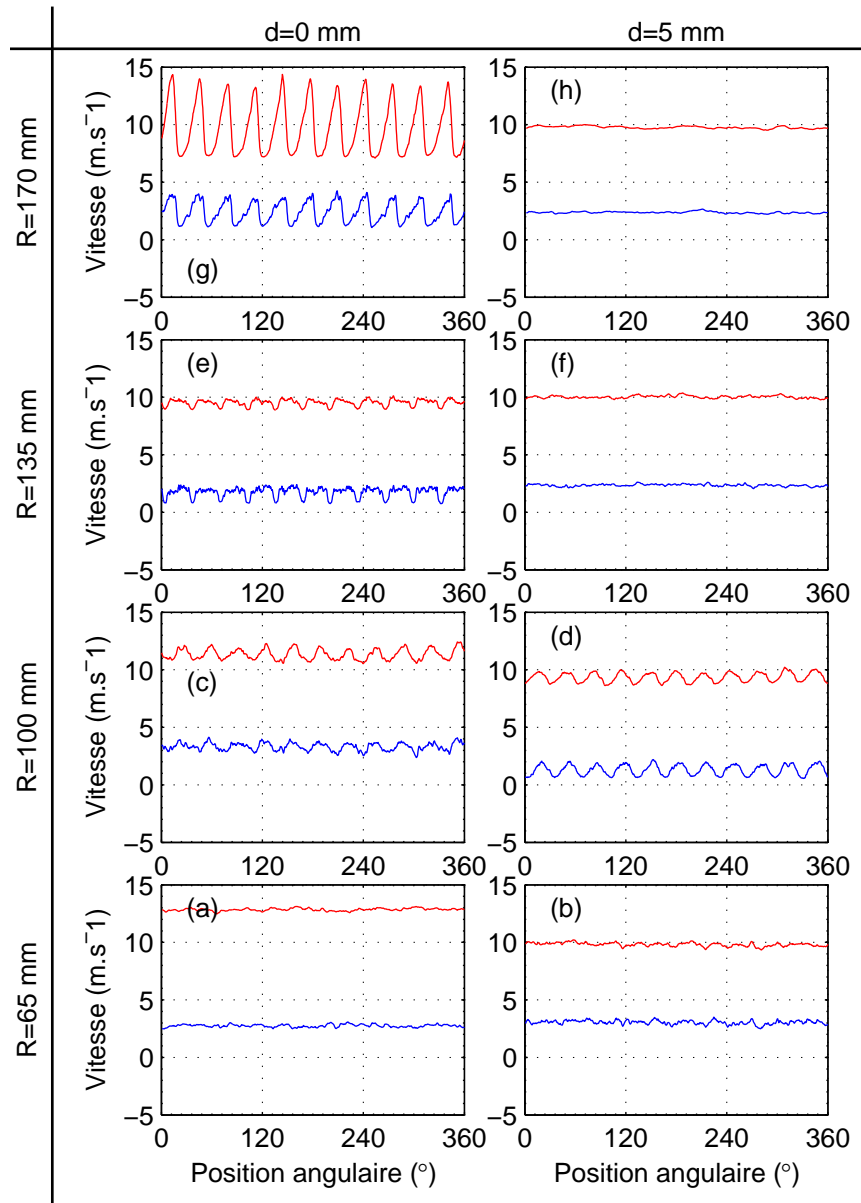


FIGURE 5.16 – Moyenne de phase (rouge) et déviation standard de phase (bleu) pour différentes positions radiales, R et différentes positions axiales, d en aval de $R1$ fonctionnant seul au débit nominal $Q_v = 3600 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ et à $N_{R1} = 2000 \text{ rpm}$. $N_{R1} = 2000 \text{ rpm}$.

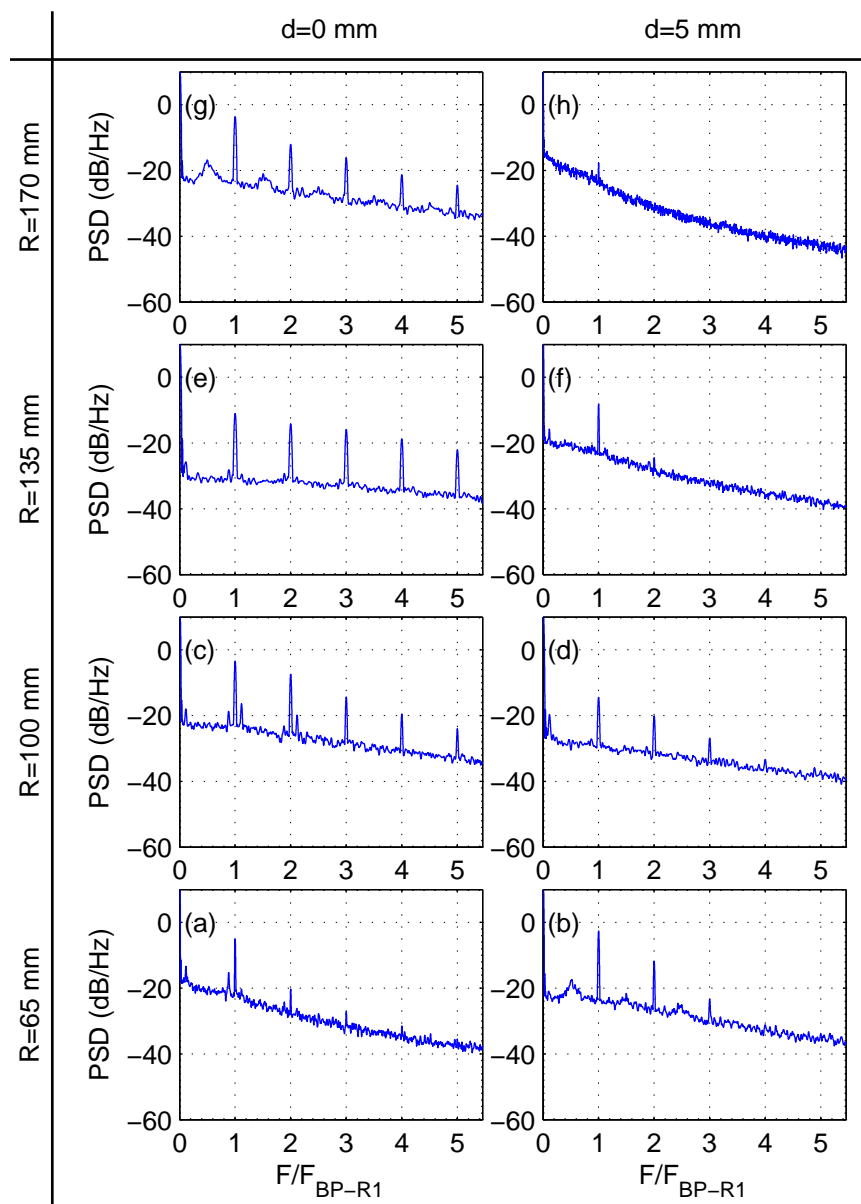


FIGURE 5.17 – Densité spectrale de puissance des signaux de la figure 5.16, pour différentes positions radiales, R et différentes positions axiales, d en aval de $R1$ fonctionnant seul. La graduation de l'axe des abscisses est divisée par la fréquence de passage de pale, $f_{BPF} = 366.7$ Hz.

R2. Par ailleurs, dans le cas du rotor seul, les amplitudes du signal périodique diminuent rapidement pour $d=5$ mm alors que pour le cas de RR, les amplitudes sont plus grandes et ceci est encore plus vrai lorsqu'on moyenne à partir de la vitesse de R2 (figure 5.18h)). Les figures 5.18c), f), i) et l), montrent les PSD correspondant. Pour $R=65$ mm, le nombre de points est très faible, ce qui donne un spectre sur une très faible plage de fréquence.

Aval de R2, étage RR, $A=0.17$: en aval de R2, figures 5.19 et 5.20, les signaux temporels ne sont plus périodiques. Si on regarde plus finement, on observe sur les PSD en figure 5.21, que les signaux contiennent encore les fréquences de passage de pales de R1 et R2 et certaines de leurs harmoniques.

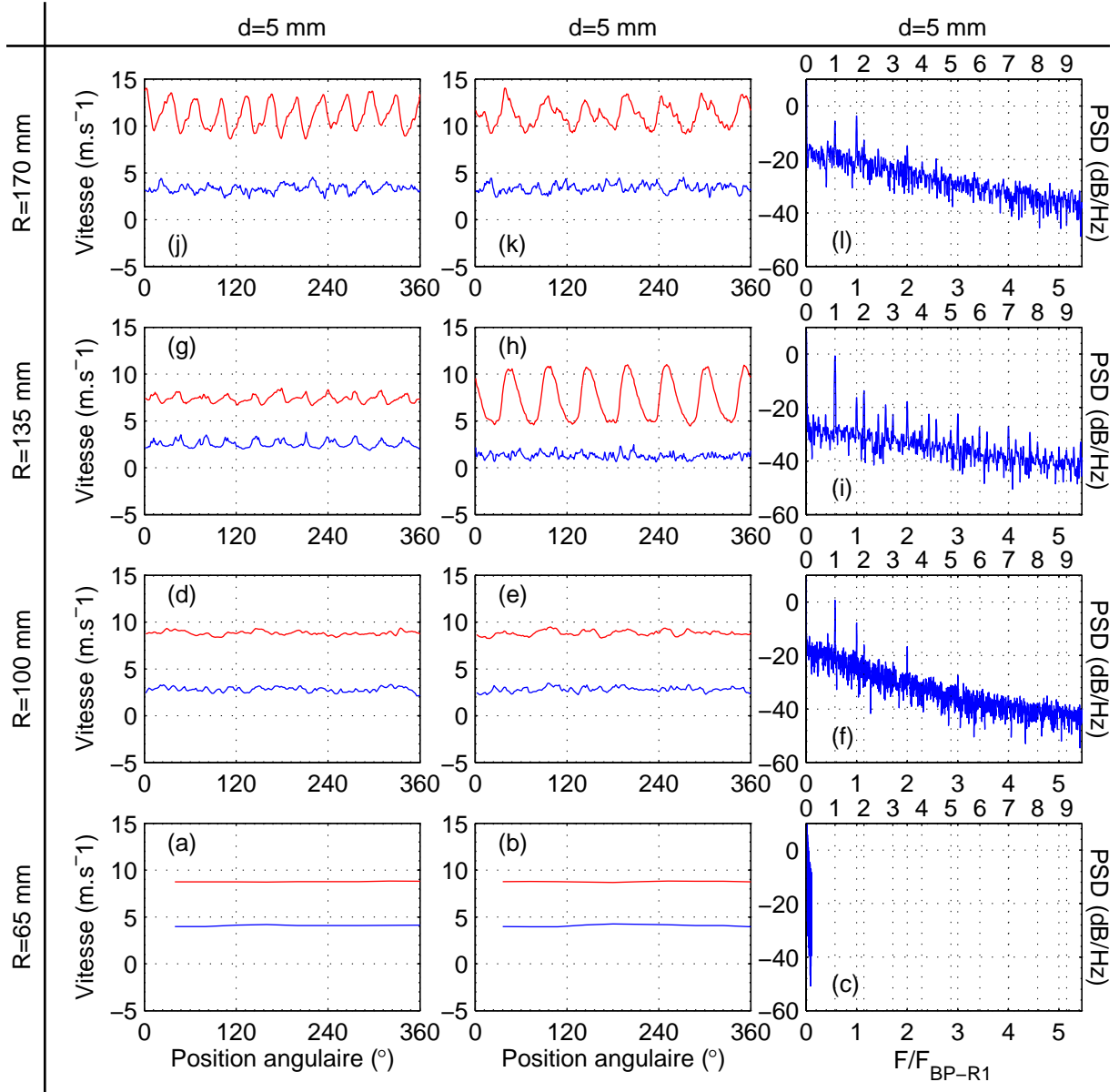


FIGURE 5.18 – Moyenne de phase (rouge) et déviation standard de phase (bleu) correspondant pour l'étage contrarotatif pour $N_{R1}=2000$ rpm, $\theta=0.9$ et $A=0.17$ au débit $Q_v=3600$ m³.h⁻¹, pour différentes positions radiales, R pour la même position axiale, $d=5$ mm, moyennée à partir de $N_{R1}=2000$ rpm pour la colonne de gauche et, à partir de $N_{R2}=1800$ rpm pour la colonne de milieu. La colonne de droite présente les PSD correspondant. La graduation de l'axe des abscisses du bas est divisée par la fréquence de passage de pale, $f_{BP-R1}=366.7$ Hz, et celle du haut, est divisée par la fréquence de passage de pale, $f_{BP-R2}=210$ Hz.

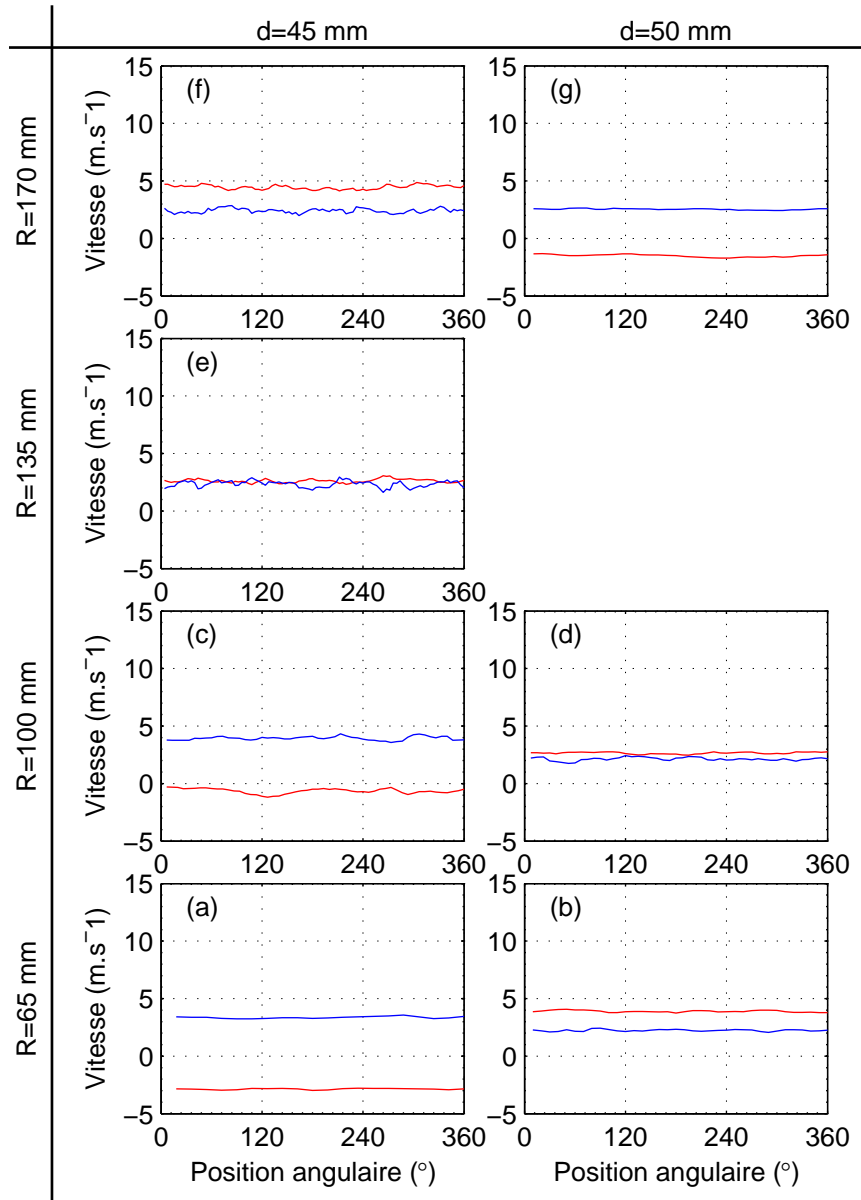


FIGURE 5.19 – Moyenne de phase (rouge) et déviation standard de phase (bleu) correspondant pour l'étage contrarotatif pour $N_{R1}=2000 \text{ rpm}$, $\theta=0.9$ et $A=0.17$ au débit $Q_v=3600 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$, pour différentes positions radiales, R et pour différentes positions axiales, moyennée à partir de $N_{R1}=2000 \text{ rpm}$.

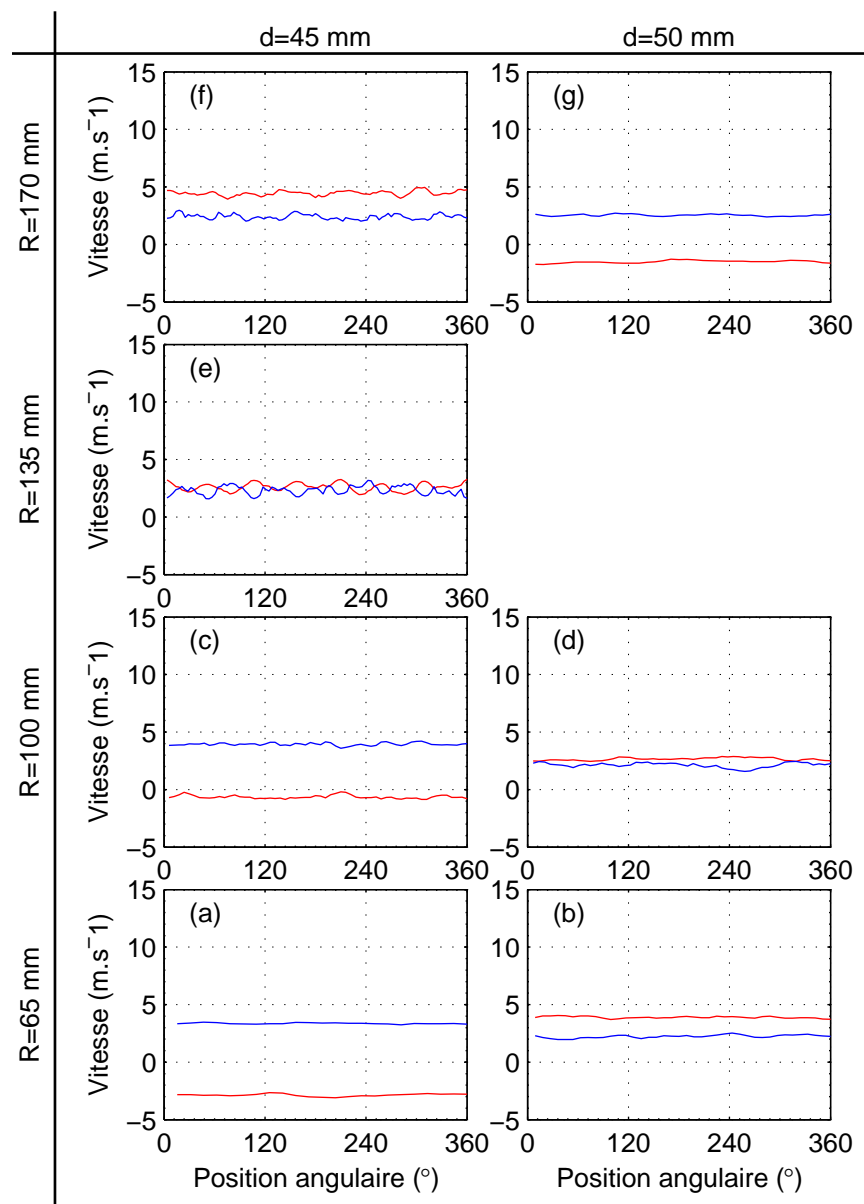


FIGURE 5.20 – Moyenne de phase (rouge) et déviation standard de phase (bleu) correspondant pour l'étage contrarotatif pour $N_{R1}=2000$ rpm, $\theta=0.9$ et $A=0.17$ au débit $Q_v=3600$ $\text{m}^3.\text{h}^{-1}$, pour différentes positions radiales, R et pour différentes positions axiales, moyennée à partir de $N_{R1}=1800$ rpm.

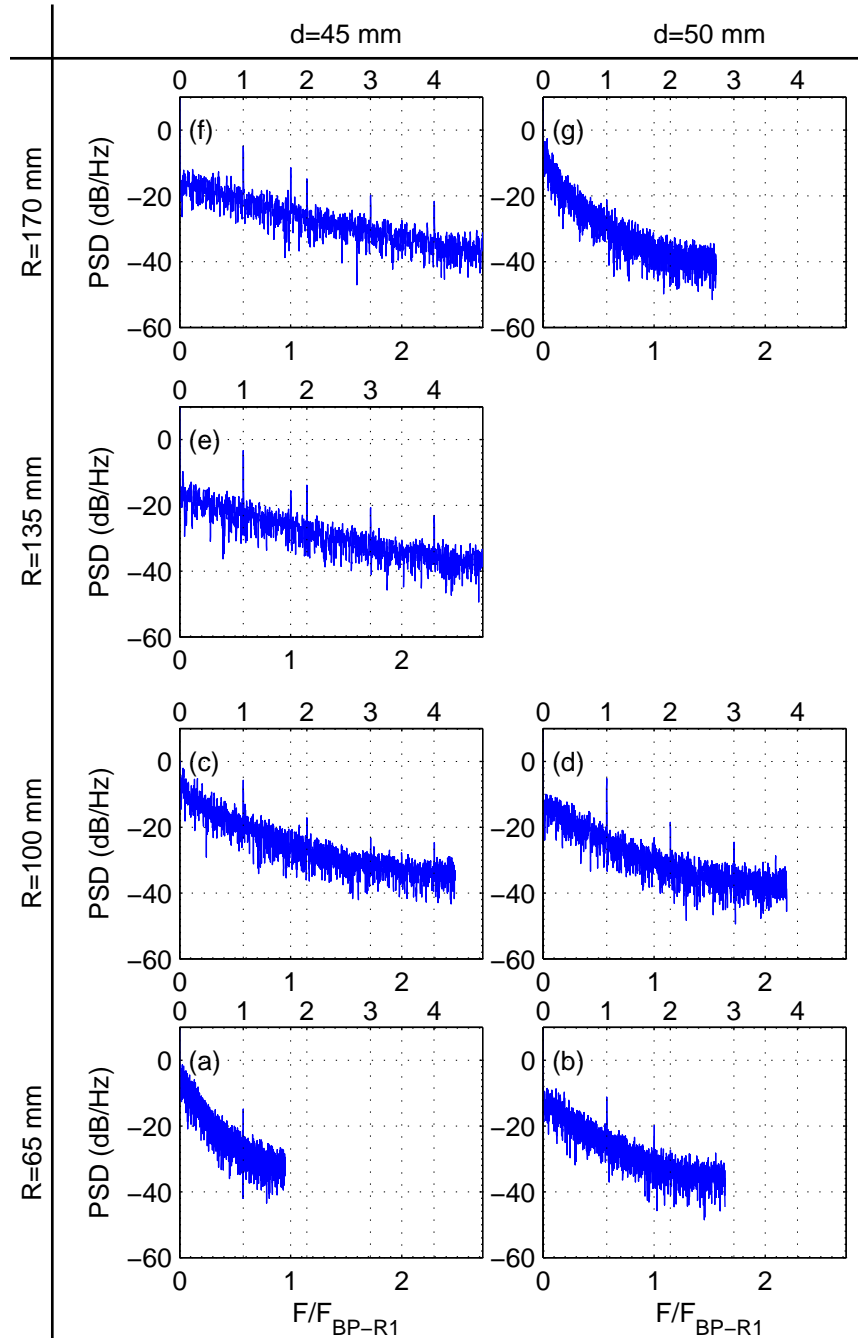


FIGURE 5.21 – Densité spectrale de puissance des signaux des figures 5.19 et 5.20 , pour différentes positions radiales, R et axiales, d . La graduation de l'axe des abscisses du bas est divisée par la fréquence de passage de pale, $f_{BP-R1}=366.7$ Hz, et celle du haut, est divisée par la fréquence de passage de pale, $f_{BP-R2}=210$ Hz.

5.4 Fluctuations de pression pariétale

Dans cette section, on présente des mesures locales de fluctuations de pression en paroi du conduit. Ces mesures représentent l'évolution de la pression pariétale dans la direction azimutale. Les fluctuations observées au passage de la pale sont représentatives du chargement des pales en leur périphérie puisque les fluctuations sont dues aux variations de pression entre l'intrados et l'extrados des pales.

On place les microphones à $d=5$ mm en aval du rotor R1 et on fait varier la distance axiale entre les rotors. On étudie ainsi l'influence du rotor aval sur le rotor amont.

$A=0.17$, $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$: On se place au débit de conception, très proche du débit nominal pour l'étage contrarotatif. La distance axiale entre les rotors est de 10 mm. La vitesse du rotor amont est de 2000 rpm, ayant 11 pales sa fréquence de passage de pale est de :

$$\begin{aligned} f_{BP-R1} &= \frac{2000 \cdot 11}{60} \\ &\simeq 366.7 \text{ Hz} \end{aligned} \quad (5.7)$$

On s'attend donc à voir pour le rotor amont la fondamentale $f_{BP-R1}=366.7$ Hz ainsi que ses harmoniques. De la même manière, on s'attend à observer la fondamentale et les harmoniques du rotor aval (7 pales et tournant à 1800 rpm) soit $f_{BP-R2}=210$ Hz. La figure 5.22 montre les résultats de deux essais, le premier réalisé à $A=0.17$ (en bleu) et le second à $A=2.58$ (en rouge). Dans les deux cas, le microphone se trouve à $d=5$ mm en aval du rotor amont. Effectivement, sur le spectre bleu, on retrouve bien les deux fondamentales, calculées ci-dessus ainsi que leurs harmoniques. Les fréquences de passage de pale du rotor amont pour les deux distances axiales se superposent c'est pour cela qu'on ne distingue pas les pics du rotor amont qui sont cachés par ceux du rotor aval en rouge. En plus de ces fréquences prévisibles, on remarque d'autres fréquences qui apparaissent sur ce même spectre. En observant les valeurs de fréquence de ces pics, on s'aperçoit qu'elles correspondent à des combinaisons de la forme suivante :

$$f = m f_{BP-R1} + n f_{BP-R2} \quad (5.8)$$

avec m et n des réels entiers. Ces fréquences d'interaction sont bien connues en aéronautique, dans le cas des rotors contrarotatifs pour les moteurs d'avions et de nombreuses références modélisent le bruit de ces machines en tenant compte de ces fréquences. On peut citer notamment Hanson [71], le premier à avoir généralisé le bruit généré par ces machines, où apparaissent ces combinaisons de fréquences. On a donc un spectre bien plus riche qui met en évidence une interaction entre les rotors. Le signal issu du rotor amont contient la fréquence de passage de pale et le rotor aval module en quelque sorte ce même signal.

$A=2.58$, $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$: En revanche, lorsque le rotor aval est à une distance $A=2.58$ du rotor amont, on n'observe plus ni les fréquences de passage de pale du rotor aval ni des fréquences d'interaction non-linéaire comme ci-dessus. Seules les fréquences du rotor amont apparaissent. De plus, le niveau du bruit blanc semble globalement avoir diminué. On peut également remarquer que certaines fréquences (notamment

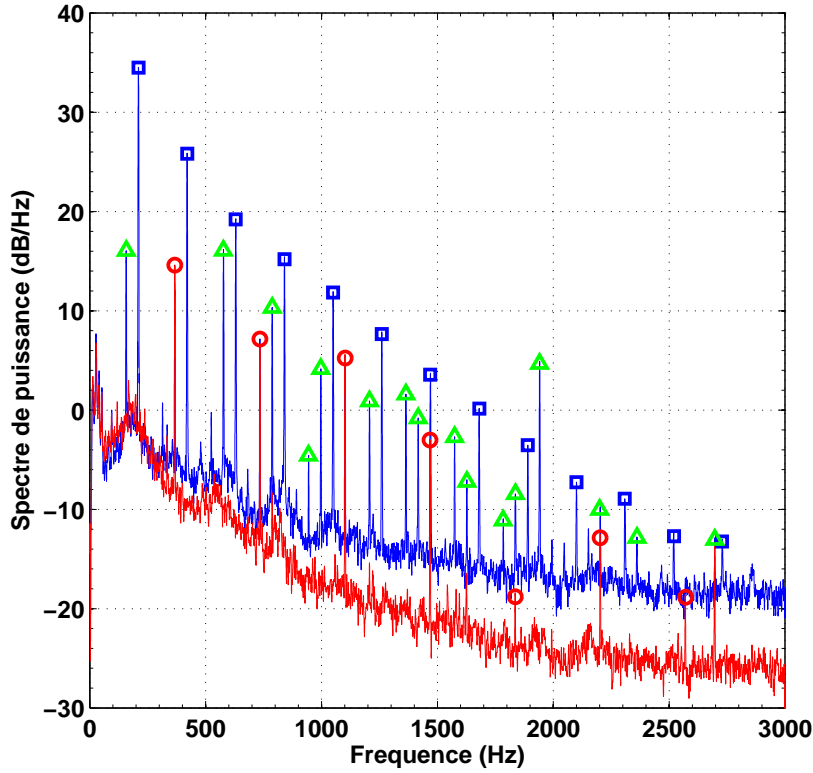


FIGURE 5.22 – Densité spectrale de puissance du signal de fluctuation de pression pariétale à $d=5$ mm du rotor R1 pour $A=0.17$ (bleu) et $A=2.58$ (rouge). $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$. (○) : BPF de R1, (□) : BPF de R2 et (△) : BPF d'interaction R1 et R2.

la première harmonique et surtout vers les hautes fréquences) correspondant au passage de pale du rotor amont, ont des amplitudes moins élevées que lorsque les deux rotors sont proches. Il y a donc, d'après ces graphes une distance optimale à partir de laquelle l'interaction entre les rotors est supprimée près de R1. Les essais réalisés montrent qu'à partir d'une distance égale à $A=1.89$, soit $S=110$ mm, on ne voit plus les fréquences de passages de pale de R2 ni les fréquences d'interaction à $d=5$ mm de R1.

Toutefois, à $A=2.58$ et à $d=5$ mm en amont de R2, les pics de fréquence de passage de pale de R1 subsistent encore (figure 5.23 avec des plus faibles amplitudes mais on n'observe plus les pics de fréquence d'interaction).

5.4.1 Corrélation et auto-corrélation

Une autre analyse de ces signaux est le calcul des coefficients de corrélation. Cette approche permet de retrouver les mêmes observations faites à partir de la transformée de Fourier mais cette fois-ci dans l'espace temporel. La figure 5.24 montre les coefficients de corrélation pour un fonctionnement au point de conception du système contrarotatif. La courbe bleue correspond à l'auto-corrélation d'un des quatre microphones. La courbe verte correspond à la corrélation entre deux microphones espacés de 90° et placés en

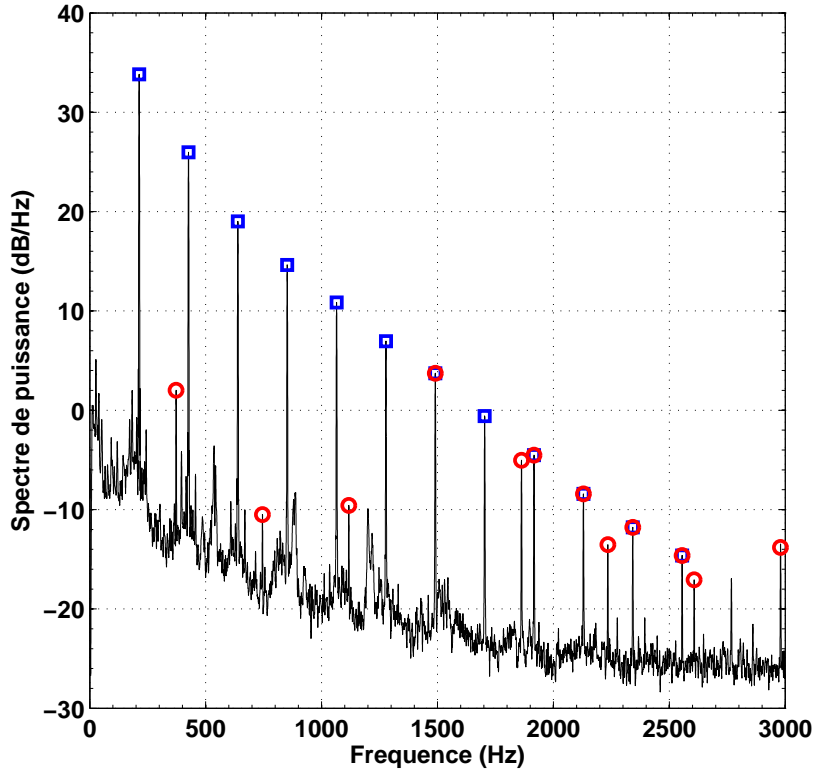


FIGURE 5.23 – Densité spectrale de puissance du signal de fluctuation de pression pariétale à $d=5$ mm en amont du rotor R2 pour $A=2.58$. $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$. (\circ) : BPF de R1, (\square) : BPF de R2.

paroi du conduit. La distance inter-rotors est de $A=0.17$. L'axe des abscisses est le temps adimensionné par le temps mis par le rotor aval pour faire un tour. On considère d'abord la courbe bleue. C'est une courbe périodique et l'amplitude reste régulière et très proche de l'unité. Le nombre de période en un tour est de sept, soit le nombre de pales du rotor aval. L'écoulement est périodique et fortement corrélé. Cette remarque est renforcée par l'observation de la courbe verte qui correspond à la corrélation entre deux microphones placés à 90° l'un de l'autre. Cette courbe représente les coefficients de corrélation du microphone 2 avec le microphone 1 et le sens de rotation du rotor aval est du microphone 1 vers le microphone 2. La courbe verte est quasi-identique à la courbe bleue mais retardée de $\tau_{12} = \frac{t_1}{4}$ s. Autrement dit, la structure se trouvant au niveau du microphone 1 à $t=0$ s, réapparaît au bout de $t=\tau_{12}$, lorsque la même pale se retrouve devant le microphone 2. Ceci montre la présence d'une structure cohérente en rotation, induite par le rotor aval et tournant à la même vitesse que celui-ci.

C'est donc la signature du rotor aval et non celle du rotor amont qu'on observe alors que $N_{R2} < N_{R1}$ et les microphones se trouvent à mi-distance entre les deux rotors (5 mm de part et d'autre de chacun des ventilateurs). En effet, la période $T_1 = 4.8333$ ms correspond exactement à la fréquence de rotation du rotor aval ($f_{BP-R2} = \frac{1}{T_1} = 210$ Hz). Une explication possible à ceci serait que l'écoulement en sortie du rotor amont soit très faiblement corrélé,

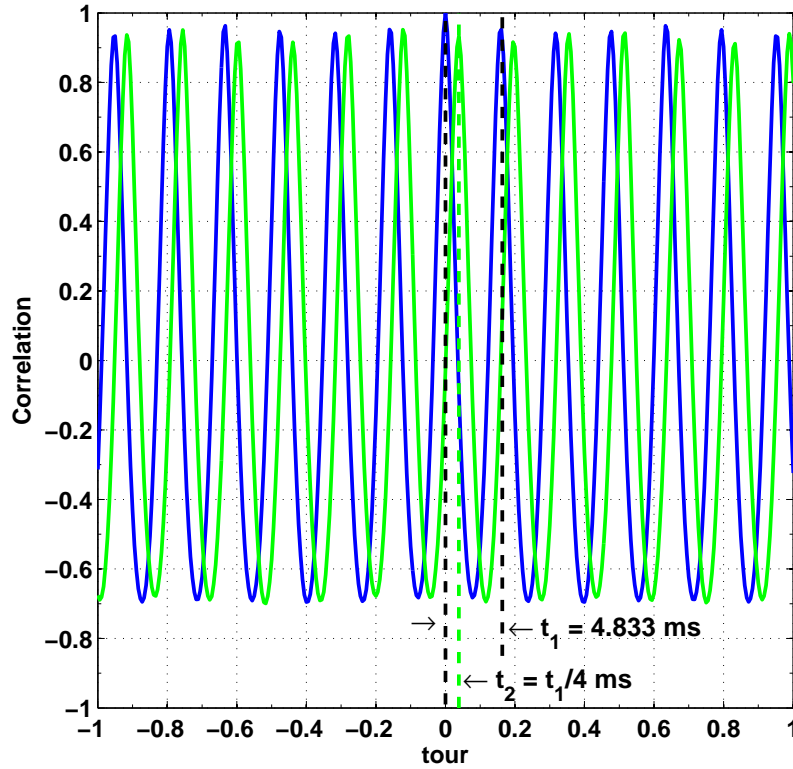


FIGURE 5.24 – Corrélation du signal de fluctuation de pression pariétale à $d=5$ mm du rotor R1 pour $A=0.17$, $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$. Bleu : auto-corrélation du signal issu du microphone 1. Vert : corrélation des signaux issus du microphone 1 et 2. L'axe des abscisses représente le nombre de tour réalisé par R2 et l'axe des ordonnées est adimensionné par la valeur maximale des coefficients de corrélation.

et ne parvient donc pas à imposer sa structure devant l'écoulement induit par le rotor aval. En effet, le sillage des pales de R1 est le lieu de structures peu corrélées et turbulentes induisant un signal peu corrélé alors que dans le cas de R2, le bord d'attaque « hache » en quelque sorte cet écoulement peu organisé et crée un signal net et structuré. Cette explication est tout à fait cohérente avec la figure 5.25 sur laquelle on voit la même courbe bleue que sur la figure 5.24 et la courbe rouge qui représente l'auto-corrélation du même microphone mais pour une distance axiale de $A=2.58$. Pour les deux essais, le microphone se trouve à la même distance du rotor amont, $d=5$ mm. L'axe des temps est rendu adimensionnel par le temps nécessaire pour réaliser un tour par le rotor amont cette fois-ci. On compte bien onze périodes pour la courbe rouge, correspondant au nombre de pales du rotor amont. D'autre part, on compte un peu moins que sept périodes pour la courbe bleue ce qui est normal étant donnée que $N_2 < N_1$. On voit clairement que l'écoulement induit par le rotor aval n'est plus perceptible par le microphone. Seule la signature du rotor amont est identifiée et surtout on observe que les coefficients d'auto-corrélation pour la courbe rouge sont très faibles devant ceux de la courbe bleue.

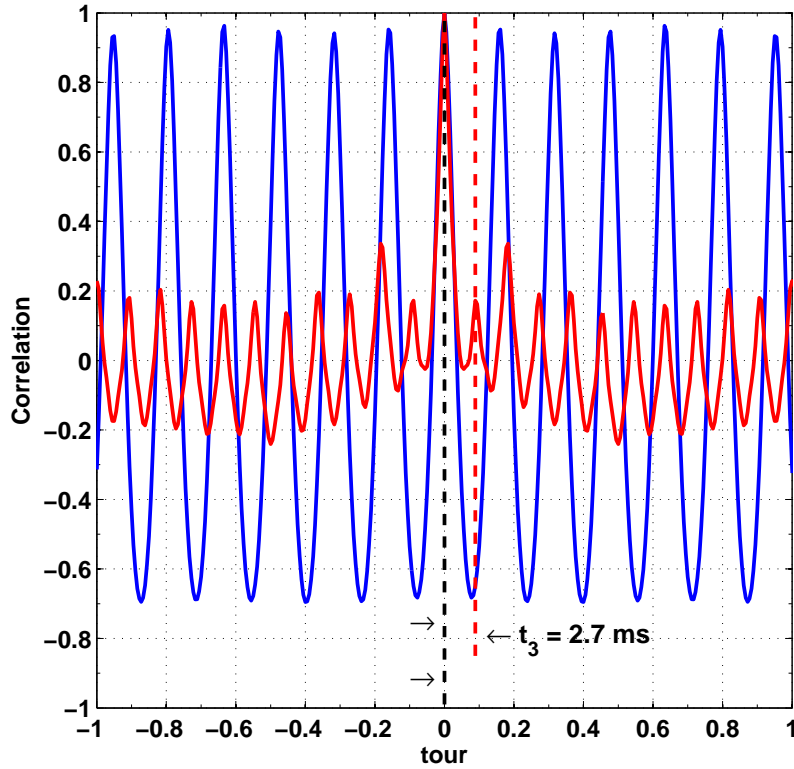


FIGURE 5.25 – Corrélation des signaux de fluctuation de pression pariétale issus du microphone 1 et 2 à $d=5$ mm du rotor R1 pour $A=0.17$ (bleu) et $A=2.86$ (rouge) à $N_{R1}=2000$ rpm et $\theta=0.9$. L'axe des abscisses représente le nombre de tour réalisé par R2 et l'axe des ordonnées est adimensionné par la valeur maximale des coefficients de corrélation.

5.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de montrer un certain nombre de résultats globaux et locaux concernant l'influence des deux paramètres étudiés : le rapport des vitesses θ et la distance axiale relative, A .

Il en découle de ces résultats que le système contrarotatif étudié présente les caractéristiques suivantes :

- des plages de fonctionnement grâce au paramètre θ , et permettant d'avoir des rendements sensiblement élevés,
- l'influence de la distance axiale, n'affecte pas significativement les performances globales du système.

On a également observé que l'optimum des rendements n'est pas obtenu pour $\theta=0.9$ mais pour $\theta=1.05$. Il reste donc des efforts à réaliser sur la méthode de conception pour parvenir à une meilleure précision. Enfin, on a montré, conformément à la théorie, lorsque θ est constant, les différentes vitesses donnent des courbes similaires. En revanche, les résultats ne sont pas tout à fait en accord avec la théorie lorsqu'on fait varier θ .

Par ailleurs, l'étude de l'interaction des deux rotors permet de dégager les points suivants :

- la vitesse de rotation N_{R1} influence la puissance consommée par R2, lorsque la distance est égale à $A=0.17$,
- la puissance consommée par R1 est également influencée par la présence de R2 et diminue en augmentant la distance axiale entre les rotors,
- les profils de vitesses montrent que la composante tangentielle en sortie de R1 est modifiée par la présence de R2,
- les spectres obtenus à partir des mesures de fluctuations de pression pariétale mettent en évidence des fréquences d'interaction, et montrent qu'il y a une forte interaction entre les rotors,
- cette interaction ne se limite pas en périphérie de la pale mais également sur tout le rayon de la pale comme le montrent les spectres obtenus à partir des mesures LDV.

L'essentiel des résultats montrés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication Nouri *et al.* [72] dans « Engineering for Gas Turbines and Power » ⁷.

7. accepté et en cours de production.

Chapitre 6

Conclusions & perspectives

6.1 Conclusions

Les systèmes à rotors contrarotatifs apportent une solution pour des applications nécessitant des machines plus performantes, plus flexibles et moins bruyantes. Les travaux de recherche réalisés au cours de ces trois années, constituent une première contribution sur ce type de configurations au sein du laboratoire DynFluid.

Le choix d'une approche expérimentale a nécessité la mise en place d'un banc dédié, AERO²FANS, instrumenté pour les différents types de mesure à réaliser. Un travail considérable a été effectué pour résoudre des problèmes liés à la conception et à la réalisation de ces mesures. Un certain nombre de ces problèmes ont été résolus durant ces trois années mais pas tous, et plusieurs points peuvent être améliorés. C'est le cas notamment du diamètre intérieur des rotors qui doit être égal ou supérieur à celui du carter du moteur, ou de la perte de charge du redresseur qui semble varier en fonction de la vitesse tangentielle, qui n'est pas prise en compte dans la norme. De plus, des améliorations peuvent être réalisées quant aux mesures par LDV (avec une fenêtre arrondie) ou par PIV. On pourrait ainsi envisager de mesurer la vitesse dans le jeu radial de R1 et étudier l'influence de la présence du rotor R2. Enfin, un système d'alignement plus facile et plus précis permettrait de réaliser ces mesures avec plus d'aisance et de rapidité.

Quant aux ventilateurs d'essais, ils ont été conçus selon un cahier de charges précis avec le code MFT en adoptant une stratégie de dimensionnement possible mais pas unique : le ventilateur amont est dessiné de manière conventionnelle, auquel on adapte un second rotor. De plus, dans cette première conception, la répartition du travail entre les ventilateurs est d'environ 60% pour le premier et 40% pour le second. La démarche adoptée, se basant essentiellement sur l'hypothèse selon laquelle l'écoulement n'est pas modifié entre les deux rotors permet de simplifier le problème et permet une conception assez rapide d'un étage contrarotatif. Cependant, aucune interaction ni effet potentiel entre les rotors ne sont pris en compte. L'influence de la distance axiale entre les rotors n'est pas prise en compte non plus. Par ailleurs, le travail réalisé par R2 est estimé de manière approximative en utilisant l'équation d'Euler et les vitesses en sortie de R1. Il faut donc ajouter à MFT un module pour dimensionner et analyser un étage contrarotatif, permettant de prendre en compte des paramètres géométriques de la pale pour la détermination des performances de R2 et de l'étage complet comme c'est déjà le cas pour un étage rotor-stator.

Les caractéristiques des étages ont été validées expérimentalement et les résultats sont en très bon accord avec les performances estimées par MFT au débit de conception. Le système à rotors contrarotatifs montre une nette amélioration des performances et une augmentation significative du rendement comparé au cas du rotor seul ou de l'étage rotor-stator. Les profils de vitesse sont également en bon accord avec ceux estimés par MFT, malgré des perturbations géométriques modifiant localement ces profils. Toutefois, toutes les conditions imposées dans la conception n'ont pas été obtenues. C'est le cas notamment de la vitesse tangentielle en aval de l'étage RR qui n'est pas totalement éliminée. Ce point nécessite plus d'approfondissement pour parvenir à une conception plus optimisée, redressant plus convenablement l'écoulement. Il n'en reste pas moins qu'un système contrarotatif demeure plus efficace et permet une diminution de la vitesse et/ou du diamètre comme cela a été montré avec les rotors R_D et R_N voir tableau 4.3 p.100.

Par ailleurs, deux paramètres avaient été retenus dans cette étude pour examiner leurs effets sur les caractéristiques globales et locales : le rapport des vitesses θ et la distance axiale relative, A . Il découle de ces résultats que le système contrarotatif étudié, et sans pouvoir généraliser, présente les caractéristiques suivantes :

- des plages de fonctionnement flexibles rendues possible grâce au paramètre θ , et permettant d'avoir des rendements sensiblement élevés. Ceci pourrait dépendre de la caractéristique très plate de R1. Il serait ainsi d'un grand intérêt d'étudier d'autres systèmes avec notamment un rotor amont à la caractéristique plus raide et voir si la plage de fonctionnement est fonction de la caractéristique de R1 ou seulement de θ .
- l'influence de la distance axiale n'affecte pas significativement les performances globales du système.

On a également observé que l'optimum des rendements n'est pas obtenu pour $\theta=0.9$ mais pour $\theta=1.05$. Il reste donc des efforts à faire sur la méthode de conception pour parvenir à une meilleure précision.

D'autre part, l'étude sur l'interaction des deux rotors permet de dégager les points suivants :

- la vitesse de rotation N_{R1} influence la puissance consommée par R2, lorsque les rotors sont proches ($A=0.17$ dans cette étude),
- la puissance consommée par R1 est également influencée par la présence de R2 et diminue en augmentant la distance axiale entre les rotors,
- les profils de vitesse montrent que la composante tangentielle en sortie de R1 est modifiée par la présence de R2,
- les spectres obtenus à partir des mesures de fluctuations de pression pariétale mettent en évidence des fréquences d'interaction non-linéaires, et montrent qu'il y a une forte interaction entre les rotors,
- cette interaction n'apparaît pas seulement en périphérie de pale mais également sur d'autres rayons de la pale comme le montrent les spectres obtenus à partir des mesures LDV.

L'étude de l'interaction des rotors et les résultats obtenus à partir des fluctuations de pression montrent qu'un étage RR est particulièrement intéressant du point de vue de l'acoustique et du bruit généré dans des applications où la distance axiale n'est pas une contrainte. C'est le cas des ventilateurs en conduit qu'on peut rencontrer dans le bâtiment ou dans les installations souterraines par exemple. Ces résultats apportent des éléments

de réponse à la problématique posée en préambule de ce mémoire concernant les effets de ces deux paramètres sur le comportement et le fonctionnement de l'étage étudié.

6.2 Perspectives

Il faudrait pouvoir vérifier ces observations sur d'autres systèmes contrarotatifs afin de dégager une généralité sur l'effet de la répartition de chargement d'une part et d'autre part, sur l'interaction inter-rotors. Pour cela, on se propose comme perspective de pré-dimensionner un autre étage en conservant le même cahier de charges de l'étage mais en modifiant la répartition de l'élévation de pression entre les rotors ce qui implique de modifier les autres paramètres, tels que la vitesse de rotation, le nombre de pale, etc.

Le tableau 6.1 présente sept différents rotors amont, dont R1 dessinés avec MFT et classés par ordre croissant de ΔP_t .

	HSN1	HSN2	HSN3	FFLO1	FFLO2	R1	FFLO3
D en pied de pale (mm)	65	65	65	65	75	55	75
Débit ($\text{m}^3.\text{h}^{-1}$)	3600						
ΔP_{tR1} (Pa)	160	166	190	200	230	260	300
$\Delta P_{tR1}/\Delta P_t$ (%)	38	39.5	45	47.6	54.7	61.2	71.4
Vitesse de rotation (rpm)	2000	1700	1800	2300	1800	2000	2500
Nombre de pales	11	11	11	10	15	11	10

Tableau 6.1 – Caractéristiques de six rotors amont et de R1, pour $Q_{nom}=3600 \text{ m.s}^{-1}$ et $\rho=1.21 \text{ kg.m}^{-3}$. $\Delta P_t=420 \text{ Pa}$

Ils réalisent une élévation de pression entre 160 et 300 Pa. Le rotor aval doit réaliser la partie restante de l'élévation de pression imposée par le cahier de charge, $\Delta P_t=420 \text{ Pa}$. Or, d'après les équations 2.56, seulement quatre paramètres sont utilisés pour estimer l'élévation de pression de R2 couche par couche : $V_{\theta 2R1}(r)=V_{\theta 1R2}(r)$, $V_{a2R1}(r)=V_{a1R2}(r)$, la vitesse de rotation N_{R2} , et un rendement global empirique égal à 60%. Le débit moyen et la vitesse axiale moyenne sont les mêmes pour tous les rotors du tableau 6.1. Les deux seuls paramètres qu'on peut modifier sont la vitesse de rotation et la vitesse tangentielle. Cette dernière est donnée par MFT et la figure 6.1 montre les profils obtenus pour les sept rotors. Le rotor HSN1 a été dessiné pour réaliser une élévation de pression égale à 38% de l'élévation de pression totale de l'étage. On voit également sur la figure 6.1, que la vitesse tangentielle de HSN1 est très faible par rapport à celle de R1. Ceci est vrai pour tous les autres rotors. Par conséquent, pour les rotors amonts dont l'élévation de pression est inférieur à 50% de ΔP_t , le seul moyen d'atteindre la valeur souhaitée est d'augmenter de manière significative la vitesse de rotation, N_{R2} . Il est donc difficile de dimensionner un étage avec un chargement supérieur à 50% pour le rotor aval, en conservant des rapports de vitesses autour de l'unité, soit θ compris entre 0.8 et 1.2.

Le tableau 6.2 donne certaines caractéristiques du rotor aval obtenu pour chacun des six rotors. Il faut noter que les valeurs de θ données sont celles permettant de réaliser l'élévation de pression souhaitée mais elles ne respectent pas toutes les conditions 2.36 sur lesquelles sont basées les relations empiriques de MFT. En particulier, le serrage obtenus

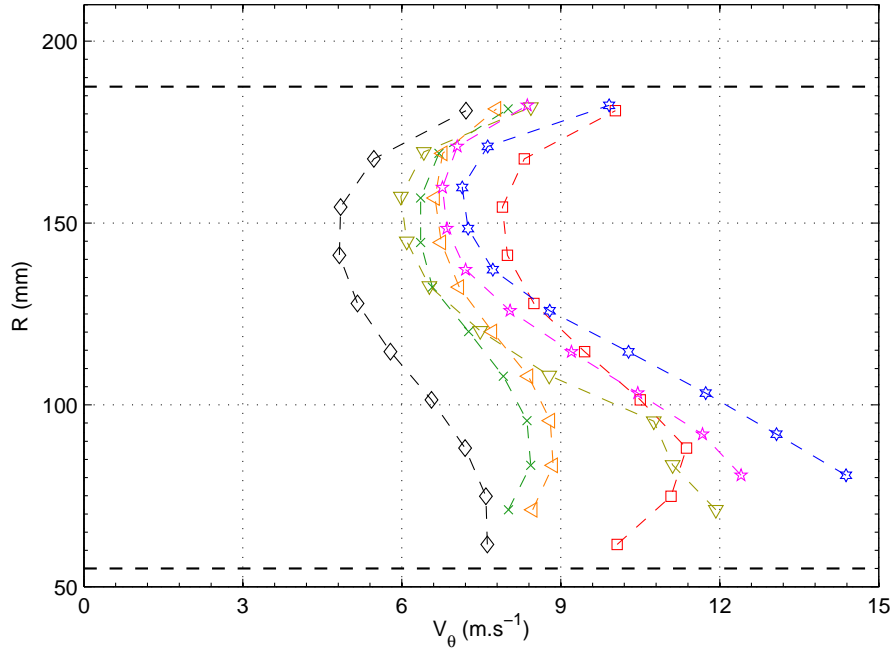


FIGURE 6.1 – Profils de la composante tangentielle en sortie des rotors du tableau 6.1. (\diamond) : HSN1, (\times) : HSN2, (\triangleleft) : HSN3, (∇) : FLO1, (\star) : FLO2, (\star) : FLO3 et (\square) : R1.

est beaucoup trop faible et compris entre 0.1 et 0.4 alors que les relations de MFT sont valables pour un serrage entre 0.5 et 1.5. Pour rester dans cette plage de valeurs, il faut réduire θ et par conséquent l'élévation de pression de R2. Ceci confirme ce qui a été dit au précédent paragraphe concernant la difficulté de dimensionner R2 plus chargé que R1.

	HSN1	HSN2	HSN3	FLO1	FLO2	RR	FLO3
N_{R1}/N_{R2}	2000/4200	1700/3400	1800/2970	2300/2200	1800/2600	2000/1800	2500/1000
θ	2.1	2	1.65	0.96	1.44	0.9	0.4
$\Delta P_{tR1}/\Delta P_t$ (%)	38	39.5	45	47.6	54.7	61.2	71.4
Nombre de pales	11/15	11/12	11/7	10/9	15/11	11/7	10/11

Tableau 6.2 – Proposition d'un rotor aval pour les six rotors amont du tableau 6.1.

Les étages FLO1 et RR sont pré-dimensionnés avec un chargement de R1 supérieur à ce lui de R2. Il sont relativement plus facile à obtenir avec des valeurs de θ autour de l'unité. L'étage FLO3 permet d'obtenir le même cahier de charges que RR mais pour une vitesse de rotation de R2 deux fois plus petite. Il est assez intéressant à étudier car il pourrait diminuer de façon significative l'interaction entre les rotor tout en réalisant le même travail.

Pour aller plus loin que les mesures de fluctuations de pression pariétale pour étudier les performances acoustiques, des mesures en chambre anéchoïque permettraient d'évaluer plus précisément le bruit généré par un étage contrarotatif en conduit. Enfin, il serait

intéressant également d'étudier le même système mais en configuration champ libre et voir si les mêmes tendances et améliorations de performances sont obtenues.

Bibliographie

- [1] J. BOURNE : *A treatise on the screw propeller, with various suggestions of improvement*. Spottiswoodes and Shaw, 1852.
- [2] B. LAKSHMINARAYANA : *Fluid dynamics and heat transfer of turbomachinery*. John Wiley & Sons, 1995.
- [3] S. L. DIXON et C. A. HALL : *Fluid mechanics and thermodynamics of turbomachinery (6th edition)*. Butterworth-Heinemann, 2010.
- [4] E. N. JACOBS, K. E. WARD et R. M. PINKERTON : The characteristics of 78 related airfoil sections from tests in the variable density wind tunnel. Rapport technique, National Advisory Committee for Aeronautics, 1935.
- [5] R. REY : *Méthode générale de détermination d'un étage de turbomachine axiale de compression (fluide incompressible)*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 1981.
- [6] F. BAKIR : *Méthode de dimensionnement et d'analyse des machines de compression hélico-centrifuges en régime incompressible*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 1992.
- [7] *Industrial fans : Performance testing using standardized airways (NF EN ISO 5801)*, 2009.
- [8] S. C. PLAYLE, K. D.KORKAN et E. von LAVANTE : A numerical method for the design and analysis of counter-rotating propellers. *Journal of Propulsion*, 2, 1986.
- [9] F. NEISE et W. HOLSTE : Noise source identification in a propfan model by means of acoustical near field measurements. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 203:pp.641–665, 1997.
- [10] P. SCHIMMING : Counter rotating fans — an aircraft propulsion for the future. *Journal of Thermal Science*, Vol. 12, 2003.
- [11] C. POLACSEK et R. BARRIER : Aeroacoustic computations of a counter-rotating fan. In *14 International congress on sound and vibration. Cairns- Australia*, 2007.
- [12] V. P. BLANDEAU, P. F. JOSEPH et B. J. TESTER : Broadband noise prediction from rotor-wake interaction in contra-rotating propfans. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference -30th AIAA Aeroacoustics Conference (AIAA 2009-3137)*, 2009.

- [13] D. REDMANN, A. GÜNDEL, B. STRITZELBERGER et M. BAUER. : Engineering approach for a simplified description of rotor-rotor interaction noise of a rotor configuration. *In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2010.
- [14] T. DECONINCK, P.-A. HOFFER, C. HIRSCH, A. D. MEULENAERE, J.-C. BONACCORSI et G. GHORBANIASL : Prediction of near- and far-field noise generated by contra-rotating open rotors. *In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference- (AIAA 2010-3794)*, 2010.
- [15] J. RICOUARD, E. JULLIARD, M. OMAÏS et V. REGNIE : Installation effects on contra-rotating open rotor noise. *In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2010.
- [16] A. CARAZO et M. ROGER : Modélisation analytique du bruit de raies des hélices contra-rotatives. *In 10ème Congrès Français d'Acoustique*, 2010.
- [17] A. ZACHARIADIS et C. A. HALL : Application of a navier–stokes solver to the study of open rotor aerodynamics. *Journal of Turbomachinery*, 133, 2011.
- [18] A. PETERS et Z. S. SPAKOVSKY : Rotor interaction noise in counter-rotating propfan propulsion systems. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 134, 2012.
- [19] S. C. YEN et F. K. T. LIN : Exit flow field and performance of axial flow fans. *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 128:pp. 332–340, 2006.
- [20] B. M. EDUARDO, B. T. RAFAEL et S. CARLOS : Hot wire measurements during rotating stall in a variable pitch axial flow fan. *In ASME Paper No. 96-GT-441*, 1996.
- [21] V. SANDRA, B. RAFAEL, S. CARLOS et B. EDUARDO : Total unsteadiness downstream of an axial flow fan with variable pitch blades. *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 124:pp. 280–283, 2002.
- [22] A. RAVINDRANATH et B. LAKSHMINARAYANA : Mean velocity and decay characteristics of the near and far-wake of a compressor rotor blade of moderate loading. *In Journal of Engineering for Power*, 1980.
- [23] Z. DU, W. L. and X. ZU et Y. ZHAO : The measurement of three dimensional flow field in an axial flow fan using pda. *In Proceedings of the 2002 ASME Fluid Engineering Division, ASME, Canada, FEDSM2002-31098*, 2002.
- [24] S.-J. LEE, J. CHOI et J.-H. YOON : Phase-averaged velocity field measurements of flow around an isolated axial-fan model. *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 125:pp. 1067–1073, 2003.
- [25] K. SHIMADA, K. KIMURA et H. WATANABE : A study of radiator cooling fan with labyrinth seal. *Society of Automotive Engineers of Japan*, Vol. 24:pp. 431–439, 2003.
- [26] W. STINNES et T. von BACKSTRÖM : Effect of cross-flow on the performance of air-cooled heat exchanger fans. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 22:pp. 1403–1415, 2002.

- [27] T. MIZUNO et K. KIKUCHI : Characteristic of axial flow fan with diagonal flow hub. *SAE Transaction*, Vol. 99:pp. 49–55, 1990.
- [28] R. PEACOCK : A review of turbomachinery gap effects. *Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 4, 1982.
- [29] P. RUDEN : Investigation of single stage axial fans. Rapport technique, NACA, 1944.
- [30] J. XU, C. TAN, H. CHEN, Y. ZHU et D. ZHANG : Influence of tip clearance on performance of a contra-rotating fan. *Journal of Thermal Science*, Vol. 18, No.3:pp. 207–214, 2009.
- [31] H. ZHANG, X. DENG, J. CHEN et W. HUANG : Unsteady tip clearance flow in an isolated axial compressor rotor. *Journal of Thermal Science*, vol.114, No.3:pp. 211–219, 2005.
- [32] R. MAILACH, I. LEHMANN et K. VOGELER : Rotating instabilities in an axial compressor originating from the fluctuating blade tip vortex. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 123:pp. 453–462, 2001.
- [33] J. HURAUULT, S. KOUIDRI, F. BAKIR et R. REY : Experimental and numerical study of the sweep effect on three-dimensional flow downstream of axial flow fans. *Journal of Flow Measurement and instrumentation*, Vol. 21:pp. 155–165, 2010.
- [34] G. KERGOURLAY, S. KOUIDRI, G. W. RANKIN et R. REY : Experimental investigation of the 3d unsteady flow field downstream of axial fans. *Flow Measurement and Instrumentation*, 17:pp. 303–314, 2006.
- [35] J. VAD, A. R. A. KWEDIKHA, C. HORVÁTH, M. BALCZÓ1, M. M. LOHÁSZ1 et T. RÉGERT1 : Aerodynamic effects of forward blade skew in axial flow rotors of controlled vortex design. *Journal of Power and Energy*, 221, 2007.
- [36] J. HURAUULT, S. KOUIDRI et F. B. R. REY : Experimental and numerical investigation of downstream turbulence in axial flow fan. *In 3rd International symposium fan noise*, 2007.
- [37] Y. LI, H. OUYANG et Z. hui DU : Experimental research on aerodynamic performance and exit flow field of low pressure axial flow fan with circumferential skewed blades. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 19:pp. 579–586, 2007.
- [38] N. CAI, J. XU et A. BENAÏSSA : Aerodynamic and aeroacoustic performance of a skewed rotor. *In ASME Turbo Expo*, 2003.
- [39] M. GOVARDHAN, O. K. KUMAR et N. SITARAM : Investigations on low speed axial compressor with forward and backward sweep. *Journal of Thermal Science*, Vol.16, No.2:pp. 121–133, 2007.
- [40] P. V. RAMAKRISHNA et M. GOVARDHAN : Stall characteristics and tip clearance effects in foreward swept axial compressor rotors. *Journal of Thermal Science*, vol.18, No.1:pp. 40–47, 2009.

- [41] H. BERGNER, S. KABLITZ, D. HENNECKE, H. PASSRUCKER et E. STEINHARDT : Influence of sweep on the 3-d shock structure in an axial transonic compressor. *In GT2005, ASME Turbo Expo 2005 : Power Land, Sea and Air*, 2005.
- [42] C. XU et W. CHEN : Computational analysis on a compressor blade. *In International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows*, 2005.
- [43] R. AMANO et C. XU : Blade sweep effects of turbomachinery. *In AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2005.
- [44] N. CHEN, H. ZHANG et W. HUANG : Aerodynamic sweeping study and design for transonic compressor rotor blades. *Journal of Thermal Science*, Vol.19, No.4:pp. 295–299, 2010.
- [45] R. WADIA, C. HAH et D. RABE : The impact of forward sweep on tip clearance flows in transonic compressors. *In 24th international congress of the aeronautical sciences*, 2004.
- [46] H. PASSRUCKER, M. ENGBER, S. KABLITZ et D. K. HENNECKE : The effect of forward sweep in a transonic compressor rotor. *Journal of Power and Energy*, Vol. 217:pp. 357–365, 2003.
- [47] A. CARTER : Blade profiles for axial flow fans pumps and compressors. *In Proc. I. Mech. E*, volume Vol. 175, pages pp. 775–806, 1961.
- [48] C. SARRAF, H. DJERIDI, S. PROTHIN et J. BILLARD : Thickness effect of naca foils on hydrodynamic global parameters, boundary layer states and stall establishment. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 26:pp. 559–578, 2010.
- [49] C. SARRAF, H. NOURI, F. RAVELET et F. BAKIR : Experimental study of blade thickness effects on the global and local performances of a controlled vortex designed axial-flow fan. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 35:pp. 684–693, 2011.
- [50] T. SHIGEMITSU, T. TAKANO, A. FURUKAWA, K. OKUMA et S. WATANABE : Blade rows interaction of contra-rotating axial flow pump in pressure field on casing wall. *Journal of Thermal Science*, Vol. 14, 2005.
- [51] T. SHIGEMITSU, A. FURUKAWA, S. WATANABE et K. OKUMA : Air/water two-phase flow performance of contra-rotating axial flow pump and rotational speed control of rear rotor. *In ASME 2005 Fluids Engineering Division Summer Meeting*, 2005.
- [52] T. SHIGEMITSU, A. FURUKAWA, S. WATANABE, K. OKUMA et J. FUKUTOMI : Experimental analysis of internal flow of contra-rotating axial flow pump. *In Proceedings of the 8th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows*, 2007.
- [53] A. FURUKAWA, T. SHIGEMITSU et S. WATANABE : Performance test and flow measurement of contra-rotating axial flow pump. *Journal of Thermal Science*, Vol. 16 (1):pp. 7–13, 2007. ISSN 10032169.

- [54] T. SHIGEMITSU, A. FURUKAWA, S. WATANABE, K. OKUMA et J. FUKUTOMI : Internal flow measurement with ldv at design point of contra-rotating axial flow pump. *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 4:pp. 723–734, 2009.
- [55] T. SHIGEMITSU, J.FUKUTOMI et Y. OKABE : Performance and flow condition of small-sized axial fan and adoption of contra-rotating rotors. *Journal of Thermal Science*, Vol. 19:pp.1–6, 2010.
- [56] T. SHIGEMITSU, J. FUKUTOMI, Y. OKABE, K. IUCHI et H. SHIMIZU : Unsteady flow condition of contra-rotating small-sized axial fan. *Journal of Thermal Science*, Vol. 20, 2011.
- [57] P. LIU, Y. JIN et Y. WANG : Effects of rotor structure on performance of small size axial flow fans. *Journal of Thermal Science*, Vol. 20:pp. 205–210, 2011.
- [58] L. CHO, H. CHOI, S. LEE et J. CHO : Numerical and experimental analyses for the aerodynamic design of high performance counter-rotating axial flow fans. *In Proceedings of the ASME 2009 Fluids Engineering Division Summer Meeting, Colorado USA*, 2009.
- [59] C. WU : A general theory of three dimensional flow in subsonic and supersonic turbomachines of axial-, radial-, and mixed types. Rapport technique, NACA TN 2604, 1952.
- [60] L.-S. CHO, B.-J. CHA et J.-S. CHO : Experimental study on the three-dimensional unsteady flow characteristics of the counter-rotating axial flow fan. *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 4, 2009.
- [61] S. FUJII, H. NISHIWAKI et K. TAKEDAT : Noise and performance of a counter-rotation propeller. *Journal of Aircraft*, Vol. 23:pp. 719–724, 1986.
- [62] N. A. CUMPSTY : *Compressor Aerodynamics*. Krieger Pub Co, 1989.
- [63] R. NOGUERA, R. REY, F. BAKIR, MASSOUH et S. KOUIDRI : Design and analysis of axial pumps. *Second Pumping Machinery Symposium*, vol.:pp., 1993.
- [64] P. WELCH : The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modied periodograms. *IEEE Trans. Audio Electroacoustics*, Vol. AU-15:pp.70–73, 1967.
- [65] M. RAFFEL, C. E. WILLERT et J. KOMPENHANS : *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*. Springer, 1998.
- [66] H.-E. ALBRECHT, N. DAMASCHKE, M. BORYS et C. TROPEA : *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer, 2003.
- [67] Z. ZHANG : *LDA Application Methods : Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics*. Springer, 2010.
- [68] M. KEGALJ et H.-P. SCHIFFER : Endoscopic piv measurements in a low pressure turbine rig. *Journal of Experiments in Fluids*, Vol. 47:pp.689–705, 2009.

- [69] U. DIERKSHEIDE, P. MEYER, T. HOVESTADT et W. HENTSCHEL : Endoscopic 2d particle image velocimetry (piv) flow field measurements in ic engines. *Journal of Experiments in Fluids*, vol. 33:pp. 794, 2002.
- [70] H. NOURI, F. RAVELET, F. BAKIR, C. SARRAF et R. REY : Design and experimental validation of a ducted counter-rotating axial-flow fans system. *Journal of Fluids Engineering*, vol.134:pp.104504, 2012.
- [71] D. HANSON : Noise of counter rotating propellers. *AIAA*, 1984.
- [72] H. NOURI, A. DANLOS, F. RAVELET, F. BAKIR et C. SARRAF : Experimental study of the instationary flow between two ducted counter-rotating rotors. *Engineering for Gas Turbines and Power*, 2012.
- [73] F. WEINIG : *Die Stroemung um die Schaufeln von Turbomaschinen*. J.A. Barth, 1935.
- [74] H. SCHLICHTING : *Application of Boundary-Layer Theory in Turbomachinery.*, 1959. Volume 5 de Training Center for Experimental Aerodynamics. Technical memorandum.
- [75] J. BAHR : *Untersuchungen über den einfluss der profildicke auf die kompressible eben stömung durch verdichtergitter*. VDI Verlag, 1964.
- [76] R. NOGUERA et R. REY : *Unité d'enseignement aero-hydrodynamique interne des machines. Tome II. Profils, grilles d'aubes et machines axiales*. Cours de Master - Arts et Métiers ParisTech - Paris, 2008.

Annexes

Annexe A

Experimental study of blade thickness effects on the overall and local performances of a Controlled Vortex Designed axial-flow fan

Experimental study of blade thickness effects on the overall and local performances of a Controlled Vortex Designed axial-flow fan

C. Sarraf^a, H. Nouri^a, F. Ravelet^{a,*}, F. Bakir^a

^aArts et Metiers ParisTech, DynFluid, 151 boulevard de l'Hôpital, 75013 Paris, France.

Abstract

The purpose of this work is to study the effects of blade thickness on the performances of an axial-flow fan. Two fans that differ only in the thickness of their blades were studied. The first fan was designed to be part of the cooling system of an automotive vehicle power unit and has very thin blades. The second fan has much thicker blades compatible with the rotomoulding conception process. The overall performances of the fans were measured in a test bench designed according to the ISO-5801 standard. The curve of aerodynamics characteristics (pressure head versus flow-rate) is slightly steeper for the fan with thick blades, and the nominal point is shifted towards lower flow-rates. The efficiency of the thick blades fan is lower than the efficiency of the fan with thin blades but remains high on a wider flow-rate range. The mean velocity fields downstream of the rotors are very similar at nominal points with less centrifugation for the thick blades fan. Moreover, the thick blades fan maintains an axial exit-flow on a wider range of flow-rates. The main differences concern local properties of the flow: Phase-averaged velocities and wall pressure fluctuations strongly differ at the nominal flow-rates. The total level of fluctuations is lower for the thick blades fan than for the thin blades fan and the spectral decomposition of the wall fluctuations and velocity signals reveal more harmonics for the thick blades fan, with less correlation between the different signals. For this kind of turbomachinery, the use of thick blades could lead to a good compromise between aerodynamic and acoustic performances, on a wider operating range.

Keywords: Axial-flow fan, turbomachinery, blades thickness, overall performance, pressure fluctuations, phase-averaged anemometry.

1. Introduction

The low-speed axial-flow fans, used for instance in the cooling system of automotive vehicles power units, have very complex three-dimensional geometries that can affect both their overall and acoustical performances. An example of one parameter that dramatically modifies the performances is for instance the blade sweep [1–4]. A second parameter that should affect the performances is the blade thickness. Low-speed axial-flow fans usually have conventional thin blades. However, following motivations such as active control of the blade shape or the use of the rotomoulding process [5, 6], the designers would have now to face profiles with thicker blades. The control of blade shape may help to reduce the radiated noise or to extend the operating range and the need for actuators then implies thicker blades. The rotomoulding process — previously tested for wind turbine blades — leads to thick hollow blades and may be more economic because of material gain. The blades can have more stiffness with greater inertia moment. Complex shapes with blade recovering are moreover easier to manufacture than with traditional

plastic injection methods, and the blades can be filled for instance with noise-absorbing foam.

In aeronautics and in the automotive industry, changing the blade thickness has been used for many years as an efficient way to modify the lift and drag characteristics and the boundary layers detachment process [7, 8]. Applied to low-speed axial-flow fans, one could *a priori* think that the extra thickness may increase the dissipation of energy in the von Kármán street behind the blades so that the performances of the fan decrease and the pressure fluctuations in its wake increase. The effects of blade thickness on the overall performances are not so well known [9–12] and to the best of our knowledge the influence on the dynamics remains an open question.

Therefore this study intends to compare the aerodynamical performances of two axial-flow fans that only differ in the thickness of their blades. The geometry of the fans and the experimental set-up are presented in § 2. The results on the mean features are presented and discussed in § 3: the overall characteristics of the two fans are presented in § 3.1; the mean velocity fields downstream of the fans are compared in § 3.2 and these results are briefly discussed in § 3.3. Some results on local fluctuating quantities are presented and discussed in § 4: measurements of the wall pressure fluctuations that are an image of the

*corresponding author

Email address: florent.ravelet@ensta.org (F. Ravelet)

acoustical performances are presented in § 4.1 and finally, phase-averaged velocity signals that are measured on one point are then compared in § 4.2. Concluding remarks are then given in § 5.

2. Experimental setup

2.1. Geometry of the two fans

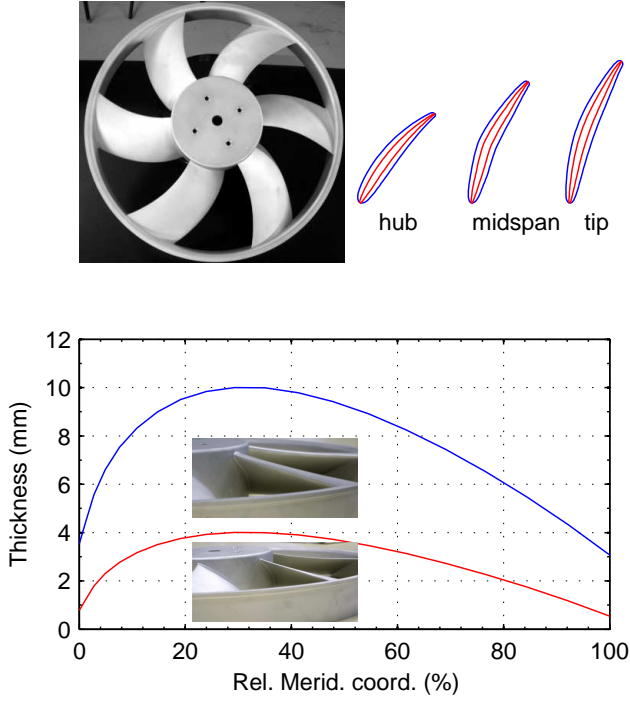


Figure 1: Views of the two fans. Front view, sections of thick and thin profiles at various span locations and thickness distribution law along the meridional coordinate.

The fans used in this study are two prototypes developed for automotive engine cooling system applications following the methods detailed in [13]. The fans are made out of aluminium and have the same geometrical characteristics except the blade thickness. The thin blades axial-flow fan is the reference and is labeled F_A . The thick blades fan is labeled F_B . Pictures of the thick blades fan are displayed in Fig. 1 with a drawing of a section of the F_A and F_B blades at hub, mid-span and tip. The main characteristics of the blade cascade are given in Tab. 1.

Each of these fans has six blades. The rotor is built up from blades of circular-arc camber lines, with NACA-65 profiles of mean chord $c = 74$ mm clipped at $0.95x/c$. The hub-to-tip radius ratio is $R_{int}/R_{max} = 0.365$ with tip radius $R_{max} = 179$ mm. The rotors are moreover shrouded with a zigzag circular collar in order to close the radial gap in the free-flow experimental facility (see § 2.2 below). The spanwise load of the blades is prescribed following a controlled vortex design method [3, 13]: in the present case the absolute tangential velocity downstream of the rotor V_θ increases linearly with the radius such that the Euler

work per unit mass $\omega r V_\theta$ increases quadratically from the hub to the tip of the blades. The blade loading that is the ratio of the Euler work to the square of the peripheral velocity is moreover constant along the radial direction. With this design the hub losses are reduced and the blades are less twisted [3]. The blades are stacked on the trailing edge. The blades are finally swept forward in order to benefit from lower tonal noise as suggested by several studies [1–4]. The forward sweep may also increase or decrease the overall performance, depending on the blade loading distribution, as reported in Refs. [3, 4].

The maximum blade thickness of the thin blade axial-flow fan F_A is 4 mm, *i.e.* 5.6% of the chord length at mid-span (conventional axial-flow fans usually have a relative maximum thickness varying from roughly 10% at hub to 7% at tip [13]). The blades of the second fan F_B are thickened to reach a maximum thickness of 10 mm, *i.e.* 13.5% of the chord length at mid-span. The thickness distribution e of fan F_B is: $e_B = 2e_A + 2$ mm. The Fan F_A was designed to meet the specifications point $\Delta p_{des} = 270$ Pa, $Q_{N,des} = 0.736$ m³.s⁻¹ for a nominal angular velocity $\omega_N = 260$ rad.s⁻¹. The corresponding specific speed $\Omega = \frac{\omega \sqrt{Q}}{(\Delta p / \rho)^{3/4}}$ is $\Omega = 3.89$.

2.2. Normalized test benches and measurement techniques

Free-flow experimental facility

The Figure 2a shows the experimental facility used to determine the overall performances of axial-flow fans in open-flow configuration. The air suction test bench was designed and built at the Dynfluid laboratory of Arts et Métiers ParisTech according to the ISO-5801 standard. It consists of a cuboid of size $1.3 \times 1.3 \times 1.8$ m. A pierced plate inside it prevents the flow from having prerotation. The fans are placed at one end, the zigzag circular collar being tightly fitted to the bench. The air flow-rate is set and measured according to the ISO-5167 standard by setting the hydraulic impedance of the bench through diaphragms of various sizes that are placed at the other end.

Pressure rise Δp is measured with an absolute precision of ± 0.1 Pa. The torque C on the fan shaft is measured with a HBM strain gauge transducer. The uncertainty of torque measurements corresponds to 0.1% of the maximum measured torque. The angular velocity ω is measured with a tachymeter of relative precision $\pm 0.2\%$. The power adsorbed on the fan shaft is then estimated through the product $C\omega$. The accuracy of the whole system leads to a determination of the efficiency within about $\pm 0.5\%$.

The mean velocity field in the wake of the fans has been measured with Two-Component Laser Doppler Anemometry (LDA), using a DANTEC “FlowExplorer” system. The method to get the three components of the mean velocity field downstream of the fan relies on the axisymmetry of the mean flow, that is *a posteriori* checked. The definition of the laboratory Cartesian coordinate system $\{X; Y; Z\}$ and of the two measuring planes is pictured in Fig. 3. The LDA system measures the velocities on the

	R	c	σ	γ	profile	D
Hub	65.4	66.6	0.97	53	NACA 65(07)06	0.372
Mid-span	122.2	74.0	0.58	66	NACA 65(10)05	
Tip	179.0	81.3	0.43	70	NACA 65(11)05	0.650

Table 1: Blade cascade parameters for the reference fan F_A . Radius R (mm). Chord length c (mm). Cascade solidity σ . Stagger angle γ ($^\circ$). Profile designation according to the nomenclature given in Ref. [13]: NACA65(xx)yy with (xx) representing the relative camber and yy standing for the relative thickness. Lieblein's diffusion factor D .

Y axis and on the Z axis. The measurement is first performed in the $\{Y; Z\}$ plane at a certain radial distance r from the axis of rotation, and at an (axial) distance z from the trailing edges of the fan in the Y direction (point 1 in Fig. 3). The measured velocities, in polar coordinates, are thus the radial velocity $V_r(r, z)$ and the axial velocity $V_z(r, z)$. The measuring volume is then precisely traversed to the same radial and axial distances r and z , but in the $\{X; Y\}$ plane (point 2 in Fig. 3). Special care has been given to the alignment of the system. The velocities that are measured at this second point, in polar coordinates, are thus the opposite of the tangential velocity $-V_\theta(r, z)$ and the axial velocity $V_z(r, z)$ that is measured two times. We then check that the two measurements give the same mean axial velocities: the difference between $V_z(r, z)$ in the two planes is less than 1% everywhere.

Constant Temperature Anemometry (CTA) with a 2D Dantec 55R51 hot fiber film probe has also been used to study more specifically the velocity fluctuations and the phase-averaged velocity signals. The method to get the three velocity components is the same as described in Refs. [2, 4] and is based on two measurements at different angular positions of the probe.

Ducted-flow experimental facility

In order to compare the behavior of the two fans in a ducted-flow configuration and to measure the wall pressure fluctuations, a second test bench was built according to the ISO-5801 standard (see Fig. 2b).

It consists of a cylindrical pipe of inner diameter $D = 380$ mm. A bell mouth is flush-mounted at the inlet of the duct. The upstream face of the fan is at a distance D from the pipe inlet. A DC-motor is hidden in a casing of diameter $0.3D$ and length $0.7D$, with a warhead-shape end. The binding to the tube is ensured by five rods of diameter 8 mm, i.e. $0.02D$, in order to minimize their influence, regardless the flow-rate. The distance between the upstream face of the fan and the binding rods is $0.26D$. An anti-gyration device made of eight metal sheets of thickness 1.5 mm and length $2D$ is placed $2D$ downstream of the rotor-stator set. It prevents the outgoing flow from having any rotating component. The static pressure of the axial fan is measured $1D$ downstream of the anti-gyration device, with an average over four flush-mounted pressure taps. The flow-rate is measured with a normalized diaphragm, located $10D$ downstream of the

anti-gyration device and $5D$ upstream of the pipe outlet. The diaphragm has a diameter of $0.73D$. Other diaphragms of various sizes are placed at the exit of the pipe to vary the test-bench hydraulic impedance and thereby to vary the operating point of the studied axial-flow fan.

Wall pressure fluctuations are measured simultaneously by eight microphones that are evenly distributed on the circumference of the duct. They are mounted downstream of the fan, halfway between the fan and the five rods that ensure the binding to the tube (see Fig. 2b). The microphones are G.R.A.S 40BP 1/4" polarized pressure microphones of sensitivity 1.65 mv.Pa^{-1} , with G.R.A.S 26AC preamplifiers and a G.R.A.S 12AG power supply module. The signals are amplified with a gain of +30 dB and high-pass filtered with a three-pole Butterworth filter with cut-off frequency of 20 Hz. The signals are then digitalized using a NI Data Acquisition Card (M 6211, 16 bits) at a sample rate of 12 kHz.

3. Comparison of the mean features of the two fans

3.1. Overall characteristics

The characteristics of the two fans are shown in Fig. 4a together with the design operation point of the reference fan. The flow-rate coefficient (Φ) and pressure rise coefficient (Ψ) are defined respectively by equations 1 and 2:

$$\Phi = \frac{Q}{\pi \omega R_{max}^3} \quad (1)$$

$$\Psi = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho \omega^2 R_{max}^2} \quad (2)$$

The design point thus corresponds to $\Phi_{des} = 0.156$ and $\Psi_{des} = 0.200$ and is indicated by a dot in Fig. 4a.

The curves are the results of five measurements at the nominal rotation rate $\omega_N = 260 \text{ rad.s}^{-1}$. The error bars in Fig. 4a stand for the standard deviation of the five measurements of Φ and Ψ , magnified by a factor three for better visualization. The pressure coefficient distributions are relatively similar to each other. The thin blades fan F_A matches the specifications point plotted in Fig. 4. At the design flow-rate, the thick blades fan F_B produces a pressure rise that is 8% below the specified pressure rise. The curve of F_B is moreover steeper than the curve of F_A and there is a cross-over between the two fans: at partial flow-rates below $\Phi = 0.11$, F_B produces more pressure rise

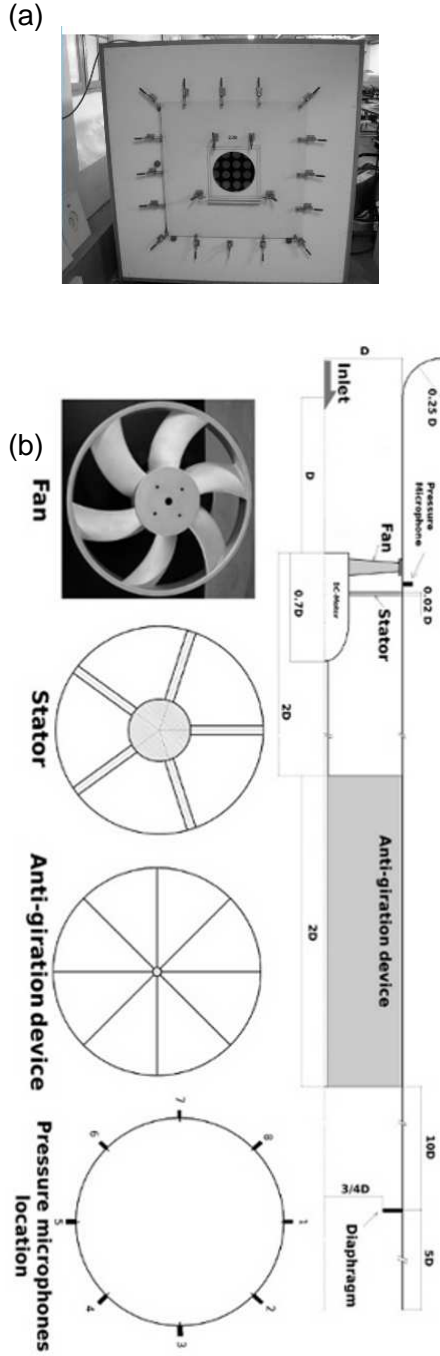


Figure 2: ISO-5801 test benches. (a): open-flow facility. The dimensions are $1.3 \times 1.3 \times 1.8$ m. The fans suck the flow through the test bench. (b): ducted-flow facility. This configuration is dedicated to the local measurements of wall pressure fluctuations. The fans blow the flow into the pipe.

than F_A ; at overflow-rates, approximately beyond $\Phi = 0.2$, F_A produces this time more pressure rise than F_B and the difference of pressure rise between the two fans remains almost constant.

The efficiency coefficient (η) is defined by equation 3:

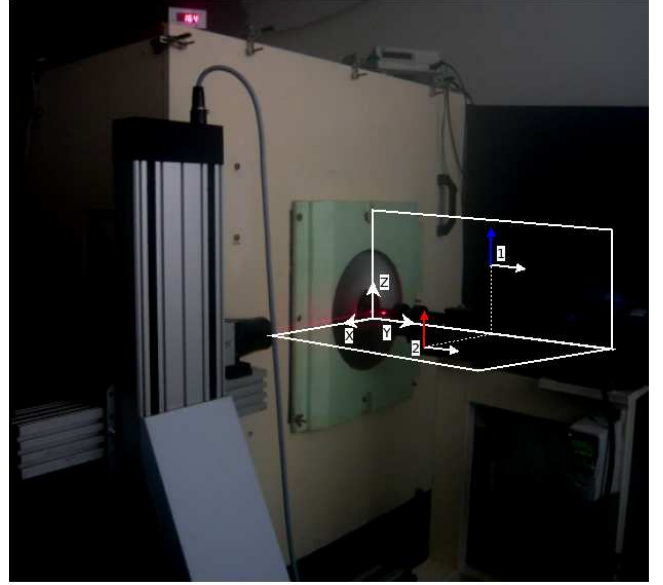


Figure 3: Measurement of the mean exit-flow field with a Two-component LDA system. The measurements are taken in the two planes that are displayed with white lines. The origin of the coordinate system is centered on the rotation axis, and the axial position of the origin corresponds to the plane that contains the fans blades trailing edges. The LDA system measures the velocity in the Y and Z directions. At point 1 this corresponds to the axial V_z and radial velocities V_r . At point 2 this corresponds to the axial V_z and to the opposite of the tangential velocities $-V_\theta$

$$\eta = \frac{\Delta p Q}{C \omega} \quad (3)$$

The efficiencies of both fans are shown in Fig. 4b with the flow-rate coefficient of the design point highlighted by the vertical dash-dotted line. The efficiencies distributions have a classical shape, with a slow evolution for partial flow-rates and a strong drop after the nominal flow-rate. The nominal flow-rate for F_A is $\Phi_{N,A} = 0.18$ and the corresponding pressure coefficient is $\Psi_{N,A} = 0.17$. The efficiency is then $\eta_{max,A} = 0.58 \pm 0.005$ which is pretty fair for this type of turbomachinery [13]. The maximum of η is shifted towards overflow with respect to the design point. This point is discussed below in § 3.3.

The maximum efficiency for the thick blades fan F_B is $\eta_{max,B} = 0.55 \pm 0.005$. The thickening of the blades has led to a decrease of 0.03 of η_{max} . The nominal flow-rate of F_B is shifted toward a partial flow-rate of about 17% with respect to the nominal flow-rate of F_A and the thick blades fan thus gives its best efficiency for a flow-rate $\Phi_{N,B} = 0.15$ very close to the design point $\Phi_{des} = 0.156$. The corresponding pressure coefficient is $\Psi_{N,B} = 0.19$. The distribution of the efficiency of F_B is moreover flatter than that of F_A : quantitatively, the range of flow-rates corresponding to a decrease of 3% of η from η_{max} is $\pm 0.3 \Phi/\Phi_N$ for F_B , while it is only $\pm 0.2 \Phi/\Phi_N$ for F_A .

As a partial conclusion please also note that although the thick blades fan F_B does not meet the specification

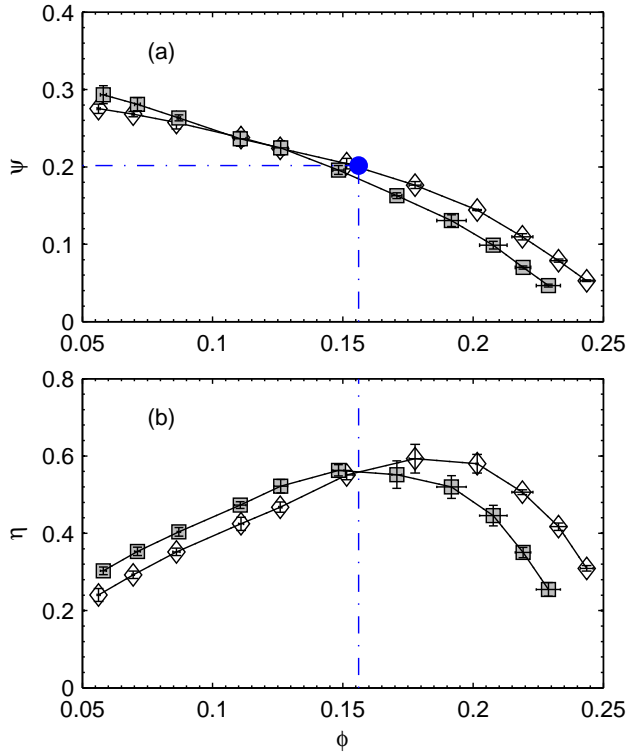


Figure 4: Fans characteristics: (a) Pressure rise coefficient Ψ vs. flow-rate coefficient Φ and (b) Fans efficiency η vs. flow-rate coefficient Φ . (\diamond): thin blades fan F_A , (\square): thick blades fan F_B . (\bullet): design specification point. The reproducibility is evaluated from 5 independent experiments and displayed are errorbars magnified by a factor 3 for (a) and a factor 6 for (b)

point at the nominal angular velocity $\omega_N = 260 \text{ rad.s}^{-1}$, the desired point in a dimensional point of view ($\Delta p = 270 \text{ Pa}$, $Q_N = 0.736 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$) can be reached with this fan rotating at $\omega = 270 \text{ rad.s}^{-1}$. Since the efficiency of the two fans is the same at such flow-rates ($\eta \simeq 0.55$), the use of F_B at $\omega = 270 \text{ rad.s}^{-1}$ in the automotive cooling application would lead to the very same power consumption as the use of F_A at $\omega_N = 260 \text{ rad.s}^{-1}$.

3.2. Comparison of the mean exit-flow fields

The mean exit-flow downstream of the rotors may give further information that help to understand the differences that have been observed on the overall characteristics. To compare the two fans F_A and F_B , two sets of measurement of the flow field have been performed. Each set consists in choosing one dimensional operating point (fixed diaphragm at the inlet of the free-flow experimental facility, flow-rate Q and pressure rise Δp) and in adjusting the rotation rates of the two fans to make them operating at this very same point.

The first set was made very close to the nominal flow-rate of F_B ($\Phi_{N,B} = 0.15$) and is presented in Fig. 5. The second set was made very close to the nominal flow-rate of F_A ($\Phi_{N,A} = 0.18$) and is presented in Fig. 6. The flow fields have been measured on a Cartesian grid that

extends typically from $z = 20 \text{ mm}$ to $z = 150 \text{ mm}$ with a spacing of 10 mm (14 points in the axial direction) and from $r = 40 \text{ mm}$ to $r = 220 \text{ mm}$ or from $r = 65 \text{ mm}$ to $r = 255 \text{ mm}$ with a spacing of 5 mm (38 points in the radial direction). The mean data rate is 2000 Hz and the signal has been acquired for 15 s , i.e. roughly 500 revolutions of the rotor, at each position. The mean value and the standard deviation are thus well converged.

Discharge flow components

The flow fields in meridional plane, i.e. the discharging component $V_z(r, z)$ and the centrifugal component $V_r(r, z)$, are displayed in Figs. 5a-b and 6a-b.

One common feature of the two fans, regardless of the flow-rate, is the presence of a large recirculation, with small upstream velocities close to the hub: the discharged flow exits only for $r > 100 \text{ mm}$. Measurements of the flow field close to the hub with CTA that do not give access to the velocity direction should be considered with caution. The main difference lies in the centrifugation of the flow by the two fans.

The meridional flow for F_A at a partial flow-rate of $\Phi/\Phi_{N,A} = 83\%$ is plotted in Fig. 5a. The flow downstream of the fan already has a very important radial component as noticed by Kergoulay *et al.* [2]. The discharging flows for the two fans at their respective nominal flow-rate (Fig. 6a for F_A and Fig. 5b for F_B) are very similar with smaller centrifugation for F_B . The meridional flow for F_B at an overflow-rate of $\Phi/\Phi_{N,B} = 120\%$ is plotted in Fig. 6b and presents barely no centrifugation. There thus seems to be a tendency for the thick blades fan F_B to maintain a mainly axial exit-flow on a wider range of operating points.

Mean tangential velocity

Contours of the tangential velocity field $V_\theta(r, z)$ are plotted in Figs. 5c-d and 6c-d. As a common feature for both fans, one can notice that the tangential velocity downstream of the rotors has significant values, of the order of the discharge velocity $Q/(\pi R_{max}^2)$. At the design flow-rate, an extra static pressure rise of roughly $1/2 \rho V_\theta^2 = 30 \text{ Pa}$ could be obtained by the use of a stator. That corresponds to 20% of the pressure rise and would lead to a significant increase of the efficiency. The tangential velocity fields are moreover strongly correlated to the meridional velocity field for both fans, regardless of the flow-rate. It is almost zero outside the discharge jet. The 3D structure of the exit-flow thus resembles an annular rotating jet. Close to the fans, there are two local maxima for nominal (Figs. 5d for F_B and 6c for F_A) and overflow-rates (Fig. 6(d) for F_B). The radial positions of these maxima are adjacent to the edges of the discharge jets.

The differences between the two fans lie in the magnitude and the axial attenuation of the tangential velocities. The velocities are stronger for the thick blades fan F_B — which is consistent with its overall lower efficiency — and

the axial velocity decay is also slower. These two points are discussed below in § 3.3.

Standard deviation of the tangential velocity

Contours of the standard deviation (or the root mean square *rms*) of the tangential velocity field $V_{\theta rms}$ are plotted in Figs. 5e-f and 6e-f. The maxima of fluctuations are located at the edge of the discharge jet where the radial gradient in tangential velocity is steep, and the core of the jet corresponds to a local minimum of fluctuations. Finally, one can notice that the global level of fluctuations in the exit-flow of F_A is stronger than that in the exit-flow of F_B .

3.3. Remarks and discussion on the modifications of overall performances and of exit-flow topology

The nominal flow-rates of the two fans are different and furthermore do not match the design point (see Fig. 4b). The latter could be an effect of the forward sweep as noticed in Refs. [3, 4] : for comparable Controlled Vortex Design fans —of relative thickness 10% and pressure rise coefficient $\Psi_N \simeq 0.3$ for Vad [3] and of relative thickness 9% and pressure rise coefficient $\Psi_N \simeq 0.3$ for Hurault *et al.* [4]— both studies reported a decrease of the flow-rate and efficiency with respect to the design point when the fan blades are swept forward. However, the trend is not systematic and first depends on the blade loading that is directly linked to half of the pressure rise coefficient Ψ_N . Indeed, for a more loaded fan with more load near the tip, Hurault *et al.* [14] reported an increase of the nominal flow-rate with forward sweep. The fact that the nominal flow-rates of F_A is greater than the design point —computed with a method that had been validated for conventional thickness of roughly 7% [13]— while it is lower for F_B in the present study suggests that the shift of nominal flow-rate with respect to the design point could not be ascribed to the blade sweep alone but that blade thickness also plays a major role because it somehow modifies the blade loading and the balance between lift and losses.

Some results concerning the effects of thickness on the aerodynamic behavior of isolated profiles may help to explain the relative position, *i.e.* the cross-over between the two curves (see Fig. 4a). In general the thickening of isolated profiles leads to a reduction of the aerodynamic efficiency (lift to drag ratio) [7, 8]. Even at the most efficient angle of attack, significant boundary layer separations are observed on thick profiles —of relative thickness above 10%— while not on thin profiles [11] and the lift is reduced. The viscous dissipation is moreover greater for thick profiles, especially when they have rounded trailing edge as it is the case here [10]. Despite these drawbacks, the thick profiles have the advantage of having a more progressive stall than thin profiles, at higher angles of attack. The first two points are most likely responsible for the lower pressure rise and the lower efficiency of F_B at nominal and overflow-rates where the angle of attack of the

blade cascade is low: at high flow-rates the lift is increased for the thin blades fan F_A that means more pressure rise and the viscous losses are reduced and this could explain the shift of the nominal point towards higher flow-rates. The last feature is almost probably at the origin of the gain of pressure rise and of efficiency at partial flow-rates as observed for F_B in the present experiment: the losses that are dominated by the separation on the suction side are reduced and the lift is increased.

The effects of the thickness on the overall performances close to the nominal flow-rates could also be informed by the modifications of the exit-flow topology (see Figs. 5 and 6). The tangential velocities downstream of the fan F_B (Fig. 5d and Fig. 6d) are stronger than for the fan F_A (Fig. 5c and Fig. 6c). Since the velocity fields for the two fans have been measured at the same flow-rate and pressure rise, F_B rotating a little bit faster than F_A for that, the Euler work for F_B is thus greater than the Euler work for F_A and its static efficiency is lower. However, if one would have to use a stator, the fan F_B would lead to a greater recovery of static pressure which would increase the static efficiency of the stage. The regions of high velocity also extend further away axially and are moreover larger in radius for F_B : a stator could be positioned in a wider range of axial distance from the fans, which should be beneficial regarding interaction noise. And at last, the fact that the thick blades fan F_B maintains a mainly axial flow on a wider range of flow-rates (less centrifugation) would also increase the efficiency of a stator downstream of it.

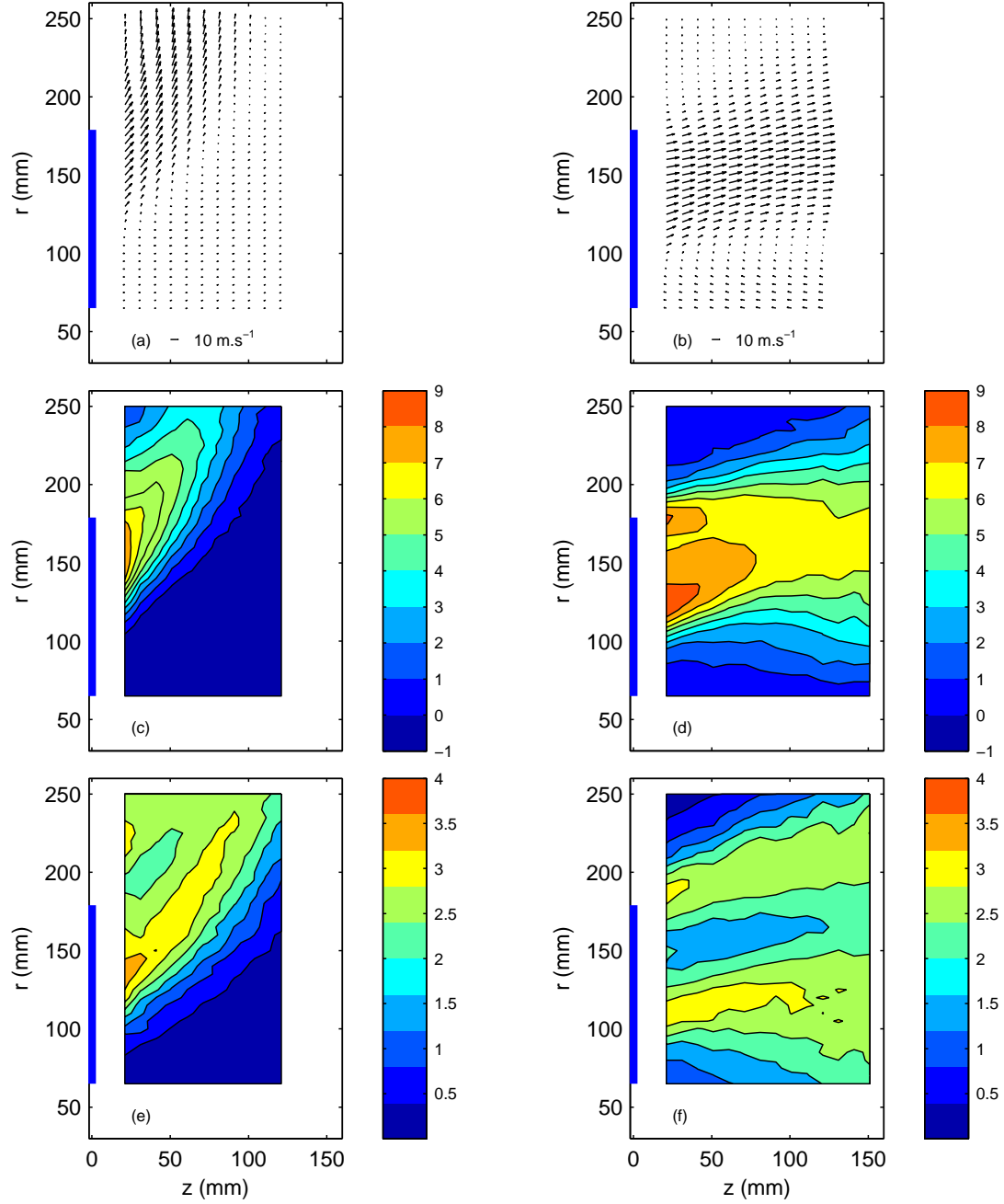


Figure 5: Mean exit-flow measured by LDA close to the nominal point of F_B . (a-c-e): F_A rotating at $\omega = 209.5 \text{ rad.s}^{-1}$ for a flow-rate $Q = 0.557 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ and a pressure rise $\Delta p = 164 \text{ Pa}$ corresponding to a flow coefficient $\Phi_A = 0.148$. The discharge velocity $Q/(\pi R_{max}^2)$ is 5.6 m.s^{-1} . (b-d-f): F_B rotating at $\omega = 214.2 \text{ rad.s}^{-1}$ to give the same flow-rate and pressure rise, that corresponds then to a flow coefficient $\Phi_B = 0.144$. (a-b): Mean meridional flow $\{V_r(r, z); V_z(r, z)\}$. (c-d): mean tangential velocity V_θ . (e-f): Standard deviation of the tangential velocity $V_{\theta rms}$. The blue patch in each figure stands for the position of the blades

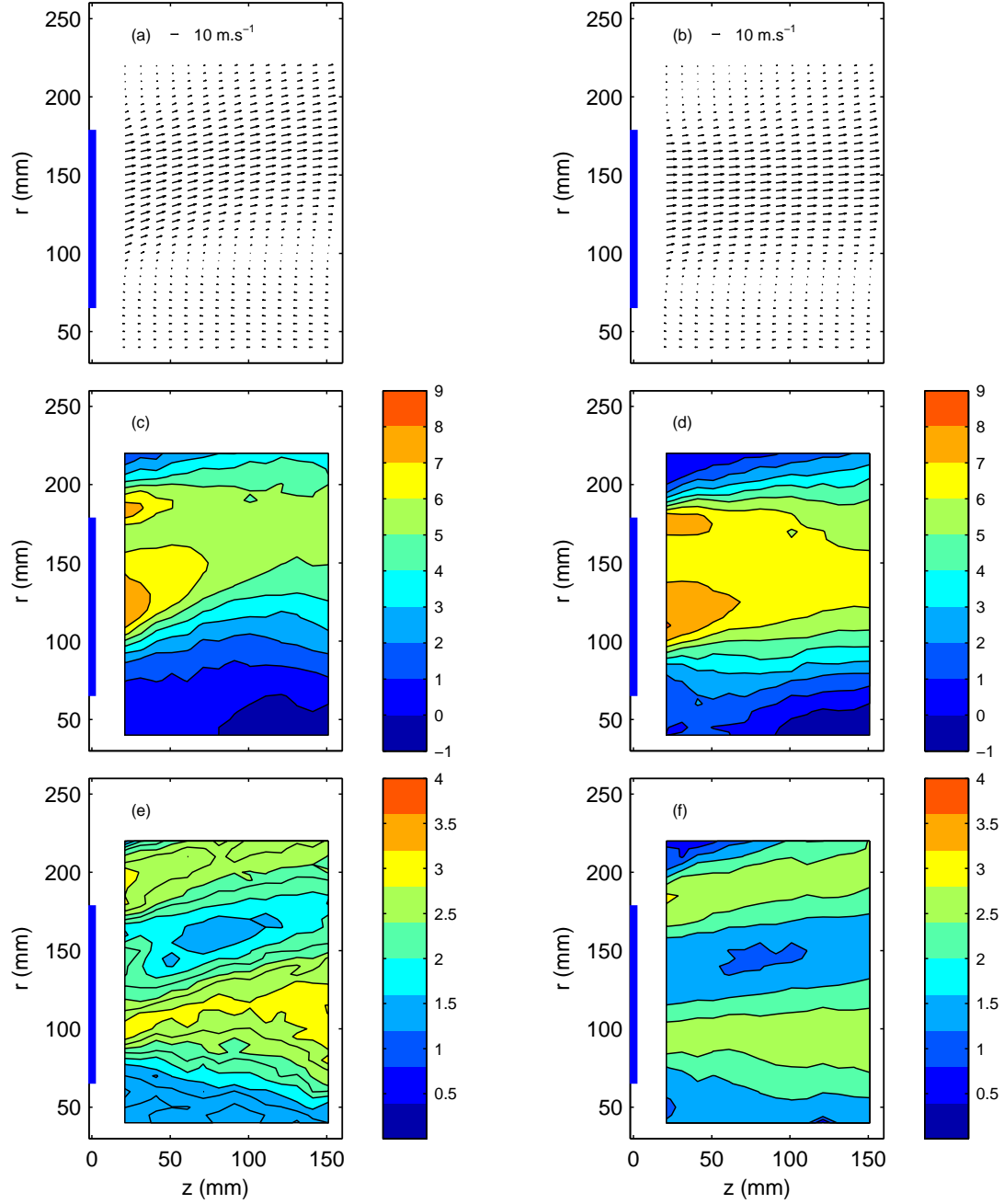


Figure 6: Mean exit-flow measured by LDA close to the nominal point of F_A . (a-c-e): F_A rotating at $\omega = 209.5 \text{ rad.s}^{-1}$ for a flow-rate $Q = 0.668 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ and a pressure rise $\Delta p = 140 \text{ Pa}$ corresponding to a flow coefficient $\Phi_A = 0.178$. The discharge velocity $Q/(\pi R_{max}^2)$ is 6.7 m.s^{-1} . (b-d-f): F_B rotating at $\omega = 218.1 \text{ rad.s}^{-1}$ to give the same flow-rate and pressure rise, that corresponds then to a flow coefficient $\Phi_B = 0.170$. (a-b): Mean meridional flow $\{V_r(r, z); V_z(r, z)\}$. (c-d): mean tangential velocity V_θ . (e-f): Standard deviation of the tangential velocity $V_{\theta rms}$. The blue patch in each figure stands for the position of the blades

4. Study of local fluctuations

The increase of blade thickness thus leads to strong differences in the mean-flow features of those two fans. The purpose of the present section is to study the influence of the blade thickness on local dynamics such as pressure and velocity fluctuations.

4.1. Wall pressure fluctuations

The results of this paragraph concern the two axial-fans operating in a ducted-flow configuration (see Fig. 2b). In that case there is a radial gap of 1.5 mm between the pipe and the collar surrounding the fan. It should be also noted that for technical reasons, the ducted experiments have been performed for an angular velocity $\omega = 209.5 \text{ rad.s}^{-1}$ (2000 rpm). The presence of the gap substantially reduces the efficiency of the fans without modifying the nominal flow-rate: F_A reaches a maximum efficiency $\eta = 0.49$ for a flow coefficient $\Phi = \Phi_{N,A} = 0.18$. The pressure coefficient is $\Psi = 0.15$, slightly lower than in the free-flow experiment which presents no radial gap. The F_B fan reaches a maximum efficiency $\eta = 0.48$ at a flow coefficient $\Phi = \Phi_{N,B} = 0.15$ and a pressure coefficient $\Psi = 0.18$. The characteristic curves show similar behavior as in the free-flow case for nominal and overflow-rates. The behaviors at partial flow-rates are completely different owing to the presence of the tube that prevents the flow from being centrifuged. The results reported here are thus limited to flow-rates above $\Phi = 0.15$.

The wall pressure fluctuations are compared for two different flow-rates, corresponding to the nominal point of the thin blades fan $\Phi_{N,A} = 0.18$ and to the nominal point of the thick blades fan $\Phi_{N,B} = 0.15$. In every case, for a fixed diaphragm at the pipe exit, the angular velocity of one of the two fans has been set to $\omega = 209.5 \text{ rad.s}^{-1}$ and the angular velocity of the second fan has been adjusted in order to give the same dimensional pressure rise and flow-rate for the two fans.

The squared amplitude spectra of wall pressure at flow-rate $\Phi_{N,A}$ are plotted in Figure 7. The spectra $S(f)$ are expressed in dB using the formula:

$$S(f) = 20 \log_{10}(p'(f)/p_0)$$

$p'(f)$ being the modified Welch-average Fourier Transform of the fluctuating pressure. The sampling time is 10 s, corresponding to approximately 330 fan rotations, and the spectra are an average of eight 50% overlapping parts, windowed with a Hamming window. The spectra are displayed between 150 and 850 Hz. The reference pressure is $p_0 = 1 \text{ Pa}$.

Both fans exhibit relatively high discrete peaks, corresponding to the blade passing frequency f_{bpf} (200 Hz for F_A and 202 Hz for F_B) and its harmonics. The corresponding values are reported in Tab. 2. They are high above the broadband noise. The two fans differ however strongly by the repartition of energy between the different

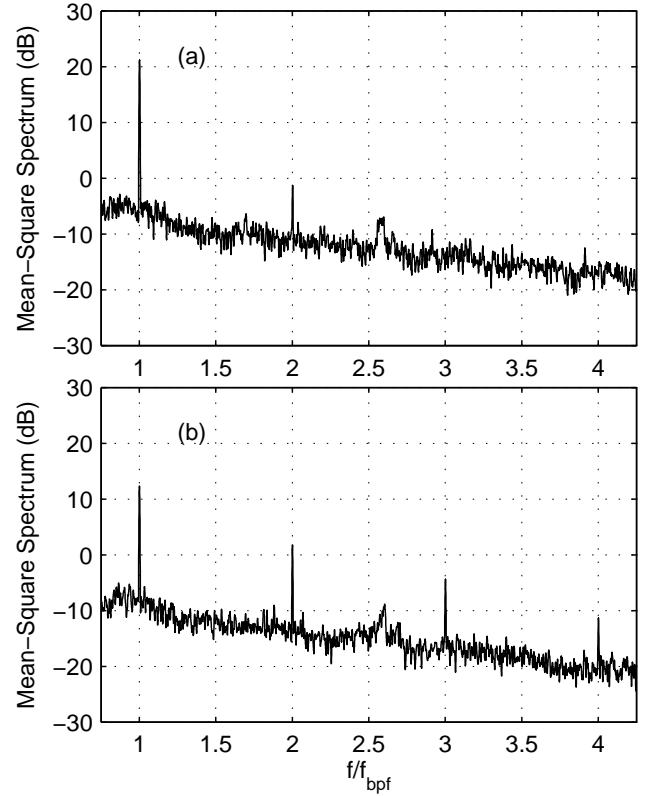


Figure 7: Square amplitude spectra of wall pressure fluctuations for thin blades axial-flow fan F_A (a) and thick blades axial-flow fan F_B (b) at a flow-rate $\Phi = \Phi_{N,A} = 0.18$. F_A rotates at $\omega = 209.5 \text{ rad.s}^{-1}$ and F_B rotates at $\omega = 211.5 \text{ rad.s}^{-1}$ in order to give the same flow-rates and pressure rises.

harmonics. For F_A , only the fundamental frequency f_{bpf} and the first harmonic $2f_{bpf}$ are visible. The level at f_{bpf} is 21 dB, and the level at $2f_{bpf}$ is -1.5 dB.

For F_B fan, the first three harmonics clearly appear. At the blade passing frequency f_{bpf} the level is 12 dB. At $2f_{bpf}$ it is 2 dB, at $3f_{bpf}$ it is -4 dB and at $4f_{bpf}$ it is -11 dB. For this flow-rate, the increase of blades thickness thus seems to lead to a decrease of the first peak level, and to an increase of the harmonics. The global level of fluctuations, i.e. $10 \log_{10}(\sigma_p^2/p_0^2)$, is moreover lower for the thick blades fan (F_B : 19 dB) than for the thin blades fan (F_A : 23 dB).

The previously described features regarding both the spectral composition and the relative fluctuations levels could be due to the fact that the F_A fan is working at its nominal flow-rate while the F_B fan is working at overflow-rate. To answer this question we have performed the same experiment at the nominal flow-rate of the F_B fan.

The squared amplitude spectra of wall pressure at the nominal flow-rate of the thick blades fan $\Phi_{tck} = 0.15$ are plotted in Figure 8 and the levels of the discrete peaks are reported in Tab. 3. The blade passing frequency is now $f_{bpf} = 200 \text{ Hz}$ for F_B and 193 Hz for F_A . Please note that the angular velocity ratio needed to reach the same

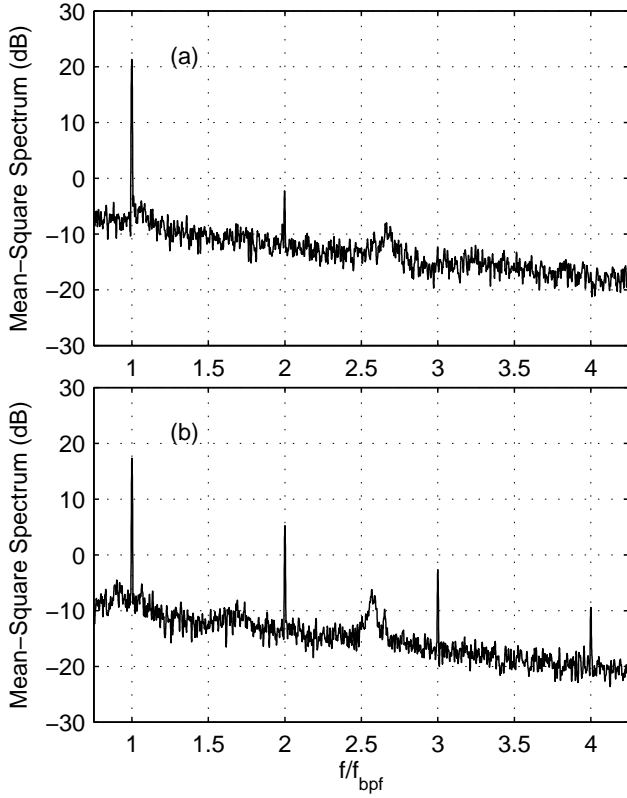


Figure 8: Square amplitude spectra of wall pressure fluctuations for thin blades axial-flow fan F_A (a) and thick blades axial-flow fan F_B (b) at a flow-rate $\Phi = \Phi_{N,B} = 0.15$. F_B rotates at $\omega = 209.5 \text{ rad.s}^{-1}$ and F_A rotates at $\omega = 202.7 \text{ rad.s}^{-1}$.

dimensional static pressure rise and flow-rate $\omega_B/\omega_A = 1.037$ is the same as the ratio discussed in § 3.1 dedicated to the fan overall characteristics.

The results are very similar to the previously described flow-rate: for the F_A fan, the fundamental frequency f_{bpf} and the first harmonic $2f_{bpf}$ are still the only visible peaks in the spectrum. The level at f_{bpf} is 21 dB, and the level at $2f_{bpf}$ is -2 dB. For the F_B fan, the first three harmonics clearly appear. At the blade passing frequency f_{bpf} the level is 17 dB. At $2f_{bpf}$ it is 5 dB, at $3f_{bpf}$ it is -2.5 dB and at $4f_{bpf}$ it is -9.5 dB. The decrease of the first peak level and the increase of the level of the harmonics is also present at this flow-rate. The global level of fluctuations is 20 dB for the thick blades fan and 22.5 dB for the thin blades fan.

	f_{bpf}	$2f_{bpf}$	$3f_{bpf}$	$4f_{bpf}$	Total
F_A	21	-1.5	—	—	23
F_B	12	2	-4	-11	19

Table 2: Level of wall-pressure fluctuations at the blade passing frequency and its harmonics (dB) for both fans at flow-rate $\Phi_{N,A}$.

Figure 9 presents autocorrelation and cross-correlation functions of wall pressure fluctuations for the two fans.

	f_{bpf}	$2f_{bpf}$	$3f_{bpf}$	$4f_{bpf}$	Total
F_A	21	-2	—	—	22.5
F_B	17	5	-2.5	-9.5	20

Table 3: Level of wall-pressure fluctuations at the blade passing frequency and its harmonics (dB) for both fans at flow-rate $\Phi_{N,B}$.

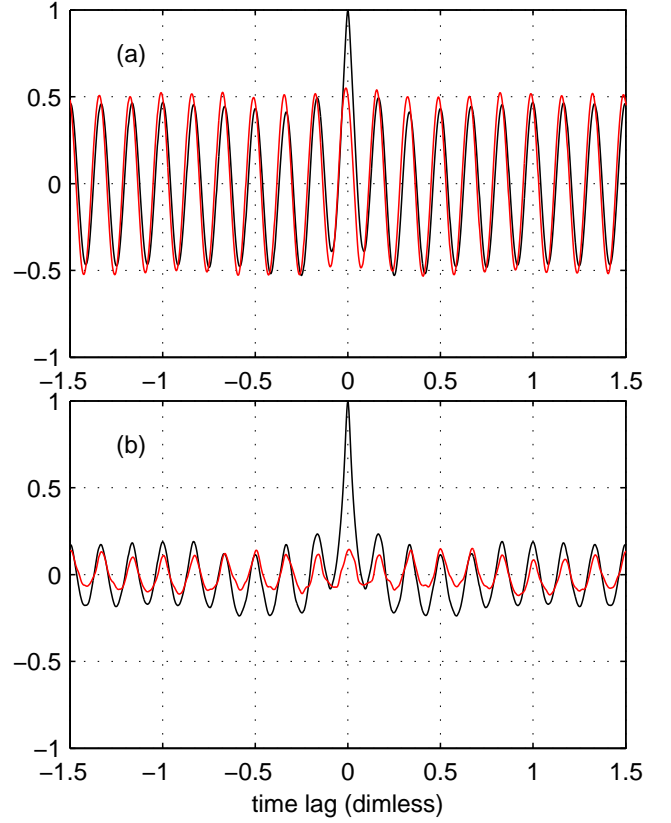


Figure 9: Black curves: autocorrelation function of pressure fluctuations at position 1 (see Fig. 2b). Red curves: cross-correlation function of pressure fluctuations between position 1 and position 5 (see Fig. 2b). Top graph corresponds to F_A at $\Phi_{N,A} = 0.18$, bottom graph corresponds to F_B at $\Phi_{N,B} = 0.15$. The time is made non-dimensional with reference to one period of rotation: $t' = \frac{t\omega}{2\pi}$.

The black curves correspond to the autocorrelation function:

$$A(\tau) = \frac{\langle p'_1(t) p'_1(t - \tau) \rangle}{\sigma_{p'_1}^2}$$

and the red curves correspond to the cross-correlation function between microphones 1 and 5:

$$C_{1-5}(\tau) = \frac{\langle p'_1(t) p'_5(t - \tau) \rangle}{\sigma_{p'_1} \sigma_{p'_5}}$$

One can notice that the functions present a periodicity that corresponds to six events in one rotation that is the blade passing frequency. The time lag for the main peak in the cross-correlation function does match the angular distance between the microphones which is one half of a turn here. Another common feature between the two fans is

that secondary peaks height for the autocorrelation function are close to the peaks height for the cross-correlation function. Some strongly coherent flow structures might be involved in this zone between the rotor and the binding static part. The strong difference between the F_A fan and the F_B fan is the value of the cross-correlation coefficient. It is significantly lower for the thick blades fan. Local velocity measurements in the wake of the fans may help to better understand this difference and the links between exit-flow dynamics and wall pressure fluctuations.

4.2. Local velocity measurements in the wake of the fans

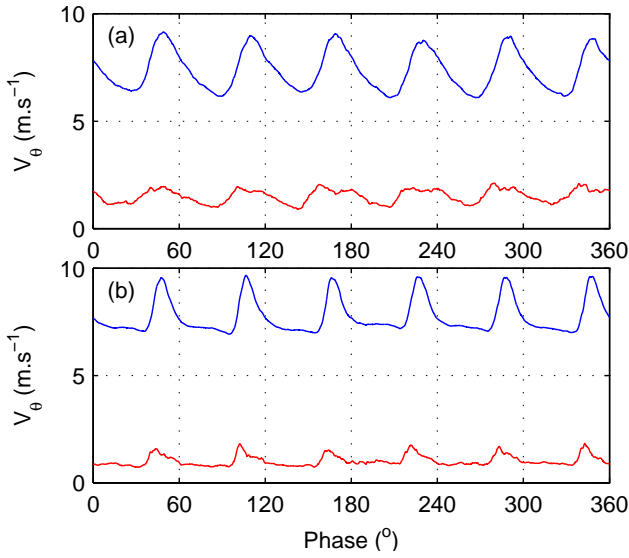


Figure 10: Phase-averaged tangential velocity $V_\theta(\phi)$ (blue) and phase-averaged rms of the tangential velocity $V_{\theta rms}(\phi)$ (red) at an axial distance $z = 24$ mm downstream of the fan and at mid-span $r = 120$ mm. The operating point is close to the nominal point of F_A . (a): F_A rotating at $\omega = 205.5 \text{ rad.s}^{-1}$ for a flow-rate $Q = 0.620 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ and a pressure rise $\Delta p = 125 \text{ Pa}$ corresponding to a flow coefficient $\Phi_A = 0.178$. (b): F_B rotating at $\omega = 209 \text{ rad.s}^{-1}$ to give the same flow-rate and pressure rise, that corresponds then to a flow coefficient $\Phi_B = 0.170$

Time-resolved signals of the tangential velocity downstream of the fans have been measured by Constant Temperature Anemometry (CTA) at an axial distance $z = 24$ mm downstream of the fan and at a radius $r = 120$ mm that corresponds to mid-span. The rotation rates of the fans have been adjusted to give the same operating point (fixed diaphragm at the inlet of the free-flow experimental facility, flow-rate Q and pressure rise Δp). This point is close to the nominal flow-rate of F_A ($\Phi_{N,A} = 0.18$) and the fans rotate at an angular velocity close to $\omega = 209 \text{ rad.s}^{-1}$ (2000 rpm). An amount of 2^{19} samples have been recorded at an acquisition rate of 120 kHz. That corresponds to roughly 150 revolutions of the fans and to approximately 3600 samples per revolution. The rotation rates have been measured with an encoder, synchronized to the CTA data acquisition, in order to perform analysis of phase-averaged signals [2]. This point has been chosen

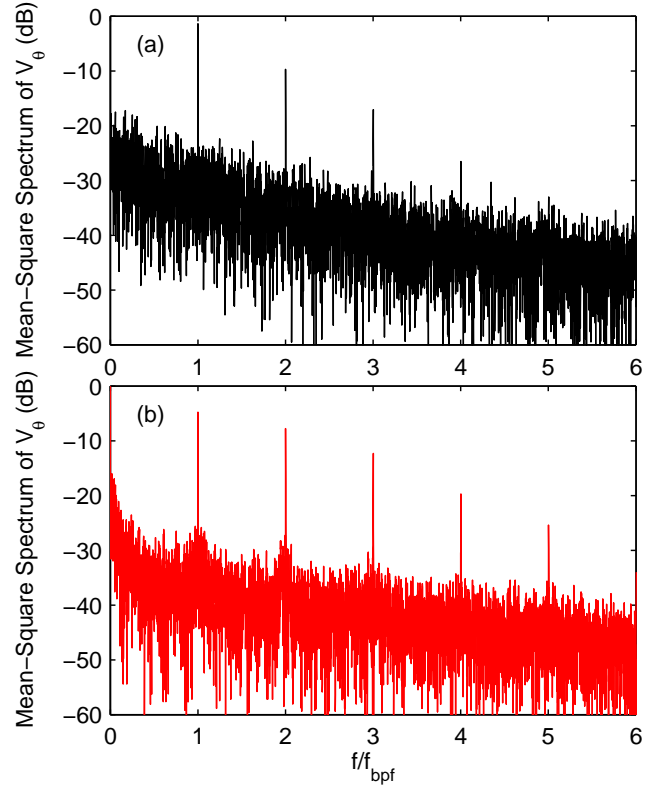


Figure 11: Square amplitude spectra of $V_\theta(t)$ under the conditions of Fig. 10. (a): F_A fan. (b): F_B fan

as close as possible to the fans blades, and such that the three components of the velocity are close for both fans, as can be seen in Fig. 6.

The phase-averaged signals of the tangential velocity $V_\theta(\phi)$ are plotted in Fig. 10, ϕ being the phase on one revolution, in degree. Portions of signal of length corresponding to one revolution have been averaged. The signals for F_A (Fig. 10a) and for F_B (Fig. 10b) are periodic with a periodicity of 60° that corresponds to the blade passages. The shape of the signal for each blade is very similar owing to the very good symmetry and alignment of the system. The mean velocity is respectively 7.4 m.s^{-1} for F_A and 7.7 m.s^{-1} for F_B . For F_A , the signal has a more regular shape than for the thick blades fan F_B , and the peak-to-peak amplitude is bigger. These peak-to-peak phase-averaged fluctuations give the biggest contribution to the total standard deviation of the velocity. They should also give the biggest contribution to the peaks at blade passing frequency and its harmonics in velocity spectra as reported by Kergoulay et al. [2] and as can be seen from the phase-averaged rms of the tangential velocity $V_{\theta rms}(\phi)$ plotted in red in Fig. 10.

The local tangential velocity spectra are plotted in Fig. 11. The peaks at the blade passing frequency and its harmonics are clearly visible and are reported in Tab. 4. The same features as for the wall pressure fluctuations studied in § 4.1 are present: F_A has a stronger peak at

f_{bpf} but smaller and fewer secondary peaks. This is consistent with the shape of the phase-averaged velocity signals (Fig. 10) and the fact that the main contribution to the peaks arises from this phase-averaged component of the velocity signal.

	f_{bpf}	$2f_{bpf}$	$3f_{bpf}$	$4f_{bpf}$	$5f_{bpf}$
F_A	-1.4	-9.7	-17.1	-26.5	—
F_B	-4.8	-7.8	-12.3	-19.7	-25.4

Table 4: Level of tangential velocity fluctuations at the blade passing frequency and its harmonics (dB) for both fans close to flow-rate $\Phi_{N,A}$.

5. Conclusions

Two fans that differ only in the thickness of their blades were studied in order to highlight the effects of thickness on overall performances and the pressure and velocity fluctuations that are generated. The first fan, which has very thin blades, was designed to be part of the cooling system of an automotive vehicle power unit. The second compatible with the rotomoulding conception process, that generates only hollow parts with large edge radius, has much thicker blades.

The performances of the fans were measured and the results indicate that the overall performances were substantially equivalent, with a drop of 8% of pressure rise at conception flow-rate for the thick blades fan and a maximum efficiency that is 3% lower than the efficiency of the thin blades fan and that is shifted towards lower flow-rates.

Contrary to what one could a priori think the thick blades fan does present a certain number of interesting features:

1. The overall performances are only slightly decreased. The conception point can be reached by a relative increase of rotational speed of 4% for the same power consumption. The fact that the characteristic curve is steeper could be positive: the flow-rate is more stable with respect to small variations of the circuit hydraulic impedance. Finally, at very partial flow-rates, the thick blades fan produces more pressure rise than the thin blades fan, which could be beneficial concerning stall instabilities.
2. The mean exit-flow fields present significant differences. The tangential velocity component is stronger and remains high further away downstream of the thick blades fan F_B , which may increase the efficiency of a potential stator. The exit-flow moreover remains axial on a wider operating range. The thin blades fan F_A leads to a more centrifuged discharging flow, which may be a configuration of interest in some applications, for instance for automotive cooling with the fan sucking air through the heat exchanger.

3. The wall pressure fluctuations just downstream of the fan are lower for the thick blades and their spectral decomposition is completely different. The same features are observed on velocity fluctuations. The spectral decomposition that shows stronger peaks at the blade passing frequency and less harmonics for the thin blades fan than for the thick blades fan, together with the phase-averaged analysis of velocity signals suggest that the pressure fluctuations are due to strong coherent wakes that are more dissipated with the use of thick blades. These measurements will be used as a benchmark for high-order finite volume CFD codes developed for aeroacoustics in the laboratory [15], and data are also available on request.

Further numerical and experimental investigations are planned to better understand the origins of the observed features that are reported in the present Article. The open questions that remain concern the influence of the blade thickness and of its distribution from leading edge to trailing edge on the blade loading and how this affects the efficiency and shift of the nominal flow-rate, the centrifugation of the exit-flow and the modifications of the pressure and velocity spectra.

References

- [1] T. Fukano, Y. Kodama, and Y. Takamatsu. Noise generated by low pressure axial flow fans, iii: Effects of rotational frequency, blade thickness and outer blade profile. *Journal of Sound and Vibration*, 56:261–277, 1978.
- [2] G. Kergourlay, S. Kouidri, G. W. Rankin, and R. Rey. Experimental investigation of the 3d unsteady flow field downstream of axial fans. *Flow Measurement and Instrumentation*, 17:303–314, 2006.
- [3] J. Vad, A. R. A. Kwedikha, Cs. Horváth, M. Balczó, M. M. Lohász, and T. Rékert. Aerodynamic effects of forward blade skew in axial flow rotors of controlled vortex design. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 221:1011–1023, 2007.
- [4] J. Hurault, S. Kouidri, F. Bakir, and R. Rey. Experimental and numerical analysis of the sweep effect on three-dimensional flow downstream of axial flow fans. *Flow measurement and instrumentation*, 21:155–165, 2010.
- [5] M. Anandha Rao and J. L. Throne. Principles of rotational molding. *Polymer Engineering & Science*, 12:237–264, 1972.
- [6] A. Tcharkhtchi and J. Verdu. Structure-processibility relationships during rotational moulding of plastics. *Advanced Engineering Materials*, 6:983–992, 2004.
- [7] B. Thwaites. *Incompressible Aerodynamics, An Account of the Theory and Observation of the Steady Flow of incompressible Fluid past Aerofoils, Wings, and Other Bodies*. Dover Publication, Inc., 1987.
- [8] S. F. Hoerner. *Fluid-Dynamic Lift*. Hoerner Fluid Dynamics, 1985.
- [9] R. J. Roelke and J. E. Haas. The effect of rotor blade thickness and surface finish on the performance of a small axial flow turbine. *Journal of Engineering for Power*, 105:377–382, 1983.
- [10] J. Estevadeordal, S. Gorgineni, W. Copenhaver, G. Bloch, and M. Brendel. Flow field in a low-speed axial fan: a dpiv investigation. *Experimental Thermal Fluid Science*, 23:11–21, 2000.
- [11] C. Sarraf, H. Djeridi, S. Prothin, and J.Y. Billard. Thickness effect of naca foils on hydrodynamic global parameters, bound-

ary layer states and stall establishment. *Journal of Fluids and Structures*, 26:559–578, 2010.

- [12] K.-S. Lee, K.-Y. Kim, and A. Samad. Design optimization of low-speed axial flow fan blade with three-dimensional RANS analysis. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 22:1864–1869, 2008.
- [13] R. Noguera, R. Rey, F. Massouh, F. Bakir, and S. Kouidri. Design and analysis of axial pumps. In *ASME Fluids Engineering, Second Pumping Machinery Symposium, Washington, USA.*, pages 95–111, 1993.
- [14] J. Hurault, S. Koudri, F. Bakir, and R. Rey. Experimental and numerical investigation of downstream turbulence in axial flow fan. In *Fan Noise 2007 International Symposium, Lyon*, 2007.
- [15] F. Ravelet, S. Khelladi, H. Nouri, F. Bakir, H. Kim, Y. Bae, and Y. J. Moon. Study of the aerodynamics/aeroacoustics of an axial-flow fan: Experimental validation of a les/lpce/brinkman penalization method. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 7-9 June 2010, Stockholm, Sweden.*, pages AIAA 2010–3869, 2010.

Annexe B

Équations empiriques de MFT

B.1 Cas d'une grille d'aubes plane en fluide parfait incompressible

Considérant un fluide incompressible, l'équation de la continuité s'écrit alors (figure B.1) :

$$V_a = V_1 \cos \alpha_1 = V_2 \cos \alpha_2 \quad (\text{B.1})$$

L'équation B.1 ainsi que les valeurs des angles en entrée et en sortie des pales permettent de tracer les triangles des vitesses de la figure B.1. L'angle de calage, γ est obtenu par la relation suivante :

$$\gamma = \alpha_1 - i \quad (\text{B.2})$$

et le serrage, σ par :

$$\sigma = \frac{c}{t} \quad (\text{B.3})$$

avec c la corde de l'aube et t la distance entre deux aubes sur une grille d'aubes plane.

B.1.1 Loi en tangente

Avant d'aborder le cas des pales opérant sur roue annulaire, étudions le cas plus simple d'une grille d'aubes plane. Dans le cas du problème direct la question qu'on cherche à résoudre est *quel est l'angle de sortie α_2 d'un écoulement à travers une grille d'aubes parfaitement connue géométriquement*. En d'autre terme, on cherche à déterminer α_2 en fonction de α_1 , γ et σ :

$$\alpha_2 = f(\alpha_1, \gamma, \sigma) \quad (\text{B.4})$$

Pour parvenir à une telle relation, on commence par décomposer l'écoulement selon la relation de Rudden (figure B.2) : « *En fluide parfait et incompressible, on montre qu'un écoulement quelconque peut être obtenu par la combinaison de deux écoulements particuliers : un écoulement à déflexion nulle (ou à portance nulle) tel que $\alpha_2 = \alpha_1 = \tau$ et un écoulement à impulsion $\alpha_2 = -\alpha_1 = \delta$* ». On démontre qu'en utilisant les triangles des vitesses, l'équation de la continuité B.1 et la décomposition de Rudden qu'il est possible d'écrire la relation suivante :

$$\tan \alpha_2 = A + B \tan \alpha_1 \quad (\text{B.5})$$

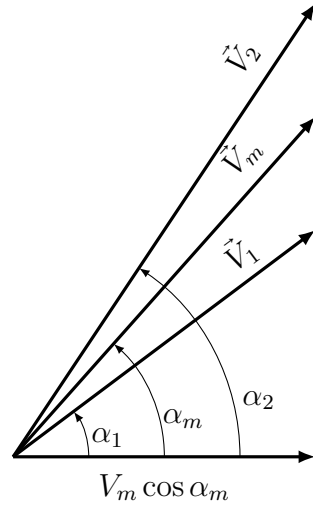


FIGURE B.1 – Triangle des vitesses et définition de l'angle moyen α_m

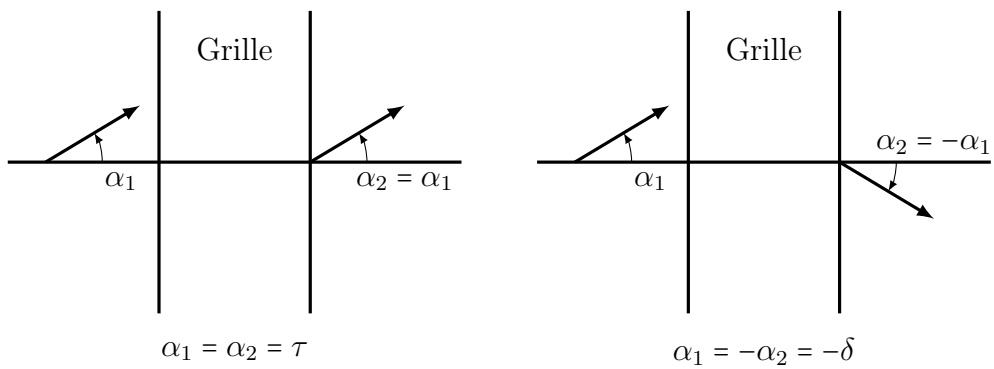


FIGURE B.2 – Décomposition d'un écoulement selon la loi de Rudden. A gauche : un écoulement à déflexion nulle. A droite : un écoulement à impulsion

avec :

$$A = \frac{2 \tan \tau \tan \delta}{\tan \tau + \tan \delta} \quad (\text{B.6})$$

et

$$B = \frac{\tan \tau - \tan \delta}{\tan \tau + \tan \delta} \quad (\text{B.7})$$

L'équation B.5 permet donc de relier $\tan \alpha_2$ à $\tan \alpha_1$ mais il reste encore à relier les termes A et B aux deux autres termes restants, à savoir le serrage σ et l'angle de calage γ .

B.1.2 Forme de A et B

L'analyse dimensionnelle montre que ces deux termes dépendent du serrage σ et de l'angle de calage γ . On peut éliminer facilement le terme A en exprimant ce dernier en fonction de B :

$$A = (1 - B) \tan \tau \quad (\text{B.8})$$

D'autre part, on fait l'hypothèse suivante (vrai pour les profils plats en fluide parfait) :

$$\tan \tau = \tan \gamma \quad (\text{B.9})$$

d'où :

$$\tan \alpha_2 = (1 - B) \tan \gamma + B \tan \alpha_1 \quad (\text{B.10})$$

Weinig [73] avait proposé la forme suivante pour le coefficient B :

$$B = \frac{1 - \frac{\pi}{2} K \sigma \cos \gamma}{1 + \frac{\pi}{2} K \sigma \cos \gamma} \quad (\text{B.11})$$

en introduisant le coefficient de Weinig, K lui-même fonction de l'angle de calage γ . Il représente le rapport entre les coefficients de portance C_z lorsque la pale est en configuration grille d'aube et lorsque la pale est isolée. Weinig donne la solution mathématique exacte de K dans le cas de plaques planes fines, représenté dans la figure B.3).

On constate que pour des valeurs de serrage σ supérieures à l'unité, le produit $K \cos \gamma$ varie très peu de sorte qu'on peut le considérer constant (deuxième hypothèse). Considérant ces deux hypothèses, B est indépendant de γ et est fonction de la seule variable σ .

B.2 Grille d'aubes plane en fluide réel

Le cas de fluide parfait et incompressible vient d'être examiné. Dans ce paragraphe, on aborde le cas du fluide réel dans lequel apparaissent des couches limites attachées à la surface des profils et dont l'épaisseur dépend du nombre de Reynolds basé sur la vitesse d'entrée V_1 et la corde l . En dehors de ces couches limites et en l'absence de décollement sur l'extrados ou l'intrados, il est assimilable au fluide parfait. L'analyse dimensionnelle montre que l'équation B.4 devient alors :

$$\alpha_2 = f(\alpha_1, \gamma, \sigma, Re_1 = \frac{V_1 l}{\nu_1}, M_1 = \frac{V_1}{a_1}) \quad (\text{B.12})$$

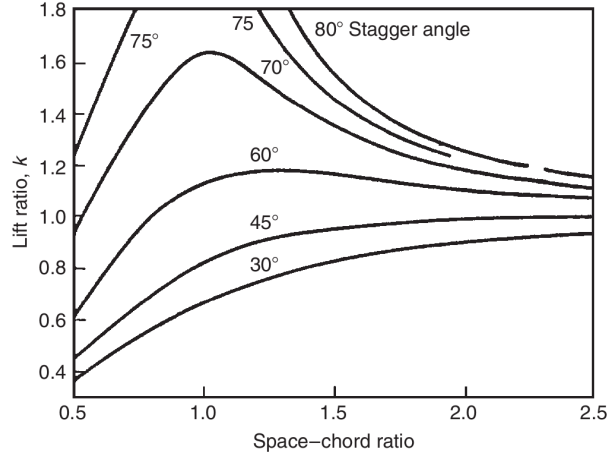


FIGURE B.3 – Evolution du facteur de Weinig, K en fonction du serrage σ et de l'angle de calage γ , [3].

avec a_1 la vitesse du son. Des études réalisées entre autres par Schlichting [74], Das et Bahr [75] avaient montré que la déviation angulaire $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ devient insensible aux variations de Re_l et M_1 dans les conditions suivantes :

- $Re_l > 200\,000$,
- $M_1 < 0.5$ à 0.7 .

Aussi, les résultats qui suivent avaient été définis dans ces conditions :

- Le nombre de Reynolds est grand (couches limites de faible épaisseur) ;
- Absence de décollement des couches limites à la surface des profils ;
- Le nombre de Mach est suffisamment faible pour supposer que l'écoulement est incompressible.

De la même manière que dans le cas du fluide parfait, on cherche à déterminer la fonction $B(\sigma)$. L'hypothèse B.9 n'est plus valable et la forme généralisée de $\tan \tau$ retenue après plusieurs tentatives est la suivante :

$$\tan \tau = a \tan \gamma + b \quad (\text{B.13})$$

avec a et b des constantes dépendant de la forme du profil. L'équation B.5 devient alors :

$$\tan \alpha_2 = (a \tan \gamma + b)(1 - B) + B \tan \alpha_1 \quad (\text{B.14})$$

La forme de la fonction $B(\sigma)$ a été obtenue en déterminant le coefficient directeur de la relation B.14 pour différents essais. La figure B.4 montre la forme de la fonction $B(\sigma)$ d'équation :

$$B(\sigma) = 1 - e^{\left(\frac{-c}{\sigma^d}\right)} \quad (\text{B.15})$$

avec $c = 0.18$ et $d = 1.3$. On détermine par des méthodes statistiques et à partir des valeurs expérimentales des essais NACA, les valeurs des constantes a et b , données dans le tableau B.1.

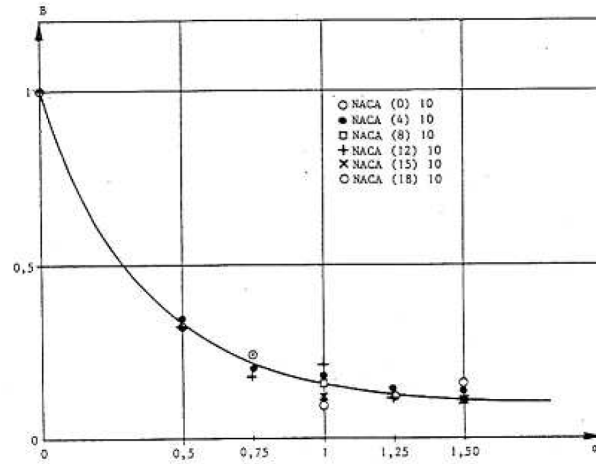


FIGURE B.4 – Forme de la fonction B en fonction du serrage σ . source :[76]

Aubage	Nombre de points de mesure	a	b	Ecart type sur ϵ (en °)
NACA 65(00)10	13	1.2208	-0.12895	0.668
NACA 65(04)10	110	1.0324	-0.10059	0.498
NACA 65(08)10	54	0.9308	-0.14083	0.460
NACA 65(12)10	97	0.8958	-0.20418	0.555
NACA 65(15)10	40	0.8930	-0.28152	0.676
NACA 65(18)10	78	0.9210	-0.33506	0.685
NACA 65(21)10	17	0.9309	-0.38832	0.316
NACA 65(24)10	16	1.0783	-0.49282	0.388
NACA 65(27)10	6	0.8134	-0.41424	0.393
NACA 65(00)06	9	0.8988	0.5484	0.455
NACA 65(04)06	33	0.8065	0.1734	0.639
NACA 65(08)06	31	0.6637	0.1683	0.653
NACA 65(12)06	22	0.7004	-0.0203	0.637

Tableau B.1 – Coefficients a et b pour les différents profils NACA testés.

Pour déterminer la précision de cette loi à partir des résultats expérimentaux, les écarts entre les valeurs d'angle de sortie obtenu par calcul α_{2c} et d'angle de sortie mesuré α_{2m} avaient été calculés et montrent de très bonnes précisions pour différents types de profils. L'écart ϵ est compris entre :

$$-1.093^\circ < \epsilon < +1.093^\circ \quad (\text{B.16})$$

Il est intéressant de rappeler que la précision de ces mesures réalisées sur les profils NACA était du même ordre de grandeur ($\pm 1^\circ$). En conclusion, il existe une fonction $B(\sigma)$ universelle et ne dépendant que de σ et non de γ en première approximation. Cette relation est valable pour σ compris entre 0.5 et 2.1 et γ compris entre -38° et $+75^\circ$, et ce quelque soit la forme de l'aubage. De plus, toujours à partir des essais NACA, on montre que la relation en tangente entre l'angle à déviation nulle τ et le calage γ est linéaire. Avec ces deux résultats, il devient possible en fluide réel et incompressible d'exprimer l'angle de sortie d'une grille d'aube quelconque en fonction de paramètres géométriques facilement accessibles : l'angle d'entrée α_1 , le serrage σ et le calage γ . L'équation B.14 devient alors :

$$\tan \alpha_2 = (a \tan \gamma + b) \exp^{-\frac{0.18}{\sigma^{1.30}}} + (1 - \exp^{-\frac{0.18}{\sigma^{1.30}}}) \tan \alpha_1 \quad (\text{B.17})$$

Dans les essais NACA, on définit un angle de référence correspondant à une répartition de pression sans discontinuité sur les profils, noté N sur la figure 2.3. Il correspond à un bon point de fonctionnement puisqu'il évite les survitesses locales pour un nombre de Mach élevé. On remarque qu'en général cet angle est proche du milieu de la "zone d'utilisation" de la grille entre i_A et i_B sur cette même figure. Cet angle sera noté i_0 par la suite.

A l'aide d'une étude statistique à partir des différents résultats sur les profils de type 65(10%), on montre que l'angle d'incidence de référence est fonction du serrage σ et du coefficient de portance en aubage unique à incidence nulle, $C_{z\infty 0}$ et obéit à la relation suivante :

$$\begin{aligned} i_0 &= -2.525 + p(\sigma)(C_{z\infty 0} + 0.823) \\ p(\sigma) &= 15.535 - 12.467e^{-0.4242\sigma} \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

Cette relation est valable dans les conditions suivantes :

$$\begin{cases} 0 & \leq C_{z\infty 0} & \leq 2.7 \\ 30^\circ & \leq \alpha_1 & \leq 70^\circ \\ 0.5 & \leq \sigma & \leq 1.5 \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

L'écart type sur i_0 pour les 78 profils étudiés est de 0.12° . La déviation angulaire de référence, $\Delta\alpha_0$ pour un angle d'incidence de référence i_0 assurant à la grille un niveau de fonctionnement satisfaisant du point de vue des pertes est également obtenu par des méthodes statistiques :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_0 &= -0.94 + q(\alpha_1)(i_0 - 2.07) \\ q(\alpha_1) &= 2.1028 - 4.019 \cdot 10^{-7} \alpha_1^{3.382} \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

avec α_1 , i_0 et $\Delta\alpha_0$ en degrés. Notons qu'il est possible d'obtenir la déviation angulaire avec les formules suivantes déjà présentées :

$$\begin{cases} \tan \alpha_2 &= (a \tan \gamma + b)(1 - B) + B \tan \alpha_1 \\ B(\sigma) &= 1 - e^{\left(\frac{-c}{\sigma^d}\right)} \\ \gamma &= \alpha_1 - i_0 \\ \Delta\alpha_0 &= \alpha_1 - \alpha_2 \end{cases} \quad (\text{B.21})$$

et que ces formules donnent une meilleures précisions. Cependant, on ne peut appliquer ces formules que si les caractéristiques de la grille d'aube sont connues (problème direct). Pour le cas d'un problème inverse on utilisera la formule B.20. Enfin, pour déterminer la forme d'une pale, donc le cas d'un problème inverse, on a vu qu'il est possible d'utiliser les deux relations B.18 et B.20 :

$$i_0 = f(\sigma, C_{z\infty 0}) \quad (\text{B.22})$$

$$\Delta\alpha_0 = g(\alpha_1, i_0) \quad (\text{B.23})$$

On connaît α_1 et $\Delta\alpha_0$. On a donc trois inconnus et deux équations. Pour fermer le système, on introduit la relation empirique suivante :

$$C_{z\infty 0} = 0.0627 \Delta\alpha_0 + 0.2 \quad (\text{B.24})$$

La relation B.24 décrit le lieu des minimums de C_x . Elle est valable pour $\Delta\alpha_0$ compris entre 0° et 42° .

Annexe C

Principes de la PIV et de la LDV

C.1 PIV

C.1.1 Principe de fonctionnement

La « vélocimétrie par image de particules » (ou Particles Image Velocimetry) est une méthode de mesure de champ de vitesses non-intrusive, indirecte et globale. On utilise un laser, un ensemencement (les particules) et une camera reliée à une unité de stockage pour stocker les images et les traiter par la suite. Le schéma de la figure C.1 illustre le principe de fonctionnement. Le principe de la méthode repose sur l'hypothèse suivante : *les particules*

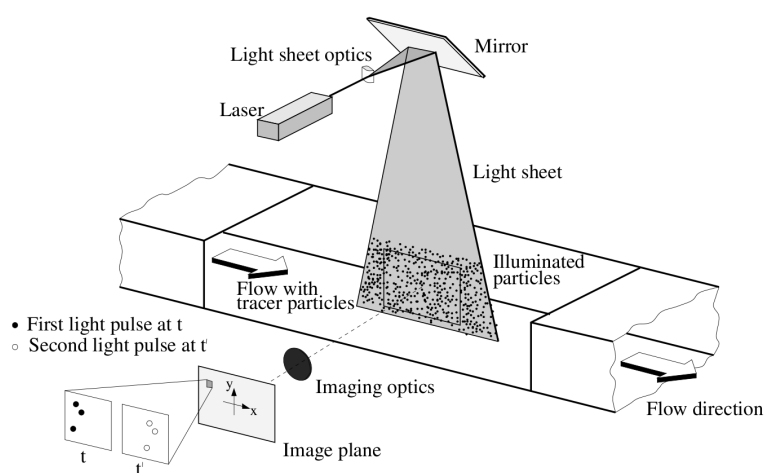


FIGURE C.1 – Principe de fonctionnement de la PIV. source :

introduites dans le fluide possèdent les mêmes propriétés et caractéristiques que le fluide lui-même de sorte que celles-ci suivent exactement la trajectoire de l'écoulement. En effet, dans cette méthode de mesure, mais c'est également le cas pour la LDV décrite un peu plus loin, on ne mesure pas directement la vitesse de l'écoulement mais la vitesse de ces particules injectées. D'où l'importance du choix de l'ensemencement à utiliser. On entend par propriétés les propriétés physiques telles que la masse volumique et par caractéristique notamment la taille ou le diamètre de ces gouttelettes. La figure C.2 montre le temps de

réponse de particules de différentes tailles illustrant son importance dans un régime très turbulent avec des variations de trajectoire très fréquentes.

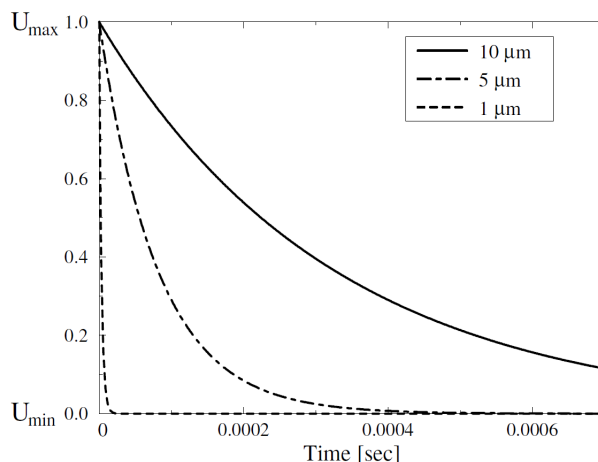


FIGURE C.2 – Temps de réponse d’une particule en fonction de la vitesse de l’écoulement et en fonction de la taille de la particule, [65]

Des gouttelettes trop grandes risquent de s’écarter de la trajectoire de l’écoulement. En revanche, des gouttelettes trop petites sont plus difficiles à détecter car elles renvoient moins de lumière. Une fois que les gouttelettes sont injectées dans l’écoulement avec une densité suffisamment importante, on prend deux images à intervalle de temps t très court. Au moment même où les prises d’images sont déclenchées, une nappe laser éclairant le plan de mesure préalablement réglé est également déclenchée. C’est analogue au flash d’un appareil photo qui se déclencherait au moment de la prise de la photo. A la différence d’un flash, cette nappe laser éclaire un plan bien précis (et non pas tout l’espace) d’une épaisseur de quelques millimètres. Il y a dans cette technique un certain nombre de paramètres qu’il faut régler pour garantir des mesures de bonnes qualités et exploitables :

- *Éclairage (Puissance laser, Illumination)* : la puissance de l’éclairage laser nécessaire est directement liée au pouvoir de diffusion des particules et donc à la taille de celles-ci. En particulier dans l’air, où il faut avoir des particules suffisamment petites pour mieux suivre l’écoulement, il est nécessaire d’utiliser une source laser plus puissante afin de garantir une quantité suffisante de lumière pénétrant l’objectif de la caméra. Dans le cas contraire, les images sont trop sombres et difficilement exploitables. Dans l’eau, des particules de plus grandes tailles sont utilisables et on peut donc diminuer la puissance de la source laser.
- *Durée de l’illumination laser* : c’est un paramètre très important et qu’il faut bien régler. En effet, une durée d’illumination trop longue risque de rendre les images floues et inexploitables. Ce temps doit être réglé de sorte que les particules sur les images paraissent figées et non « en déplacement ».
- *Temps entre deux impulsions laser ou entre deux illuminations* : la durée entre deux impulsions laser doit être suffisamment longue pour permettre la distinction d’un déplacement de particules sur les deux images mais également suffisamment court pour éviter que les particules sortent du plan de mesure entre les deux impulsions

consécutives.

- *Homogénéité des particules traceurs dans l'écoulement* : Dans certains types d'expériences, on peut être amené à localiser l'ensemencement là où on souhaite observer l'écoulement. En PIV, il est nécessaire d'avoir un ensemencement homogène pour pouvoir appliquer les techniques statistiques couramment utilisées en PIV. La figure C.3 illustre ce point. Si la densité est trop faible ou au contraire forte, il devient difficile de reconstituer correctement le champs de vitesses.
- *Objectif caméra* : la qualité du système optique et notamment de l'objectif peut avoir une influence non négligeable sur les images. Le choix de l'objectif, notamment de sa focale permet d'améliorer la précision des mesures. Il est possible de faire varier l'ouverture du diaphragme de l'objectif afin de laisser plus ou moins de lumière pour affiner les réglages des paramètres ci-dessus.

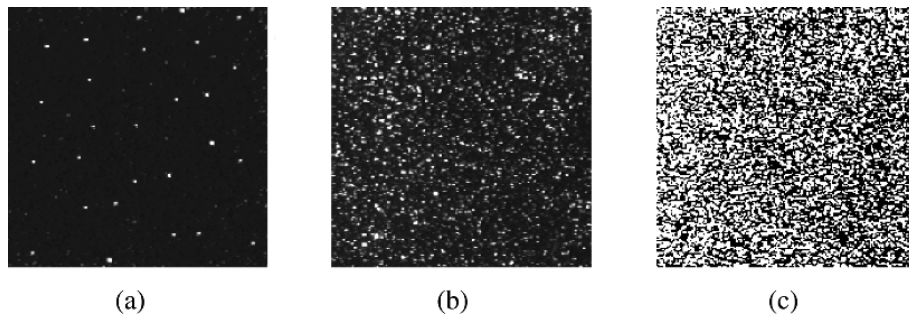


FIGURE C.3 – Densité de l'ensemencement : a) faible, b) moyenne, c) forte, [65]

Une fois que les images sont prises et stockées, on peut procéder au post-traitement. Chaque image est divisée en « zones d'interrogation » puis une corrélation croisée est réalisée entre les zones de la première image avec les zones de la seconde image. Les deux zones d'interrogation appartenant chacune à une image différente et ayant le produit de corrélation le plus élevé, donc qui se ressemble le plus constituent le déplacement Δx . La figure C.4 montre un exemple de pic de corrélation croisée. Derrière cette explication très simplifiée du principe de la PIV, se cache un certain nombre de méthodes et d'algorithmes plus ou moins complexes non abordés en détail ici. Cependant le lecteur pourra trouver un grand nombre de publications traitant de manière spécifique le fonctionnement de cette méthode, comme par exemple l'ouvrage [65] ainsi que la documentation de ces systèmes de mesures fournie par le fabricant.

C.2 LDV

C.2.1 Principe de la méthode LDV - Rappel de l'effet Doppler

La LDV utilise le principe selon lequel une onde émise par une source en déplacement voit sa fréquence modifiée selon l'observateur (Effet Doppler). C'est la vitesse de la source par rapport à l'observateur qui quantifie cette modification. La source est alors la particule en déplacement traversant un faisceau. Considérons une particule voyageant à la vitesse

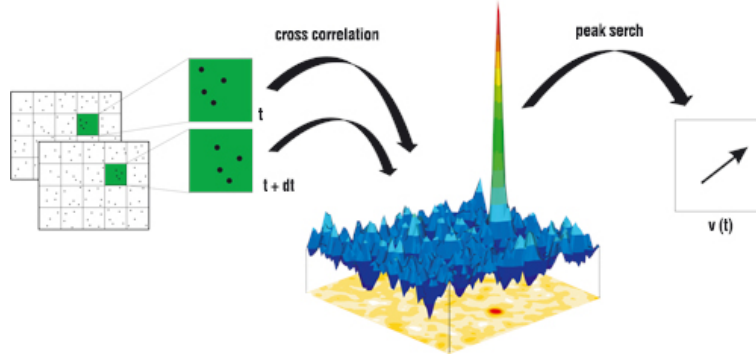


FIGURE C.4 – Illustration de détermination du déplacement d’une particule par corrélation croisée : Le pic du graphe illustre la détection de deux zones d’interrogation, une sur chaque image, ayant un coefficient de ressemblance élevé. Le déplacement de particule sera déterminé en calculant la distance entre ces deux zones d’interrogation. Source : La Vision.

U , éclairée par un faisceau laser de fréquence f_0 et de longueur d’onde λ_0 se propageant dans la direction \vec{e}_i , comme sur la figure C.5. La lumière diffusée par la particule selon la

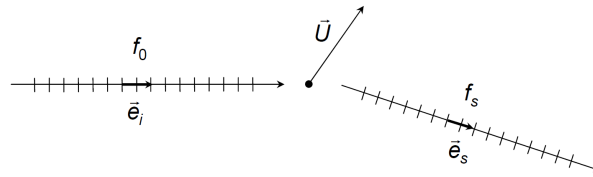


FIGURE C.5 – Description de l’effet de Doppler. Source : cours LIMSI

direction \vec{e}_s a une fréquence f_s et une longueur d’onde λ_s . Le décalage Doppler est alors :

$$f_D = f_s - f_0 \quad (\text{C.1})$$

Compte tenu des notations ci-dessus, la vitesse relative entre la particule et les plans d’onde du faisceau incident (de célérité $c = f_0 \lambda_0$) s’écrit alors $\vec{c} - \vec{U} \cdot \vec{e}_i$. La fréquence relative s’écrit :

$$f' = \frac{c - \vec{U} \cdot \vec{e}_i}{\lambda_0} = f_0 - \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}_i}{\lambda_0} \quad (\text{C.2})$$

Un observateur perçoit la lumière diffusée selon la direction \vec{e}_s et à la fréquence f_s telle que ($\lambda_s \approx \lambda_0$) :

$$f' = \frac{c - \vec{U} \cdot \vec{e}_s}{\lambda_s} = f_0 - \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}_s}{\lambda_s} \quad (\text{C.3})$$

En combinant les équations C.2 et C.3, on obtient :

$$f_D = f_s - f_0 = \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_i) \quad (\text{C.4})$$

L'équation C.7 exprime le changement de fréquence ou le décalage Doppler vu par un observateur fixe (le récepteur optique en LDV). Il est fonction de la vitesse relative de la particule et de la position de l'observateur.

En pratique les fréquences f_0 et f_s sont de l'ordre de 10^{14} Hz alors que f_D est de l'ordre de $10^6 - 10^7$ Hz. Si on doit déterminer f_D à partir de la mesure directe de f_s et f_0 puis de leur différence, il faudrait un instrument ayant une résolution de 10^{-8} pour une précision de 10% seulement. On utilise donc un autre montage optique appelé à franges, permettant d'extraire directement la fréquence de Doppler, f_D .

C.2.2 Montage à franges - Fréquence Doppler différentiel

Dans ce montage, en un point de l'espace, deux faisceaux laser semblables, quasi-monochromatique et de même longueur d'onde s'intersectent et créent ce qu'on appelle un « *volume de mesure* », voir figure C.6. Dans ce volume de mesure on voit apparaître alors des franges interférence alternativement brillantes et sombres.

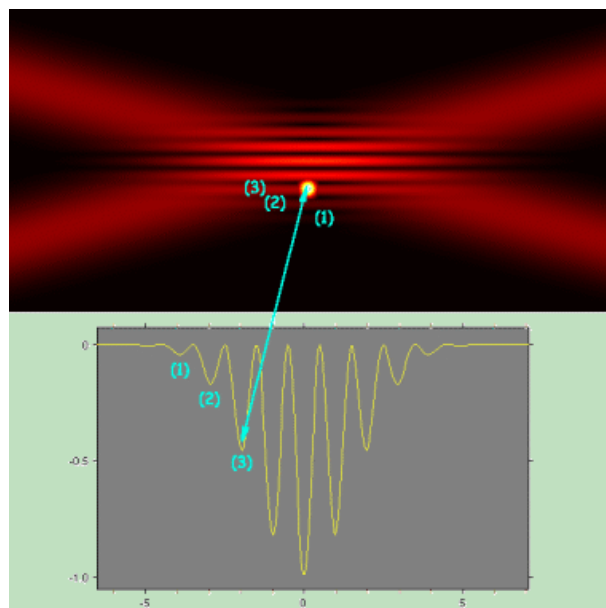


FIGURE C.6 – a) Volume de mesure créé par deux faisceaux laser monochromatique. Des franges alternativement sombres et brillantes apparaissent dans ce volume de mesure. b) La particule passant à travers ce volume de mesure émet de la lumière chaque fois qu'elle traverse une frange brillante. Le signal électrique (le burst) détecté par le récepteur LDV est l'image du passage de la particule à travers ces franges. Source : Dantec 1999

Une particule transitant dans ce volume de mesure diffuse de la lumière chaque fois qu'elle passe à travers une frange brillante. Les fréquences de chacun des faisceaux laser diffusés par la particule sont :

$$f_{s1} = f_0 + \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_{i1}) \quad (\text{C.5})$$

$$f_{s2} = f_0 + \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_{i2}) \quad (\text{C.6})$$

La fréquence du signal vu par le récepteur est alors :

$$\begin{aligned} f_D &= f_{D2} - f_{D1} \\ &= \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_{i1} - \vec{e}_{i2}) \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

Ce signal lumineux, appelé *burst*, est détecté par une optique de réception, le *photomultiplicateur*. Il correspond à la signature du passage de la particule à partir duquel on en tire sa vitesse U . Cette fréquence est indépendante de la direction de diffusion de la lumière. Pour augmenter l'intensité lumineuse recueillie, on collecte la lumière diffusée sur un large angle puis on fait concentrer cette lumière au moyen d'une lentille vers le photomultiplicateur. En projetant U sur les vecteurs \vec{e}_{i1} et \vec{e}_{i2} en s'aidant de la figure C.7, on trouve aisément :

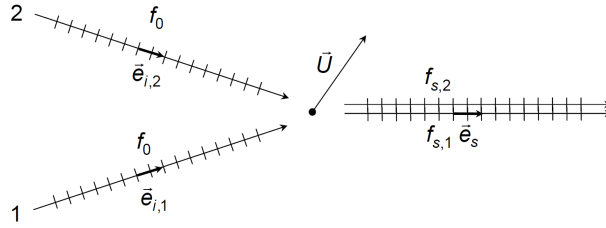


FIGURE C.7 – Schéma

$$\begin{aligned} \vec{U} \cdot \vec{e}_{i1} &= U \sin \frac{\theta}{2} \\ \vec{U} \cdot \vec{e}_{i2} &= -U \sin \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

Dans l'équation C.7, cela donne :

$$f_D = 2 \frac{U}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{C.9})$$

On montre que dans le réseau de franges d'un tel montage, la distance entre deux franges lumineuses ou l'interfrange, i vaut :

$$i = \frac{\lambda_0/2}{\sin \theta/2} \quad (\text{C.10})$$

et par conséquent :

$$f_D = \frac{U}{i} \quad (\text{C.11})$$

C.2.3 Caractéristique du volume du mesure

Une lentille convergente focalise les deux faisceaux laser de diamètre D en un point. Cette lentille de distance focale F , modifie également le diamètre D . Au point d'intersection, celui-ci vaut :

$$D_0 = \frac{4}{\pi} \frac{F}{D} \lambda \quad (\text{C.12})$$

Le volume de mesure comportant le réseau de franges aura une forme elliptique de dimension :

$$\delta_x = D_0 \quad (\text{C.13})$$

$$\delta_y = \frac{D_0}{\cos \frac{\theta}{2}} \quad (\text{C.14})$$

$$\delta_z = \frac{D_0}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (\text{C.15})$$

$$(\text{C.16})$$

Pour la LDV utilisée, on obtient (en mm) :

$$\begin{cases} \delta_x = 0.05 \\ \delta_y = 0.05 \\ \delta_z = 0.443 \end{cases} \quad (\text{C.17})$$

Notons que les équations C.9 et C.16 dépendent toutes les deux de l'angle θ et que par conséquent une modification de l'angle que font les deux faisceaux laser, par exemple à travers une fenêtre curviligne, modifient à la fois l'interfrange i et les dimensions du volume de mesure. D'où l'importance d'une correction adaptée à la forme de la fenêtre.

C.2.4 Ambiguïté sur le sens de la vitesse - Cellule de Bragg

Dans le système décrit, on n'a pas encore abordé la question de la détermination du signe de la vitesse. En effet, si la vitesse change de signe la fréquence de Doppler elle, n'a pas de signe. Le photodétecteur n'est donc pas capable de déterminer le signe de la vitesse. Pour lever cette indétermination, on modifie la fréquence d'un des faisceaux en utilisant une cellule de Bragg. Le signal initial issu de la source laser passe à travers cette cellule qui a deux fonctions. La première est de séparer le faisceau laser en deux faisceaux. Et la deuxième est d'ajouter la fréquence f_0 à l'un des faisceaux. Le système de frange stationnaire se met à défiler à la fréquence f_0 . L'équation C.11 devient alors :

$$f_D \approx f_0 + \frac{2 \sin \frac{\theta}{2}}{\lambda} U \quad (\text{C.18})$$

C'est donc en comparant la fréquence de Doppler f_D à la fréquence de décalage de la cellule de Bragg, f_0 qu'on détermine le signe de la vitesse comme l'illustre la figure C.8. L'équation C.18 montre également qu'il y a une limite inférieure de vitesse pour $f_D = 0$ Hz :

$$U_{inf} > -\frac{\lambda f_0}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (\text{C.19})$$

Sur la LDV utilisée, $U_{inf} = 91.33 \text{ m.s}^{-1}$. La limite supérieure dépend surtout de l'électronique mais cette limite peut atteindre des vitesses supersoniques.

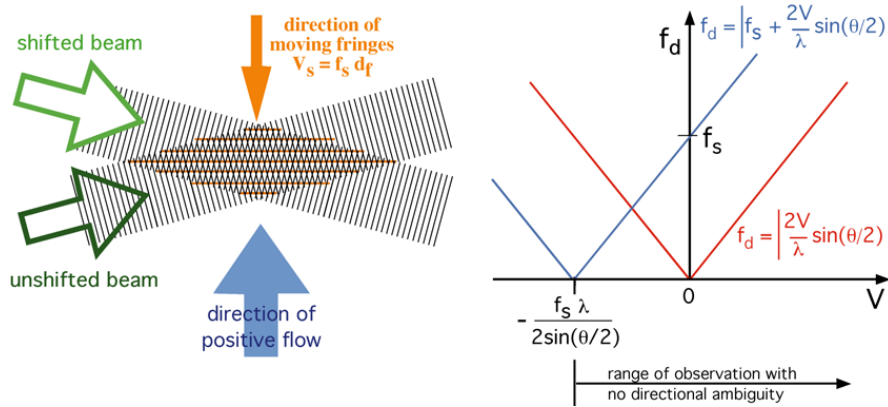


FIGURE C.8 – Détermination du signe de la vitesse de la particule en comparant la fréquence de Doppler du burst avec la fréquence de la cellule de Bragg.

C.2.5 Analyse du signal

Lorsqu'une particule entre dans le volume de mesure elle diffuse de la lumière à chaque passage dans une frange brillante. Ce signal lumineux caractérisé par sa fréquence de Doppler f_D , est modulé en amplitude par un signal enveloppe de basse fréquence provenant de la répartition gaussienne de l'intensité lumineuse de la source laser¹. Le signal c) de la figure C.9 est un exemple de signal collecté par le photodétecteur. Ce signal est couramment appelé un « burst » ou "une bouffée Doppler". Pour extraire la fréquence f_D , on utilise des analyseurs spectraux de bouffées Doppler qui déterminent le spectre puis la fréquence f_D . Le principe de base de l'analyseur spectral de bouffées, ou *BSA* ("Burst Spectrum Analyser") est de calculer le spectre du signal Doppler sur un nombre limité d'échantillons ($N_e=8, 16, 32$ ou 64) en calculant sa transformée de Fourier rapide (*FFT*). Il détermine ensuite la fréquence maximale locale de ce spectre qui correspond à la fréquence de Doppler. Ce calcul est réalisé en temps réel et est quasi-instantané. Une fois que le spectre fréquentiel est calculé, le *BSA* lisse le spectre avec une fonction de sinus cardinal qui correspond à la transformée de Fourier de la fonction sinus dans une fenêtre temporelle finie. Puis le *BSA* compare le pic le plus élevé (correspondant à f_D) avec les hauteurs des deux maxima locaux de ce pic. La mesure est validée seulement si le rapport du pic avec les maxima locaux est supérieur à quatre. La valeur de quatre est purement empirique. Cette méthode de validation est supposée éliminer toutes les mesures où plus de deux particules voyageant à différentes vitesses entrent dans le volume de mesure au même instant. Ce cas est illustré dans la figure C.9(d-f)

1. aux extrémités du faisceau, l'intensité est la plus faible et elle atteint son maximum au centre du faisceau.

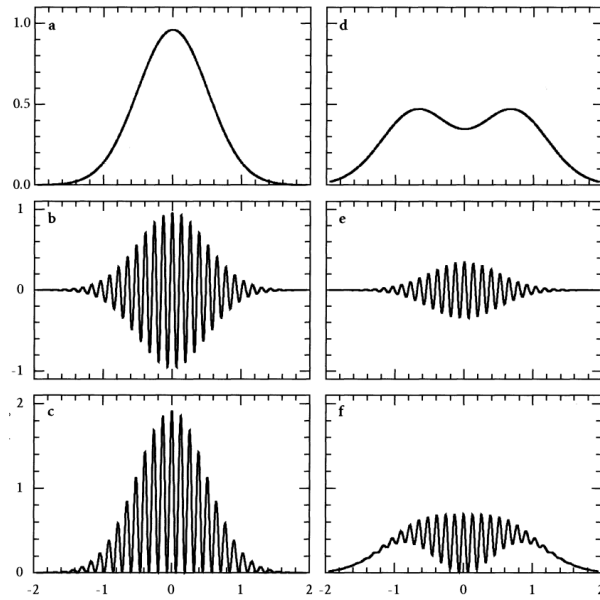


FIGURE C.9 – Signal burst. (a-c) : cas d’une seule particule passant à travers le volume de mesure. (d-f) : cas de deux particules passant à travers le volume de mesure. (c-f) : signal doppler modulé en amplitude. (b-e) : signal doppler après filtre passe-bande. (a-d) : signal d’amplitude du pedestal

Annexe D

Algorithme de dimensionnement du rotor aval

```

clear all;
close all;

%% Variables initiales

Z_R2= ;
N1= ;
n= ;
e_max= ;
R_int= ;
R_ext= ;

D_Rint= ;
D_Rext= ;

% Valeurs MFT entre les rayons R_int et R_ext
R_mft=[].*10^(-3);

alpha2_R1_mft=[].*(180/pi);
alpha_fun = fit((R_mft*1000)',(alpha2_R1_mft)', 'poly4');

ca2_R1_mft=[];
ca_fun = fit((R_mft*1000)',(ca2_R1_mft)', 'poly4');

R=[].*10^(-3);
R=R';
alpha2_R1=alpha_fun(R*1000).*pi/180;
ca2_R1=ca_fun(R*1000);

%% Deflexion
U_R2=n*N1*(2*pi/60).*R;
Beta1_R2=atan2((U_R2+ca2_R1.*tan(alpha2_R1)),ca2_R1);

% Hypothese : sortie purement axial => alpha2_R2=0

Beta2_R2=atan2(U_R2,ca2_R1);
DeltaBeta_R2=Beta1_R2-Beta2_R2;

%% Calage
i_0=(DeltaBeta_R2.*(180/pi)+0.94)./(2.103-4.019e-7*...
(180/pi).*Beta1_R2.^(3.382))+2.07;
gamma=Beta1_R2.*(180/pi)-i_0;

%% Serrage
A_ext=D_Rext-1+cos(Beta1_R2(end))/cos(Beta2_R2(end));
B_ext=cos(Beta1_R2(end)).*(tan(Beta1_R2(end))-tan(Beta2_R2(end)));
sigma_ext=(A_ext*2/B_ext)^(-1);

% Nbr de pales R2
% RPM
% N_R2/N_R1;
% Epaisseur max de la pale en m
% Rayon interieur du rotor en m
% Rayon exterieure du rotor en m

% Facteur Diffusion Pied
% Facteur Diffusion Peripherie

% Rayons en m

% alpha 2 en rad
% interpolation de alpha 2

% ca2 en m.s-1
% interpolation de ca2

% Rayons (m) de rotor à utiliser pour construire Rotor 2

% Calcul de alpha2_R1 en fonction de Rayons en rad
% Calcul de ca2_R1 en fonction de Rayons en m.s-1

% Vitesse d'entrainement de R2 pour chaque rayon en m.s-1
% Angle Beta 1 pour le rotor 2

% Angle Beta 2 (rad) pour le rotor 2, ca2_R1=ca1_R2
% Deflexion (rad)

% en degre
% en degre

```

```

A_int=D_Rint-1+cos(Beta1_R2(1))/cos(Beta2_R2(1));
B_int=cos(Beta1_R2(1))*(tan(Beta1_R2(1))-tan(Beta2_R2(1)));
sigma_int=(A_int^2/B_int)^(-1);

%% linéarisation de la corde l=f(R)=a*R+b
l_Rext=sigma_ext*2*pi/Z_R2*R_ext;
l_Rint=sigma_int*2*pi/Z_R2*R_int;
a=(l_Rext-l_Rint)/(R_ext-R_int);
b=l_Rext-a*R_int;
l=a.*R+b;

%% Epaisseur
e=(100*e_max)./l;

%% Coefficient de portance
sigma=l./(2*pi.*R./Z_R2);
C_zinf0=(i_0+2.525)./(15.535-12.467*exp(-0.4242.*sigma))-0.823;

%% Interpolation
gamma_fun = fit((R*1000),gamma,'poly4');
l_fun = fit((R*1000),l*1000,'poly3');
C_zinf0_fun=fit((R*1000),C_zinf0,'poly4');
sigma_fun=fit((R*1000),sigma,'poly3');
e_fun=fit((R*1000),e,'poly3');

calage_f=gamma_fun(R*1000);
corde_f=l_fun(R*1000);
Cz_f=C_zinf0_fun(R*1000);
sigma_f=sigma_fun(R*1000);
e_f=e_fun(R*1000);

%% Mise en forme de la matrice pour MFT
M=[R*1000 R*1000 gamma_l*1000 C_zinf0 e sigma sigma_ones(11,5)];
M_f=[R*1000 R*1000 calage_f corde_f Cz_f e_f sigma_f sigma_f_zeros(11,5)];

copyfile('R2_rotor_sauv.3dt','R2_rotor.3dt');
dlmwrite('R2_rotor.3dt',M,'-append','delimiter',...
'\t','precision',4,'newline','pc')

%% Tracer les fonctions calculées et leur interpolation
% si l'interpolation ne convient pas (ne passe pas par tout les points),
% choisir un autre poly

figure('Name','\alpha2_{R1} et son fit')
plot(R*1000,alpha2_R1)
hold on

```

% m

% equation de la corde l après linéarisation

% Epaisseur relative en %

```

plot(alpha_fun)
xlabel('Rayon en mm')
ylabel('\alpha_{l_{R2}} en degré')
title('\alpha_{l_{R2}} en fonction de R')

```

```

figure('Name','ca2_R1 et son fit')
plot(R*1000,ca2_R1)
hold on

```

```

plot(ca_fun)
xlabel('Rayon en mm')
ylabel('ca_{l_{R2}} en m.s-1')
title('ca_{l_{R2}} en fonction de R')

```

```

figure('Name','\gamma')
plot(R*1000,gamma,'o')
hold on

```

```

plot(R*1000,calage_f,'r')
ylim([0 90]);

```

```

xlabel('Rayon en mm')
ylabel('\gamma en degré')
title('\gamma en fonction de R')
grid on

```

```

figure('Name','Corde')

```

```

plot(R*1000,l*1000);

```

```

xlabel('Rayon en mm')
ylabel('l en mm')

```

```

title('longueur de la corde en fonction de R')

```

```

figure('Name','C_{zinf0}')

```

```

plot(R*1000,C_zinf0,'o');

```

```

hold on

```

```

plot(R*1000,Cz_f,'r')

```

```

ylim([0 3]);

```

```

xlabel('Rayon en mm')

```

```

ylabel('C_{z \inf 0}')

```

```

title('Cz en fonction de R')

```

```

grid on

```

Annexe E

Champs de vitesse en aval du rotor amont R1, seul à $N_{R1}=2000$ rpm

E.1 Mesures réalisées dans le plan P_1 de la figure 3.21 pour différentes positions angulaires et différents débit

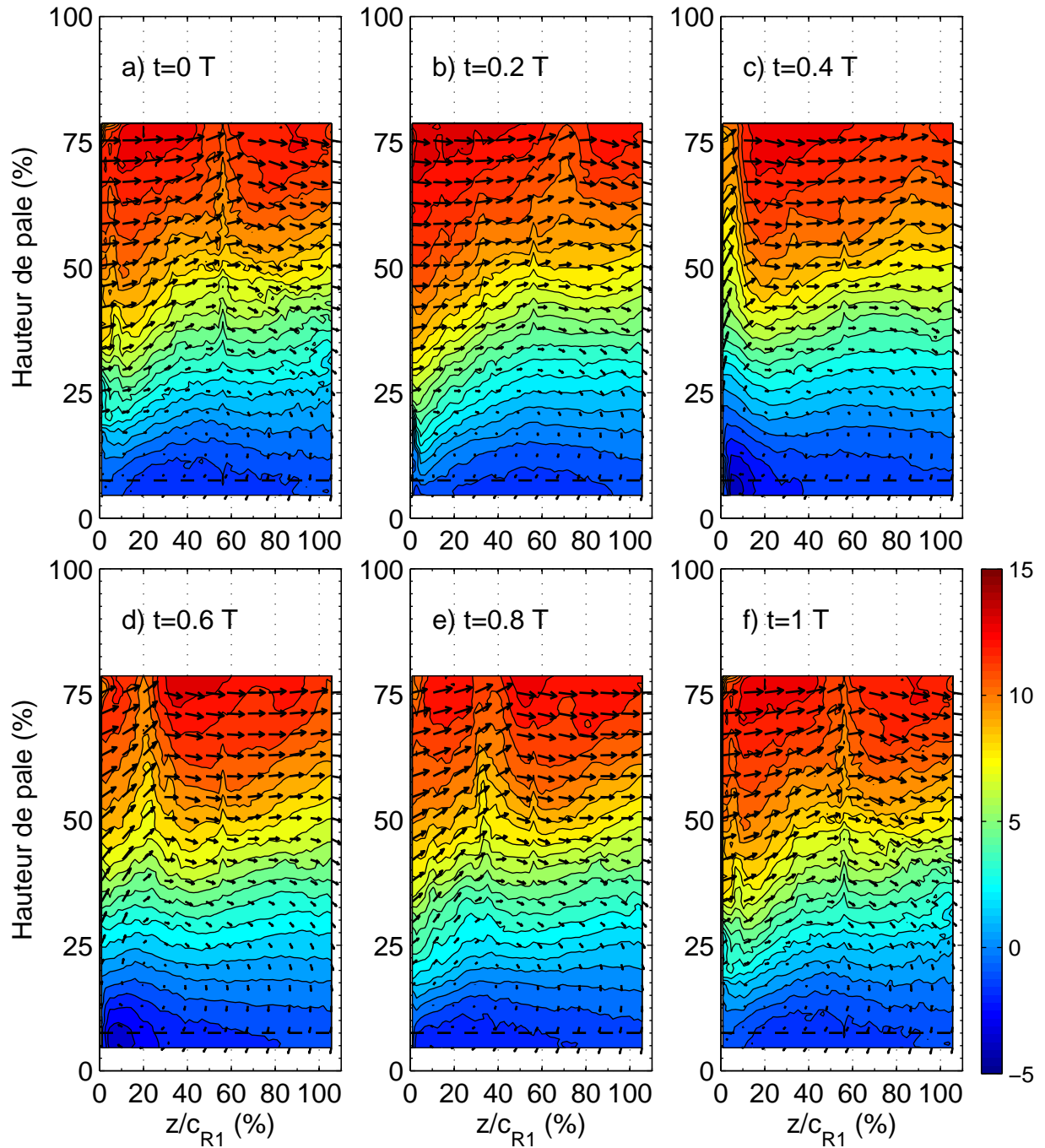


FIGURE E.1 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de R1 seul, calculé à partir de 500 images dans le plan P_1 de la figure 3.21, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la vitesse axiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm, $Q_v=0.9Q_{nom}$, $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727\ \mu s$ et $c_{R1}=58$ mm.

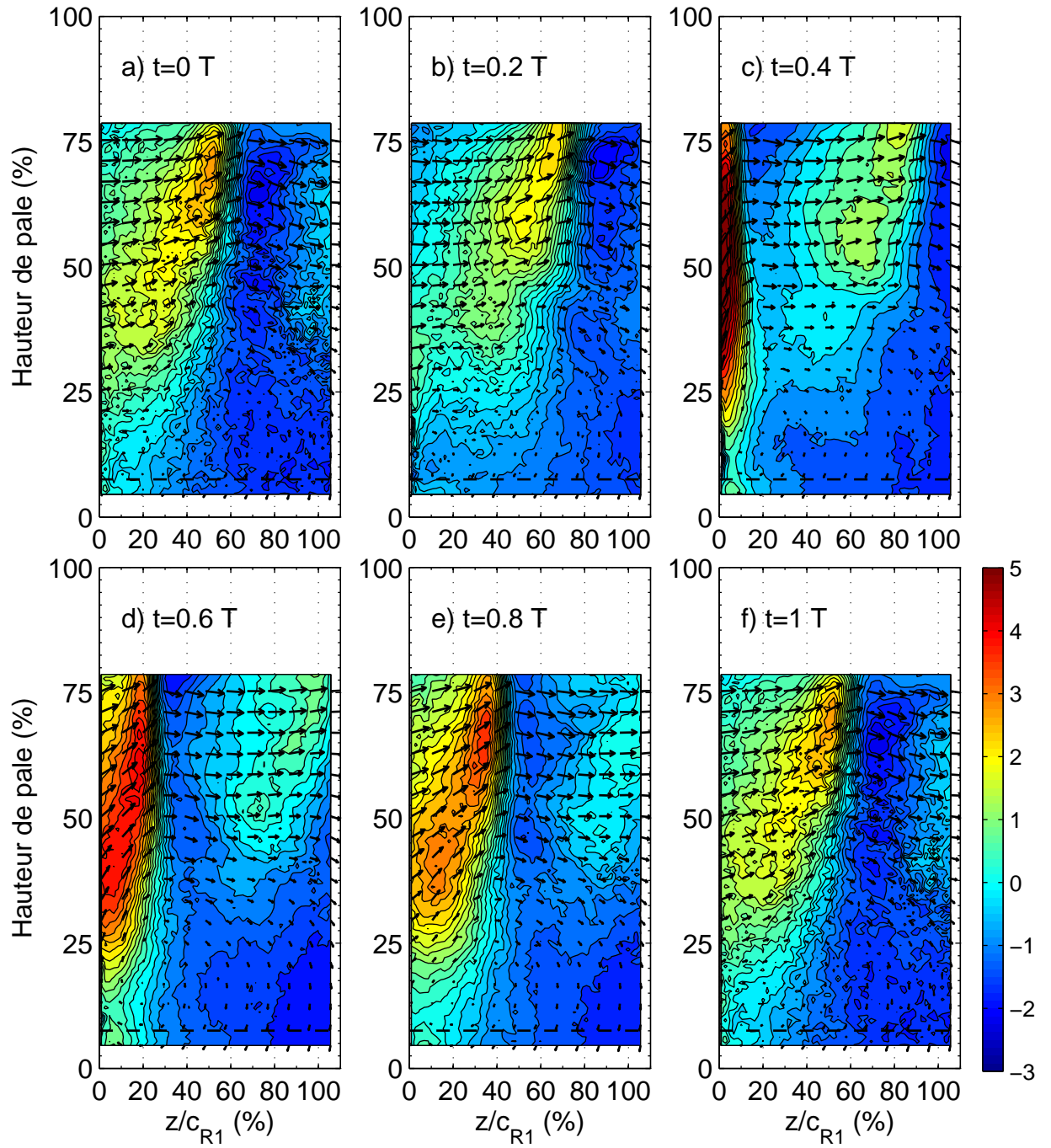


FIGURE E.2 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de R1 seul, calculé à partir de 500 images dans le plan P_1 de la figure 3.21, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la vitesse radiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm, $Q_v=0.9Q_{nom}$, $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727 \mu s$ et $c_{R1}=58$ mm.

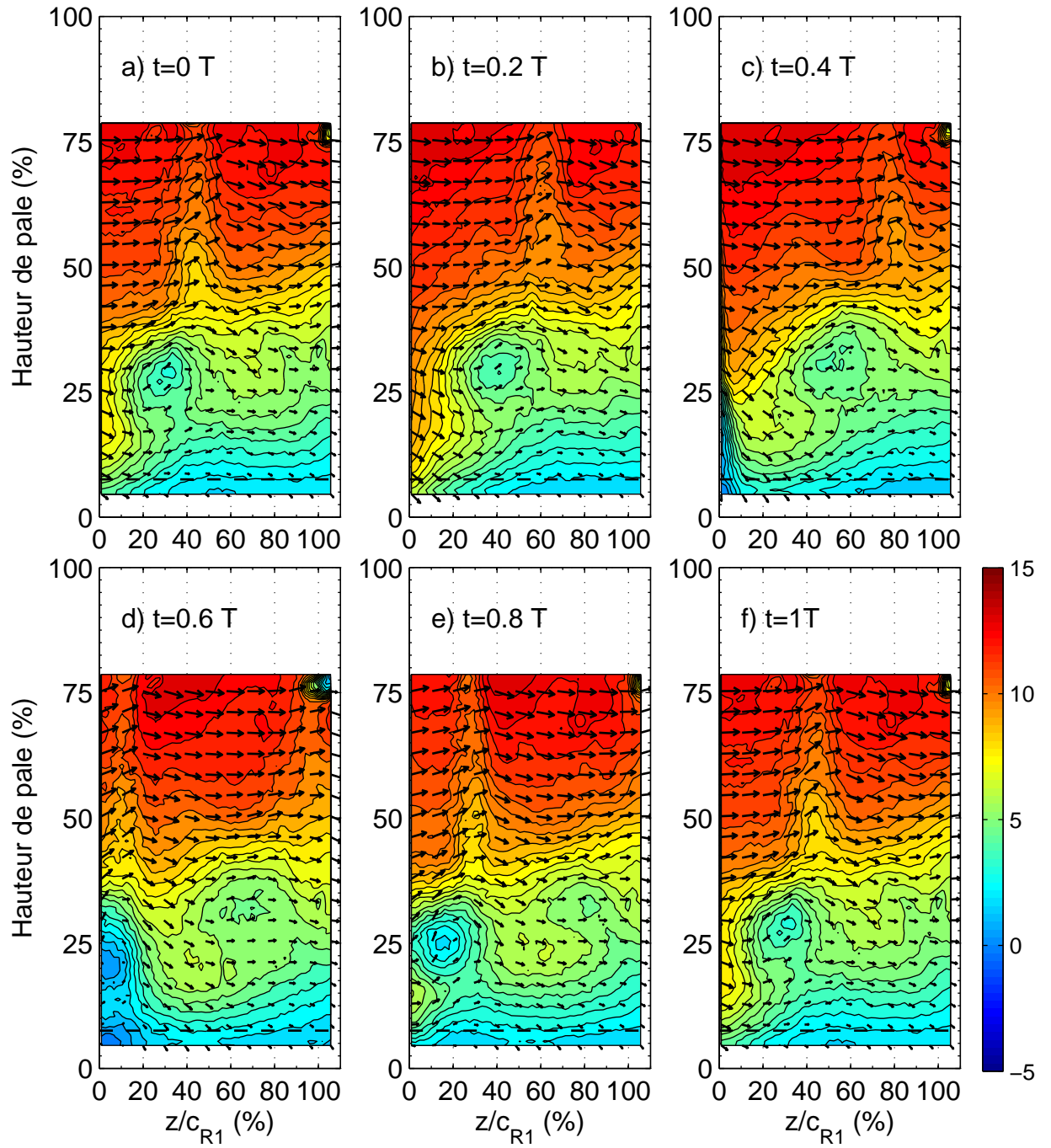


FIGURE E.3 – *Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de R1 seul, calculé à partir de 500 images dans le plan P_1 de la figure 3.21, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la vitesse axiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm, $Q_v=Q_{nom}$, $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727\ \mu s$ et $c_{R1}=58$ mm.*

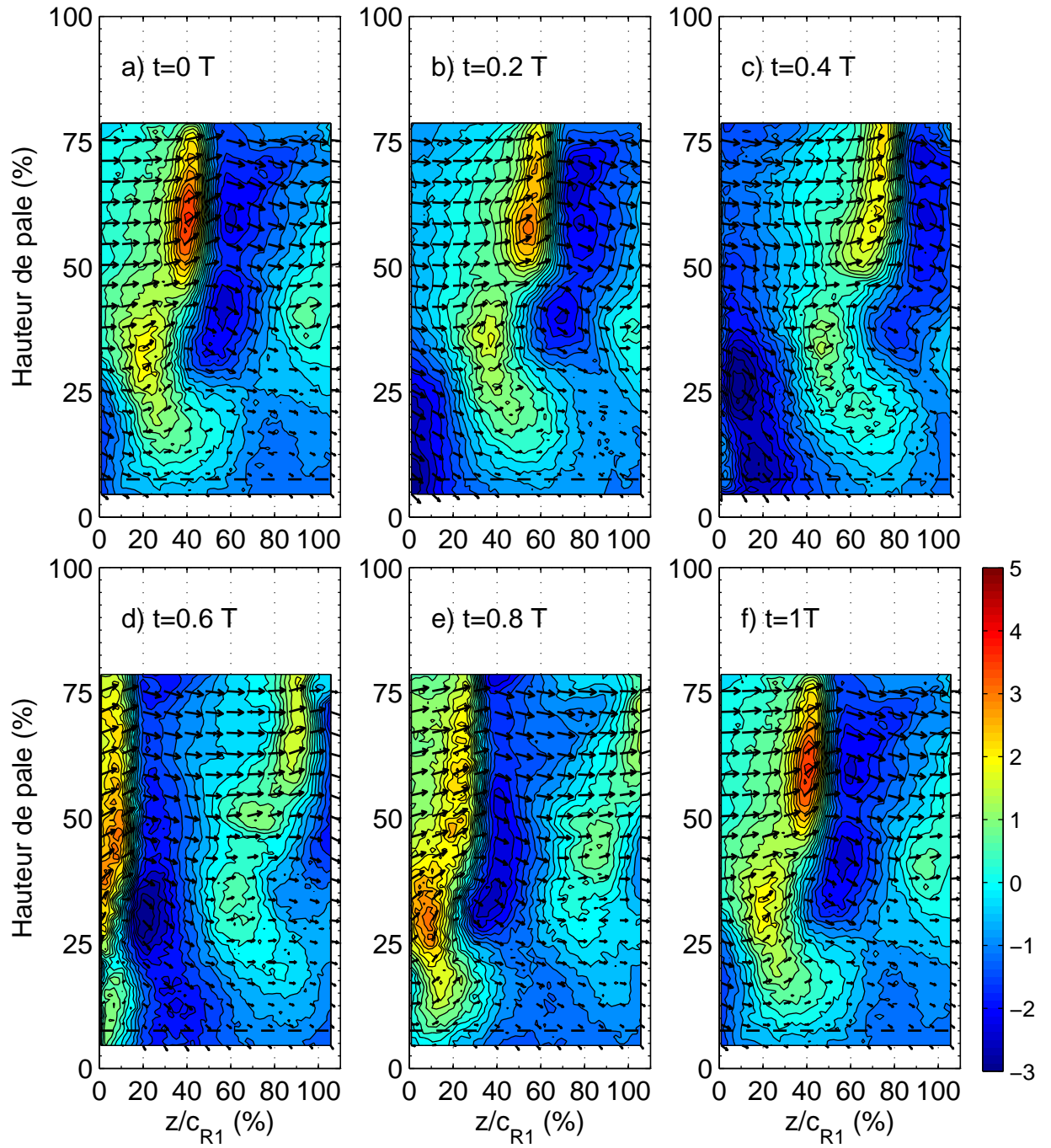


FIGURE E.4 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de R1 seul, calculé à partir de 500 images dans le plan P_1 de la figure 3.21, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la vitesse radiale en m.s^{-1} . $N_{R1}=2000 \text{ rpm}$, $Q_v=Q_{nom}$, $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727 \mu\text{s}$ et $c_{R1}=58 \text{ mm}$.

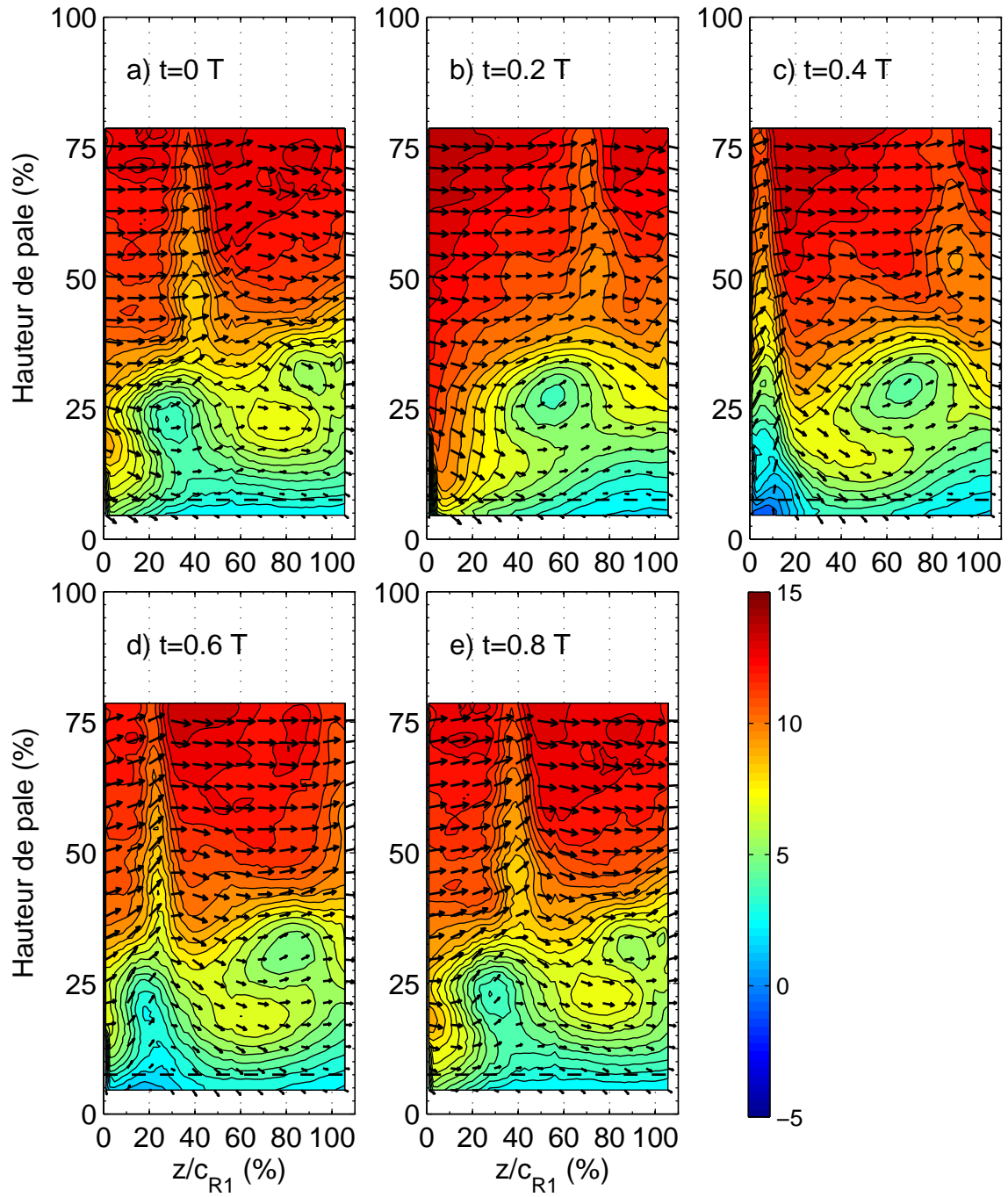


FIGURE E.5 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de R1 seul, calculé à partir de 500 images dans le plan P_1 de la figure 3.21, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la vitesse axiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm, $Q_v=1.1 Q_{nom}$, $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727 \mu s$ et $c_{R1}=58$ mm.

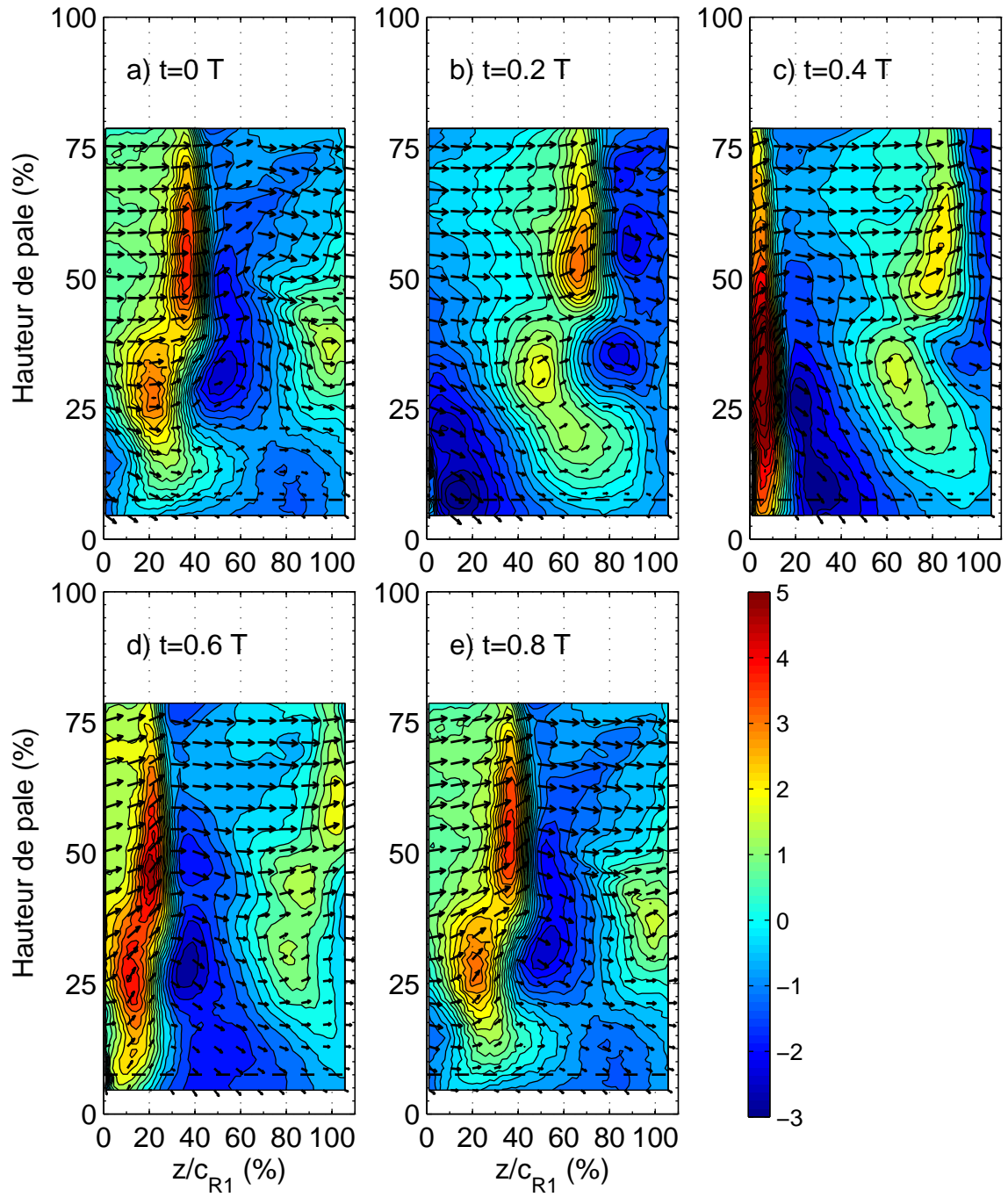


FIGURE E.6 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de R1 seul, calculé à partir de 500 images dans le plan P_1 de la figure 3.21, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la vitesse axiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm, $Q_v=1.1 Q_{nom}$, $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727 \mu s$ et $c_{R1}=58$ mm.

E.2 Mesures réalisées dans des plans parallèles à P_1 mais différentes positions radiales, différentes positions angulaires et différents débits

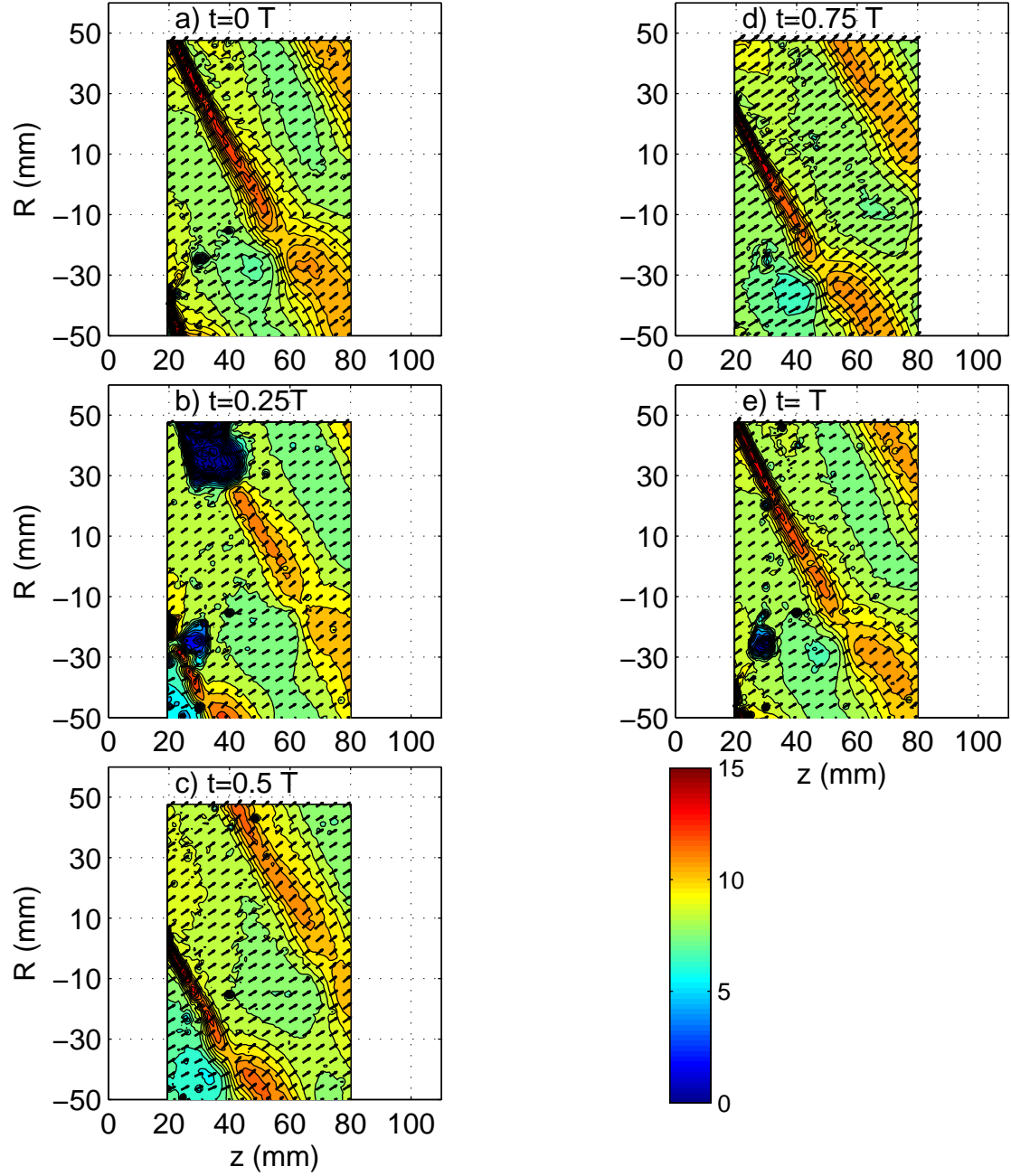


FIGURE E.7 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de $R1$ seul, calculé à partir de 500 images dans un plan P_i de la figure 3.21 au rayon $R=170$ mm, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la norme de la somme vectorielle des vitesses tangentielle et radiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm, $Q_v=0.9Q_{nom}$ et $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727 \mu s$.

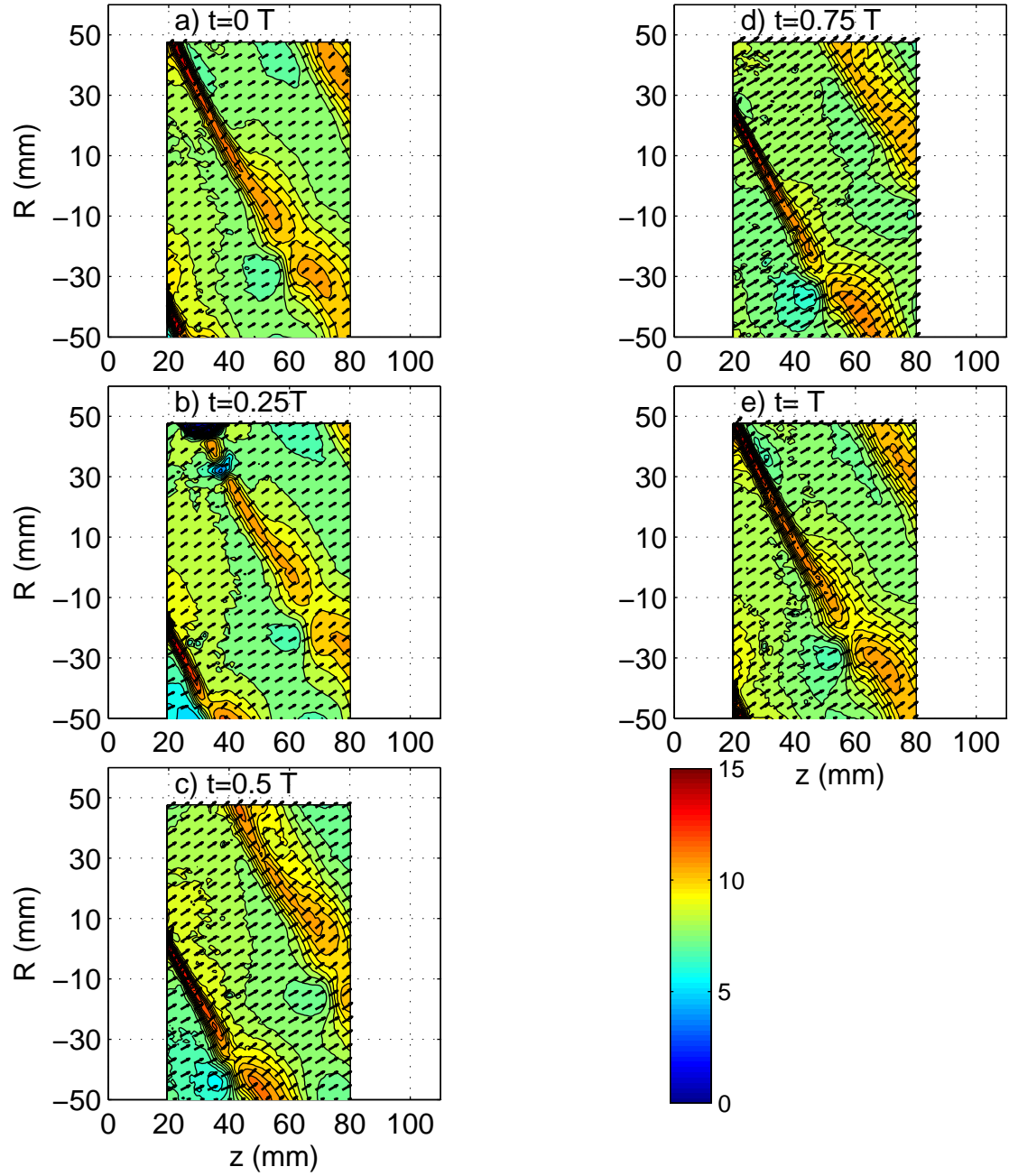


FIGURE E.8 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de R1 seul, calculé à partir de 500 images dans un plan P_i de la figure 3.21 au rayon $R=170$ mm, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la norme de la somme vectorielle des vitesses tangentielle et radiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm, $Q_v=Q_{nom}$ et $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727 \mu s$.

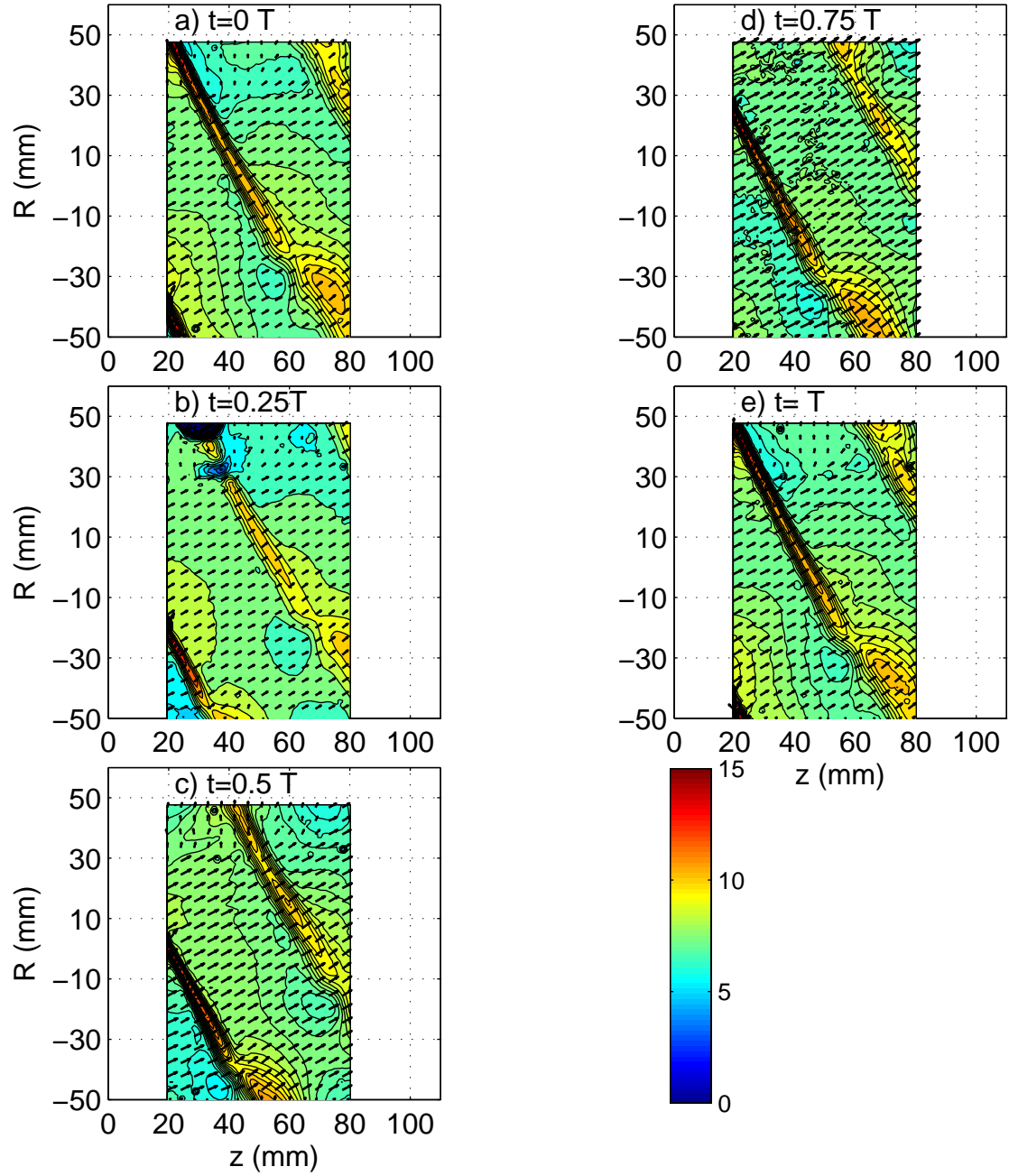


FIGURE E.9 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de $R1$ seul, calculé à partir de 500 images dans un plan P_i de la figure 3.21 au rayon $R=170$ mm, pour différentes positions angulaires. Les lignes de niveau représentent la norme de la somme vectorielle des vitesses tangentielle et radiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm, $Q_v=1.1 Q_{nom}$ et $T=\frac{60}{N_{R1} Z_{R1}}=2.727 \mu s$.

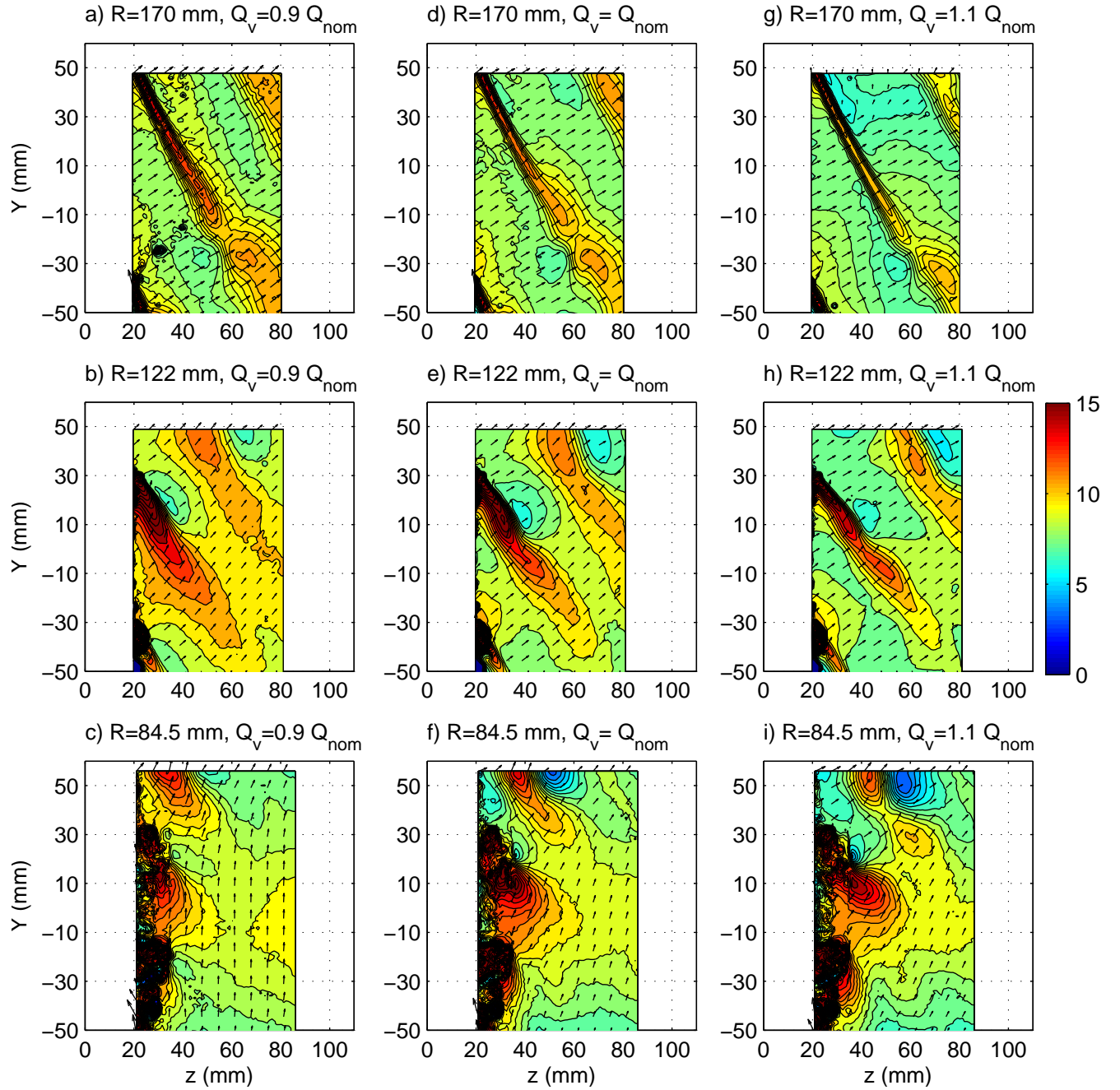


FIGURE E.10 – Champ de vitesse moyenne dans le repère absolu en aval de $R1$ seul, calculé à partir de 500 images dans un plan P_i de la figure 3.21 pour différents rayons, pour différents débits et pour une même position angulaire. Les lignes de niveau représentent la norme de la somme vectorielle des vitesses tangentielle et radiale en $m.s^{-1}$. $N_{R1}=2000$ rpm et $T=\frac{60}{N_{R1}Z_{R1}}=2.727 \mu s$.

ÉTUDE EXPERIMENTALE DE L'ÉCOULEMENT ET DE L'INTERACTION ENTRE DEUX ROTORS CONTRAROTATIFS SUBSONIQUES

RESUME : Le développement de machines à forte vitesse spécifique et de taille réduite en régime subsonique suscite actuellement une forte demande dans de nombreux domaines industriels. Les machines à rotors contrarotatifs largement étudiées en aéronautique constituent une alternative efficace aux machines conventionnelles offrant de nombreux avantages : réduction de la vitesse de rotation, de l'encombrement radial et une grande flexibilité d'utilisation. Cependant, leur utilisation dans des applications subsoniques courantes nécessite une meilleure compréhension de leur fonctionnement et notamment de l'interaction inter-rotors pour mieux les concevoir. Ce travail a pour objectif d'étudier et de caractériser expérimentalement un étage contrarotatif fonctionnant en conduit, conçu avec le code de conception et d'analyse pour rotor et rotor-stator, MFT auquel on a implémenté une méthode de conception simple et rapide pour dessiner le rotor aval. On analyse en particulier l'effet de la distance axiale entre les rotors et l'effet du rapport de leur vitesse. Il met en évidence une nette amélioration des caractéristiques et du rendement global par rapport à une machine conventionnelle. Par ailleurs, plusieurs aspects de l'interaction entre les rotors sont constatés à travers des mesures locales à proximité des rotors. Le présent mémoire s'articule autour de quatre parties : conception d'un étage rotor-stator et d'un étage contrarotatif ; conception du dispositif expérimental normalisé, AERO²FANS pour les mesures de performances globales et locales instationnaires ; caractérisation et comparaison des deux étages et validation de la conception de MFT ; enfin, étude des effets de la distance axiale et du rapport des vitesses sur les performances globales et locales.

Mots clés : Aérodynamique, Conception, Interaction rotors, LDV, Mesure de fluctuations pression pariétale, Méthode inverse, Norme ISO-5801, PIV, Rotors contrarotatifs, Turbomachine, Ventilateur axial.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE FLOW AND THE INTERACTION IN-BETWEEN TWO COUNTER-ROTATING SUBSONIC AXIAL-FLOW FANS

ABSTRACT : Recently, the need for smaller axial fans with high specific speeds lead to the design of counter-rotating axial fans. The design of this kind of machines, which have promising aerodynamic performances, suffers from a lack of knowledge about their aerodynamics. Counter-rotating rotors, widely studied in aeronautics, are an effective alternative to conventional machines and offer many advantages: rotation ratio and diameter reduction, and high flexibility in use. However, a better understanding of their working and of the rotors interaction is required to enhance their design and to make them widely integrated in current applications. This experimental research work investigates on a ducted counter-rotating stage designed with a home code, MFT based on an inverse design method for rotors and rotor-stator stages, and to which a rapid and simple method is implemented to design the rear rotor. The study focuses on the effects of the rotation ratio and on the axial spacing between rotors. It highlights several aspects of the rotors interaction through global performance and local unsteady measurements. This dissertation is organized in four parts: rotor-stator and rotor-rotor stages design; design of the experimental facility, AERO²FANS allowing global performance and local unsteady measurements; comparison between the two stages and design validation; investigation on the effects of the rotation ratio and the axial spacing on the global and the local performances.

Keywords : Aerodynamic, Design, Rotors interaction, LDV, Wall pressure fluctuations, ISO-5801 standard, PIV, Counter-rotating rotors, Turbomachinery, Axial-flow fan.