



HAL
open science

Simulation numérique des compresseurs et des turbines automobiles

Hadi Tartousi

► **To cite this version:**

Hadi Tartousi. Simulation numérique des compresseurs et des turbines automobiles. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2011. Français. NNT : 2011ECDL0017 . tel-00675771

HAL Id: tel-00675771

<https://theses.hal.science/tel-00675771>

Submitted on 1 Mar 2012

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.



Simulation numérique du comportement des compresseurs et des turbines automobiles

par

Hadi TARTOUSI

Ecole Centrale de Lyon

Spécialité : Mécanique

en vue d'obtenir le titre de

Docteur de l'Ecole Centrale de Lyon

Thèse soutenue le 17 juin 2011

Composition du jury :

Jean-Noël GENCE	Professeur des Universités, UCB Lyon 1	Président
Bertrand AUPOIX	Directeur de recherche, ONERA	Rapporteur
Jean-François HETET	Professeur à l'Ecole Centrale de Nantes	Rapporteur
Francis LEBOEUF	Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon	Directeur
Ghislaine NGO-BOUM	Ingénieur de recherche Centrale Innovation	Examinatrice
Pascale KULISA	Chargée de recherche CNRS, Ecole Centrale de Lyon	Examinatrice
Alain LEFEBVRE	Ingénieur chef, Renault, Lardy	Examineur



Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Suralimentation par turbocompresseur	2
1.2	Enjeux industriels	3
1.3	Organisation du mémoire	4
2	Présentation des modules étudiés	6
2.1	Présentation du compresseur centrifuge	6
2.2	Approche thermodynamique	9
2.3	Présentation de la turbine centripète	13
3	Modélisation	23
3.1	La modélisation des écoulements turbulents compressibles	24
3.2	Schéma numérique	27
3.3	Conditions aux limites	28
3.4	Maillage	31
3.5	Déroulement des simulations	35
I	Compresseur centrifuge	40
4	Analyse des performances du compresseur centrifuge	41
4.1	Principe de post-traitement des résultats numériques	41
4.2	Mesures expérimentales	43

4.3	Caractéristiques du compresseur centrifuge	43
5	Analyse stationnaire de l'écoulement dans le compresseur centrifuge	51
5.1	Bilan des forces non visqueuses	52
5.2	Écoulement secondaire	56
5.3	Influence de l'écoulement de jeu	61
5.4	Migration des couches limites sur les parois du compresseurs	71
5.5	Analyse de l'écoulement dans la roue du compresseur	78
5.6	Analyse de l'écoulement dans le diffuseur lisse	80
5.7	Influence de la taille du jeu	84
5.8	Analyse de l'écoulement dans la volute	89
6	Analyse instationnaire de l'écoulement dans le compresseur centrifuge	104
6.1	Distorsion de pression statique à l'entrée de la volute	107
6.2	Interaction entre la roue et la volute	111
6.3	Condition de distorsion	120
II	Turbine centripète	126
7	Analyse des structures stationnaires dans la turbine radiale	127
7.1	Performance de la turbine	128
7.2	Écoulement secondaire dans la turbine	130
7.3	Influence de la fermeture des ailettes du distributeur	145
7.4	Influence du jeu des ailettes	149
7.5	Influence de la variation de la température d'entrée	158
8	Conclusions et perspectives	163
8.1	Conclusions	163
8.2	Perspectives	165

A	169
References	177

Remerciements

Mes premières pensées et remerciements vont naturellement à ma famille qui m'a soutenu durant ces trois dernières années.

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du groupe Turbomachines du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon en collaboration avec Renault.

Je remercie Jean-Noël GENCE d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Francis LEBOEUF, Ghislaine NGO-BOUM et Pascale KULISA de l'Ecole Centrale de Lyon ainsi qu'à Alain LEFEBVRE de Renault, pour leur encadrement, leur disponibilité et la confiance qu'ils m'ont accordée.

Je remercie toutes les personnes avec lesquelles j'ai collaboré au sein du projet Diams, en particulier Anthony YAMMINE, Alexandre MARCHAL, Fabrice VIDAL et Micheal DELIGANT.

Un grand Merci à mon cousin, Nicolas BULOT pour ses précieux conseils pendant sa présence au LMFA et après. Je remercie également Isabelle TREBINJAC pour ses conseils et sa sympathie.

Je remercie mes collègues successifs de bureau ; Anas mon premier collègue de gym ainsi que Fabien Wlassow, russe à l'admirable mental d'acier :).

Merci aussi à Andrea AMICARELLI mon voisin du 9ème et deuxième collègue de gym.

Je tiens aussi à remercier Abobaker alias « Booba le mangeur de chameaux » et Guillaume DESPRES alias « GD-POWER » avec qui j'ai partagé d'excellents moments sans oublier tous les jeunes et anciens thésards du laboratoire : Emilie et Ralph, Véronique (mots-clés : Décollement de la couche limite ou pas, effets-potentiels, bruit défilement des barreaux.), Ma Wei, les Nicos, François, Jean-Michel, Hakim, Antoine, Yannick, Laurent, Clément, Benjamin, Florence, Mickael et Alexandre.

Je remercie tous les permanents du laboratoire notamment François Bario, Jean-Noël, Fabien GODEFERD, Faouzi, Joelle Caro, Christine LANCE, Dominique, Jean-Marie et les sous-soliens : Glibert, Xav, Benoît, Pierre, Séb.

Je remercie infiniment Tojo pour toute son aide et ses conseils en particulier les corrections de Français.

A ceux qui ont contribué de près ou de loin à rendre ce projet possible et que j'ai oubliés, mille pardons et Merci !

Nomenclature

Lettres grecques

α	angle absolu
β	angle relatif
ϵ	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
η	rendement
Ω	vitesse de rotation
ω	vorticité
Π	rapport de pression
ρ	densité
τ	tenseur des contraintes visqueuses
θ	position angulaire

Lettres latines

\dot{m}	débit
\bar{q}	flux de chaleur
P_{rec}	puissance récupérée
R_c	rayon de courbure
T	période temporelle ou température
U	vitesse d'entraînement
V	vitesse absolue
W	vitesse relative
AP	aube principale
AS	aube secondaire

BA	bord d'attaque
BF	bord de fuite
E	énergie totale
e	énergie interne
h	enthalpie
k	énergie cinétique turbulente ou conductivité thermique
l	longueur caractéristique de la turbulence
Ps	pression statique
Pt	pression totale
S	entropie ou section

Indices

∞	conditions à l'entrée
e	entrée
is	valeur isentropique
r	radial
s	sortie ou statique
t	total

Chapitre 1

Introduction

Contents

1.1	Suralimentation par turbocompresseur	2
1.2	Enjeux industriels	3
1.3	Organisation du mémoire	4

L'augmentation de la puissance spécifique des moteurs pour une quantité d'énergie consommée donnée, ainsi que le couple à bas régime a toujours été l'un des plus grands défis pour les constructeurs automobiles. Plusieurs solutions s'offrent aux motoristes permettant d'augmenter la quantité d'air admise dans les cylindres. L'augmentation du régime de rotation du moteur est une solution utilisée en compétition, cette technique entraîne des usures multiples dans le moteur et réduit cependant sa durée de vie. La consommation du moteur ainsi que la pollution augmentent lors de l'utilisation de cette technique, tous ces désavantages diminuent la fiabilité, et la rendent incapable d'obéir aux normes actuelles de construction des moteurs automobiles. Une deuxième solution plus facile consiste à augmenter la cylindrée du moteur, par augmentation de la cylindrée unitaire ou bien du nombre des cylindres. L'augmentation de la masse, l'encombrement du moteur, ainsi que la consommation sont des conséquences qui pénalisent cette technique. Une dernière solution consiste à assurer un meilleur remplissage des cylindres par suralimentation. Le principe de la suralimentation a été proposé pour la première fois par l'ingénieur suisse Büchi en 1905, et fait sa première apparition sur les moteurs d'avions de chasses durant la première guerre mondiale. Dans les années 1950 la suralimentation bénéficie des développements importants avec l'introduction d'une turbine centrifète, et de nouveaux matériaux plus résistants à la température. A ce jour la suralimentation est largement répandue sur les moteurs Diesel modernes et dans une moindre mesure sur les moteurs à essence.

1.1 Suralimentation par turbocompresseur

A ce jour la suralimentation est largement utilisée dans les moteurs à combustion interne. La grande majorité des moteurs Diesel fabriqués aujourd'hui sont équipés d'un turbocompresseur tandis que les moteurs atmosphériques sont de moins en moins fréquents. Le mot turbocompresseur ou "turbocharger" en anglais, est l'abréviation de "turbosupercharger". Le supercharger est un compresseur entraîné par le vilebrequin du moteur. Le turbocompresseur permet d'éviter de prendre de l'énergie au moteur, en étant relié à une turbine alimentée par les gaz d'échappement. La turbine et le compresseur sont montés sur un arbre en commun. L'énergie cinétique des gaz d'échappement assure la rotation d'une turbine centrifète qui entraîne mécaniquement la rotation du compresseur. Dans le cas d'un fonctionnement stable l'énergie fournie par la turbine est égale à l'énergie absorbée par le compresseur. Dans un moteur suralimenté par un turbocompresseur, la masse volumique de l'air à l'admission est augmentée grâce à la compression et au refroidissement de l'air à travers un échangeur de chaleur placé entre le compresseur et l'admission du moteur. La quantité de l'air à l'admission est réglée par une soupape de décharge (Wastegate). En l'absence de soupape, la pression d'admission générée par le turbocompresseur varie avec la pression des gaz d'échappement du moteur. La soupape dérive une partie des gaz d'échappement hors de la turbine, pour contrôler la vitesse de rotation de la turbine, qui à son tour contrôle la vitesse de rotation du compresseur. La fonction principale de la soupape de décharge est de régler une pression de suralimentation maximale pour protéger le moteur et le turbocompresseur.

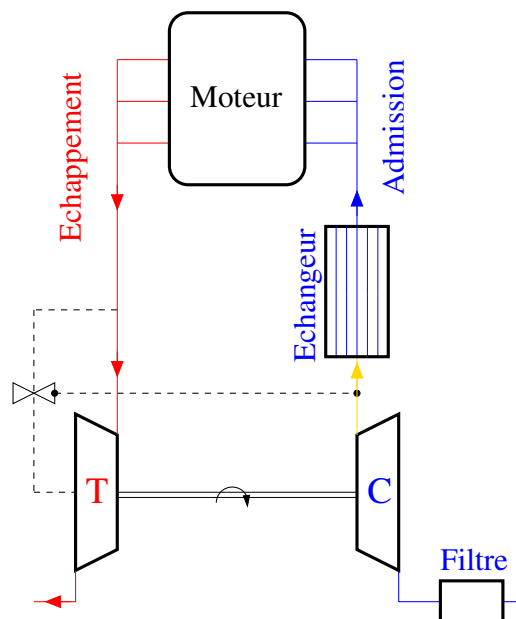


FIG. 1.1: Schéma d'installation d'un moteur alimenté par un turbocompresseur.

1.2 Enjeux industriels

La technologie de suralimentation a atteint un haut degré de raffinement et de nombreuses variations sur le turbocompresseur ont été explorées et dans certains cas mises en production. L'utilisation d'un turbocompresseur commercial, comme base pour un nouveau moteur ou une machine qui fonctionne particulièrement selon différents principes de la thermodynamique est une idée qui apparaît souvent très intéressante, mais ne peut réussir que si elle est effectuée une pleine compréhension des principes et des caractéristiques de fonctionnement du compresseur et la turbine. Cette adaptation entre le moteur, le turbocompresseur et tous les organes qui s'y rattachent est l'un des enjeux industriels les plus importants dans la suralimentation. Le choix des composants du turbocompresseur pour constituer un système complet d'un moteur suralimenté est un équilibre complexe de considérations de conception. Le régime du moteur étant variable, la performance requise doit satisfaire la plus grande plage de fonctionnement possible. Dans un marché compétitif, une performance élevée ainsi qu'une bonne économie de carburant seront nécessaires. Ces critères doivent être remplis avec un turbocompresseur nécessitant le moins d'espace et ajoutant le moins de poids possible. L'adaptation du turbocompresseur au moteur n'est pas une problématique récente mais les normes anti-pollution de plus en plus sévères obligent les constructeurs automobiles à maîtriser davantage les émissions polluantes des moteurs. Pour mener à bien les calculs qui permettent d'adapter le moteur au turbocompresseur, il est nécessaire d'avoir une représentation exacte de chaque composant du turbocompresseur et une capacité à déterminer le comportement de l'ensemble du système avec tous ses composants. Des simulations numériques ainsi que des mesures expérimentales doivent être mises en disposition pour assurer une bonne compréhension des phénomènes physiques liés à l'écoulement à l'intérieur du turbocompresseur. Ces études permettent également d'aider à résoudre certains problématiques liées au fonctionnement du turbocompresseur notamment à faible débits induisant des instabilités qui peuvent abîmer le système. Ce travail s'intègre dans un projet d'étude "DIAMS" visant à créer et valider des modèles capables de prédire les performances du turbocompresseur dans son environnement de fonctionnement.

1.3 Organisation du mémoire

Dans le cadre de ce travail une analyse physique de l'écoulement dans le compresseur et dans la turbine obtenue à l'aide des simulations numériques est présentée. Le mémoire ne contient pas de chapitre d'étude bibliographique, un état de l'art est toutefois donné dans chaque chapitre de manière à cibler les études faites sur les phénomènes analysés.

Le premier chapitre donne une description des modules étudiés avec une approche thermodynamique pour chaque module. Le deuxième chapitre traite de la modélisation numérique. Y sont présentés : le logiciel de calcul, le modèle de turbulence choisi ainsi que les maillages...

Le reste du mémoire est divisé en une première partie dédiée au compresseur centrifuge puis une deuxième où l'on se penche sur la turbine radiale :

Compresseur centrifuge Les performances globales du compresseur à bas régime sont comparées avec les résultats expérimentaux issus de mesures effectuées à l'Ecole Centrale de Nantes. Ensuite une analyse physique détaillée des différentes structures stationnaires de l'écoulement dans le compresseur est présentée pour trois points de fonctionnement. L'interaction instationnaire entre les différents composants du compresseur est finalement étudié à faible, moyen et fort débit.

Turbine radiale Comme dans le cas du compresseur centrifuge l'écoulement est analysé dans la turbine radiale. L'influence de la variation de l'angle de calage des ailettes du distributeur, ainsi que d'autres aspects sur les performances globales de la turbine y sont analysés.

Chapitre 2

Présentation des modules étudiés

Contents

2.1	Présentation du compresseur centrifuge	6
2.2	Approche thermodynamique	9
2.2.1	Triangle des vitesses et transfert d'énergie	9
2.2.2	Rendement du compresseur	11
2.2.2.1	Performance	12
2.3	Présentation de la turbine centripète	13
2.3.1	Approche thermodynamique	15
2.3.1.1	Triangles des vitesses et transfert d'énergie	15
2.3.1.2	Rendement de la turbine	17
2.3.1.3	Performance	19
2.3.2	Ecoulement pulsé	19

Un turbocompresseur comporte trois principaux composants : un compresseur, une turbine reliée au compresseur par un arbre et un ensemble de paliers pour supporter l'arbre. Dans le cadre de cette thèse seuls le compresseur centrifuge et la turbine centripète sont considérés.

2.1 Présentation du compresseur centrifuge

D'un point de vue historique, la configuration du compresseur centrifuge a été développée et utilisée bien avant les compresseurs axiaux, même dans le domaine de la propulsion. L'idée commune que ce type de compresseur volumineux ne peut pas être utilisé dans des applications aériennes n'est pas très précise. Le compresseur radial se distingue de son homologue axial par de plus forts taux de compression par étage, mais au prix d'un encombrement plus important. La performance hors point de fonctionnement nominal est une caractéristique intéressante des

compresseurs centrifuges. Soigneusement conçu, un compresseur centrifuge pourra fonctionner efficacement sur une plage de vitesses de rotation relativement large. Cet avantage contribue à atténuer certains problèmes associés à l'adaptation du compresseur à la turbine dont le fonctionnement dépend du régime du moteur.

La figure 2.1a montre une vue 3D du compresseur étudié avec ses différents composants. Une coupe horizontale et verticale sont respectivement représentées dans les figures 2.1b et 2.1c. L'étage complet du compresseur est constitué des parties suivantes :

- **La partie amont** Le rôle de la partie amont est d'amener l'écoulement jusqu'à la roue avec le moins de pertes possible. Cette partie est souvent précédée par un ou plusieurs coudes selon l'installation du moteur et du filtre à air, ces coudes peuvent avoir des conséquences négatives sur le rendement du compresseur.
- **La roue** La roue du compresseur étudiée comporte une zone inductrice où les aubes commencent dans la partie axiale de la veine méridienne (figure 2.6a). La roue contient 6 aubes principales et 6 aubes intercalaires. Grâce à sa vitesse de rotation, l'écoulement est aspiré dans la direction axiale, accéléré à grande vitesse, puis expulsé dans une direction radiale.
- **Le diffuseur** Le diffuseur ralentit l'air ayant une grande vitesse, avec un minimum de pertes, de sorte que la pression statique augmente. Les diffuseurs des turbocompresseurs automobiles ne comportent pas d'aubages redresseurs. Les diffuseurs lisses ont une grande plage de fonctionnement et un coût moins élevé en comparant avec ceux comportant des aubages, mais au prix d'un rendement inférieur. Ce type de diffuseur est préconisé aux applications à faible taux de compression (inférieur à 2.5).
- **La volute** La volute collecte l'air et le ralentit encore avant d'atteindre la sortie du compresseur avec le moins de pertes et si possible pour qu'une partie de l'énergie cinétique soit convertie en pression statique. Parmi les caractéristiques géométriques de la volute on distingue ; (1) la présence d'un bec qui a des conséquences importantes sur l'écoulement dans le compresseur, (2) la forme semi-circulaire de la section de la volute, l'évolution azimutale de la surface de la section de la volute. La volute est le composant le plus négligé du compresseur centrifuge. Le nombre de publications est très faible en comparaison avec le grand nombre de publications sur les autres composants des machines radiale.

Le compresseur étudié se distingue par une petite taille et par la grande plage de fonctionnement pour des vitesses de rotation allant de 60 000 tr/min jusqu'à 225 000 tr/min. Les principaux paramètres géométriques et fonctionnels sont présentés dans le tableau 2.1.

Nombre d'aubes principales[-]	6	Hauteur du diffuseur lisse [mm]	2.2
Nombre d'aubes secondaires [-]	6	Largeur du diffuseur lisse [mm]	9
Diamètre de la roue en entrée [mm]	18.5	Vitesse de rotation minimale [rpm]	60,000
Diamètre de la roue en sortie [mm]	25.4	Vitesse de rotation maximale[rpm]	225,000
Hauteur du jeu [mm]	0.25		

TAB. 2.1: Principaux paramètres géométriques et fonctionnels du compresseur.

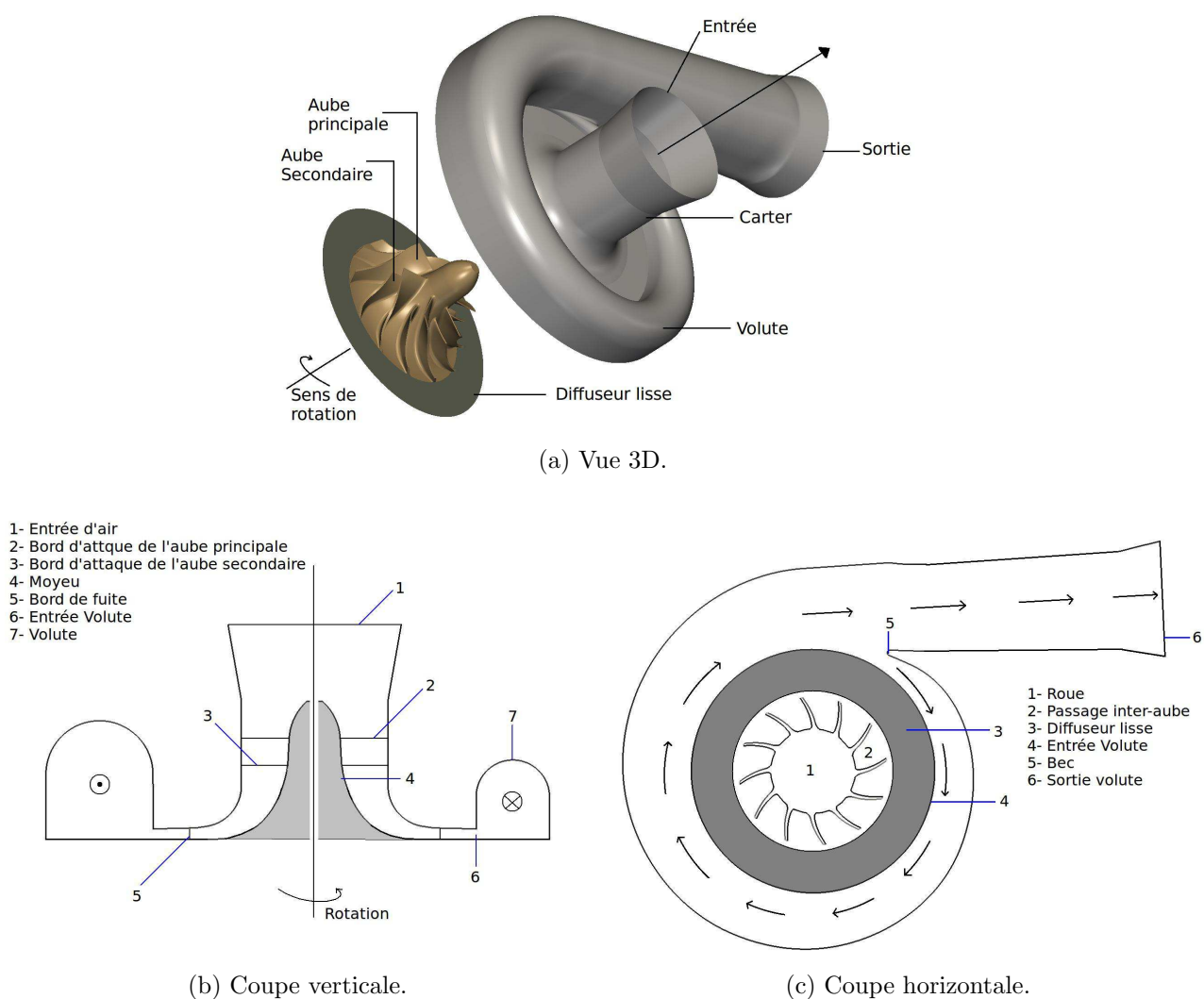
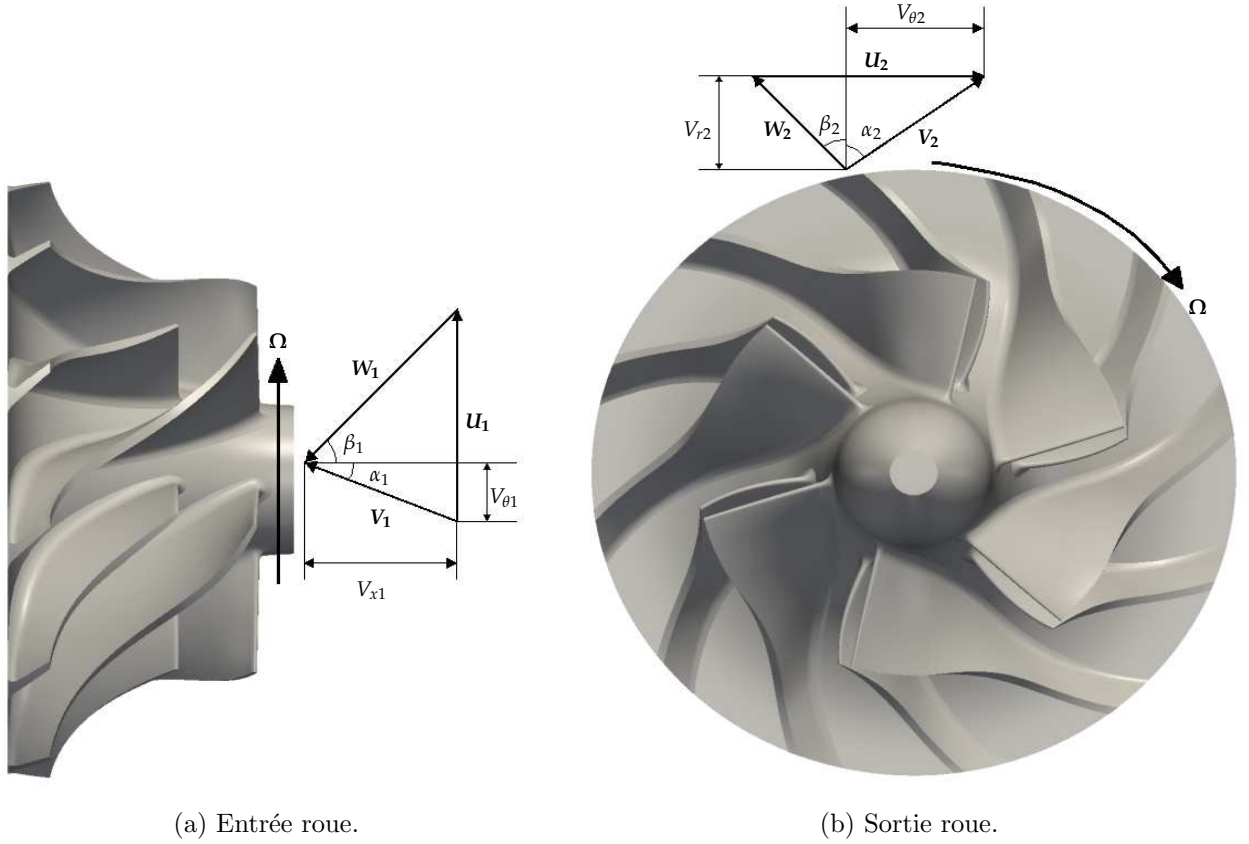


FIG. 2.1: Illustration 3D et 2D des différentes parties du compresseur centrifuge étudié.



(a) Entrée roue.

(b) Sortie roue.

FIG. 2.2: Triangle des vitesses à l'entrée et à la sortie de la roue du compresseur.

2.2 Approche thermodynamique

2.2.1 Triangle des vitesses et transfert d'énergie

Le triangle des vitesses est une représentation graphique du principe de la cinématique selon lequel le vecteur de vitesse absolue \mathbf{V} d'une particule de fluide est composé du vecteur de vitesse relative \mathbf{W} à la roue mobile plus le vecteur vitesse linéaire de la roue mobile \mathbf{U} . La vitesse absolue s'écrit alors :

$$\mathbf{V} = \mathbf{W} + \mathbf{U} \quad (2.1)$$

avec

$$\mathbf{U} = \Omega r \quad (2.2)$$

Ω et r représentent respectivement la vitesse de rotation du rotor (en radians/s) et la distance radiale de la particule du fluide. La figure 2.2 illustre la projection des vecteurs vitesses cités ci-dessus à l'entrée et à la sortie de la roue. Les angles α et β représentent respectivement les angles absolus et relatifs de l'écoulement. L'intégration des triangles de vitesses dans l'équation d'Euler permet de calculer la puissance échangée entre la roue et le fluide. Le couple τ exercé

sur une particule de fluide, se traduit par un changement de la vitesse tangentielle de $V_{\theta 1}$ à $V_{\theta 2}$:

$$\tau = \dot{m}(r_2 V_{\theta 2} - r_1 V_{\theta 1}) \quad (2.3)$$

avec $r_1 V_{\theta 1}$ et $r_2 V_{\theta 2}$ représentent respectivement les moments angulaires en entrée et en sortie de roue. En multipliant par la vitesse de rotation de la roue, la puissance échangée s'écrit alors :

$$P_{ech} = \Omega \tau = \dot{m}(U_2 V_{\theta 2} - U_1 V_{\theta 1}) \quad (2.4)$$

D'après cette équation, le travail que peut recevoir le fluide à travers la roue est lié à la capacité de celle-ci de produire sur l'écoulement une variation du rayon moyen ($U = r\Omega$) et une variation de V_{θ} . Ceci permet aux compresseurs centrifuges d'atteindre des taux de compression supérieurs à ceux rencontrés dans les compresseurs axiaux car le rayon augmente entre l'amont et l'aval de la roue.

Le travail absorbé par le compresseur et par unité de masse est obtenu en divisant l'équation 2.4 par le débit \dot{m} :

$$\omega_r = U_2 V_{\theta 2} - U_1 V_{\theta 1} \quad (2.5)$$

Pour un écoulement adiabatique, l'intégration du premier principe de la thermodynamique montre que :

$$\omega_r = h_{t2} - h_{t1} = U_2 V_{\theta 2} - U_1 V_{\theta 1} \quad (2.6)$$

où h_t est l'enthalpie par unité de masse de fluide. Le travail échangé à travers la roue dépend donc de la composante tangentielle des vecteurs vitesse V_{θ} .

Retour sur le triangle des vitesses

Pour un vecteur vitesse en sortie situé dans un plan normal à l'axe de rotation, le triangle des vitesses en sortie permet d'écrire :

$$V_{r2}^2 = V_2^2 - V_{\theta 2}^2 = W_2^2 - W_{\theta 2}^2 = W_2^2 - (U_2 - V_{\theta 2})^2 \quad (2.7)$$

On en déduit donc la relation suivante :

$$U_2 V_{\theta 2} = \frac{1}{2}(V_2^2 + U_2^2 - W_2^2) \quad (2.8)$$

De même pour le triangle des vitesses en entrée :

$$U_1 V_{\theta 1} = \frac{1}{2}(V_1^2 + U_1^2 - W_1^2) \quad (2.9)$$

En remplaçant $U_2 V_{\theta 2}$ et $U_1 V_{\theta 1}$ de l'équation 2.6 par leurs valeurs calculées à partir des équations 2.8 et 2.9 on obtient l'expression de la variation de l'enthalpie totale :

$$h_{t2} - h_{t1} = \frac{1}{2} \left[(V_2^2 - V_1^2) + (W_1^2 - W_2^2) + (U_2^2 - U_1^2) \right] \quad (2.10)$$

Le terme $(V_2^2 - V_1^2)$ représente l'apport d'énergie cinétique reçue par le fluide. L'augmentation de la vitesse V_2 peut assurer une contribution maximale à ce terme dans l'augmentation de l'enthalpie.

Le terme $(W_1^2 - W_2^2)$ représente la diffusion dans le repère relatif, ou le ralentissement de l'écoulement dans le repère relatif. Ce terme justifie la forme divergente du passage inter-aube.

Le terme $(u_2^2 - u_1^2)$ représente l'effet centrifuge, qui est le point fort des compresseurs centrifuges pour lesquels le rayon en sortie de roue est beaucoup plus grand que le rayon en entrée.

2.2.2 Rendement du compresseur

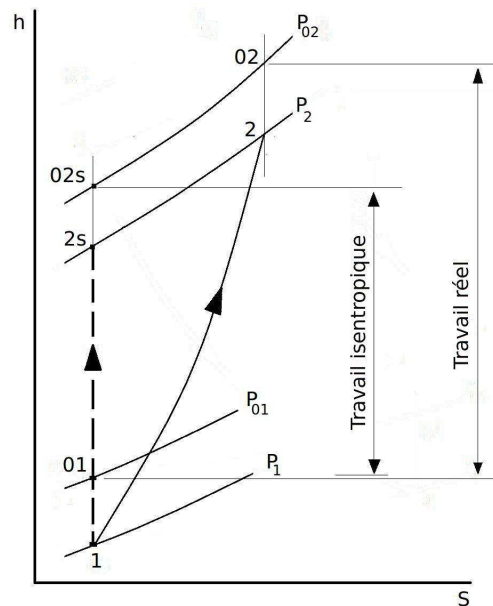


FIG. 2.3: Diagramme enthalpie-entropie du processus de compression.

Le rendement du compresseur et de la turbine ont une influence primordiale sur la performance du turbocompresseur. Le rendement isentropique du compresseur est défini comme le rapport entre le travail dans le cas idéal, en supposant une compression isentropique, et le travail réel. Ainsi, le rendement d'un compresseur peut s'écrire :

$$\eta_{C,tt} = \frac{\text{Travail isentropique}}{\text{Travail réel}} = \frac{h_{t02s} - h_{t01}}{h_{t02} - h_{t01}} \quad (2.11)$$

avec h_t l'enthalpie totale de l'air. Les indices 1 et 2 représentent respectivement l'entrée et la sortie du compresseur et l'indice s désigne l'état de compression idéale avec la même valeur

d'entropie en entrée. Dans un cas de compression réelle l'entropie augmente, ainsi le travail réel du compresseur est supérieur au travail isentropique (figure 2.3). Pour un gaz parfait, l'enthalpie est reliée à la température par la chaleur spécifique à pression constante, $H = C_p T$. Ainsi l'équation 2.11 s'écrit :

$$\eta_{C,tt} = \frac{T_{02s} - T_{01}}{T_{02} - T_{01}} \quad (2.12)$$

La température isentropique T_{02s} en sortie peut être reliée à la pression en sortie P_{02} par la loi de Laplace, $T_{02s}/T_{01} = (P_{02}/P_{01})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$. Finalement le rendement isentropique s'écrit :

$$\eta_{C,tt} = \frac{(P_{02}/P_{01})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{(T_{02}/T_{01}) - 1} \quad (2.13)$$

Cette équation montre que pour un rapport de pression imposé, le rendement sera d'autant plus élevé que la température en sortie sera faible.

2.2.2.1 Performance

Les paramètres de performance les plus importants pour un compresseur sont le rapport de pression ($\pi_{C,tt} = P_{02}/P_{01}$) qui détermine la pression moyenne effective du moteur et le rendement ($\eta_{C,tt}$) qui a une influence sur le rendement du turbocompresseur et la consommation de carburant du système. Un exemple typique du champ de fonctionnement du compresseur est illustré sur la figure 2.4 et présente le rapport de pression en fonction du débit et de la vitesse de rotation ainsi que les contours de rendements. Le débit réduit ($Q_{rt} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_{01}/T_{ref}}}{P_{01}/P_{ref}}$) est souvent utilisé dans les courbes de performance du compresseur. Il est évident que le rapport de pression et le rendement dépendent du débit et de la vitesse de rotation, néanmoins il existe une zone limitée de rendement maximum qui assure un fonctionnement plus efficace du système. Le point de fonctionnement du compresseur étant dépendant du régime moteur, qui lui même dépend des conditions urbaines, il est impossible de maintenir le fonctionnement dans la zone de rendement maximum. La plage de fonctionnement stable d'un compresseur est limitée par le blocage sonique à forts débits et le pompage à faibles débits :

$$Plage = \frac{\dot{m}_{blocage} - \dot{m}_{pompage}}{\dot{m}_{blocage}} \quad (2.14)$$

L'apparition du pompage fixe le débit minimum de fonctionnement du compresseur pour différentes vitesses de rotation. Le pompage est caractérisé par des oscillations de pression et par une inversion de débit qui peut détruire rapidement le compresseur. La région de rendement maximum étant proche de la limite du pompage, il existe une plage dite plage de pompage qui détermine la limite de rapprochement d'un point stable à la zone de pompage :

$$Plage_{pompage} = \frac{\dot{m} - \dot{m}_{pompage}}{\dot{m}_{blocage} - \dot{m}_{pompage}} \quad (2.15)$$

Afin de pouvoir comparer les différents compresseurs les constructeurs utilisent des variables adimensionnelles, comme la vitesse de rotation spécifique définie comme :

$$N_s = \frac{\Omega \sqrt{Q}}{\Delta h_t^{3/4}} \quad (2.16)$$

Avec Q le débit volumique souvent mesuré à l'entrée du compresseur et Δh_t le travail absorbé par le compresseur. Actuellement les constructeurs automobiles cherchent à réduire la taille du moteur, donc à utiliser des compresseurs ayant une vitesse de rotation spécifique élevée. Ceci permet d'avoir un débit plus élevé pour un compresseur donné, ou bien de réduire la taille du compresseur pour un moteur donné. Pour les grands moteurs, la taille du turbocompresseur est moins importante, mais pas négligeable.

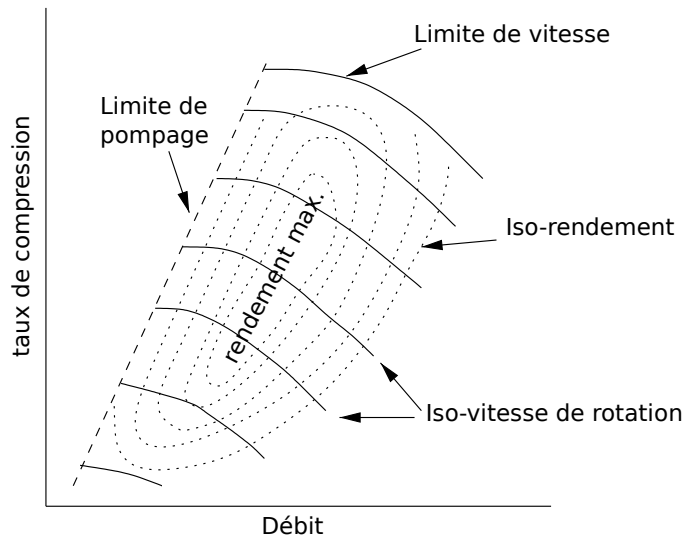


FIG. 2.4: Caractéristique de fonctionnement d'un compresseur centrifète.

2.3 Présentation de la turbine centrifète

Une turbine est un dispositif d'écoulement qui extrait l'énergie d'un fluide grâce à un stator et un rotor. A la sortie du stator le fluide ayant une vitesse tangentielle élevée provoque la rotation du rotor. Pour les turbines radiales, l'écoulement principal possède une direction perpendiculaire à l'arbre de la machine. La turbine, qui peut consister en plusieurs étages, est utilisée pour entraîner la rotation du compresseur et augmenter la quantité d'air dans la chambre de combustion. Les turbines radiales sont largement utilisées dans la suralimentation des moteurs à combustion interne. Dans un turbocompresseur, l'énergie des gaz d'échappement des moteurs est extraite à travers la turbine qui entraîne le compresseur par un arbre. Ainsi la puissance du moteur peut être augmentée ou encore la taille du moteur peut être réduite, sans

diminuer la puissance spécifique du moteur. En comparant un moteur équipé de turbocompresseur avec un moteur atmosphérique de même puissance, le moteur suralimenté est plus petit, plus léger et nécessite un espace d'installation plus petit. Dans un étage de turbine radiale, l'écoulement subit un changement important de rayon durant son passage dans la roue. Alors que dans une turbine axiale la direction axiale domine l'écoulement avec un faible changement de rayon. La turbine radiale délivre une puissance spécifique plus élevée qu'un étage axial équivalent, ce qui implique moins d'étages ou un étage plus petit.

La géométrie étudiée dans le cadre de cette thèse est illustrée sur la figure 2.5. Un étage de turbine est généralement composé d'une volute, un distributeur et une roue mobile :

La volute La volute sert à guider l'écoulement de la manière la plus uniforme possible vers l'entrée du distributeur. La section de la volute de la turbine diminue dans la direction de l'écoulement d'une manière à compenser la diminution du débit et alimenter le distributeur d'une manière uniforme.

Le distributeur Le rôle du distributeur est d'accélérer et de guider l'écoulement en entrée de roue. Les conditions en amont du distributeur dépendent du régime moteur, ainsi la turbine risque de fonctionner à des débits et des vitesses de rotation très variables. Pour augmenter la plage de fonctionnement de la turbine des distributeurs à géométries variables sont souvent utilisés. Le mouvement des ailettes permet d'adapter la vitesse à l'entrée de la roue de la turbine pour assurer la puissance requise par le compresseur. L'utilisation d'un distributeur à géométrie variable nécessite la présence d'un jeu entre les ailettes et les parois du carter et du moyeu induisant des pertes très importantes dans la turbine notamment pour la position des ailettes fermées (chapitre 7). Une autre source de pertes dans le distributeur provient des entretoises entre le moyeu et le carter pour créer mécaniquement ce jeu. Dans les simulations les entretoises ne sont pas prises en compte, elles ont été remplacées par des ailettes comme le montre la figure 2.6. La prise en compte de ces entretoises nous oblige à traiter tous les canaux du distributeur non-axisymétrique et augmente donc les ressources informatiques nécessaires à la simulation. D'autant plus que les entretoises génèrent des sillages et des effets de blocage qui modifient l'écoulement autour des ailettes. Afin d'améliorer les performances d'une turbine d'un turbocompresseur, Fukaya et al. (2000) effectuent une analyse de l'écoulement autour des aubes du distributeur et des entretoises. L'analyse indique que la combinaison d'une ailette présentant une courbure et une entretoise ronde provoque une région à faible vitesse sur les aubages en aval de l'entretoise même au point de fonctionnement ayant le rendement le plus élevé. A la suite de l'analyse des pertes, une entretoise en forme de larme, qui supprime la région à basse vitesse est mise au point, et montre une amélioration dans l'efficacité de la turbine. La distance entre le distributeur et la roue a une influence significative sur l'écoulement. L'augmentation de cette distance permet de diffuser le sillage venant du bord de fuite des ailettes qui

interagit souvent avec la couche limite de l'extrados des aubes. Dans le cas des ailettes fermées l'augmentation de cette distance a peu d'avantages puisque le sillage des aubes possède une direction tangentielle et donc l'écoulement à l'entrée de la roue est homogène.

La roue La roue est l'organe qui fournit la puissance nécessaire à l'entraînement du compresseur. La turbine présentée sur la figure 2.5 comporte 9 aubes. La conception de la roue est un compromis entre la performance aérodynamique, durabilité, poids et prix de fabrication. Une roue avec un faible poids et une faible inertie réagit rapidement au changement de charge, mais pour réduire le poids, la taille de la roue doit être petite, ce qui conduit à des vitesses élevées et des fortes courbures qui réduisent l'efficacité de la turbine. La roue doit avoir des larges passages inter-aubes pour réduire la vitesse de l'écoulement ainsi que des aubes à courbure bien adaptée pour éviter les écoulements secondaires et les points singuliers associés aux décollements 3D en paroi.

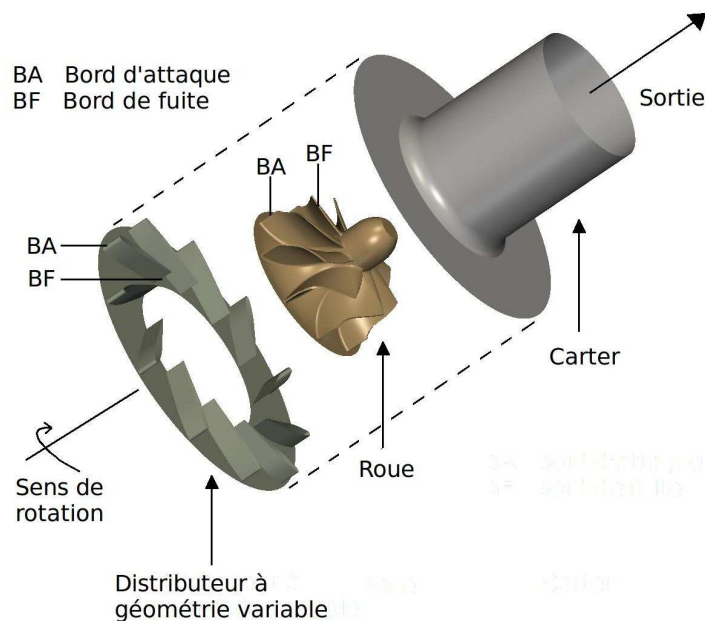


FIG. 2.5: Illustration 3D des différentes parties de la turbine.

2.3.1 Approche thermodynamique

2.3.1.1 Triangles des vitesses et transfert d'énergie

Le transfert d'énergie dans le rotor peut être obtenu à partir du triangle des vitesses illustré sur la figure 2.7. De la même manière que dans le compresseur le triangle des vitesses s'écrit :

$$\mathbf{V} = \mathbf{W} + \mathbf{U} \quad (2.17)$$

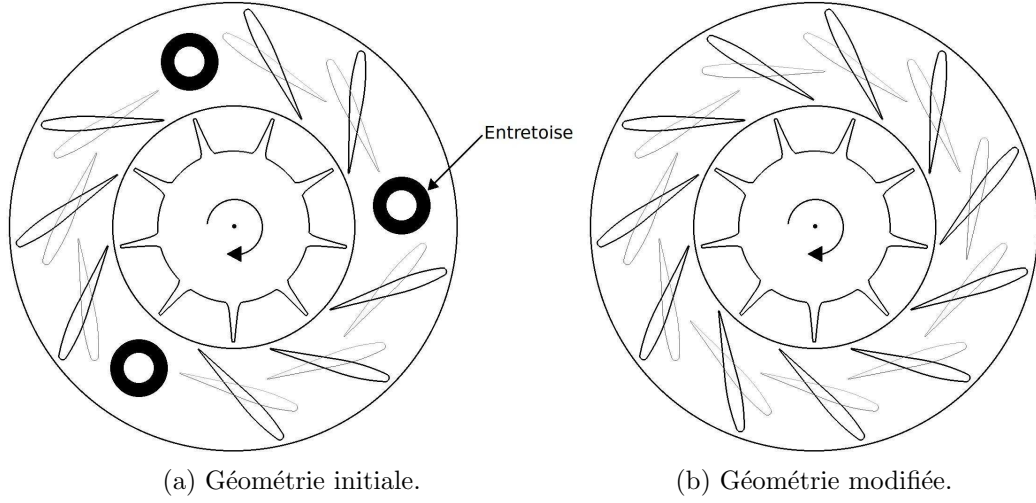


FIG. 2.6: Illustration 2D de la géométrie initiale et de la géométrie modifiée du distributeur.

avec

$$\mathbf{U} = \Omega r \quad (2.18)$$

L'écoulement arrive à l'entrée de la roue avec une vitesse absolue \mathbf{V}_1 et un angle α_1 qui dépend de l'ouverture des ailettes. V_{r1} et $V_{\theta 1}$ représentent respectivement la composante radiale et tangentielle de la vitesse absolue au bord d'attaque. La vitesse linéaire du bord d'attaque du rotor étant \mathbf{U}_1 , la vitesse relative est alors \mathbf{W}_1 avec un angle d'écoulement relatif β_1 . En sortie la vitesse absolue est V_2 avec un angle d'écoulement α_2 , loin du bord de fuite des aubes du rotor, l'écoulement peut être considéré comme étant parfaitement axial car les frottements conduisent à dissiper l'énergie de rotation autour de l'axe z :

$$\alpha_2 = 0, V_{\theta 2} = 0 \quad (2.19)$$

En absence de pertes externes d'énergie dues aux transferts de chaleur au travers des parois, le travail récupéré par la turbine ω_t est égale à la chute d'enthalpie totale :

$$\omega_t = h_{t1} - h_{t2} \quad (2.20)$$

En suivant une logique similaire à celle utilisée dans la section 2.2.1, la puissance spécifique récupérée par la turbine s'écrit :

$$P_{rec} = \dot{m}(h_{t1} - h_{t2}) = \dot{m}(U_1 V_{\theta 1} - U_2 V_{\theta 2}) \quad (2.21)$$

En appliquant les relations du triangle des vitesses on obtient :

$$P_{rec} = \frac{1}{2} \dot{m} \left[(V_1^2 - V_2^2) + (W_2^2 - W_1^2) + (U_1^2 - U_2^2) \right] \quad (2.22)$$

Cette équation montre nettement l'intérêt d'utiliser une turbine radiale due à la contribution importante du terme $U_1^2 - U_2^2$ qui représente l'effet centrifète. Dans le cas d'une turbine axiale le changement du rayon de l'écoulement entre l'entrée et la sortie est très faible et donc le terme $(U_1^2 - U_2^2)$ est quasi nul. A travers cette équation il est possible de déduire la forme des triangles de vitesses à imposer pour avoir une récupération optimale de l'énergie. Afin que le terme $(W_2^2 - W_1^2)$ apporte une contribution positive à la puissance récupérée par la roue, il faut que le terme W_2^2 soit supérieur à W_1^2 (si la conception le permet). Le terme $(V_1^2 - V_2^2)$ représente l'apport d'énergie cinétique. Pour que ce terme soit positif il faut que V_1 soit supérieur à V_2 , donc il faut accélérer l'écoulement à la sortie du diffuseur en utilisant des passages inter-aubes de forme convergente, et essayer de diminuer la vitesse absolue à la sortie de la roue. Une conclusion à partir des équations 2.21 et 2.22 est que la vitesse optimale à l'entrée du rotor est une vitesse purement tangentielle. La position des ailettes fermées permet d'augmenter la valeur de la composante tangentielle de la vitesse à l'entrée de la roue. Cela permet d'augmenter la puissance récupérée par la turbine par contre le rendement diminue. La chute du rendement est due à l'angle d'incidence élevé à l'entrée du rouet qui provoque une grande zone de décollement en aval du bord d'attaque qui se propage dans la roue et provoque des pertes importantes dans l'écoulement.

2.3.1.2 Rendement de la turbine

La détente des gaz d'échappement se produit dans la turbine avec une chute de pression dans le passage inter-aube. En absence de pertes cette détente se produit sans génération d'entropie et elle est représentée par une ligne verticale dans le diagramme entropie-enthalpie de la figure 2.8. Dans le cas réel, la détente prend la forme d'une courbe qui se déplace vers la droite dans le diagramme entropie-enthalpie, indiquant une génération d'entropie. Le rendement isentropique d'une turbine est défini comme le rapport entre travail réel produit au travail qui serait produit si la détente dans la turbine était isentropique, soit

$$\eta_{T,t} = \frac{\text{Travail réel}}{\text{Travail isentropique}} = \frac{h_{t01} - h_{t02}}{h_{t01} - h_{t02s}} \quad (2.23)$$

Le rendement isentropique représente donc l'écart en enthalpie d'arrêt entre la détente réelle et la détente isentropique. Plus l'évolution réelle s'éloigne de l'évolution isentropique, pire est son rendement. En utilisant la même procédure que dans la partie 2.2.2, le rendement isentropique s'écrit :

$$\eta_{T,t} = \frac{1 - (T_{02}/T_{01})}{1 - (P_2/P_{01})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (2.24)$$

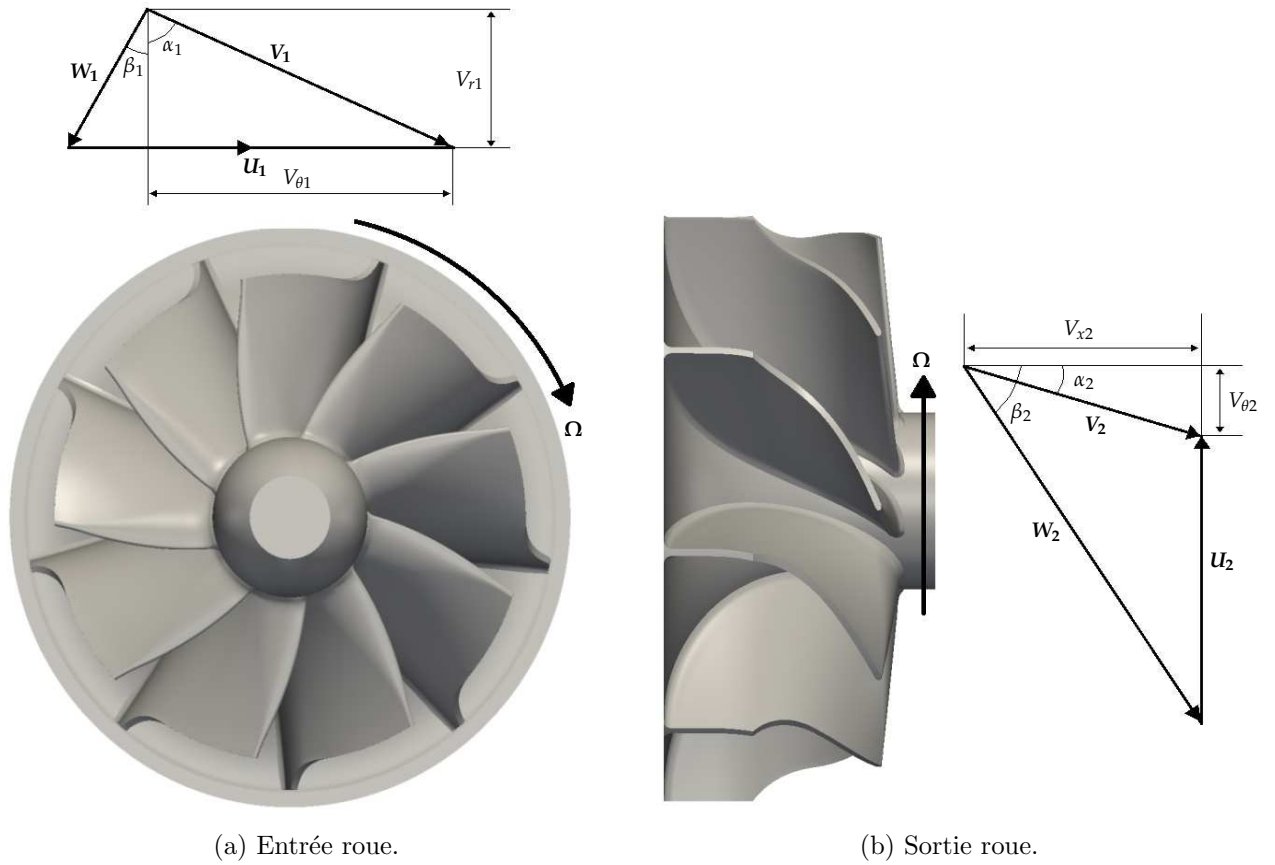


FIG. 2.7: Triangle des vitesses à l'entrée et à la sortie de la roue de la turbine.

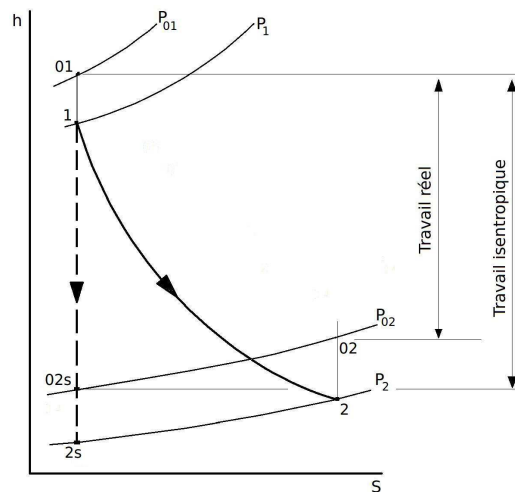


FIG. 2.8: Diagramme enthalpie-entropie du processus de la détente.

2.3.1.3 Performance

Les courbes caractéristiques d'une turbine sont définies à travers le taux de détente ($\pi_{T,tt} = P_{01}/P_{02}$) et le rendement isentropique ($\eta_{T,tt}$). Ces paramètres sont tracés en fonction du débit corrigé ($Q_{rt} = \frac{\dot{m}\sqrt{T_{01}/T_{ref}}}{P_{01}/P_{ref}}$) et pour plusieurs vitesses de rotation.

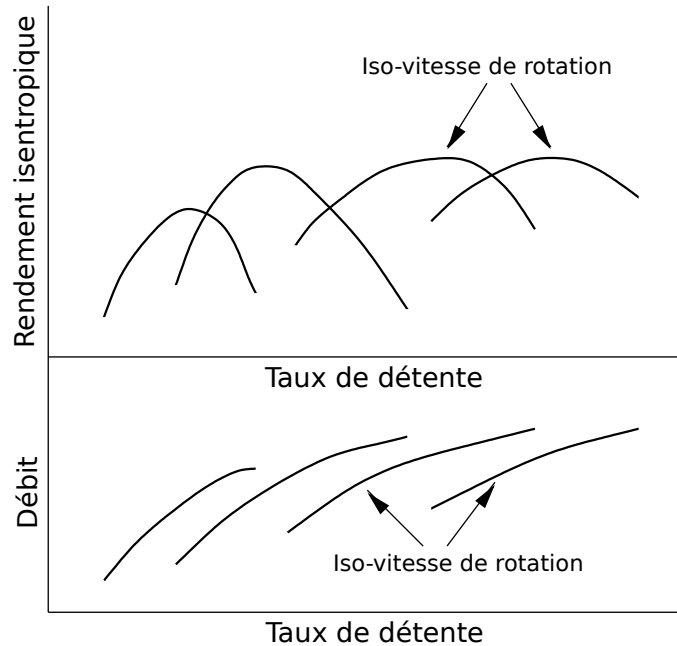


FIG. 2.9: Caractéristique de fonctionnement d'une turbine radiale.

Le rendement isentropique est parfois tracé en fonction de la vitesse de rotation réduite U/C :

$$\frac{U}{C} = \frac{U}{\sqrt{2C_p T_{01} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_{01}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}} \quad (2.25)$$

U représente la vitesse linéaire des aubes et C la vitesse isentropique, qui est la vitesse que l'écoulement pourrait avoir si la détente avait lieu dans une tuyère idéale plutôt que dans la turbine, de sorte que l'énergie du gaz entrant soit convertie en énergie cinétique plutôt qu'en travail fourni à l'arbre. Pour une turbine radiale classique le rendement maximum est obtenu pour une valeur de U/C d'environ 0.7. Cela représente un paramètre très important dans la conception de la turbine.

2.3.2 Ecoulement pulsé

Les performances de la turbine mesurées sur un véhicule sont différentes de celles mesurées sur un banc d'essais. Cette différence peut être expliquée par la nature instationnaire et

pulsatoire de l'écoulement à la sortie du moteur, en comparant avec l'écoulement stationnaire du banc d'essais. Cela représente un point très important à prendre en considération lors de l'adaptation du turbocompresseur au moteur. La figure 2.10 illustre les conditions à l'amont d'une turbine d'un turbocompresseur monté sur un moteur Diesel à 6 cylindres. La turbine utilisée est une turbine radiale à double entrée et sans distributeur. Les graphes montrent la variation de la pression, de la température, du débit et du rapport de vitesse U/C sur un cycle moteur (2 tours de vilebrequin). La première entrée est alimentée par les cylindres 1, 2 et 3, tandis que la deuxième entrée est alimentée par les cylindres 4, 5 et 6. Les pulsations produites par chaque groupe de cylindres sont déphasées d'un angle de vilebrequin égal à 180° . Bien que les amplitudes des pulsations soient importantes, il est possible que cela représente un passage très rapide, mais stable d'un point de fonctionnement à un autre puisque le nombre de tours effectué par la turbine durant un cycle moteur est beaucoup plus grand que celui effectué par le vilebrequin. L'effet de ses pulsations peut être évalué à partir du nombre de Richardson défini comme :

$$R_n = fL/W \quad (2.26)$$

avec f représente la fréquence des pulsations, L la longueur méridienne du rotor et W la vitesse relative moyenne de l'écoulement dans le passage inter-aube. Pour les turbocompresseur automobile le nombre de Richardson est autour de 0.1 (Baines (2005)), qui est faible, mais ne signifie pas que l'hypothèse des conditions amont stationnaires est valable.

Pour les turbines fonctionnant dans des conditions d'écoulement pulsé, le rendement moyen est inférieur à celui des conditions d'écoulement non-pulsé, mais la performance instantanée peut être à la fois supérieure et inférieure, voir par exemple les travaux de Winterbone et al. (1990), Winterbone et al. (1991) et Capobianco and Gambarotta (1990). Karamanis et al. (2001) ont conclu d'une étude expérimentale, que l'écart du rendement isentropique entre l'hypothèse quasi-stationnaire et l'hypothèse de l'écoulement pulsé est réduit quand la fréquence des pulsations est augmentée pour une turbine à double flux. Lam et al. (2002) ont effectué des simulations numériques en 3D en utilisant la technique 'Frozen Rotor' sur une turbine radiale. Les résultats ont montré que la performance instantanée du rotor dans des conditions pulsantes ne sont pas très différentes de celle obtenue avec des conditions stationnaires. Les travaux réalisés par Galindo et al. (2009) montrent que la présence d'un écoulement pulsé à l'entrée de la turbine, influence la position de la limite du pompage.

D'un point de vue numérique, la prise en compte de ces pulsations dans les simulations 3D s'avère difficile. D'un côté, ces simulations sont très coûteuses en temps de calcul puisqu'un cycle moteur est souvent décrit par plusieurs révolutions de turbine. En outre, la fréquence des pulsations étant asynchrone avec la fréquence de la turbine, il est impossible d'utiliser la conditions de périodicité spatio-temporelle évoquée dans le Chapitre 3. D'un autre côté, la réponse aérodynamique de l'écoulement obtenue suite à la variation des conditions amont dépend de la capacité du code de calcul à simuler avec précision les effets transitoires.

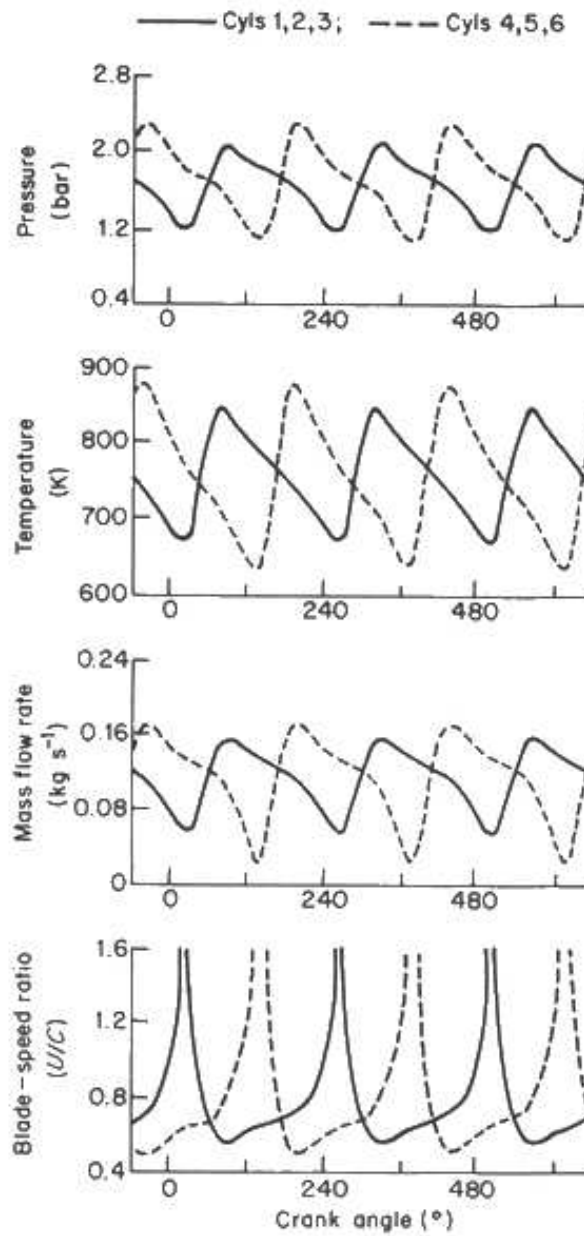


FIG. 2.10: Conditions amont d'une turbine à double entrée, d'un turbocompresseur monté sur un moteur Diesel à 6 cylindres Dale and Watson (1986).

Chapitre 3

Modélisation

Contents

3.1	La modélisation des écoulements turbulents compressibles	24
3.1.1	Les équations de Navier-Stokes moyennées	25
3.1.2	Modélisation de la turbulence	25
3.2	Schéma numérique	27
3.2.1	Discrétisation spatiale	27
3.2.2	Discrétisation temporelle	27
3.3	Conditions aux limites	28
3.3.1	Calcul stationnaire : plan de mélange	28
3.3.2	Calcul instationnaire : hypothèse de périodicité spatio-temporelle . . .	29
3.4	Maillage	31
3.4.1	Maillage du compresseur	31
3.4.2	Maillage de la turbine	33
3.5	Déroulement des simulations	35

Le logiciel de simulation elsA (ensemble logiciel pour la simulation en Aérodynamique) (Cambier and Veillot, 2008) est utilisé dans le cadre de cette thèse. Le code elsA est développé par l'ONERA pour l'aérodynamique externe et interne. Il permet la simulation numérique des écoulements de fluides visqueux compressibles, bi ou tri-dimensionnels, laminaires ou turbulents, stationnaires ou instationnaires. Le langage C++ est utilisé pour la traduction des concepts objet et le langage FORTRAN pour une implémentation efficace en temps calcul des "méthodes" de calcul scientifique. Le langage Python, orienté objet, est mis en œuvre pour l'interface utilisateur. La discrétisation numérique de l'espace des équations de Navier-Stokes s'appuie sur une méthode de volumes finis, en utilisant les valeurs aux centres des cellules sur un maillage structuré multiblocs. Dans la suite du chapitre, seules seront décrites les fonctionnalités du solver employées pour l'étude de l'écoulement dans le turbocompresseur.

3.1 La modélisation des écoulements turbulents compressibles

Un écoulement turbulent est caractérisé par des fluctuations de vitesse dans toutes les directions et par un nombre infini d'échelles. L'écoulement turbulent est tridimensionnel, chaotique, diffusif et dissipatif. Un écoulement compressible et visqueux est décrit par les équations de Navier-Stokes qui traduisent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale. Ces équations sont résolues dans elsA dans le repère relatif à chacune des roues de la machine. Sous la forme conservative, elles constituent le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}[\rho \vec{W}] & = 0 \\ \frac{\partial \rho \vec{W}}{\partial t} + \operatorname{div}[\rho \vec{W} \otimes \vec{W} + P\mathbf{I} - \boldsymbol{\tau}] & = \rho(\Omega^2 \vec{r} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{W}) \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}[\rho E \vec{W} + P\vec{W} - \boldsymbol{\tau} \vec{W} + \vec{q}] & = \rho \Omega^2 \vec{r} \cdot \vec{W} \end{cases} \quad (3.1)$$

où ρ désigne la densité, \vec{W} est le vecteur vitesse relative. Le tenseur des contraintes de cisaillement $\boldsymbol{\tau}$ est défini pour un fluide newtonien par la loi de comportement :

$$\boldsymbol{\tau} = -\lambda \operatorname{div} \vec{W} \mathbf{I} + 2\mu \mathbf{D} \quad (3.2)$$

où \mathbf{D} désigne le tenseur du taux de déformation, μ la viscosité dynamique du fluide, et λ le second coefficient de la viscosité dynamique donné par l'hypothèse de Stokes ($3\lambda + 2\mu = 0$). La viscosité dynamique μ est estimée par la loi de Sutherland :

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (3.3)$$

où $\mu_0 = \mu(T_0)$ est la viscosité à la température de référence T_0 et S la température de Sutherland. Pour l'air, on considère les valeurs suivantes $\mu_0 = 1,711 \cdot 10^{-5}$ Pa.s, $T_0 = 273,15$ K et $S = 110,4$ K. La température T est liée à l'énergie interne par la relation $e = C_v T$. Le nombre de Prandtl P_r est supposé constant dans les simulations, le flux de chaleur \vec{q} est donné par la loi de Fourier :

$$\vec{q} = -\frac{C_p \mu}{P_r} \vec{g} \operatorname{grad} T \quad (3.4)$$

La pression P est exprimée en fonction de la température à l'aide de la loi d'état des gaz parfaits :

$$P = \rho r_{\text{gaz}} T \quad (3.5)$$

3.1.1 Les équations de Navier-Stokes moyennées

La caractéristique la plus importante d'un écoulement turbulent est la présence d'un nombre infini d'échelles qui peut être réduit par la décomposition de Reynolds. La décomposition de Reynolds d'un vecteur ou d'une variable aérodynamique ou thermodynamique ϕ , en moyenne $\bar{\phi}$ et fluctuation ϕ' , se fait sur la base d'une moyenne statistique. Cette décomposition est appliquée aux grandeurs ρ , P , τ , q :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi', \quad \bar{\phi'} = 0 \quad (3.6)$$

Pour les écoulements à masse volumique variable, l'écriture des équations peut être simplifiée en considérant une moyenne temporelle pondérée par la masse volumique du fluide. Cette moyenne est appliquée à la vitesse W et à l'énergie E . Cette décomposition est dite décomposition de Favre :

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'', \quad \tilde{\phi}'' = 0 \quad (3.7)$$

où

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad (3.8)$$

Les équations moyennées de Navier Stokes au sens de Reynolds s'écrivent donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}[\rho \vec{W}] = 0 \\ \frac{\partial \rho \vec{W}}{\partial t} + \text{div}[\rho \vec{W} \otimes \vec{W} + P\mathbf{I} - (\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}_r)] = \rho(\Omega^2 \vec{r} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{W}) \\ \frac{\partial \rho(E+k)}{\partial t} + \text{div}[\rho(E+k)\vec{W} + P\vec{W} - (\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}_r)\vec{W} + \vec{q} + \vec{q}_t] = \rho\Omega^2 \vec{r} \cdot \vec{W} \end{array} \right. \quad (3.9)$$

Pour une question de clarté, les opérateurs de moyennes ne sont pas représentés. Le système d'équations obtenu, 3.9, fait apparaître de nouvelles inconnues liées à la turbulence : l'énergie cinétique turbulente k , le tenseur de Reynolds τ_r et le flux de diffusion turbulente d'énergie q_t . La fermeture de ce système d'équations nécessite la détermination de ces trois grandeurs par la modélisation de la turbulence.

3.1.2 Modélisation de la turbulence

Plusieurs modèles de turbulence proposent une modélisation des grandeurs k , τ_r et q_t . En turbomachines, le choix du modèle de turbulence s'avère très déterminant en présence d'un écoulement fortement tridimensionnel avec des structures d'écoulements très complexes. Il est également déterminant en présence de transfert de chaleur comme c'est le cas dans les turbines.

Le modèle $k-l$ de [Smith \(1995\)](#) est utilisé dans le cadre de cette thèse. Plusieurs études ont montré sa capacité à simuler les phénomènes physiques rencontrés en turbomachines pour différentes configurations. Les travaux réalisés par [Dano \(2003\)](#) montrent que le modèle $k-l$ de Smith présente un apport significatif dans la prédiction du transport du sillage issu d'un aubage par rapport aux modèles $k-\epsilon$ et $k-\omega$. [Rochuon \(2007b\)](#) montre également que le modèle $k-l$ de Smith a une meilleure capacité à décrire les performances globales d'un compresseur centrifuge en le comparant à d'autres modèles de turbulence. Le modèle $k-l$ de Smith repose sur l'hypothèse de Boussinesq liant le tenseur des contraintes de Reynolds au tenseur du taux de déformation \mathbf{D} par la viscosité turbulente :

$$\begin{cases} \tau_r &= -\frac{2}{3}(\rho k + \mu_t \operatorname{div} \vec{W} \mathbf{I}) + 2\mu_t \mathbf{D} \\ \vec{q}_t &= -\frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \vec{g} \operatorname{rad} T \end{cases} \quad (3.10)$$

Le nombre de Prandtl turbulent Pr_t est fixé à 0.9 pour l'air. En fixant le nombre de Prandtl turbulent il reste à déterminer deux quantités scalaires, l'énergie cinétique turbulente k et la viscosité turbulente μ_t . La modélisation de ces deux quantités nécessite l'introduction de relations supplémentaires. Pour le modèle $k-l$ de Smith la première variable transportée est l'énergie cinétique turbulente et la seconde variable transportée est une longueur caractéristique déduite des grandes échelles de la turbulence l . Les deux équations de transport sont donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho k \vec{W} - (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}) \vec{g} \operatorname{rad} k) &= T_k \\ \frac{\partial \rho l}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho l \vec{W} - (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_l}) \vec{g} \operatorname{rad} l) &= T_l \end{cases} \quad (3.11)$$

avec

$$\begin{cases} T_k &= \tau_t \cdot \vec{g} \operatorname{rad} \vec{W} - \frac{\rho}{B_1} \frac{(2k)^{3/2}}{l} - 2\mu \|\vec{g} \operatorname{rad} \sqrt{L}\|^2 \\ T_l &= (2 - E_2) \frac{\rho \sqrt{2k}}{B_1} \left(1 - \left(\frac{1}{kd}\right)^2\right) + \frac{2\mu_t}{\sigma_l k} \vec{g} \operatorname{rad} l \cdot \vec{g} \operatorname{rad} k + \rho l \operatorname{div} \vec{W} - \frac{\mu_t}{\sigma_l} \|\vec{g} \operatorname{rad} l\| \left(\frac{1}{kd}\right)^2 \end{cases} \quad (3.12)$$

La viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_t = \mu \chi f_\mu \quad (3.13)$$

avec $\chi = \frac{\rho \sqrt{2kl}}{\mu B_1^{1/3}}$ et $f_\mu = \left(\frac{c_1^4 f_1 + c_2^2 \chi^2 + \chi^4}{c_1^4 + c_2^2 \chi^2 + \chi^4}\right)^{1/4}$.

La fonction d'amortissement et les constantes sont données par :

$$f_1 = \exp\left(-50\left(\frac{1}{kd}\right)^2\right), c_1 = 25.5, c_2 = 2, \chi = 0.41, \sigma_l = \sigma_k = 1.43, B_1 = 18, E_2 = 1.2.$$

3.2 Schéma numérique

3.2.1 Discrétisation spatiale

Le schéma de Jameson de second ordre (Jameson, 1986) est utilisé pour la discrétisation des flux du champ moyen du système d'équations 3.9. Le schéma de Jameson est purement centré et instable. Afin de stabiliser ce schéma, il est écrit dans le code sous la forme d'une discrétisation centrée (simple) à laquelle est ajoutée une viscosité artificielle. La formulation de la viscosité artificielle contient un terme de dissipation non-linéaire de second ordre et un terme de dissipation linéaire du quatrième ordre avec la correction de Martinelli (1987). L'ajout de cette viscosité artificielle est indispensable pour stabiliser le schéma en particulier pour capturer les discontinuités de l'écoulement en présence d'ondes de choc.

Les flux convectifs du système d'équations de transport de la turbulence (3.11) sont calculés à partir du schéma de Roe (Roe, 1981). Le calcul des flux convectifs avec le schéma de Roe peut conduire à des solutions non-physiques. Pour obtenir une solution physique à ce problème, il est nécessaire de rendre compatible le schéma de Roe avec la condition d'entropie en utilisant les modifications proposées par Harten. Avec cette formulation les flux numériques restent toujours dissipatifs aux points où la vitesse caractéristique s'annule. Le désavantage de cette correction c'est qu'elle introduit un paramètre qui doit être ajusté selon les conditions de l'écoulement. La dissipation ajoutée aux flux numérique du schéma de Roe diminue la précision des résultats, en particulier dans les zones de la couche limite dominées par les effets visqueux.

3.2.2 Discrétisation temporelle

Plusieurs Schémas d'intégration temporelle sont présents dans elsA, dans le cadre de cette thèse l'intégration temporelle est réalisée à partir d'un schéma implicite du premier ordre nommé "Euler rétrograde". Cette méthode assure une grande stabilité numérique au prix d'une augmentation de complexité. Le système d'équations est linéarisé, puis une méthode de relaxation de type LU (Peter and Drullion, 2007) est utilisée pour inverser approximativement la matrice ainsi obtenue. Le pas de temps est déterminé à partir du critère de stabilité dans lequel intervient le nombre de courant CFL (Courant-Friedrich-Lewy). Pour les schémas implicites le CFL peut être plus grand que dans le cas des schémas explicites. Pour les calculs stationnaires le CFL fixe un pas de temps local propre à chaque maille. L'avancement de la solution vers la convergence est différent d'une maille à l'autre. Pour les calculs instationnaires un pas de temps global, identique sur toutes les mailles est imposé.

3.3 Conditions aux limites

Pour les écoulements subsoniques, des conditions de pression totale, température totale et d'angle d'écoulement sont imposées en amont. Pour le champ turbulent, des conditions sur k et l sont imposées. L'énergie cinétique turbulente en entrée k_∞ est déduite de la relation de Bradshaw, elle est définie sous forme non-dimensionnelle : $k_\infty = \frac{3}{2} (M_\infty \cdot Tu_\infty)^2$, avec un taux de turbulence $Tu_\infty = 5\%$. La longueur caractéristique l_∞ est prise égale à 1% du passage inter-aubes au bord d'attaque et à mi-hauteur de veine.

En aval les conditions sont différentes selon le module étudié. Pour le cas du **compresseur** une pression statique uniforme est imposée en sortie. Pour le cas de la **turbine** la condition de pression statique uniforme n'est pas adaptée, un équilibre radial est donc imposé en sortie. Une pression atmosphérique imposée sur le carter en tant que pression de référence. La simplification des équations de mouvement permet d'obtenir l'équation régissant l'équilibre radial simplifié (ERS) qui traduit l'équilibre entre la force centrifuge et le gradient de pression dans la direction radiale :

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{V_t^2}{r} \quad (3.14)$$

$$P_{s,carter} = P_{atm}$$

Les quantités turbulentes sont extrapolées de l'intérieur du domaine sur la frontière de sortie.

3.3.1 Calcul stationnaire : plan de mélange

Pour les calculs stationnaires, les informations à l'interface entre les parties mobiles et les parties fixes sont échangées à l'aide d'un plan de mélange. Cette méthode ne couple pas les moyennes azimutales calculées aux deux côtés de l'interface. Plus précisément, les moyennes azimutales des invariants de Riemann sont calculées, transférées d'une roue à l'autre et utilisées pour calculer les variables conservatives correspondantes. Cette méthode permet d'effectuer des simulations stationnaires avec plusieurs roues. Le champ à travers le plan de mélange n'est donc pas continu, et une partie de l'information sera filtrée, en particulier le transport de sillage et l'interaction entre les structures d'écoulement des roues adjacentes.

Seulement un passage aube à aube de chaque roue est considéré lors des calculs. Des conditions de périodicités spatiales sont imposées aux frontières latérales du canal.

3.3.2 Calcul instationnaire : hypothèse de périodicité spatio-temporelle

Il a été constaté qu'en absence d'instabilité aérodynamique et dans le cas où la seule dépendance temporelle de l'écoulement est liée à la rotation de la roue mobile par rapport à la roue fixe, il existe une double périodicité à la fois spatiale et temporelle. Ceci permet d'écrire des conditions de périodicité afin de conserver la modélisation mono-canal pour les écoulements. Cette double périodicité est appelée périodicité spatio-temporelle ou périodicité chorochronique. Les travaux de [Tyler and Sofrin \(1962\)](#) sur la génération et la propagation des modes acoustiques dans un compresseur axial, ont mis en évidence cette périodicité. Une analyse détaillée de la périodicité chorochronique en turbomachines est présentée dans les travaux de [Gerolymos et al. \(2002\)](#).

Dans le cas d'un étage isolé et en absence d'instabilités, il existe une relation entre la périodicité temporelle T_R de la roue mobile et le nombre d'aubes de la roue fixe : $T_R = 2\pi/\Omega N_S$. Et de même une périodicité temporelle T_S de la roue fixe qui dépend du nombre d'aubes de la roue mobile $T_S = 2\pi/\Omega N_R$. La périodicité chorochronique T_{choro} correspond au déphasage entre T_R et T_S :

$$T_{choro} = |T_R - T_S| = \left| \frac{2\pi}{\Omega} \left(\frac{1}{N_S} - \frac{1}{N_R} \right) \right| \quad (3.15)$$

La figure 3.1 illustre le principe de la périodicité spatio-temporelle. L'information reçue par le canal R_1 à l'instant t est la même à l'instant $t + T_R$ (période rotor). De même l'information reçue par le canal S_1 à l'instant t est la même à l'instant $t + T_S$ (période rotor). En regardant l'instant t et l'instant $t - T_{choro}$, on remarque que l'information reçue par le canal S_2 à l'instant $t - T_{choro}$ est celle reçue par le canal S_1 à l'instant t (période chorochronique). Donc cette périodicité est à la fois temporelle, puisque le temps écoulé est de T_{choro} , et spatiale, puisque l'information est décalée d'un canal.

La condition de périodicité pour un champ ϕ quelconque, exprimée dans un repère cylindrique attaché à la roue fixe peut s'écrire :

$$\phi(x, r, \theta, t) = \phi(x, r, \theta + \frac{2\pi}{N_S}, t + \frac{2\pi}{\Omega N_S}) \quad (3.16)$$

La mise en œuvre numérique de cette méthode consiste à stocker les variables conservatives sur les frontières périodiques du rotor et du stator, et sur les interfaces entre les roues sous formes d'harmoniques de Fourier pour réduire la quantité de données à stocker. Dans le code elsA il est possible de choisir le nombre d'harmoniques qui est en général un multiple du nombre d'aubes. Le choix d'un nombre d'harmoniques trop faible dégrade la précision des résultats. L'augmentation du nombre d'harmoniques calculées et stockées augmente la taille mémoire vive requise par le calcul.

Le pas de temps global δt est géré à travers un paramètre N_{qo} , tel que le nombre d'itérations

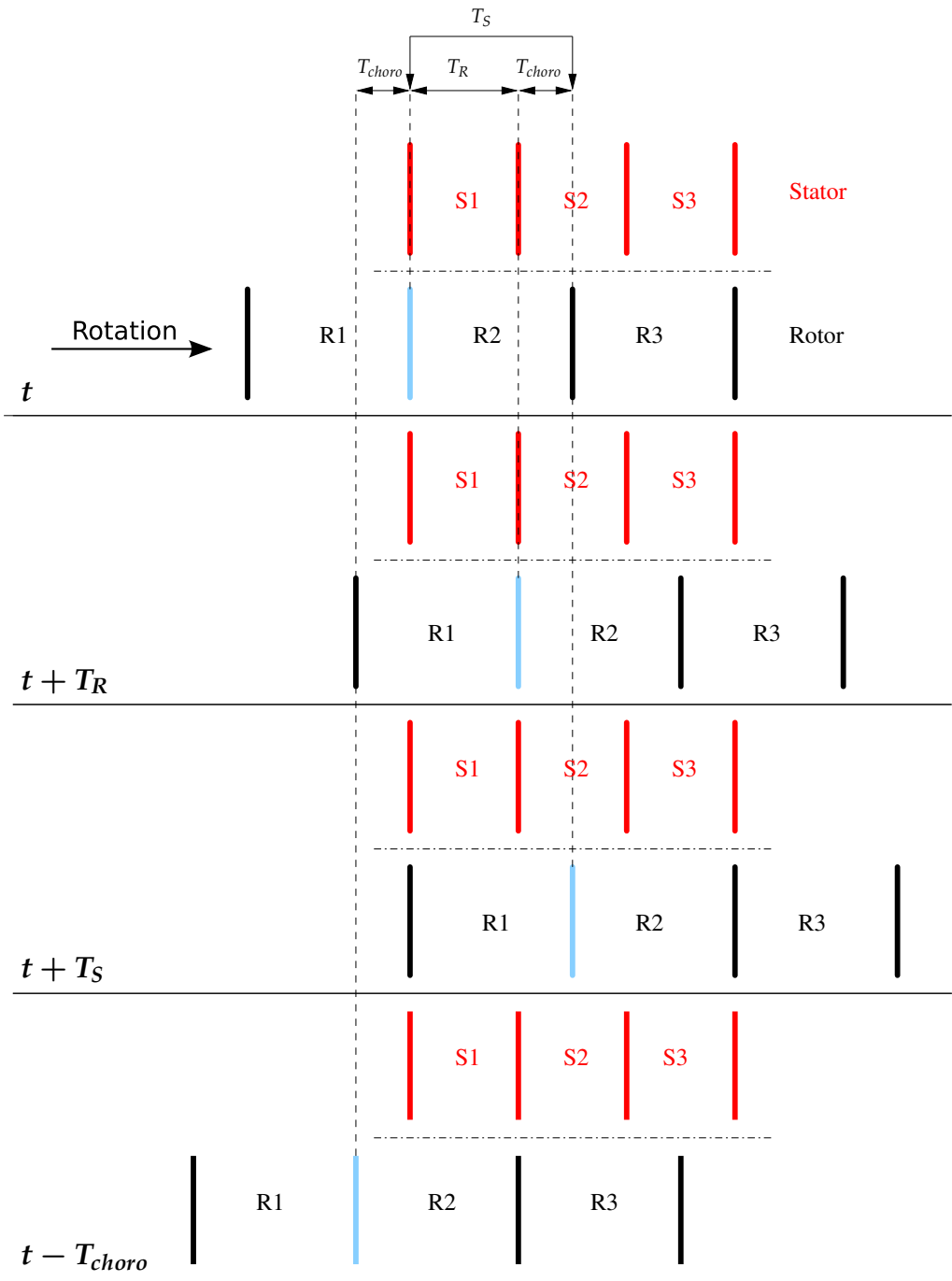


FIG. 3.1: Principe de la périodicité spatio-temporelle.

par période rotor ou stator soit multiple de N_{q0} :

$$\begin{cases} T_R = N_R N_{q0} \delta t \\ T_S = N_S N_{q0} \delta t \end{cases} \quad (3.17)$$

La période totale de l'étage s'écrit alors $T_{\text{étage}} = N_R N_S N_{q0} \delta t$.

3.4 Maillage

Les maillages du compresseur et de la volute sont générés à partir des outils de maillage de Numeca; Autogrid et IGG.

3.4.1 Maillage du compresseur

Maillage de la roue du compresseur Autogrid est utilisé pour générer le maillage de la roue du compresseur et du diffuseur lisse. La roue étant axisymétrique, et une résolution chorochronique étant envisagée, un seul canal inter-aubes contenant une aube principale, une aube intercalaire et une partie du diffuseur lisse, est maillé. Le maillage obtenu est structuré, multi-domaines avec 1,7 millions de points. A l'entrée du compresseur, l'air arrive par une conduite cylindrique avant de rencontrer le bulbe correspondant au moyeu. Une topologie dite butterfly est utilisée à l'entrée du domaine figure (3.2-b) pour gérer l'existence de points singuliers à un rayon nul (3.2-a).

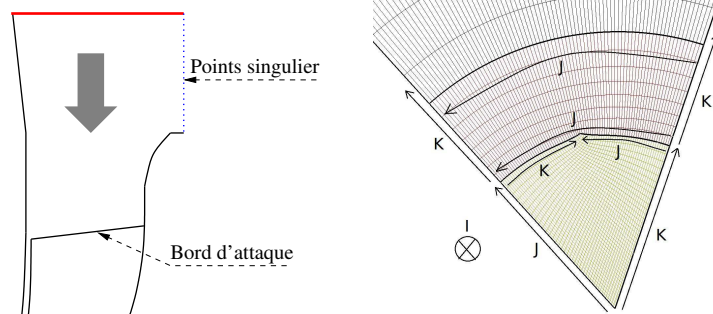


FIG. 3.2: Topologie en butterfly utilisée autour des points singuliers à l'entrée du compresseur. I est orienté de l'entrée vers la sortie, J représente la direction azimutale et K est orienté du moyeu vers le carter.

Les aubes principales et secondaires sont maillées avec une topologie C-H, tandis que le jeu entre les aubes et le carter est maillé avec un bloc en H entouré d'un bloc en C (figure 3.3). La hauteur du jeu est discrétisée avec 17 points, pour décrire avec précision l'influence des effets de jeu sur l'écoulement dans la roue du compresseur. La taille de la première maille au niveau de la paroi est d'environ $1 \mu m$. La figure 3.4 illustre la distance non-dimensionnelle du centre de la première maille à la paroi de l'aube principale (y^+), pour le point de fonctionnement à rendement maximal. Cette distance est définie comme :

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (3.18)$$

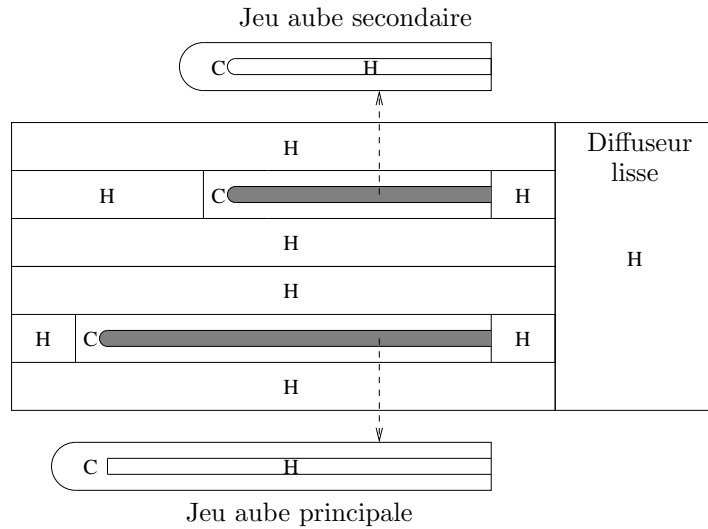


FIG. 3.3: Représentation aube à aube de la topologie de maillage utilisée dans la roue du compresseur et dans le diffuseur lisse. Les aubes principales et intercalaires sont représentées en gris.

y étant la distance dimensionnelle à la paroi, u_τ la vitesse de frottement et ν la viscosité cinématique du fluide.

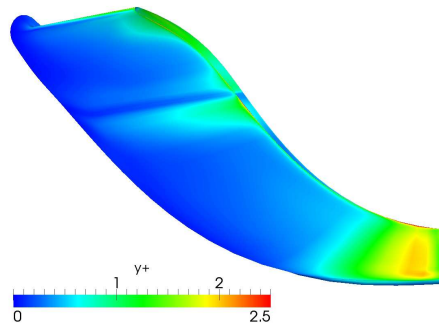


FIG. 3.4: La distance non-dimensionnelle à la paroi de l'aube principale (y^+).

Maillage de la volute Le maillage de la volute est généré par Numeca à l'aide de l'outil de maillage IGG à partir des spécifications fournies pour cette étude. La volute est discrétisée par un maillage multi-domaines structuré de 5 millions de points. La topologie butterfly est adoptée dans toutes les parties arrondies de la volute notamment la conduite. Des contraintes imposées par le code de calcul et des effets technologiques dans la volute ont compliqué la génération du maillage. La difficulté principale réside dans la gestion des connexions non-coïncidentes entre différents blocs, qui se doivent d'être compatibles avec celles admises par le code elsA. Cela impose de favoriser au maximum les connexions coïncidentes, et de restreindre la configuration des connexions non-coïncidentes à des topologies similaires de part et d'autre. De ce fait les

frontières ayant une topologie butterfly sont connectées avec des frontières ayant la même topologie ou avec la paroi. Un raffinement de maillage est imposé dans la zone du bec à travers laquelle le fluide passe de la section la plus grande à la section la plus petite en créant des gradients importants. La figure 3.5 présente une vue globale du maillage de la volute. La topologie butterfly est constituée d'un bloc en H entouré de 4 blocs en H ayant des directions de numérotation indiciaire différentes selon K et I . La zone du bec est maillée par un bloc en H suivi d'une topologie en butterfly.

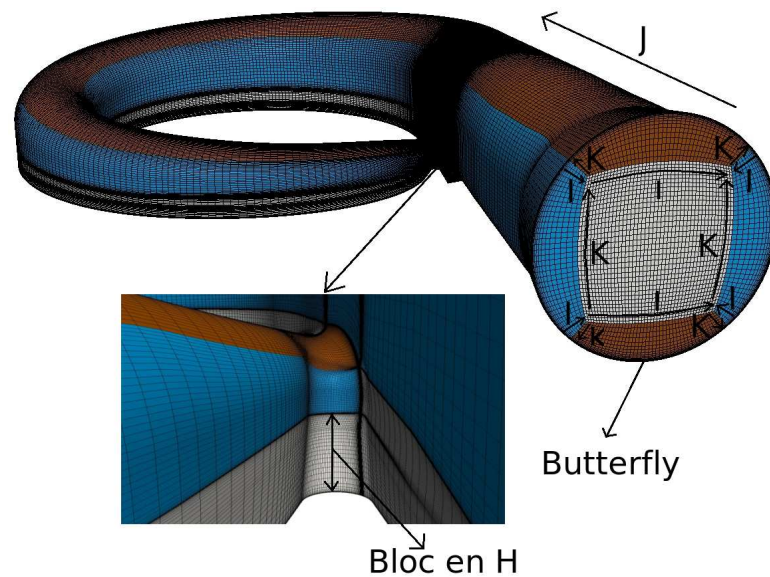


FIG. 3.5: Vue 3D du maillage de la volute.

3.4.2 Maillage de la turbine

Le maillage utilisé dans le cadre des simulations est structuré, multi-domaines, réalisé à l'aide de l'outil de maillage Autogrid. La figure 3.6 montre une représentation schématique du type de maillage utilisé pour la simulation de l'écoulement dans le distributeur à géométrie variable et dans la roue.

Les aubes de la roue sont entourées d'un bloc en O, la taille de la première maille au niveau de la paroi est d'environ $1\mu\text{m}$. Le jeu est maillé avec un bloc en O entouré d'un bloc en H. La hauteur du jeu est discrétisée avec 17 points, ce qui permet de décrire avec précision l'influence de l'écoulement de jeu sur l'écoulement dans la roue.

La même topologie est utilisée pour le distributeur. Les ailettes étant mobiles, un jeu est considéré au niveau du moyeu et du carter, avec 13 points dans la hauteur du jeu. La vraie géométrie contient des entretoises qui forment une base pour la rotation des ailettes. Pour des raisons de complexité de maillage ces entretoises ne sont pas prises en compte dans le cadre des simula-

tions, elles sont remplacées par des ailettes.

Une vue globale du maillage de la roue de la turbine et du distributeur est représentée sur la figure 3.8. Le domaine de calcul constitué à partir d'un canal de la roue et d'un canal du distributeur contient environ 2.5 millions de points.

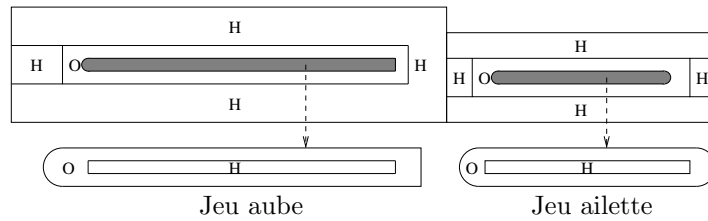


FIG. 3.6: Représentation aube à aube de la topologie de maillage utilisée dans la roue du compresseur et dans le diffuseur lisse. Les aubes principales et intercalaires sont représentées en gris.

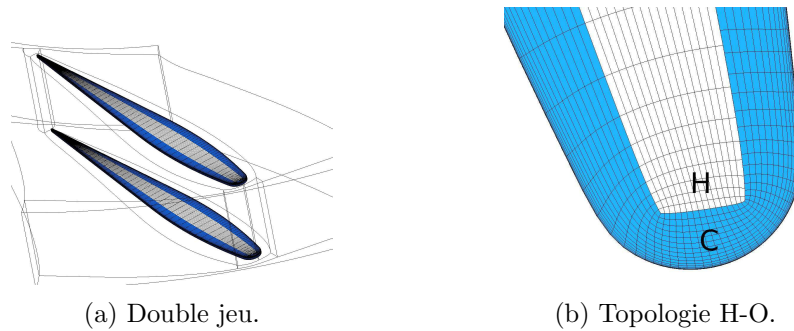


FIG. 3.7: Visualisation de la topologie de maillage (H-O) utilisée pour mailler le jeu des ailettes.

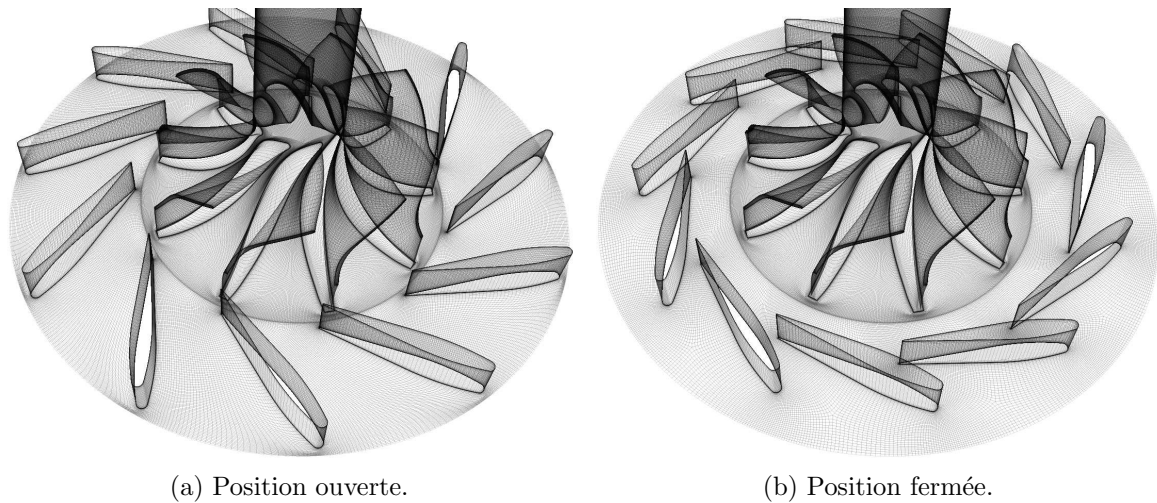


FIG. 3.8: Vue globale du maillage de la roue de la turbine et du distributeur pour deux positions d'ailettes.

3.5 Déroutement des simulations

Des simulations stationnaires et instationnaires sont effectuées pour le compresseur et pour la turbine. Une partie des calculs est réalisée sur le calculateur vectoriel NEC SX-8 et la machine parallèle IBM de l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS). Les calculs stationnaires du compresseur sans la volute sont réalisés au LMFA. Le cluster de calcul parallèle, SGI ICE 8200 EX, du LMFA, est également utilisée pour converger certains calculs instationnaires, notamment les points de fonctionnement à faible débit.

Les simulations stationnaires doivent démarrer à partir d'un champ initial imposé aux centres des cellules. Le champ initial est construit avec des niveaux de vitesse, d'énergie et de turbulence compatibles avec les conditions aux limites en amont. Plusieurs ajustements du champ initial ont été nécessaires compte tenu des changements de directions importants dans la machine à cause des courbures dans le plan méridien et dans le plan aube à aube.

Les calculs démarrent avec un faible CFL, une faible vitesse de rotation ainsi qu'une faible valeur de pression statique en sortie pour éviter les gradients de pression adverses. Cette première étape permet d'avoir un champ continu, ensuite la vitesse de rotation ainsi que la pression statique en sortie peuvent être augmentées progressivement jusqu'au point de fonctionnement demandé. Le champ final peut alors servir à initialiser d'autres points de fonctionnement en changeant les conditions amont/aval. Pour le cas du compresseur un CFL de 7 est utilisé, une valeur plus élevée provoque la divergence des résultats aux frontières non-coincidentes. Pour le cas de la turbine un CFL de 10 est choisi.

Les simulations instationnaires sont démarrées à partir de la solution stationnaire du point de

fonctionnement correspondant.

Pour un calcul stationnaire la convergence est considérée atteinte quand les résidus des variables conservatives diminuent de plusieurs ordres de grandeur (figures 3.9b et 3.11b) d’une part et les débits extraits à l’amont et à l’aval sont égaux et stables d’autre part (figures 3.9a et 3.11a). La conservation de la masse à travers le plan de mélange n’est pas assurée à 100%, il existe une légère différence entre le débit en amont et en aval du plan de mélange qui est inférieur à 0.1 %, ce qui est tout à fait acceptable.

Pour un calcul instationnaire, le critère utilisé est basé sur la périodicité du débit aux surfaces de contrôles (figures 3.10a et 3.12a) ainsi que la convergence asymptotique de la moyenne glissante appliquée aux débits vers une valeur fixe (figures 3.10b et 3.12b). Ces critères sont respectés pour tous les points de fonctionnement. Sur la figure 3.12a, les fluctuations du débit à l’entrée du distributeur sont dues à l’effet potentiel remontant induit par la rotation de la roue mobile. Les fluctuations du débit à la sortie de la roue sont dues à l’effet potentiel descendant induit par le mouvement relatif du distributeur par rapport à la roue. Puisque le débit est mesuré en sortie du domaine, loin de l’interface distributeur/roue, les fluctuations du débit en entrée sont plus importantes que celles en sortie.

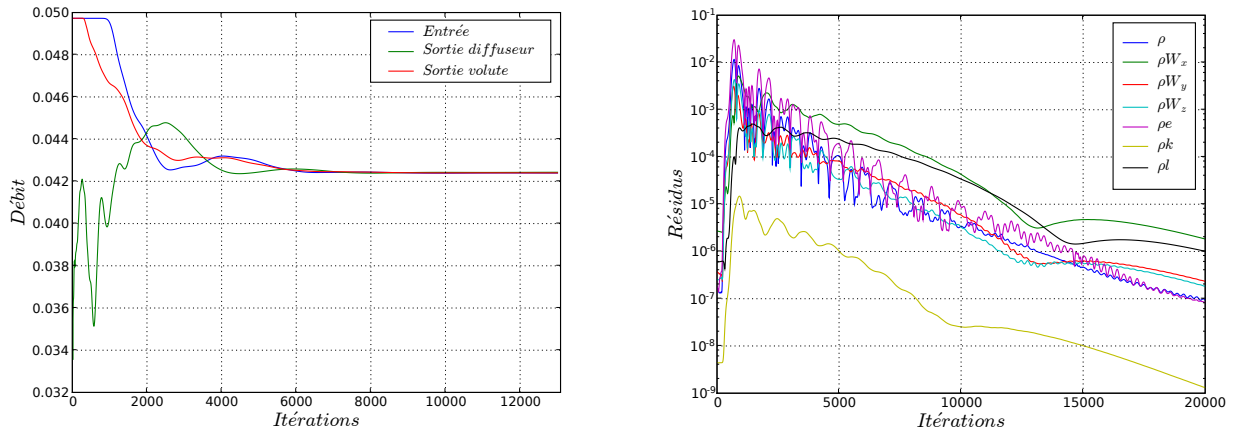
Les nombres d’itérations et de tours de roue nécessaires pour la convergence des calculs sont présentés dans les tableaux 3.1 et 3.2. Le nombre de tours effectués pour aboutir à la convergence dépend du pas de temps choisi. La présence de la volute rend l’étage du compresseur non-axisymétrique, ainsi la période la plus petite de l’étage est égale à la période du stator qui représente un tour complet tandis que pour le cas de la turbine un tour complet représente 11 périodes rotor et 9 périodes stator. Par conséquent, les simulations instationnaires du compresseur nécessitent plus de tours de roue pour aboutir à une périodicité temporelle du champ de l’écoulement.

	Fort et moyen débits	Proche pompage
Simulations stationnaires	10 000 itérations	70 000 itérations
Simulations instationnaires	20 tours	120 tours

TAB. 3.1: Nombre d’itérations et de tours de roue nécessaire pour converger les simulations stationnaires et instationnaires pour le cas du compresseur.

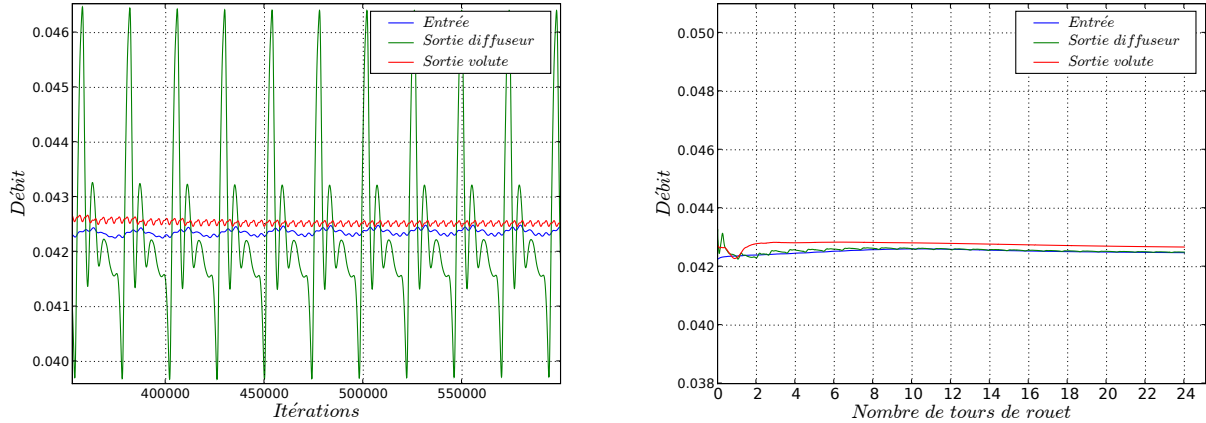
	Position des ailettes ouvertes	Position des ailettes fermées
Simulations stationnaires	7 000 itérations	7 000 itérations
Simulations instationnaires	9 tours	9 tours

TAB. 3.2: Nombre d’itérations et de tours de roue nécessaire pour converger les simulations stationnaires et instationnaires pour le cas de la turbine.



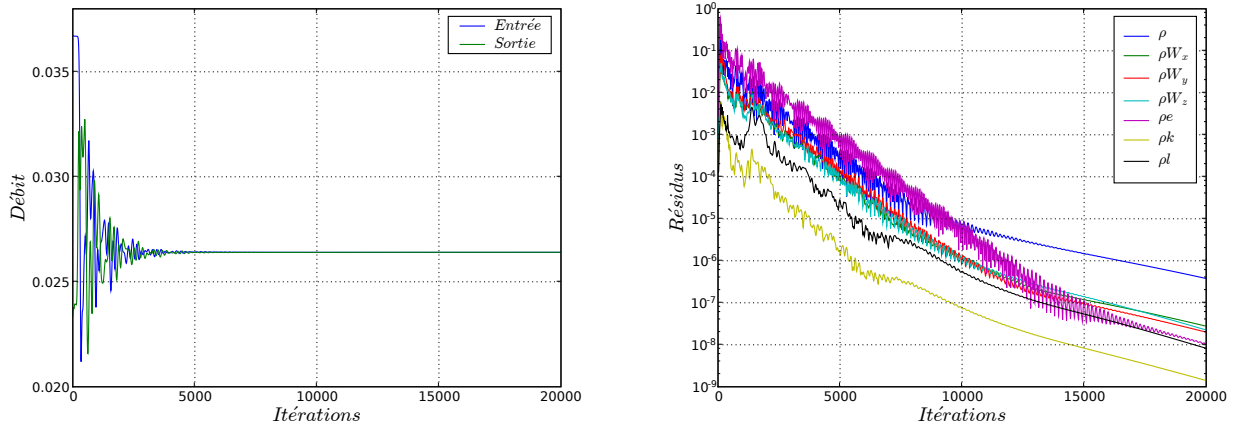
(a) Evolution du débit à l'entrée, à la sortie du diffuseur lisse et à la sortie de la volute. (b) Evolution des résidus des variables conservatives.

FIG. 3.9: Evolution des débits et des résidus d'une simulation stationnaire en fonction du nombre d'itérations pour le cas du compresseur.



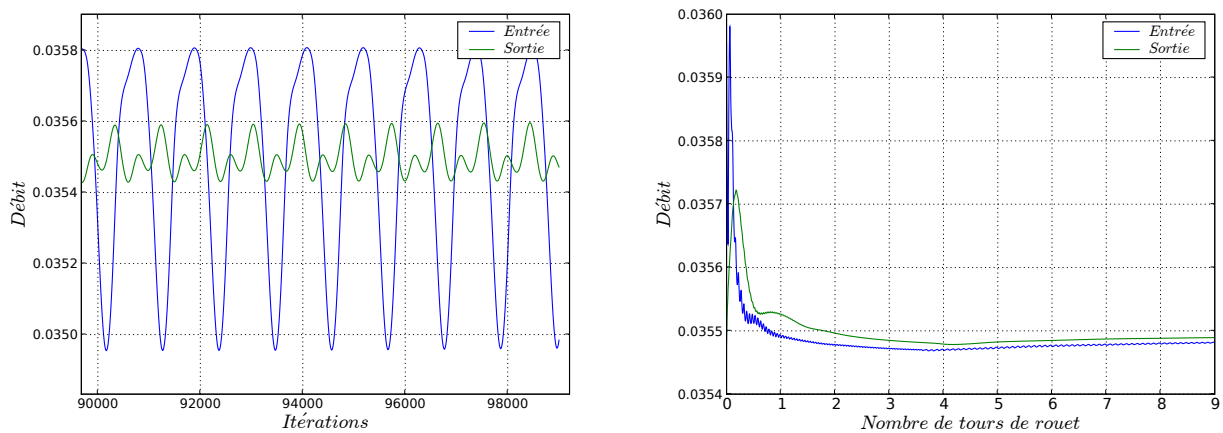
(a) Fluctuations périodiques du débit à l'entrée, à la sortie du diffuseur lisse et à la sortie de la volute. (b) Moyennes glissantes appliquées aux fluctuations des débits.

FIG. 3.10: Evolution des débits d'une simulation instationnaire pour le cas du compresseur.



(a) Evolution du débit à l'entrée du distributeur et à la sortie de la roue. (b) Evolution des résidus des variables conservatives.

FIG. 3.11: Evolution des débits et des résidus d'une simulation stationnaire en fonction du nombre d'itérations pour le cas de la turbine.



(a) Fluctuations périodiques du débit à l'entrée du distributeur et à la sortie de la roue. (b) Moyennes glissantes appliquées aux fluctuations des débits.

FIG. 3.12: Evolution des débits d'une simulation instationnaire pour le cas de la turbine.

Première partie

Compresseur centrifuge

Chapitre 4

Analyse des performances du compresseur centrifuge

Contents

4.1	Principe de post-traitement des résultats numériques	41
4.2	Mesures expérimentales	43
4.3	Caractéristiques du compresseur centrifuge	43

Les simulations sont effectuées à une vitesse de rotation constante égale à 92 672 tours/min. Cette vitesse de rotation correspond à un fonctionnement du moteur à faible régime. Elle est représentée en rouge sur le champ compresseur de la figure 4.1. Le compresseur automobile est soumis à des conditions très variables et sa vitesse de rotation change selon le régime du moteur. L'étude du comportement du compresseur à faible vitesse de rotation est très importante pour les constructeurs automobiles puisque l'amélioration du couple à faible régime est un de leurs plus grands défis. En outre, le compresseur fonctionne fréquemment dans la zone inférieure du champ (pression-débit) en proche pompage. Les performances optimales du compresseur sont obtenues pour une vitesse de rotation d'environ 160 000 tours/min. Plusieurs points de fonctionnement sont calculés en changeant la pression statique à la sortie du compresseur, tout en gardant la même vitesse de rotation.

4.1 Principe de post-traitement des résultats numériques

Les variables conservatives (ρ , ρu , ρv , ρw , ρe , ρk , ρl) issues des simulations numériques sont disponibles aux centres des cellules du maillage. Celles-ci sont utilisées pour calculer des grandeurs aérodynamiques nécessaires à la caractérisation du compresseur. Ces grandeurs sont

ensuite obtenues par interpolation, sur les surfaces de contrôles décrites dans la figure 4.2. Ces surfaces sont des coupes effectuées à l'entrée du compresseur, à la sortie du rouet, à la sortie du diffuseur lisse et à la sortie de la volute. La moyenne des grandeurs statiques (pression statique, température statique, ...) est une moyenne pondérée par la surface. La moyenne des grandeurs dynamiques (pression totale, température totale, ...) est une moyenne pondérée par la masse. L'application de ces moyennes sur la pression statique et la pression totale s'écrit :

$$\begin{cases} \bar{P}_s = \frac{1}{S} \iint_S P_s dS \\ \bar{P}_t = \frac{1}{\dot{m}} \iint_S P_t (\rho \vec{W} \cdot \vec{n}) dS \end{cases} \quad (4.1)$$

S est l'aire de la section de contrôle considérée et $\dot{m} = \iint_S \rho \vec{W} \cdot \vec{n} dS$ le débit masse qui la traverse.

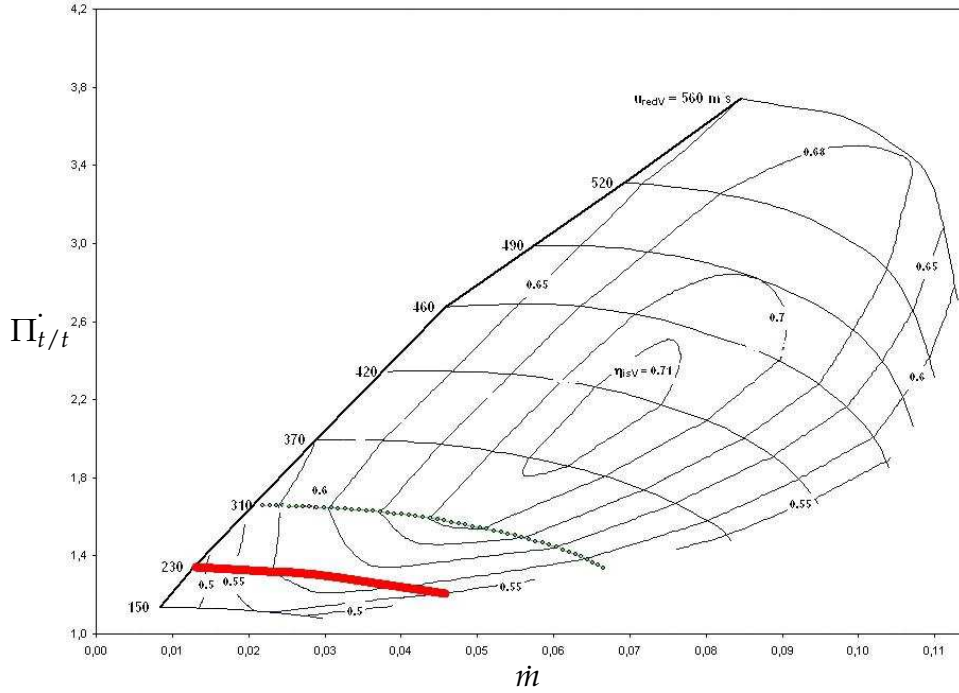


FIG. 4.1: Champ pression-débit du compresseur fourni par le constructeur. L'isovitesse de rotation étudiée est illustrée en rouge.

Ainsi le rendement isentropique et le rapport de pression calculés entre deux positions a et b s'écrivent :

$$\begin{cases} \eta_{is}^{a-b} = \frac{1 - (P_t^b / P_t^a)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{1 - (T_t^b / T_t^a)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \\ \Pi_{t/t}^{a-b} = \frac{P_t^b}{P_t^a} \end{cases} \quad (4.2)$$

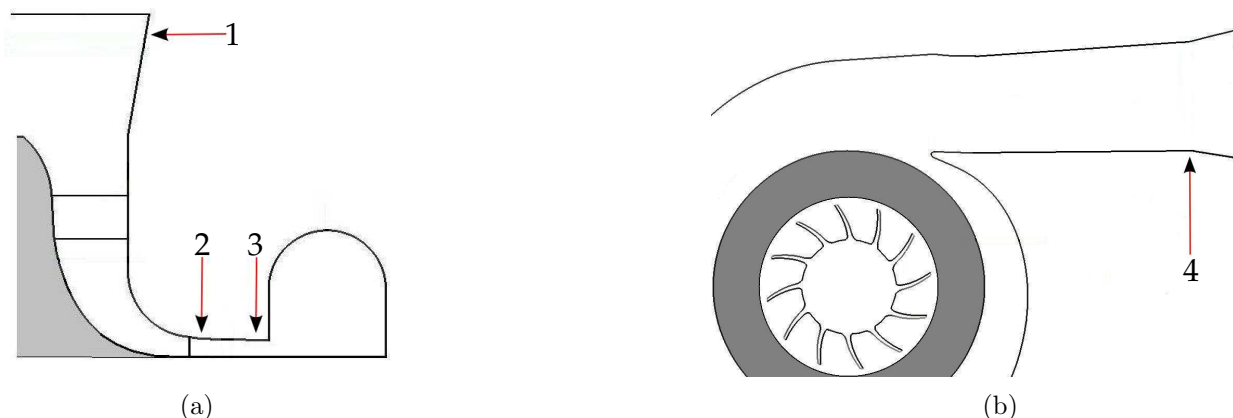


FIG. 4.2: Illustration des différentes sections de contrôles utilisées pour calculer les caractéristiques du compresseur.

4.2 Mesures expérimentales

Afin de pouvoir mesurer les caractéristiques du turbocompresseur, un banc d'essais a été développé au Laboratoire de Mécanique des Fluides à l'Ecole Centrale de Nantes, au cours de la thèse d'Anthony Yammine (Yammine, 2011) intitulée : "Etude Aérodynamique et Thermique d'un Turbocompresseur de Suralimentation Automobile, Mesures Locales et Globales".

L'architecture du banc turbocompresseur est présentée dans la figure 4.3.

4.3 Caractéristiques du compresseur centrifuge

La contribution de chacun des éléments du compresseur au travail de compression pour l'iso-vitesse de rotation 92 672 tours/min, obtenue à l'aide des simulations stationnaires, est illustrée sur les figures 4.4 et 4.5. Les figures 4.4a et 4.5a représentent respectivement le rapport $\Pi_{s/t}$ et $\Pi_{t/t}$ entre la sortie de la roue et l'entrée du compresseur. Le fluide récupère du travail des forces de pression dans le compresseur, ainsi la pression totale augmente. Une partie de ce travail est transformée en pression statique.

La vitesse du fluide à la sortie de la roue est diffusée dans le diffuseur lisse. L'augmentation de la pression statique (figure 4.5b) à la sortie du diffuseur est accompagnée par une chute de pression totale (figure 4.4b) dues aux pertes. Le rapport de pression statique est légèrement supérieur à 1, et donc le diffuseur contribue peu à la compression.

Dans la volute, en s'éloignant du bec, la quantité du fluide qui rentre dans la volute aug-

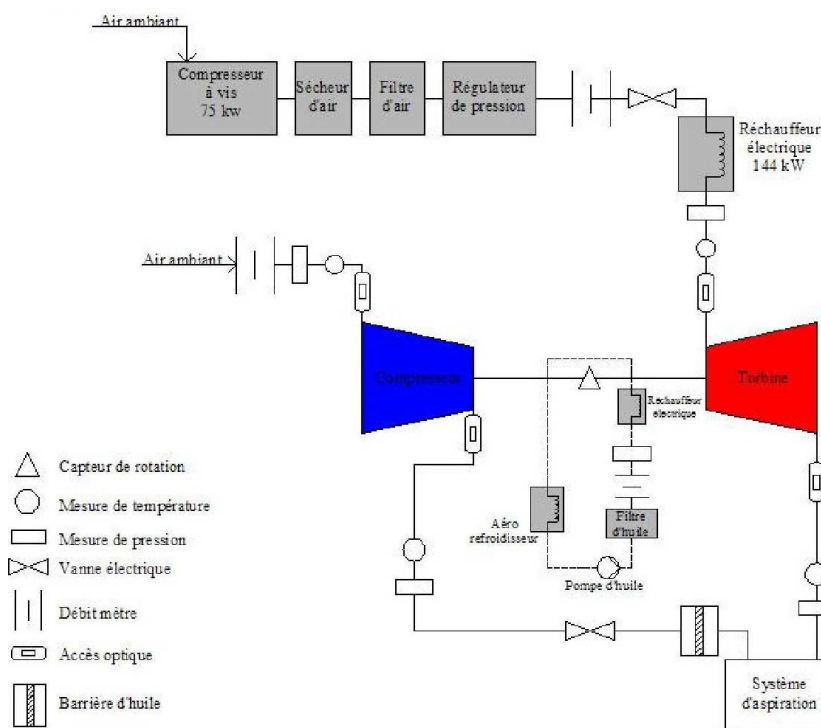


FIG. 4.3: Architecture du banc turbocompresseur développé à l'Ecole Centrale de Nantes.

mente, ainsi sa section doit augmenter elle aussi pour conserver une vitesse débitante et une pression statique constante. Dans cette partie, il n'est donc pas souhaitable de récupérer de la pression statique pour ne pas créer des distorsions de pression qui peuvent impacter l'écoulement dans le rouet. Néanmoins, dans le cône de sortie, le débit est constant, mais la section continue à augmenter pour récupérer plus de pression statique avant d'alimenter le moteur avec de l'air comprimé. Les figures 4.4c et 4.5c illustrent le rapport de pression entre l'entrée de la volute et la sortie du cône de sortie. Pour tous les points de fonctionnement, le rapport de pression $\Pi_{t/t}$ est inférieur à 1. Ces pertes de pression totale sont plus ou moins importantes selon le point de fonctionnement. En regardant les points de fonctionnement à forts débits, on remarque que le rapport de pression $\Pi_{s/s}$ est inférieur à 1 dû aux grandes pertes de pression totale. La cause de ces pertes vient du fait que la section de la volute n'augmente pas assez pour conserver une pression statique uniforme. Ceci sera étudié dans le chapitre 4. Pour ces points de fonctionnement, la volute induit une chute de pression statique. Pour les points de fonctionnement à faibles et moyens débits, le rapport de pression $\Pi_{s/s}$ est supérieur à 1.

Il est clair que la majeure partie de la compression est effectuée par la roue centrifuge, le diffuseur lisse participe légèrement à cet accroissement de pression statique. Les grandes pertes dans la volute à forts débits pénalisent la performance du compresseur. Cela peut être constaté également en comparant le rapport de pression et le rendement isentropique, entre l'entrée du

compresseur et la sortie du diffuseur lisse (1-3) d'une part, et l'entrée du compresseur et la sortie de la volute (1-4) d'autre part. Ceci est illustré dans la figure 4.6, les points de fonctionnement entourés par des pointillés en rouge représentent les points où le rapport de pression $\Pi_{s/t}^{1-3}$ et le rendement isentropique $\eta_{is,st}^{1-3}$ sont respectivement supérieurs à $\Pi_{s/t}^{1-4}$ et $\eta_{is,st}^{1-4}$. Dans cette zone, la volute ne participe pas à la compression, mais au contraire elle induit une diminution de pression statique. En dehors de cette zone, $\Pi_{s/t}^{1-4}$ et $\eta_{is,st}^{1-4}$ sont respectivement supérieurs à Π_{st}^{1-3} et $\eta_{is,st}^{1-3}$, et donc la volute contribue d'une manière positive au travail de compression.

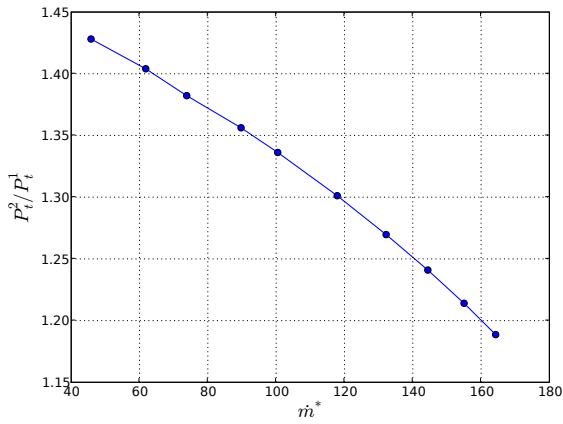
Des simulations instationnaires ont aussi été réalisées, pour trois points de fonctionnement (proche pompage, rendement maximal, et fort débit). Le rapport de pression et le rendement (figure 4.7) indiquent un très faible écart entre les simulations stationnaires et instationnaires, ce qui montre une faible influence des structures instationnaires sur les performances globales.

Les caractéristiques du compresseur issues des simulations numériques sont comparées à celles issues des mesures expérimentales effectuées à l'Ecole Centrale de Nantes (figure 4.7) et montrent un bon accord. Des grands écarts de rapport de pression totale et de rendement isentropique sont présents entre les courbes *CFD 1 – 4* et *CFD 1 – 3* pour les points de fonctionnement à forts débits où les pertes de pression totale dans la volute sont plus importantes. Pour les points de fonctionnement à moyens et faibles débits, l'écart est plus faible ainsi que les pertes de pression totale dans la volute.

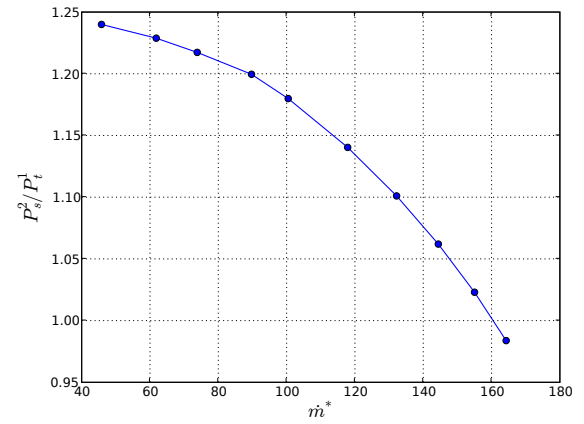
Les caractéristiques du compresseur sont obtenues à partir des simulations qui considèrent une pression statique constante en sortie. Les mesures de pression statique effectuées à la sortie du compresseur sur un banc moteur, montrent la présence des fluctuations périodiques de pression, dues au mouvement des pistons dans les cylindres du moteur. Souvent, la pression instantanée en sortie du compresseur atteint des valeurs élevées en dehors du champ de fonctionnement, il est donc important de connaître la réponse du compresseur suite à ce changement de pression.

Dans la figure 4.8 un exemple de signal de pression statique mesuré à la sortie du compresseur est présenté sur un cycle moteur en fonction de l'angle de vilebrequin pour un régime constant. Pour voir l'effet remontant de ces variations de pression statique sur le fonctionnement du compresseur, il serait utile de réaliser un calcul instationnaire en imposant une pression statique qui dépend du temps à la sortie du compresseur. Néanmoins, pour décrire un cycle moteur (2 tours de vilebrequin) il faut réaliser un nombre important de révolutions de compresseur, puisque la vitesse de rotation du compresseur est beaucoup plus élevée que celle du vilebrequin. Par conséquent, ce calcul nécessite des ressources informatiques très importantes. Il

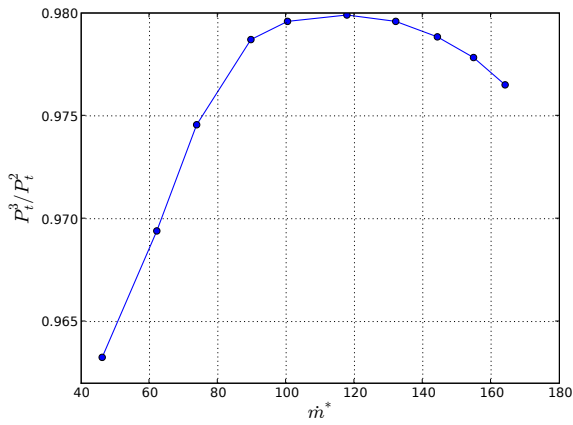
existe un autre moyen, moins précis, pour décrire le comportement du compresseur en présence de ces fluctuations, qui consiste à réaliser plusieurs simulations stationnaires en choisissant à chaque fois la valeur d'un point situé sur le signal de pression comme condition de sortie. Les points choisis sont illustrés sur la figure 4.8 et les points de fonctionnement résultant se situent dans la zone grise de la figure 4.7. Ceci signifie que pour un régime de fonctionnement stable du moteur, le point de fonctionnement du compresseur effectuera des va-et-vient dans la zone grise, qui représente une partie importante de la plage de fonctionnement du compresseur pour cette iso-vitesse de rotation. Cette méthode suppose que le compresseur atteint très rapidement un fonctionnement stable lors du passage d'un point de fonctionnement à un autre, cependant les effets transitoires ne sont pas pris en compte. A titre d'exemple, le point 3 et 3' ont la même valeur de pression statique, mais l'évolution de P_s est décroissante en 3 et croissante en 3', cependant il est impossible de les distinguer à l'aide des simulations stationnaires.



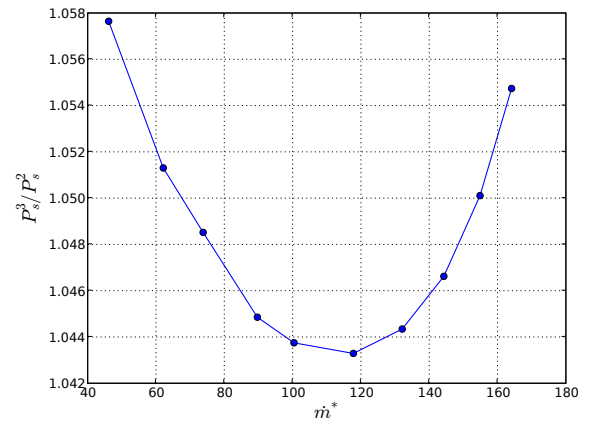
(a) Roue.



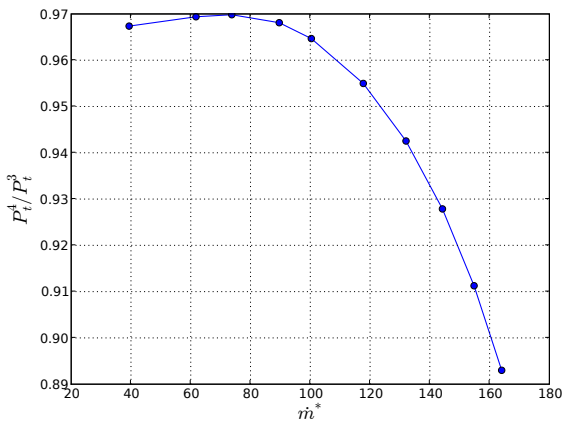
(a) Roue.



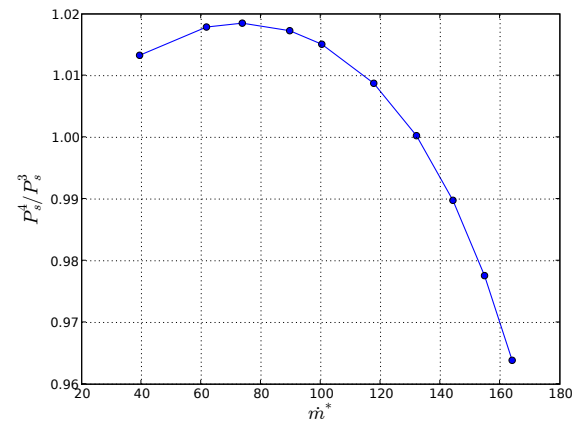
(b) Diffuseur lisse.



(b) Diffuseur lisse.



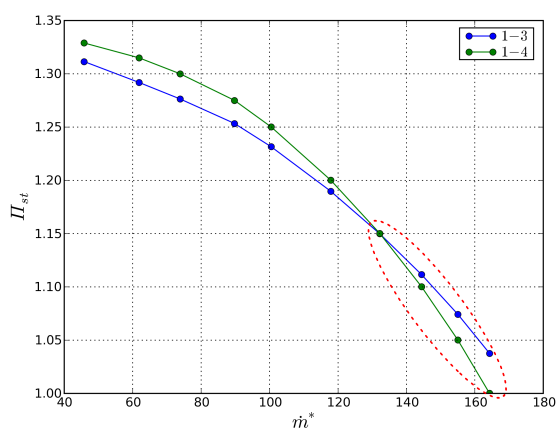
(c) Volute.



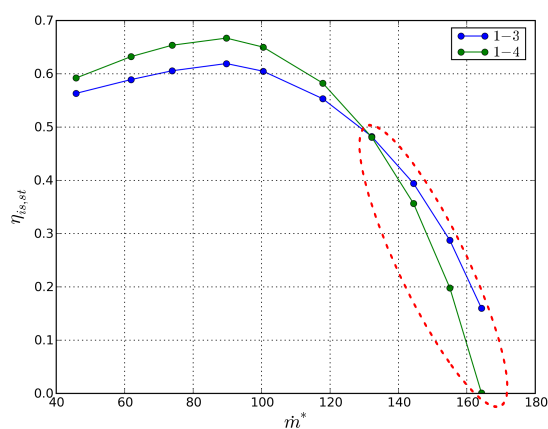
(c) Volute.

FIG. 4.4: Courbes caractéristiques $\Pi_{t/t}$ calculées pour les différents composants du compresseur.

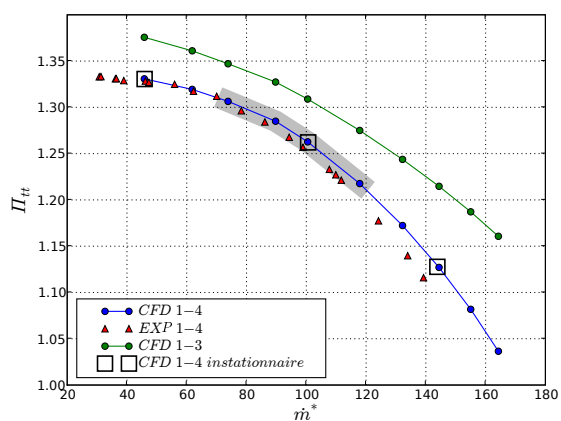
FIG. 4.5: Courbes caractéristiques $\Pi_{s/s}$ calculées pour les différents composants du compresseur.



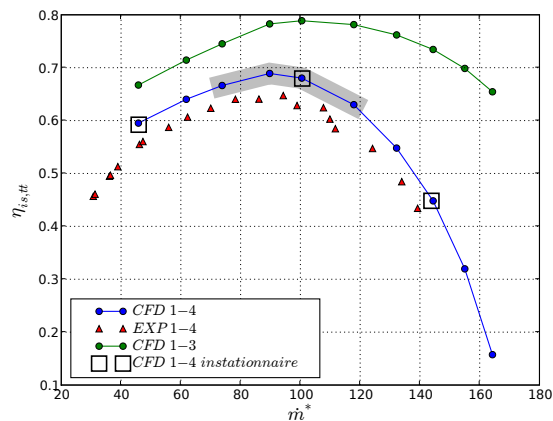
(a) Rapport de pression.



(b) Rendement isentropique.

 FIG. 4.6: Comparaison du rapport de pression (Π_{st}) et rendement isentropique ($\eta_{is,st}$) entre les courbes 1-3 et les courbes 1-4 pour différents points de fonctionnement.


(a) Rapport de pression.



(b) Rendement isentropique.

 FIG. 4.7: Comparaison du rapport de pression (Π_{tt}) et rendement isentropique ($\eta_{is,tt}$) entre les sections 1-3 et les sections 1-4 et les mesures expérimentales pour différents points de fonctionnement.

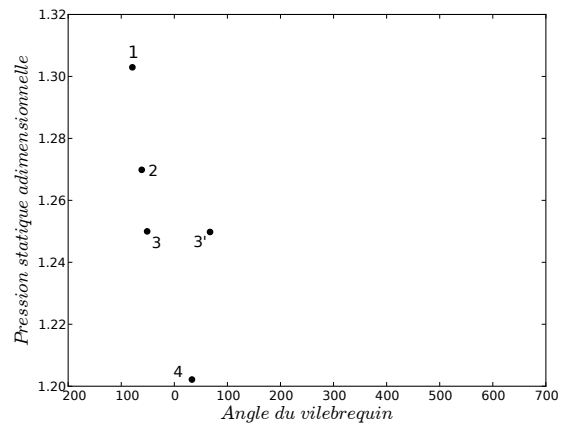


FIG. 4.8: Signal de pression statique mesuré à la sortie du compresseur sur un banc moteur.

Chapitre 5

Analyse stationnaire de l'écoulement dans le compresseur centrifuge

Contents

5.1	Bilan des forces non visqueuses	52
5.2	Écoulement secondaire	56
5.2.1	Structures tourbillonnaires	58
5.2.2	Structure jet-sillage	60
5.3	Influence de l'écoulement de jeu	61
5.4	Migration des couches limites sur les parois du compresseurs . . .	71
5.5	Analyse de l'écoulement dans la roue du compresseur	78
5.6	Analyse de l'écoulement dans le diffuseur lisse	80
5.7	Influence de la taille du jeu	84
5.8	Analyse de l'écoulement dans la volute	89

Dans ce chapitre, les résultats de trois points de fonctionnement, issus des calculs instationnaires sont étudiés. Une moyenne temporelle est appliquée sur les variables conservatives (ρ , ρu , ρv , ρw , ρh_{oe}), sur une période rotor pour les blocs liés à la roue mobile, et une période stator pour les blocs liés à la volute. Les points de fonctionnement sont illustrés sur la figure 5.1. Le point (\dot{m}_{max}) est un point à fort débit, le point (\dot{m}_{moy}) est un point à débit moyen et rendement élevé et le point (\dot{m}_{min}) est un point à faible débit, proche du pompage.

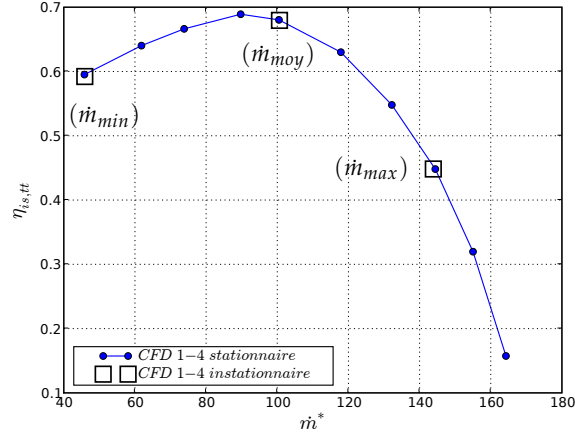


FIG. 5.1: Présentation des points de fonctionnement étudiés en fonction du débit et du rendement isentropique.

5.1 Bilan des forces non visqueuses

Pour un écoulement stable et stationnaire, dans un repère lié au rotor, l'équation d'Euler s'écrit :

$$(\vec{W} \cdot \nabla) \vec{W} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{W} - \Omega^2 \vec{r} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (5.1)$$

Afin d'écrire cette équation dans un repère lié à une particule fluide on définit un repère $(\vec{e}_s, \vec{e}_b, \vec{e}_n)$ dit repère de Frenet :

- \vec{e}_s : vecteur unitaire tangent à la trajectoire au point considéré.
- \vec{e}_b : vecteur unitaire perpendiculaire à \vec{e}_s dans le plan aube à aube.
- \vec{e}_n : perpendiculaire au plan (\vec{e}_s, \vec{e}_b) , tel que $(\vec{e}_s, \vec{e}_b, \vec{e}_n)$ forme un trièdre directe.

En un point d'une ligne de courant, le vecteur vitesse étant tangent, il présente une seule composante non nulle dans le repère de Frenet associé au point :

$$\vec{W} = W_s \vec{e}_s + 0\vec{e}_b + 0\vec{e}_n = W \vec{e}_s \quad (5.2)$$

Ainsi,

$$\vec{W} \cdot \vec{\nabla} = W \vec{e}_s \cdot \left(\frac{\partial}{\partial s} \vec{e}_s + \frac{\partial}{\partial b} \vec{e}_b + \frac{\partial}{\partial n} \vec{e}_n \right) = W \frac{\partial}{\partial s} \quad (5.3)$$

$$(\vec{W} \cdot \vec{\nabla}) \vec{W} = W \frac{\partial(W \vec{e}_s)}{\partial s} \quad (5.4)$$

$$= W \frac{\partial W}{\partial s} \vec{e}_s + W^2 \frac{\partial \vec{e}_s}{\partial s} \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

La projection de l'équation 5.1 dans ce repère s'écrit :

$$- \underbrace{W \frac{\partial W}{\partial s} \vec{e}_s}_{\text{inertie}} - \underbrace{W^2 \frac{\partial \vec{e}_s}{\partial s}}_{\text{courbure}} - \underbrace{2\vec{\Omega} \wedge \vec{W}}_{\text{Coriolis}} + \underbrace{\Omega^2 r \vec{e}_r}_{\text{centrifuge}} = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (5.7)$$

Cette équation fait apparaître quatre forces non visqueuses, qui agissent sur les particules fluides et qui sont est équilibrées par un gradient de pression.

Les forces mises en jeu sont :

(1) **La force d'inertie due au gradient longitudinal de vitesse :**

$$F_{\text{inertie}} = -W \frac{\partial W}{\partial s} \vec{e}_s \quad (5.8)$$

Dans le cas général, les particules du fluide dans un compresseur sont en décélération ($\frac{\partial W}{\partial s} < 0$), et donc cette force sera orientée vers \vec{e}_s dont la direction est donnée par la trajectoire.

(2) **La force d'inertie due à la courbure :**

$$F_{\text{courbure}} = -W^2 \frac{\partial \vec{e}_s}{\partial s} \quad (5.9)$$

(a) **courbure aube à aube :** Dans cette partie seules les courbures des aubes sont prises en considération, sans aucune courbure méridienne ; c.à.d à l'entrée et à la sortie de la roue du compresseur. Ainsi on écrit :

$$\frac{\partial \vec{e}_s}{\partial s} = -\kappa_n \vec{e}_n \quad (5.10)$$

Le signe de κ_n dépend de la courbure locale des aubes. La valeur de κ_n est positive quand la paroi de l'extrados est convexe, et négative quand la paroi de l'extrados est concave.

$$F_{\text{courbure}} = -\kappa_n W^2 \vec{e}_n = \pm \frac{1}{R_n} W^2 \vec{e}_n \quad (5.11)$$

Avec R_n le rayon de courbure dans le plan aube à aube. Un gradient de pression s'établit alors entre l'intrados et l'extrados de chaque canal, dont le sens dépend de la courbure des aubes. En général cette force est dirigée de l'intrados vers l'extrados.

(b) courbure **méridienne** : Dans cette partie, l'analyse est effectuée sur une surface méridienne sans prendre en considération la courbure des aubes. Ainsi on écrit :

$$\frac{\partial \vec{e}_s}{\partial s} = \kappa_m \vec{n}_m \quad (5.12)$$

$$F_{courbure} = -\kappa_m W^2 \vec{n}_m = \frac{1}{R_m} W^2 \vec{n}_m = \frac{1}{R_m} W^2 \vec{e}_b \quad (5.13)$$

Avec R_m le rayon de courbure dans le plan méridien et \vec{n}_m vecteur unitaire normal à la trajectoire dans le plan méridien. Par ailleurs, cette force est responsable d'un gradient de pression positif du carter vers le moyeu dans la zone à forte courbure méridienne.

Cette force peut également être interprétée comme :

$$F_{courbure} = -\vec{\Omega}_c \wedge (\vec{\Omega}_c \wedge \vec{R}_c) \quad (5.14)$$

$\vec{\Omega}_c = -\frac{W}{R_c} \vec{e}_\zeta$ est le vecteur de rotation instantanée qui s'ajoute au vecteur rotation de la machine, et qui permet de traiter l'effet de courbure comme un effet de rotation. R_c est le rayon de courbure de la trajectoire de la particule.

(3) **La force d'inertie de Coriolis :**

$$F_{coriolis} = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{W} \quad (5.15)$$

$$= 2(\Omega_n W \vec{e}_b + \Omega_b W \vec{e}_n) \quad (5.16)$$

$$= 2\Omega W \cos(\vec{\Omega}, \vec{e}_n) \vec{e}_b + 2\Omega W \cos(\vec{\Omega}, \vec{e}_b) \vec{e}_n \quad (5.17)$$

En supposant $\vec{\Omega} = -\Omega \vec{e}_x$,

$$F_{coriolis} = \underbrace{-2\Omega W \cos(\vec{e}_x, \vec{e}_n)}_{>0} \vec{e}_b - \underbrace{2\Omega W \cos(\vec{e}_x, \vec{e}_b)}_{<0} \vec{e}_n \quad (5.18)$$

Dans une roue radiale, la force d'inertie de Coriolis possède une projection positive selon \vec{e}_b et négative selon \vec{e}_n . Ainsi cette force est responsable d'un gradient de pression positif du carter au moyeu et de l'intrados vers l'extrados. A la sortie de la roue $\vec{e}_x = \vec{e}_b$ ($\perp \vec{e}_n$), par conséquent cette force ne contribue pas au gradient de pression entre le carter et le moyeu.

(4) **La force d'inertie centrifuge due à la rotation :**

$$F_{rotation} = \Omega^2 r \vec{e}_r \quad (5.19)$$

Avec $\vec{\Omega} = -\Omega \vec{e}_x$, le vecteur rotation. Cette force est orientée par le vecteur unitaire dans la direction radiale \vec{e}_r .

- (a) Dans le plan **aube à aube**, dans la partie inductrice de la roue, le vecteur $\vec{e}_r = -\vec{e}_b$, ainsi la force d'inertie est perpendiculaire au plan aube à aube et plus particulièrement à \vec{e}_n . En sortie, la force d'inertie due à la rotation est toujours perpendiculaire à \vec{e}_n . Par conséquent, dans un plan aube à aube, cette force n'influence pas le gradient de pression entre l'extrados et l'intrados.
- (b) Dans le plan **méridien**, la force d'inertie due à la rotation a une projection négative selon \vec{e}_b en entrée et dans la partie à forte courbure méridienne. En sortie, l'écoulement est parfaitement radial et donc la projection de la force selon \vec{e}_b est nulle. Cette force est donc responsable d'un gradient de pression positif dirigé du moyeu vers le carter à l'entrée et dans la zone de courbure méridienne.

La répartition de ces forces ainsi étudiées dans le plan aube à aube et dans le plan méridien, est illustrée dans les figures 5.2 et 5.3.

Conclusion

- Dans un plan méridien, un gradient de pression positif s'établit du carter vers le moyeu dans la majeure partie de la roue.
- Dans un plan aube à aube, un gradient de pression positif s'établit de l'extrados vers l'intrados.

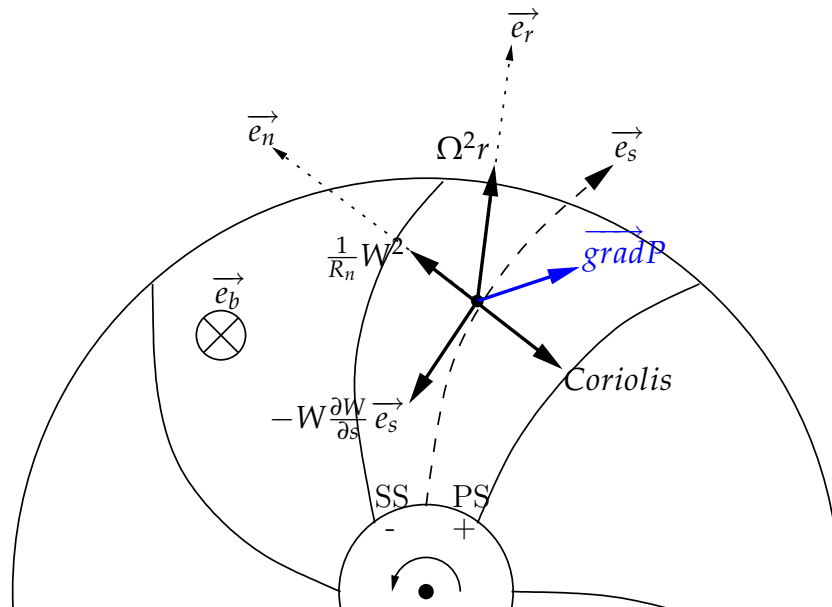


FIG. 5.2: Bilan des forces dans un plan aube à aube.

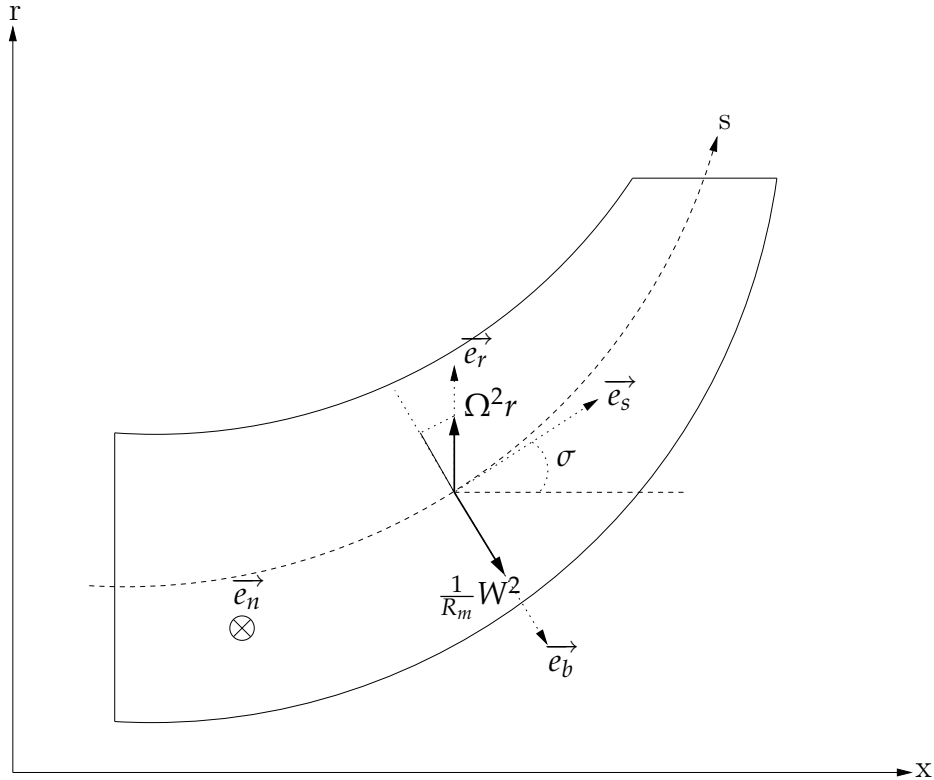


FIG. 5.3: Bilan des forces dans un plan méridien.

5.2 Écoulement secondaire

L'écoulement secondaire est défini comme étant les composantes de vitesse dans un plan orthogonal à la direction de l'écoulement principal. La figure 5.4 explique la formation de cet écoulement, A et B sont 2 points placés selon une ligne R normale par exemple au moyeu. Le paragraphe précédent a montré comment la courbure aube-à-aube induit un gradient de pression entre l'intrados et l'extrados.

A et B se situant dans la même couche limite moyeu n'ont pas la même vitesse relative mais subissent le même gradient de pression selon l'hypothèse de Prandtl. Et en particulier on peut écrire :

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \theta}\right)_A = \left(\frac{\partial P}{\partial \theta}\right)_B \tag{5.20}$$

D'où

$$\frac{W_A^2}{R_{cA}} = \frac{W_B^2}{R_{cB}} \tag{5.21}$$

Et comme $W_A > W_B$ alors $R_{cA} \gg R_{cB}$.

Ceci montre que les particules à faible énergie cinétique sont déviées vers la face en dépression

de la pale. En conséquence de ce phénomène principal, des composantes de vitesse dans le plan perpendiculaire à l'écoulement apparaissent, en donnant naissance à un écoulement secondaire.

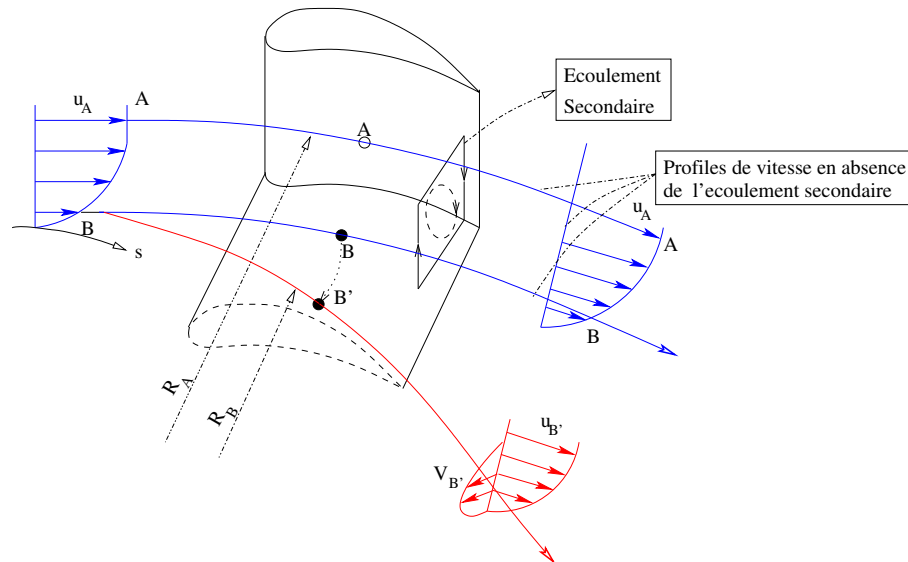


FIG. 5.4: Écoulement secondaire.

La déviation de ces particules est responsable de la création d'une structure dite "jet-sillage", introduite par [Dean and Senoo \(1960\)](#), et décrite ensuite dans les travaux de [Eckardt \(1976\)](#) et [Johnson and Moore \(1979\)](#).

Un autre écoulement favorisant l'écoulement secondaire, est l'écoulement de jeu.

L'écoulement de jeu, aussi nommé écoulement de fuite, est défini comme une migration des particules fluides d'un canal à un canal voisin par-dessus la tête de la pale. Ceci est dû principalement à la différence de pression entre les faces d'une même pale. Un exemple de l'écoulement de jeu est illustré sur la figure 5.5. Les lignes de courant issues du voisinage de l'intrados de l'aube principale, remontent la surface de l'aube sous l'influence des forces de pression présentées précédemment, traversent le jeu de l'aube principale et se dirigent vers le jeu de l'aube secondaire. Les lignes de courant issues du bord d'attaque de l'aube principale forment un tourbillon dit tourbillon de jeu. L'écoulement de jeu est d'autant plus important que la hauteur du jeu est grande.

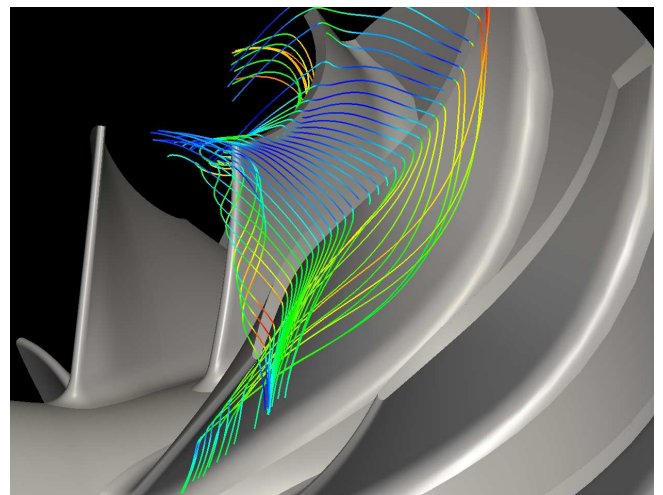


FIG. 5.5: Tracé de lignes de courant illustrant l'écoulement de jeu dans la roue du compresseur.

5.2.1 Structures tourbillonnaires

L'analyse de l'évolution du champ de vorticité est un moyen intéressant qui intègre tous les phénomènes nécessaires à la description d'un écoulement. La dérivation détaillée de l'expression de la vorticité secondaire dans un repère lié à la particule est présentée par [Lakshminarayana and Horlock \(1973\)](#). ([Hawthorne, 1951, 1974](#)) propose de résoudre la vorticité comme la somme d'une vorticité dans la direction de l'écoulement et d'une vorticité perpendiculaire à la direction de l'écoulement. Il établit par la suite l'équation de la vorticité longitudinale le long d'une ligne de courant, sous forme simplifiée.

L'équation de transport de la vorticité $\vec{\omega}$ est obtenue en appliquant l'opérateur rotationnel à l'équation de la conservation de la quantité de mouvement. Dans un repère relatif à la roue mobile cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{W} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{\omega} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{W} + \frac{\vec{\omega}}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \vec{\nabla} \frac{1}{\rho} \wedge \vec{\nabla} P + \text{rot} \left(\frac{1}{\rho} \text{div } \boldsymbol{\tau} \right) + \text{rot } \vec{f} \quad (5.22)$$

[Trébinjac \(2003\)](#) analyse l'influence de chacun des termes sources de l'équation de la vorticité projetée dans la direction de l'écoulement principale en négligeant les contributions du terme instationnaire, du terme de gradient de masse volumique et du terme visqueux. En négligeant également les composantes normales de la vitesse devant la composante longitudinale et leurs gradients longitudinaux, on peut montrer que la composante longitudinale de l'équation de transport de vorticité s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{W} \right) = \frac{2}{W^2} \left[\underbrace{\Omega_b \frac{\partial W}{\partial b}}_a + \underbrace{WK_{sn} \frac{\partial W}{\partial b}}_b - \underbrace{WK_{sb} \frac{\partial W}{\partial n}}_c + \underbrace{\Omega_n \frac{\partial W}{\partial n}}_d - \underbrace{W\Omega_b K_{sb}}_e - \underbrace{W\Omega_n K_{sn}}_f \right] \quad (5.23)$$

La contribution de chacun de ces termes est schématisée dans la figure [5.6](#).

Effet de la rotation Les écoulements secondaires induits par la rotation sont essentiellement issus de la contribution du terme des forces de Coriolis (terme a). Cette contribution augmente quand l'écoulement devient radial à la sortie de la roue, où la direction binormale (b) devient confondue avec la direction axiale (x), ainsi Ω_b atteint sa valeur maximale ($\Omega_b = \Omega$). Ce terme traduit la migration des particules à faible énergie à proximité du moyeu et du carter de la face en pression vers la face en dépression des aubages. En remplaçant le gradient de vitesse par

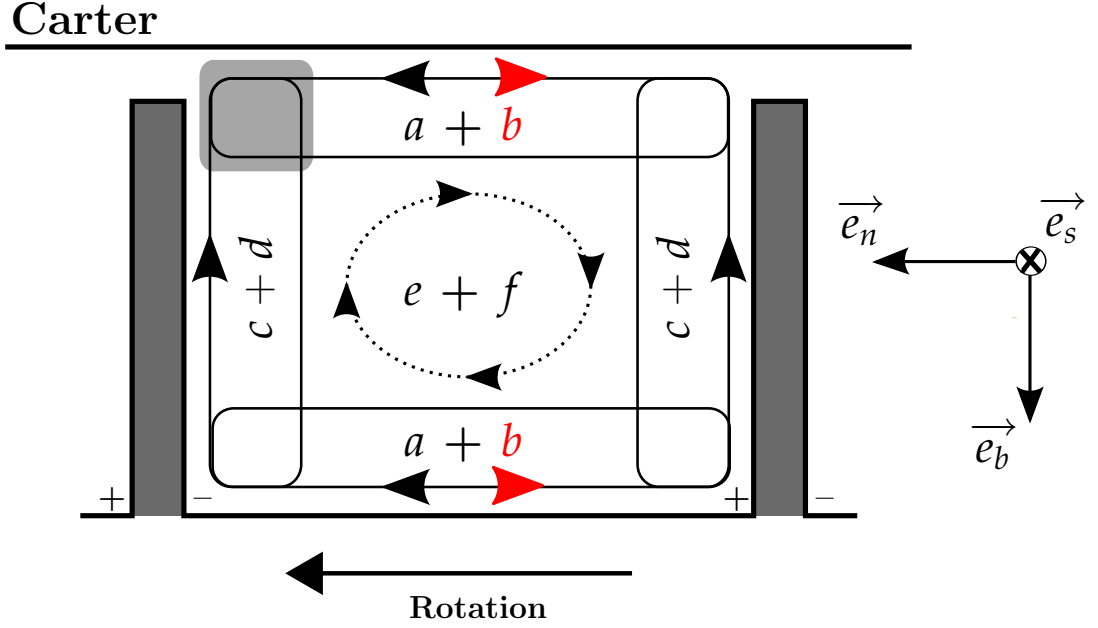


FIG. 5.6: Représentation schématique des structures de l'écoulement secondaire dans la roue d'un compresseur centrifuge.

$W/\delta_{M,C}$, où $\delta_{M,C}$ est l'épaisseur de la couche limite au moyeu (M) et au carter (C), le terme a s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{W} \right)_{\text{Coriolis}} = \frac{2}{W^2} \Omega_b \frac{\partial W}{\partial b} \quad (5.24)$$

$$\approx \frac{2 \Omega_b}{W \delta_{M,C}} \quad (5.25)$$

En présence d'une composante Ω_n les effets de rotation peuvent conduire au terme d qui induit une migration des particules à faible énergie à proximité des parois des aubages du moyeu vers le carter. La valeur de Ω_n est d'autant plus grande que l'angle que fait \vec{e}_n avec \vec{e}_x est plus petit (l'angle de calage des aubes est plus grand).

Effet de courbure dans le plan méridien Les écoulements secondaires induits par la courbure méridienne sont décrits par le terme c qui peut être estimé de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{W} \right)_{\text{courbure méridienne}} \approx -\frac{2K_{sb}}{\delta_{+,-}} \quad (5.26)$$

Avec $\delta_{+,-}$, représente l'épaisseur de la couche limite sur l'intrados et l'extrados des aubages. L'effet de courbure dans le plan méridien traduit une création de vorticité longitudinale à proximité des surfaces des aubes, créant un écoulement du moyeu vers le carter.

Effet de courbure dans le plan aube à aube La vorticité cr  e par la courbure dans le plan aube à aube (terme b) produit des tourbillons    proximité du moyeu et du carter nommés tourbillons de passage. En fonction du signe de la courbure K_{sn} ces tourbillons atténuent ou amplifient les tourbillons créés par la rotation. Dans un plan aube à aube, le terme b peut être estimé comme :

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{W} \right)_{\text{courbure aube à aube}} \approx \frac{2K_{sn}}{\delta_{M/C}} \quad (5.27)$$

Finalement les termes e et f , traduisent la combinaison des effets des courbures et de la rotation, qui agit sur les particules loin des couches limites des parois.

5.2.2 Structure jet-sillage

En conséquence de ces effets, les particules à faible énergie cinétique seront déplacées vers le côté en dépression de la pale et vers le carter. L'accumulation de ces particules forme une zone appelée sillage. Cette zone est caractérisée par une faible vitesse radiale et une vitesse circonférentielle élevée.

Le sillage peut être interprété comme une région qui a subi des pertes importantes, et qui s'  st développée durant son passage dans la roue, en créant à la sortie le sillage (figure 5.7). Les particules ayant une énergie cinétique élevée occupent le côté en pression de la pale. Ceci augmente la vitesse de l'écoulement et crée une zone de "jet". Cette zone est identifiée par une faible vitesse circonférentielle et par une vitesse radiale élevée. Presque la totalité du débit de l'écoulement quitte la roue dans la zone du jet. Une distribution non-uniforme d'énergie cinétique est ainsi obtenue.

Dean and Senoo (1960) définissent cette structure comme étant stable, en supposant que le jet est isentropique, et que le sillage comprend la totalité des pertes. **Rohne and Banzhaf (1991)** présentent des résultats expérimentaux qui ne sont pas en accord avec la théorie classique et proposent une correction basée sur le principe que le jet n'  st pas isentropique. Ceci a été vérifié par des mesures thermodynamiques sur des compresseurs centrifuges.

Finalement, le modèle jet-sillage est un modèle 2D qui ne tient pas compte de l'aspect 3D de l'écoulement, notamment de l'écoulement de jeu. Des études détaillées numériques et expérimentales ont été conduites au LMFA sur des compresseurs centrifuges. Ces études soulignent l'importance des effets 3d induits par les tourbillons décrits précédemment. Parmi ces études figurent la thèse de **Rochuon (2007a)**, la thèse de **Bulot (2010)** et des articles associés (**Bulot and Trébinjac, 2007; Bulot et al., 2009; Rochuon et al., 2009, 2006, 2008**).

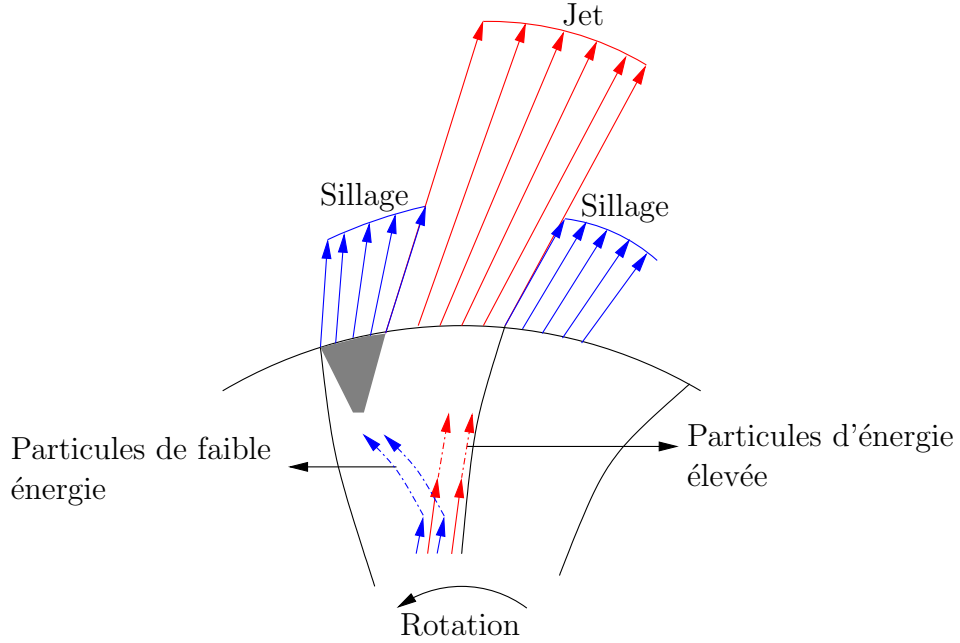


FIG. 5.7: Structure jet-sillage.

5.3 Influence de l'écoulement de jeu

L'écoulement de jeu a été étudié par [Schleer and Abhari \(2008\)](#), qui présentent des mesures aérodynamiques à l'entrée du diffuseur lisse d'un compresseur centrifuge et qui montrent l'influence de l'effet de jeu sur la structure de l'écoulement. Les résultats montrent que l'écoulement de jeu est très turbulent et occupe une grande partie du canal. Le jet n'est pas identifiable à l'entrée du diffuseur lisse; il interagit et se mélange rapidement avec le sillage des pales. La structure ainsi obtenue n'est pas identifiable par la théorie classique du "jet-sillage".

Dans cette section l'écoulement de jeu est analysé ainsi que son influence sur l'écoulement principal pour différents points de fonctionnement. Malgré l'appartenance des points de fonctionnement étudiés à la partie inférieure du champ du compresseur, la vitesse de rotation reste élevée, ceci favorise l'écoulement de jeu. La figure 5.8 illustre la variation des débits traversant le jeu de l'aube principale et de l'aube secondaire suivant le point de fonctionnement. La surface du jeu est présentée dans la figure 5.9. Le débit est calculé de la manière suivante :

$$\dot{m}_{jeu} = N_r \iint_{S_{jeu}} \rho \vec{v} \cdot \vec{n} ds \quad (5.28)$$

Avec S_{jeu} la surface du jeu de l'aube correspondante et \vec{n} le vecteur normale à ds (figure 5.9). La figure 5.8a montre que le débit du jeu de l'aube principale augmente en passant du point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) au point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) (alors que le débit total de la

machine diminue), et puis atteint une faible valeur au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}). Le débit de jeu de l'aube secondaire diminue légèrement au point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) et puis subit une diminution plus importante au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}). Les valeurs du débit de jeu au point (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{moy}) montre que l'augmentation du rapport de pression intensifie l'écoulement de jeu. Une telle déduction est difficile à montrer pour le point (\dot{m}_{min}) puisque le débit total du compresseur est faible.

La figure 5.8b représente le rapport entre le débit de jeu et le débit total du compresseur en pourcentage. Lors du passage du point (\dot{m}_{max}) ($\Pi_{tt} \downarrow$) vers le point (\dot{m}_{min}) ($\Pi_{tt} \uparrow$) le rapport entre le débit de jeu de chaque aube par rapport au débit total du compresseur augmente.

Ce rapport atteint des valeurs très élevées 17.7% pour l'aube principale et 8.7% pour l'aube secondaire au point (\dot{m}_{min}).

L'intensité de l'écoulement de jeu dépend de plusieurs paramètres dont la vitesse relative du carter par rapport à la tête de pales, la largeur du jeu par rapport à la largeur de l'aube, le gradient de pression adverse et la différence de pression entre l'intrados et l'extrados (induit en partie par les gradients de pression adverses). Parmi ces paramètres, seuls la différence de pression entre l'intrados et l'extrados de l'aube et les gradients de pression adverses changent suivant le rapport de pression.

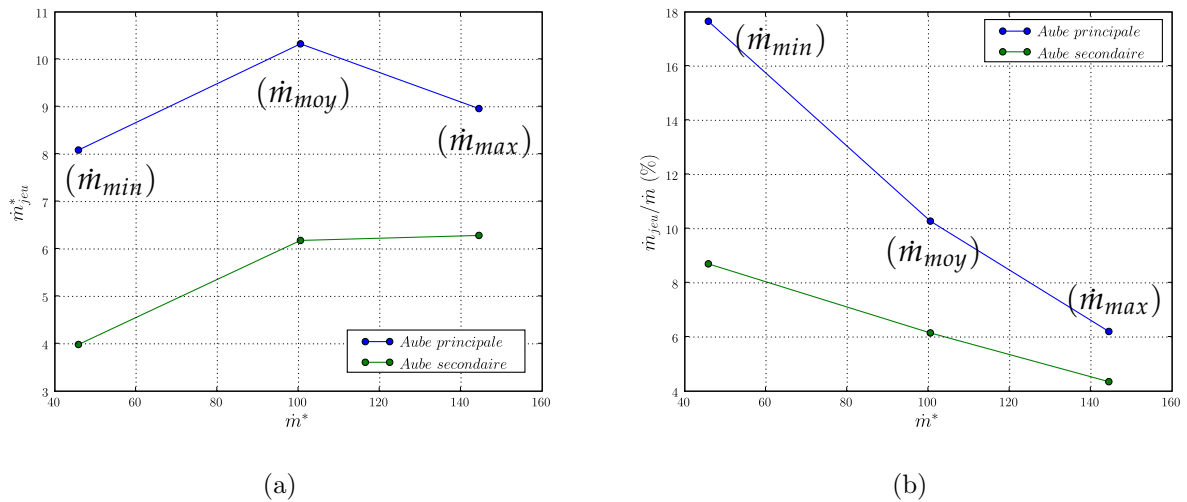


FIG. 5.8: Variation des débits traversant le jeu de l'aube principale et de l'aube secondaire adimensionné par un débit de référence (a) et par le débit du compresseur (en pourcentage) (b) suivant le point fonctionnement.

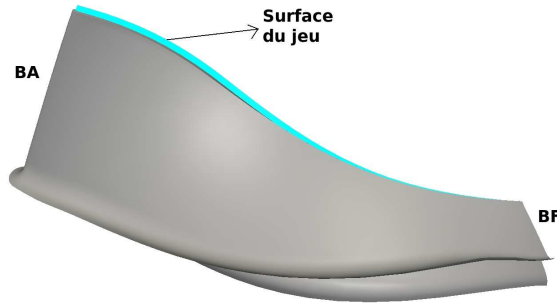


FIG. 5.9: Illustration de la surface du jeu de l'aube principale.

La distribution de pression statique à 70 % de hauteur de veine des aubes principales et secondaires pour différents points de fonctionnement est présentée dans la figure 5.10. La ligne rouge indique la position méridienne du bord d'attaque de l'aube secondaire. Les valeurs de pression statique pour chaque point de fonctionnement sont adimensionnées par $0.5\rho_0 V_0^2$, avec V_0 et ρ_0 représentent respectivement la vitesse absolue et la densité en amont. Les distributions de pression statique sur les aubes principales et secondaires montrent que $(P_{intrados} - P_{extrados})/0.5\rho_0 V_0^2$ augmente avec le rapport de pression et donc la diminution du débit. Les aubes sont de plus en plus chargées, ce qui favorise la migration des particules de l'intrados vers l'extrados. Ceci est en accord avec l'augmentation du rapport entre le débit du jeu et le débit du compresseur pour les forts rapports de pression. Une des raisons de l'augmentation de la charge des aubes du compresseur est l'augmentation de l'angle d'incidence relatif en amont du bord d'attaque sous l'influence de la réduction du débit. Par conséquent, l'écoulement est de plus en plus dévié de la direction méridienne, ce qui accroît la pression sur l'intrados.

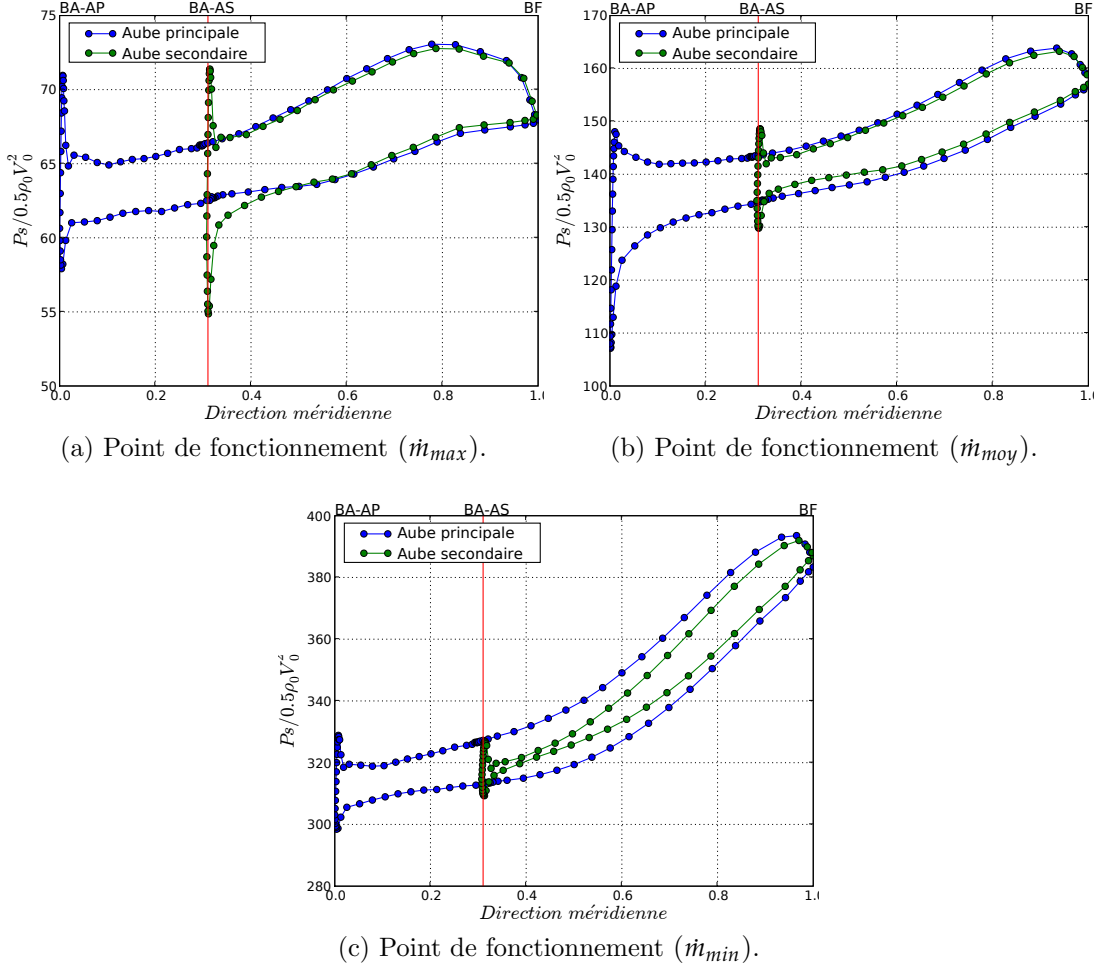


FIG. 5.10: Distribution de pression statique à 70 % de hauteur de veine pour différents points de fonctionnement. La ligne rouge représente la position méridienne du bord d'attaque de l'aube secondaire.

Production d'entropie à proximité du carter

L'écoulement de jeu est une grande source d'entropie. Il transporte des particules à faible énergie et est affecté par les gradients de pression adverses qui sont différents selon le point de fonctionnement du compresseur ou même par les effets potentiels du fait de la rotation de la roue devant la volute pour un point de fonctionnement donné. Le calcul de la production d'entropie locale fournit un aperçu utile de l'importance relative des différentes sources d'irréversibilité dans l'écoulement et en particulier l'écoulement de jeu. La production d'entropie est donnée par l'équation suivante :

$$\rho \frac{ds}{dt} = \underbrace{\frac{\tau : D}{T}}_{(1)} + \underbrace{\vec{q} \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{T}}_{(2)} + \underbrace{\frac{\rho r}{T}}_{(3)} - \underbrace{\text{div} \left(\frac{\vec{q}}{T} \right)}_{(4)} \quad (5.29)$$

Le terme (1) est positif ou nul. Il en est de même pour le terme (2) qui peut se calculer à l'aide de la loi de Fourier :

$$\vec{q} \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{T} = -k \vec{\nabla} T \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{T} = \frac{k}{T^2} (\vec{\nabla} T)^2 \geq 0 \quad (5.30)$$

Où k est la conductivité thermique. Les termes (1) et (2) correspondent à des irréversibilités de nature respectivement mécanique et thermique. Les termes (3) et (4) sont des variations réversibles d'entropie par rayonnement et par diffusion respectivement.

Dans un repère cartésien, le produit tensoriel contracté $\tau : D$ est donné par :

$$\tau : D = \sum_i \sum_j \left[\tau_{ij} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (5.31)$$

$$= \mu \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial W_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_z}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} + \frac{\partial W_z}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (5.32)$$

$$+ \left[\left(\frac{\partial W_y}{\partial x} + \frac{\partial W_x}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_z}{\partial y} + \frac{\partial W_y}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} + \frac{\partial W_z}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (5.33)$$

$$= \mu \Phi$$

En ne considérant que la partie irréversible de la production d'entropie (\dot{s}_{irr}), on écrit :

$$\begin{aligned} \dot{s}_{irr} &= \dot{s}_W + \dot{s}_T \\ &= \frac{\mu \Phi}{T} + \frac{k}{T^2} (\vec{\nabla} T)^2 \end{aligned} \quad (5.34)$$

L'équation 5.29 est valable pour les valeurs instantanées de l'entropie spécifique s , de la vitesse W et de la température T . Selon l'approche RANS, ses quantités comportent une valeur moyenne plus une fluctuation, à savoir $s = \bar{s} + s'$, $W_x = \bar{W}_x + W'_x \dots$ Cette décomposition dite décomposition de Reynolds, doit être appliquée aux termes de l'équation 5.34.

En appliquant une moyenne temporelle à la production d'entropie par dissipation visqueuse, on obtient :

$$\begin{aligned} \overline{\dot{s}_W} &= \frac{\mu}{(\bar{T} + T')} \left[2 \left\{ \overline{\left(\frac{\partial(\bar{W}_x + W'_x)}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial(\bar{W}_y + W'_y)}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial(\bar{W}_z + W'_z)}{\partial z} \right)^2} \right\} \right. \\ &\quad - \frac{2}{3} \overline{\left(\frac{\partial(\bar{W}_x + W'_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{W}_y + W'_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{W}_z + W'_z)}{\partial z} \right)^2} \\ &\quad + \overline{\left(\frac{\partial(\bar{W}_y + W'_y)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{W}_x + W'_x)}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial(\bar{W}_z + W'_z)}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{W}_y + W'_y)}{\partial z} \right)^2} \\ &\quad \left. + \overline{\left(\frac{\partial(\bar{W}_x + W'_x)}{\partial z} + \frac{\partial(\bar{W}_z + W'_z)}{\partial x} \right)^2} \right] \end{aligned} \quad (5.35)$$

$$(5.36)$$

Le terme $\frac{1}{(\bar{T}+T')}$ peut être évalué à l'aide d'un développement limité au voisinage de $T' = 0$:

$$\frac{1}{(\bar{T}+T')} = \frac{1}{\bar{T}} \frac{1}{(1+\frac{T'}{\bar{T}})} = \frac{1}{\bar{T}} \left[1 - \frac{T'}{\bar{T}} + \left(\frac{T'}{\bar{T}}\right)^2 - \left(\frac{T'}{\bar{T}}\right)^3 \pm \dots \right] \quad (5.37)$$

Ainsi, l'équation 5.35 s'écrit :

$$\begin{aligned} \overline{\dot{s}_W} &= \frac{\mu}{\bar{T}} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial \overline{W}_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{W}_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{W}_z}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \overline{W}_x}{\partial x} + \frac{\partial \overline{W}_y}{\partial y} + \frac{\partial \overline{W}_z}{\partial z} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\partial \overline{W}_y}{\partial x} + \frac{\partial \overline{W}_x}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{W}_z}{\partial y} + \frac{\partial \overline{W}_y}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{W}_x}{\partial z} + \frac{\partial \overline{W}_z}{\partial x} \right)^2 \right] \\ &\quad \underbrace{\hspace{15em}}_{\dot{s}_{\overline{W}}} \\ &\quad + \frac{\mu}{\bar{T}} \left[2 \left\{ \overline{\left(\frac{\partial W'_x}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial W'_y}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial W'_z}{\partial z} \right)^2} \right\} - \frac{2}{3} \overline{\left(\frac{\partial W'_x}{\partial x} + \frac{\partial W'_y}{\partial y} + \frac{\partial W'_z}{\partial z} \right)^2} \right. \\ &\quad \left. + \overline{\left(\frac{\partial W'_y}{\partial x} + \frac{\partial W'_x}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial W'_z}{\partial y} + \frac{\partial W'_y}{\partial z} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial W'_x}{\partial z} + \frac{\partial W'_z}{\partial x} \right)^2} \right] \\ &\quad \underbrace{\hspace{15em}}_{\dot{s}_{W'}} \\ &\quad - \frac{\mu}{\bar{T}^2} \cdot \left[2 \left\{ \overline{T' \left(\frac{\partial W'_x}{\partial x} \right)^2} + \overline{T' \left(\frac{\partial W'_y}{\partial y} \right)^2} + \overline{T' \left(\frac{\partial W'_z}{\partial z} \right)^2} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \overline{T' \left(\frac{\partial W'_x}{\partial y} + \frac{\partial W'_y}{\partial x} \right)^2} + \overline{T' \left(\frac{\partial W'_x}{\partial z} + \frac{\partial W'_z}{\partial x} \right)^2} + \overline{T' \left(\frac{\partial W'_y}{\partial z} + \frac{\partial W'_z}{\partial y} \right)^2} \right. \\ &\quad \left. + \dots \dots \dots \text{(suite des corrélations)} \right] \end{aligned} \quad (5.38)$$

En négligeant tous les termes multipliés par $\frac{T'}{\bar{T}^2}$ on obtient :

$$\overline{\dot{s}_w} = \dot{s}_{\overline{w}} + \dot{s}_{w'} \quad (5.39)$$

La même procédure est également appliquée à la production d'entropie due aux dissipations thermiques (\dot{s}_T) :

$$\begin{aligned} \overline{\dot{s}_T} &= \dot{s}_{\bar{T}} + \dot{s}_{T'} \\ &= \frac{k}{\bar{T}^2} \cdot \left[\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^2 \right] \\ &\quad + \frac{k}{\bar{T}^2} \cdot \left[\overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial z} \right)^2} \right] \end{aligned} \quad (5.40)$$

Les termes $\dot{s}_{\overline{W}}$ et $\dot{s}_{\overline{T}}$ sont obtenus à partir des simulations stationnaires. Le calcul des termes $\dot{s}_{W'}$ et $\dot{s}_{T'}$ nécessite la connaissance des fluctuations de vitesse et de température qui ne sont pas disponible dans un calcul *RANS*. Dans le cadre de cette thèse, le modèle proposé par [Kock and Herwig \(2004\)](#) est utilisé pour estimer la partie turbulente des dissipations :

$$\dot{s}_{W'} = \frac{\rho \epsilon}{\overline{T}} \quad (5.41)$$

$$\begin{aligned} \dot{s}_{T'} &= \frac{\alpha_t}{\alpha} \dot{s}_{\overline{T}} \\ &= \frac{\mu_t}{\mu} \frac{Pr}{Pr_t} \dot{s}_{\overline{T}} \end{aligned} \quad (5.42)$$

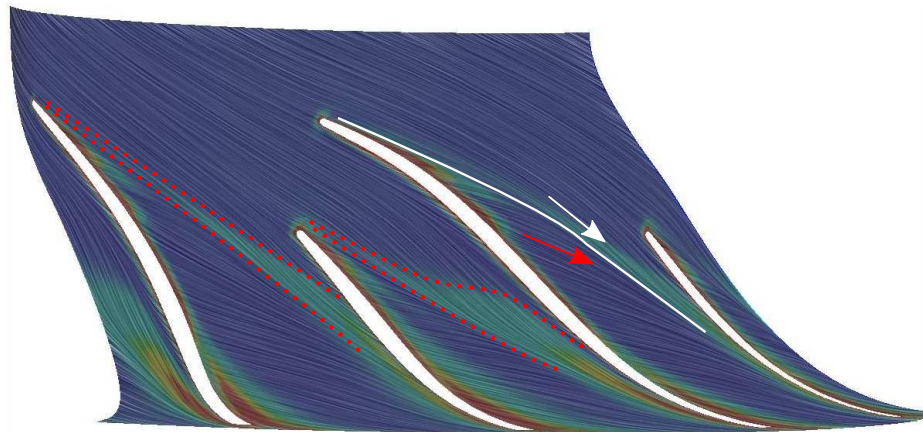
Avec ϵ le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, α la diffusivité thermique et α_t la diffusivité thermique turbulente calculée en utilisant le nombre de Prandtl turbulent. L'importance de l'analyse de la production d'entropie locale dans la conception des compresseurs radiaux est soulignée dans les travaux de [Iandoli and Sciubba \(2010\)](#).

La figure 5.11 illustre la production d'entropie due aux dissipations thermiques locales sur une surface aube à aube à proximité du carter ainsi que les lignes de courant calculées à partir de la vitesse relative projetée sur ce même plan. Le jet du jeu est accompagné par une production d'entropie à proximité de l'extrados, notamment au voisinage du bord de fuite, où le rapport entre la hauteur du jeu et la hauteur de l'aube augmente. Au point (\dot{m}_{max}) le jet du jeu au voisinage du bord d'attaque est arrêté à partir d'une certaine distance par l'écoulement principal, qui le sépare de la paroi et induit sa rotation dans le sens inverse en formant le tourbillon de jeu ([Song and Martinez-Sanchez, 1997](#)). Le tourbillon de jeu de l'aube principale est identifié par une forte génération d'entropie, il est limité par deux lignes pointillées en rouge. Ce tourbillon alimente la face en pression de l'aube secondaire par des particules à faible énergie. Le tourbillon de jeu de l'aube secondaire est identifié de la même manière, il se dirige vers la face en pression de l'aube principale. La ligne blanche continue marque le croisement entre l'écoulement issu de l'entrée et entraîné par le mouvement relatif du carter, avec le jet du jeu, dont les directions respectives sont données par la flèche blanche et la flèche rouge.

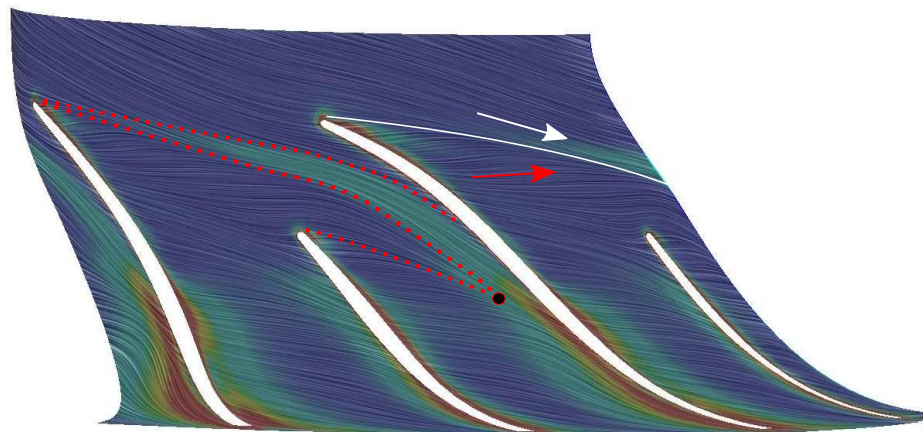
Pour un rapport de pression plus élevé (point (\dot{m}_{moy})), le tourbillon de jeu prend une direction plus perpendiculaire à la direction de l'écoulement méridien et passe au-dessus du bord d'attaque de l'aube secondaire jusqu'à l'extrados de l'aube principale du canal voisin. L'intensité du tourbillon de jeu de l'aube secondaire diminue, il est entraîné par l'intense jet du jeu. Les tourbillons de jeu de l'aube principale et secondaire s'associent donc pour alimenter la face en pression de l'aube principale par des particules à faible énergie, ceci diminue les pertes autour des faces de l'aube secondaire. La ligne blanche qui sépare l'écoulement issue de l'entrée du jet du jeu est déplacée vers l'amont sous l'effet du gradient de pression adverse. Ce phénomène a

également été observé dans les compresseurs axiaux, les exemples en sont donnés par les travaux de [Cameron et al. \(2008\)](#). Des conclusions similaires peuvent également être déduites des travaux effectués sur un compresseur transsonique par [Hah et al. \(2004\)](#) ainsi que les travaux de [Hazby and Xu \(2009\)](#). Quand la trajectoire du tourbillon de jeu devient perpendiculaire à l'écoulement principal, on peut considérer que l'écoulement proche carter commence à être dévié vers l'amont.

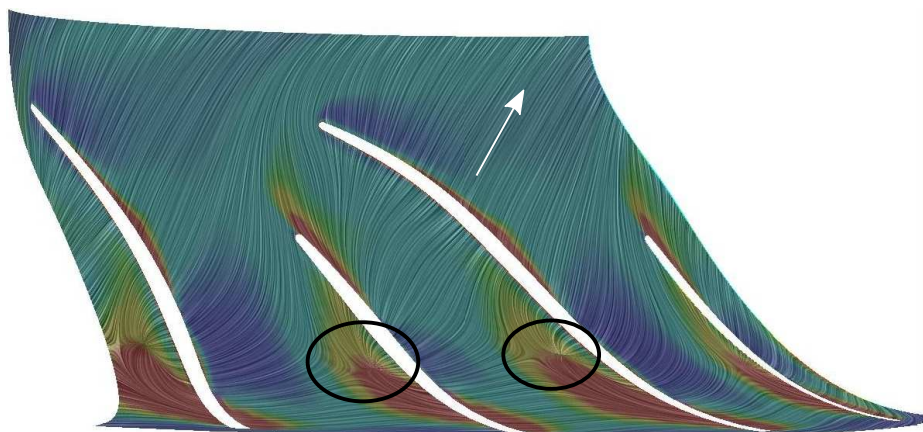
Au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}) les lignes de courant montrent un comportement très chaotique de l'écoulement à proximité du carter. Le gradient de pression adverse étant élevé, il induit une inversion de la direction de la majeure partie de l'écoulement proche carter. Ceci est principalement dû au déséquilibre entre les forces d'inertie et les forces de pression. Les ellipses noirs à proximité des faces en pression des aubes secondaires et des aubes principales soulignent la présence des poches à forte génération d'entropie où les particules du fluide se séparent en se dirigeant vers l'amont et vers la sortie du rouet. La déviation du jet du jeu diminue l'angle entre le vecteur normal à la surface du jeu \vec{n} et le vecteur vitesse \vec{v} , ce qui explique en partie l'augmentation du débit traversant le jeu.



(a) Point de fonctionnement (\dot{m}_{max}).



(b) Point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}).



(c) Point de fonctionnement (\dot{m}_{min}).

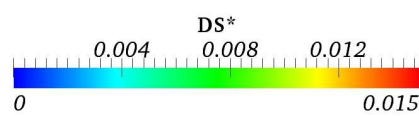


FIG. 5.11: Production d'entropie due aux dissipations thermiques dans un plan aube à aube à proximité du carter et pour trois points de fonctionnement. Les lignes de courant, illustrés sur le même plan, sont calculées à partir de la vitesse relative projetée dans le plan.

Blocage

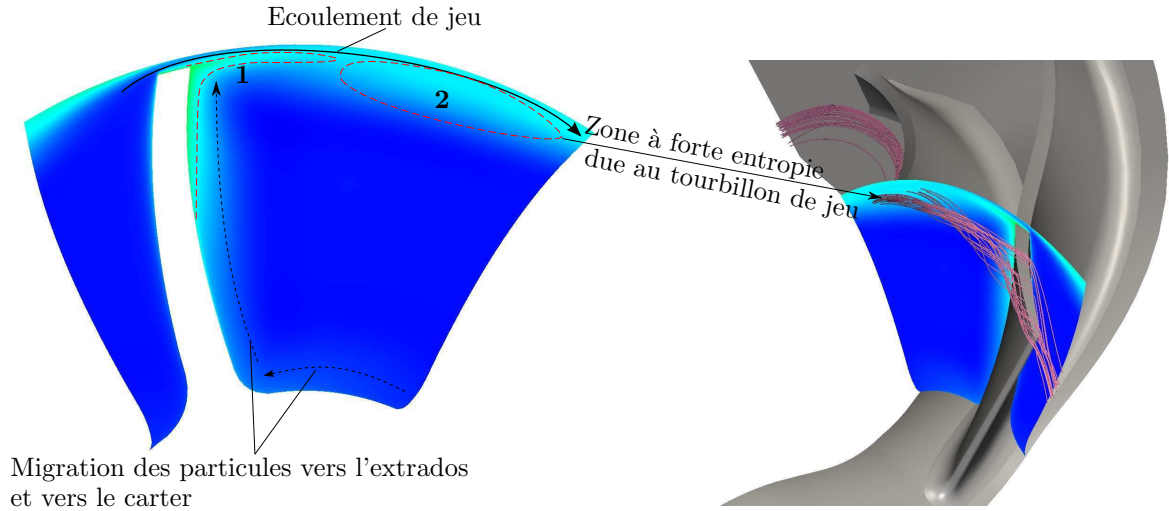


FIG. 5.12: Champ d'entropie en aval du bord d'attaque de l'aube principale pour le point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}).

La figure 5.12 illustre le champ d'entropie en aval du bord d'attaque de l'aube principale pour le point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}). Deux zones à forte entropie sont ainsi distinguées ; la zone 1 et la zone 2. Les effets de courbure conduisent les particules à faible énergie vers le carter et vers l'extrados de l'aube principale. L'accumulation de ces particules au coin carter/extrados forme une structure de sillage (zone 1) qui est ensuite étalée au niveau du carter par l'écoulement de jeu. La deuxième zone est produite par le tourbillon de jeu provenant du bord d'attaque de l'aube principale et qui se propage dans le canal voisin. Ces structures forment une zone de blocage qui réduit la surface débitante des canaux inter-aube. Ce blocage peut être calculé comme :

$$B = 1 - \frac{\overline{V_m^s}}{\overline{V_m^m}} \quad (5.43)$$

Où $\overline{V_m^s}$ et $\overline{V_m^m}$ représentent respectivement les vitesses méridiennes pondérées par la surface et par le débit.

La figure 5.13 illustre la variation du blocage calculée sur une surface perpendiculaire au carter en aval de l'aube secondaire pour différents points de fonctionnement. Le canal *inter-aube* 1 est limité par l'extrados de l'aube principale et l'intrados de l'aube secondaire, le *inter-aube* 2 est limité par l'extrados de l'aube secondaire et l'intrados de l'aube principale. En moyennant la vitesse méridienne par le débit, les zones à faibles énergies posséderont un poids

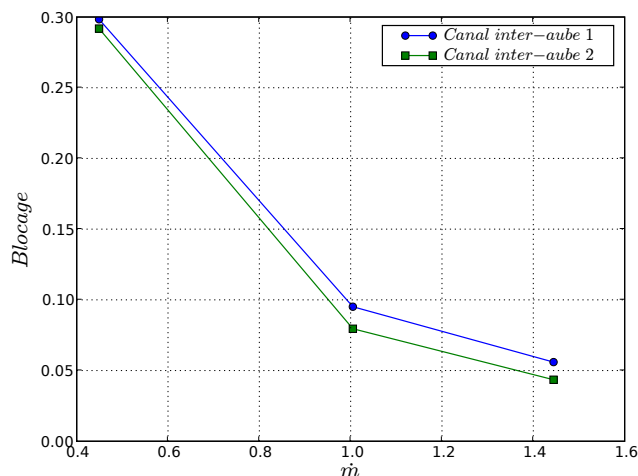


FIG. 5.13: Variation du blocage en aval de l'aube secondaire suivant le point de fonctionnement.

très faible puisque le débit qui les traverse est négligeable. Alors que la moyenne pondérée par la surface attribue un poids important aux zones à faible énergie. Pour cette raison \overline{V}_m^s est inférieur à \overline{V}_m^m . Pour les points de fonctionnement à moyen et fort débits, le blocage dans les deux canaux est inférieur à 0.1. En s'approchant du pompage, le blocage augmente d'une manière importante, indiquant un élargissement de la zone à faible débit.

5.4 Migration des couches limites sur les parois du compresseurs

Dans les parties 5.1 et 5.2 il a été mis en évidence (à travers l'équilibre des forces non-visqueuses et l'équation de la vorticité longitudinale), la présence d'une migration des couches limites des aubes, du moyeu et du carter sous l'effet de la rotation et des courbures dans le plan méridien et le plan aube à aube. Pour examiner la validité de cette théorie sur le compresseur étudié, les vecteurs de frottement pariétal sont calculés à la paroi pour trois points de fonctionnement :

Couche limite du moyeu

La figure 5.14 représente les lignes de frottement pariétal pour les trois points de fonctionnement. On remarque que l'épaisseur des aubes principales et secondaires s'élargit au moyeu suite à la présence des congés de raccordement qui ont pour effet de réduire les décollements

3D. Selon la théorie, la couche limite du moyeu est affectée par les effets de rotation et par les effets de courbures dans le plan aube à aube. Les lignes de frottement pour les trois points de fonctionnement sont quasi identiques.

Dans la partie **inductrice**, la contribution de l'effet Coriolis sur la couche limite du moyeu, donnée par le terme $\frac{2 \Omega_b}{W \delta_{M,C}}$ qui est nulle puisque $(\widehat{\vec{e}_x, \vec{e}_b}) = 90^\circ \rightarrow \Omega_b = 0$. Les aubes principales étant couchées en arrière (concave sur la face en dépression), la couche limite migre vers la face en dépression.

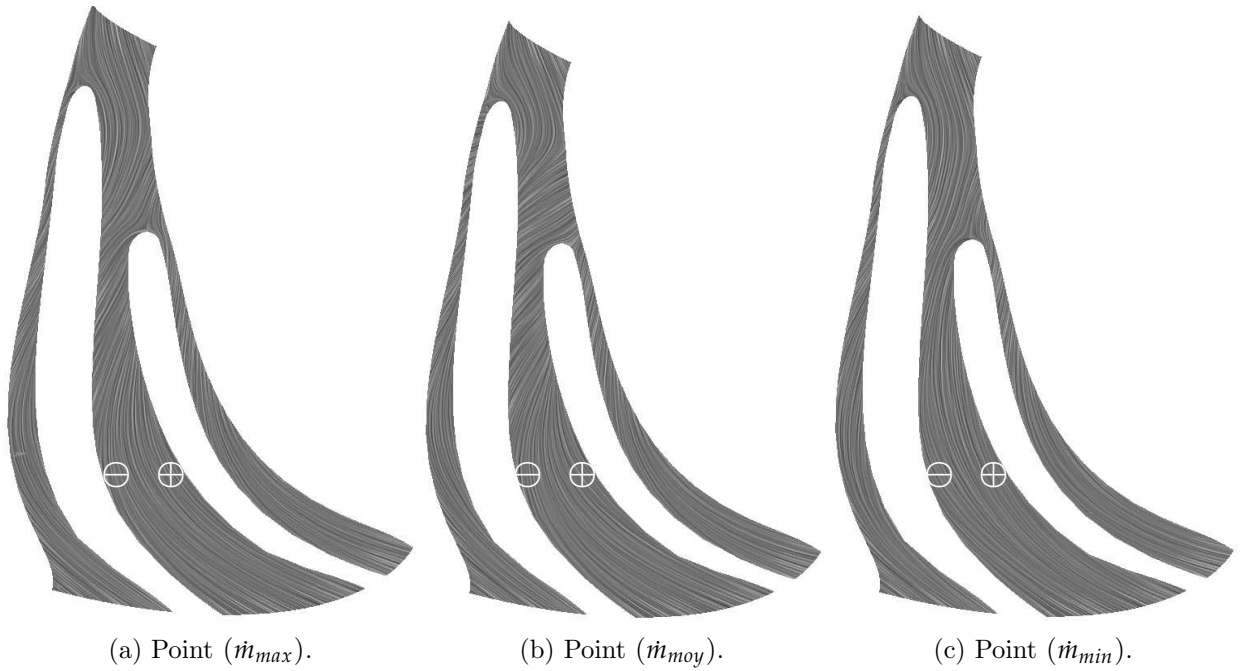


FIG. 5.14: Lignes de frottement pariétal au moyeu pour trois points de fonctionnement.

Au voisinage du bord d'attaque de l'aube secondaire l'angle $(\widehat{\vec{e}_x, \vec{e}_b})$ diminue, la force de Coriolis dans un plan aube à aube $(-2\Omega W \cos(\vec{e}_x, \vec{e}_b) \vec{e}_n)$ devient plus importante et commence à avoir une contribution identique à celle des courbures des aubes. Ceci favorise la migration de la couche limite du moyeu vers l'extrados.

En aval du bord d'attaque de l'aube secondaire, l'angle $(\widehat{\vec{e}_x, \vec{e}_b})$ continue à diminuer et donc l'effet de la force Coriolis s'accroît. Le changement du signe de la courbure sur l'extrados qui devient convexe vers S/C= 30% atténue la migration des couches limites vers l'extrados. Dans la partie radiale, l'effet de la rotation atteint son influence maximale puisque la direction binormale (b) devient confondue avec la direction axiale $(\widehat{\vec{e}_x, \vec{e}_b}) = 90^\circ$, ainsi la diminution

du rayon de courbure des aubes augmente et redresse l'écoulement dans la direction radiale.

Malgré les fortes courbures des aubes dans la partie à forte courbure méridienne et dans la partie radiale, les effets de Coriolis dominent et la migration de la couche limite s'effectue vers l'extrados dans la majeure partie du passage inter-aubes et pour les trois points de fonctionnement.

Couche limite du carter

Les lignes de frottement pariétal au carter (calculées à partir de la vitesse relative) illustrées sur la figure 5.15 sont identiques pour les trois points de fonctionnement. La migration de la couche limite s'effectue dans un sens opposé à celui de la rotation de la roue. Ceci est dû à l'entraînement de la couche limite par le mouvement relatif du carter par rapport au moyeu, qui favorise l'écoulement de jeu.

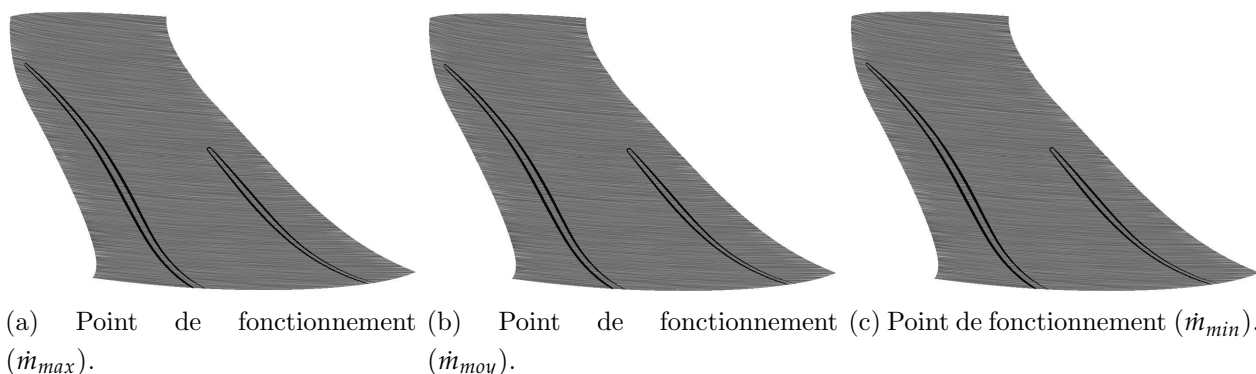


FIG. 5.15: Lignes de frottement pariétal au carter pour trois points de fonctionnement.

Parois des aubes principales et secondaires

Selon l'équation de la vorticité longitudinale, la migration des couches limites des parois des aubes est créée par l'effet de courbure dans le plan méridien. Les lignes de frottement aux parois de l'intrados et de l'extrados de l'aube principale sont illustrées sur la figure 5.16. Sur l'extrados de l'aube principale, une forte migration de la couche limite est constatée du moyeu vers le carter, notamment dans la partie à forte courbure méridienne qui est d'autant plus importante que le rapport de pression est grand. Cette migration alimente l'écoulement de jeu avec des particules à faible énergie cinétique et favorise donc le développement du blocage à proximité du carter. A la sortie de la roue, les lignes de courant reprennent la direction de

l'écoulement principal suite à l'absence des effets de courbure.

Un comportement similaire est remarqué sur l'extrados des aubes principales des points de fonctionnement (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{moy}). Au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}) le comportement de la couche limite semble être plus complexe, elle est déviée vers le carter et vers l'amont à cause des effets de courbure et des gradients de pression adverses. L'inertie de l'écoulement est donc affaiblie par les gradients de pression qui s'appliquent dans la roue, et la couche limite finit par décoller de la paroi. Le décollement occupe la majeure partie de la surface de l'extrados, il est marqué par la ligne de séparation *LS1* et le point selle correspondant est *S1*. Un recollement est ensuite constaté au point d'attachement *N1*. Il est important de noter que la couche limite décollée de la paroi est déviée vers l'amont et ne recolle pas sur l'extrados de l'aube principale. Ceci sera mis en évidence lors de l'analyse 3D de l'écoulement.

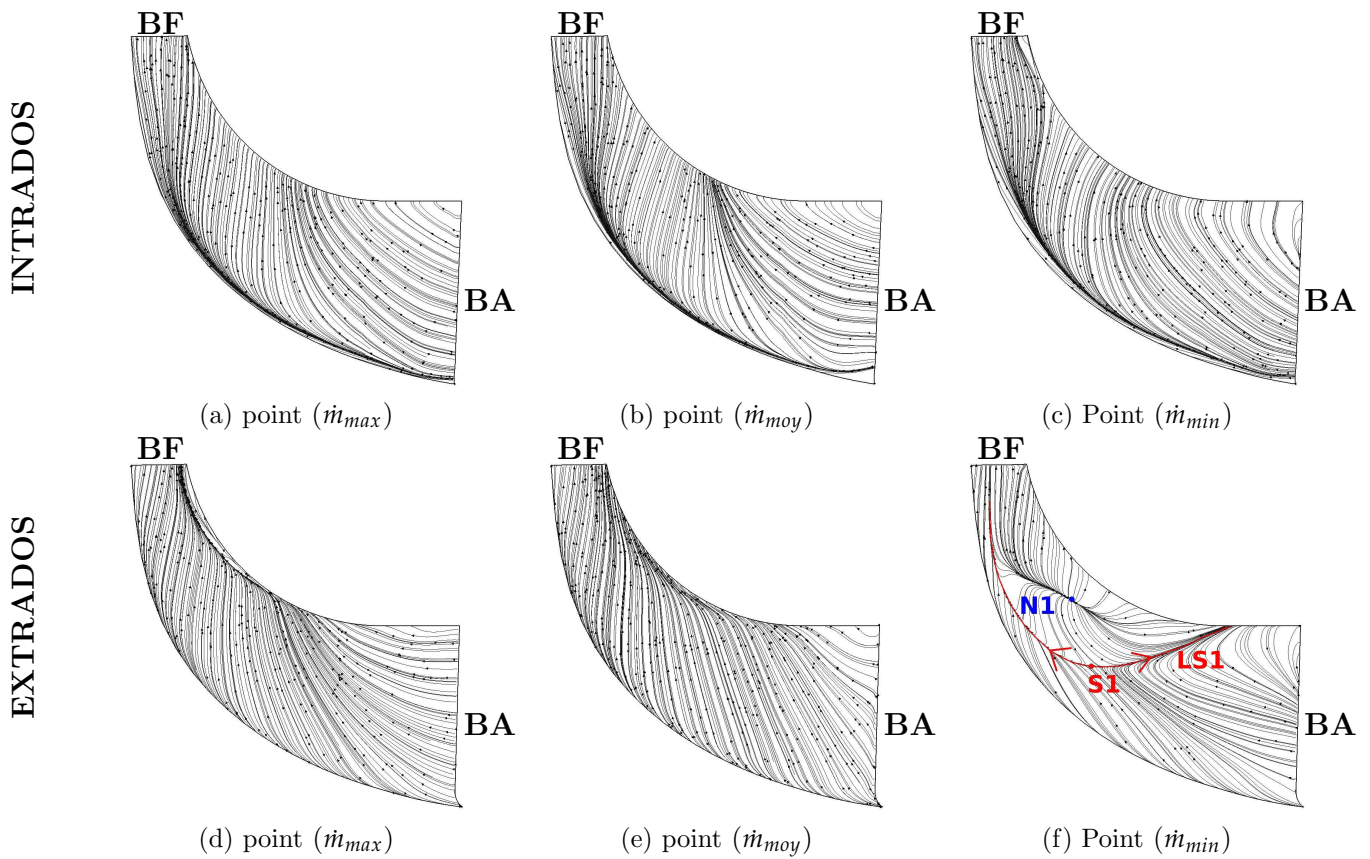


FIG. 5.16: Lignes de frottement à la paroi de l'aube principale.

Les lignes de frottement de l'aube secondaire sont également représentées dans la figure 5.17. Comme pour l'intrados de l'aube principale, une forte migration de la couche limite est constatée sur l'intrados de l'aube secondaire. Pour le point de fonctionnement (\dot{m}_{min}) cette migration s'intensifie, la couche limite au voisinage du bord d'attaque et du carter est déviée vers l'entrée à cause des gradients de pression adverses.

La couche limite de l'extrados de l'aube principale et de l'aube secondaire ont un comportement similaire au point (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{moy}). Au point (\dot{m}_{min}), un décollement de la couche limite est aussi constaté à l'extrados, au point selle S2, et recollement au noeud d'attache N2.

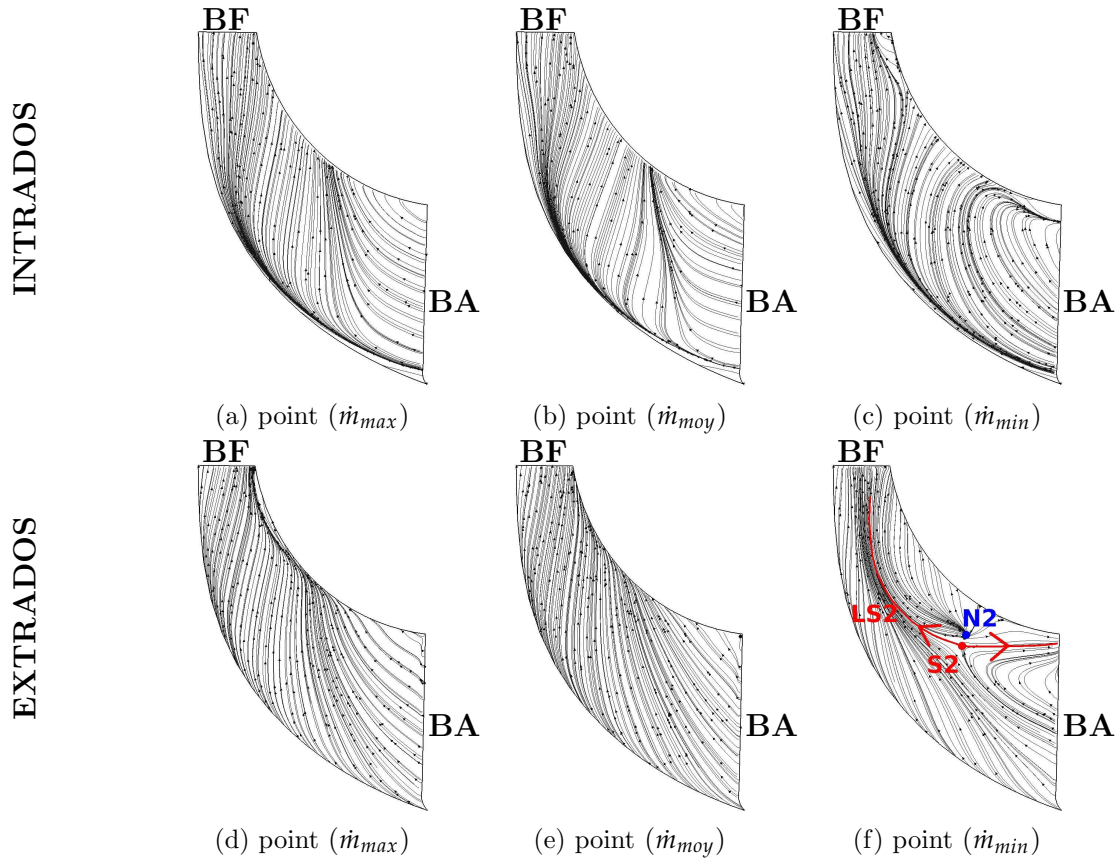


FIG. 5.17: Lignes de frottement à la paroi de l'aube secondaire.

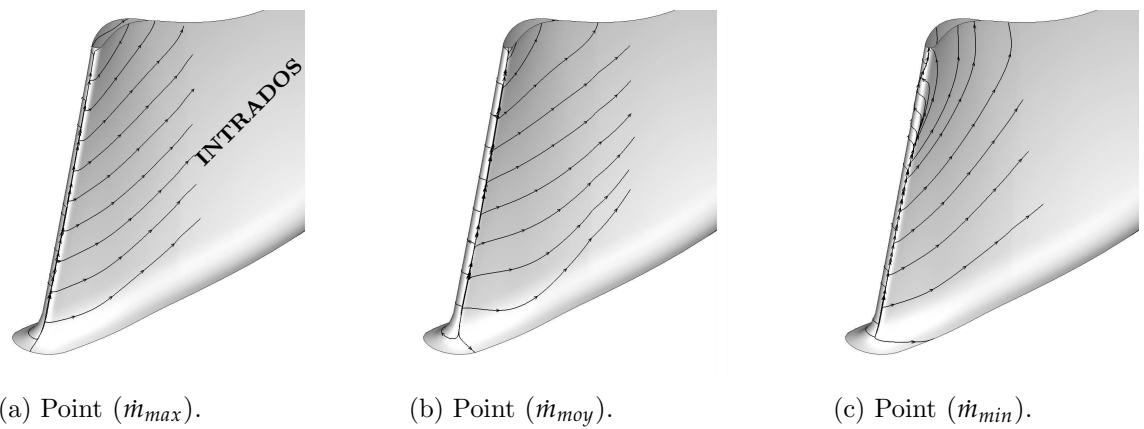


FIG. 5.18: Lignes de frottement pariétal au bord d'attaque de l'aube principale pour trois points de fonctionnement.

Dans la figure 5.18 les lignes de frottement pariétal sont montrées au bord d'attaque de

l'aube principale. Il est possible d'y voir le déplacement de la ligne d'arrêt sur le bord d'attaque en passant du point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) au point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}). La position de la ligne d'arrêt dépend de l'angle d'incidence relatif de l'écoulement. La vitesse absolue V en amont de l'aube principale, ayant une direction axiale, diminue quand le rapport de pression augmente. Ceci entraîne une variation de la direction de la vitesse relative W et donc de l'angle de l'écoulement relatif donné par $\beta = Arctan(U/V)$ si la vitesse absolue V est dans la direction axiale ou bien par $Arctan(W_t/W_m)$ pour un cas général.

Au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}), la ligne d'arrêt dans la partie inférieure du bord d'attaque reprend une position similaire à celle du point (\dot{m}_{max}). Au voisinage du carter, cette ligne n'est plus identifiable sur le bord d'attaque, ce qui signale la présence d'un décollement dans cette zone.

L'étrange comportement de la couche limite des aubes à l'approche du pompage nous conduit à étudier l'incidence de l'écoulement dans la partie inductrice de la roue. Les angles de l'écoulement absolu ($Arctan(V_t/V_m)$) et relatifs ($Arctan(W_t/W_m)$) sont calculés du moyeu au carter sur une ligne en amont du bord d'attaque de l'aube principale, comme l'illustre la figure 5.19. La figure 5.19a montre que la direction de l'écoulement principal est parallèle à l'axe de la machine pour les points de fonctionnement (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{moy}). Pour le point (\dot{m}_{min}) l'angle absolu α augmente du moyeu au carter et dépasse les 90° , ce qui signifie que l'écoulement est inversé au voisinage du carter.

L'angle relatif β au point (\dot{m}_{moy}) est supérieur à celui du point (\dot{m}_{max}) (5.19b) puisque $V_{(\dot{m}_{moy})}^{amont} > V_{(\dot{m}_{min})}^{amont}$. L'angle relatif augmente du moyeu au carter où la norme de la vitesse absolue devient plus faible.

Pour le point (\dot{m}_{min}) $\beta \neq Arctan(U/V)$ puisque le vecteur vitesse absolue \vec{V} est dévié de la direction axiale. De 0 jusqu'à 60% de la hauteur de veine, l'angle relatif est situé entre celui du point (\dot{m}_{max}) et le point (\dot{m}_{moy}), ce qui explique la position de la ligne d'arrêt discutée dans le paragraphe précédent. Au-delà de 80% de hauteur de veine, l'angle relatif β est supérieur à 90° , ainsi l'écoulement relatif est dévié vers l'amont.

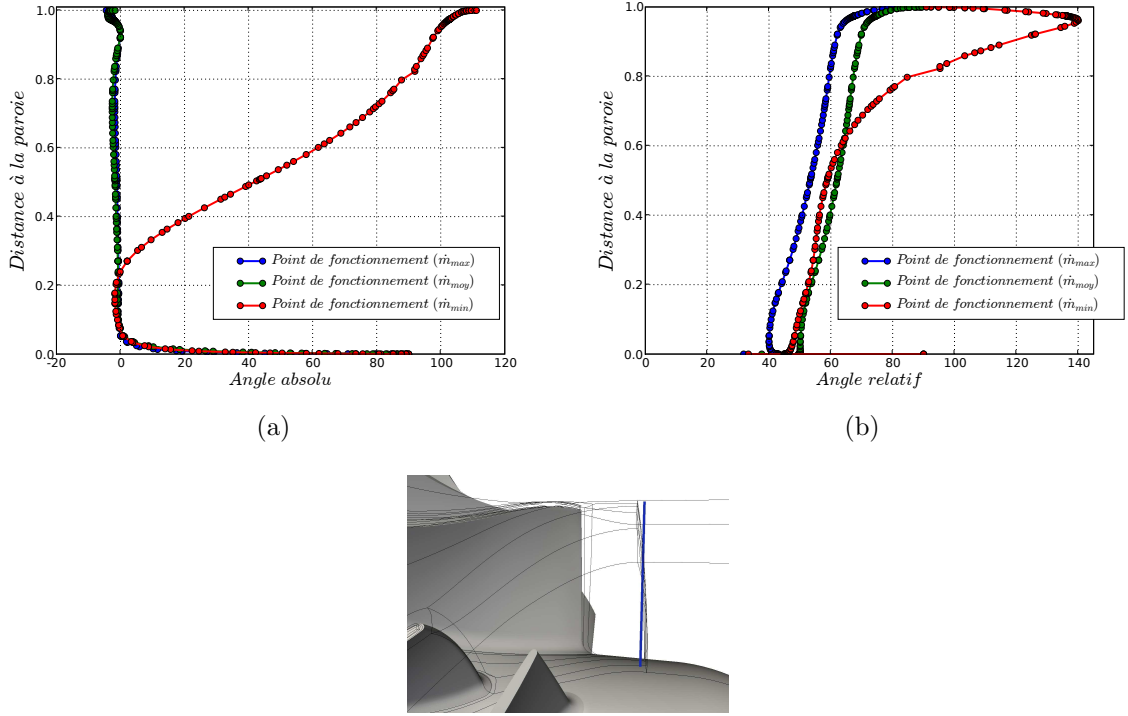


FIG. 5.19: Angles relatifs et absolus calculés en amont du bord d'attaque de l'aube principale pour trois points de fonctionnement. Les angles sont calculés sur la ligne bleue, la distance 0 représente le moyeu et 1 le carter.

Représentation 3D du décollement sur l'extrados de l'aube principale au point (\dot{m}_{min})

Dans la figure 5.20 les lignes de courant sont tracées en amont et en aval du noeud d'attachement sur l'extrados de l'aube principale pour le point de fonctionnement (\dot{m}_{min}) (voir figure 5.16 point N1). Une visualisation du frottement pariétal est également présentée sur l'extrados. Les lignes de courant sont colorées par l'hélicité relative définie comme le cosinus de l'angle que fait la vorticité relative $\vec{\omega}_r = \text{rot}\vec{W}$ avec la vitesse relative \vec{W} :

$$-1 \leq He_r = \frac{\vec{W} \cdot \vec{\omega}_r}{\|\vec{W}\| \|\vec{\omega}_r\|} \leq 1 \quad (5.44)$$

L'hélicité est un paramètre adimensionnel qui permet d'identifier le sens de rotation des tourbillons indépendamment de leur intensité. Au point de fonctionnement proche pompage, l'écoulement possède une faible inertie qui est d'autant plus affaiblie par les forces de pression qui s'appliquent sur les particules du fluide. Dans la zone à forte courbure méridienne, les particules subissent une déviation et finissent par se séparer de l'extrados de l'aube principale. L'écoulement principal provenant du passage inter-aube est dévié, en aval de la ligne de séparation

créée par le décollement, puis impacte la paroi de l'extrados au point d'attachement $N1$. Cet attachement induit une structure tourbillonnaire qui est alimentée par l'écoulement de jeu du canal voisin. Cette structure se divise ensuite en deux tourbillons dont le premier continue vers la sortie avec une hélicité négative et le deuxième est dévié vers l'amont avec une hélicité positive. Les deux tourbillons ont un sens de rotation identique (rotation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre) mais une direction de propagation opposée.

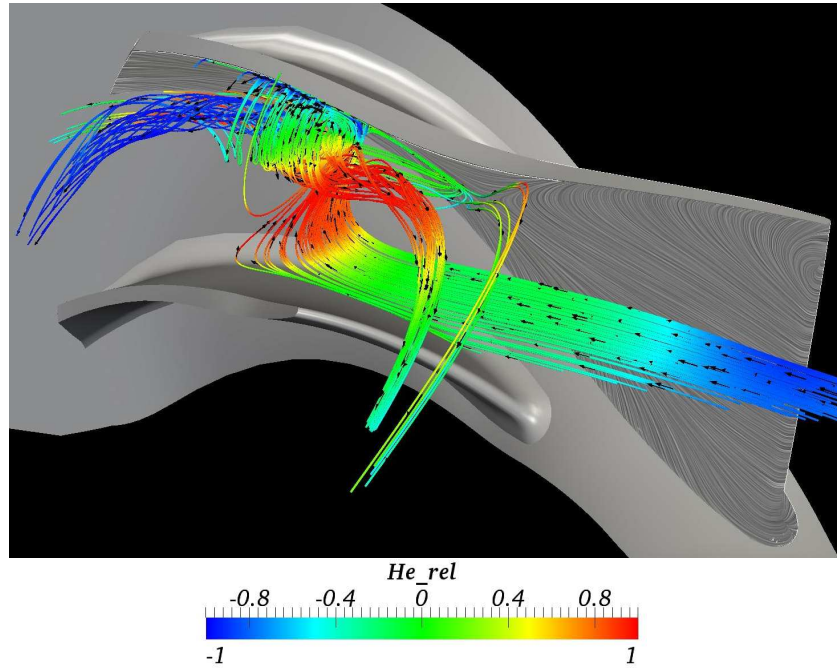


FIG. 5.20: Tracé de lignes de courant au voisinage du point singulier sur l'extrados de l'aube principale représentée par l'hélicité relative pour le point de fonctionnement (\dot{m}_{min}). Une visualisation du frottement pariétal est également présentée sur l'extrados.

5.5 Analyse de l'écoulement dans la roue du compresseur

Trois coupes perpendiculaires au moyeu sont réalisées dans la roue du compresseur à l'aide d'un cône dont le sommet est situé sur l'axe de rotation de la machine. Le champ de vitesse méridienne et d'entropie sur ces coupes, ainsi que les lignes de courant de la vitesse relative issue du jeu de l'aube principale, sont respectivement présentés sur les figures 5.21 et 5.22. Au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{moy}), une zone à forte vitesse débitante est constatée sur l'extrados de l'aube principale et secondaire, elle est accompagnée par une faible entropie. La vitesse méridienne est faible du côté extrados sur les deux premières coupes, puis augmente en

s'approchant de la sortie.

Au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}), on peut observer une faible vitesse méridienne au voisinage de l'extrados et du carter due au décollement décrit précédemment. Ce désordre dans l'écoulement génère donc une zone à forte entropie, de forme triangulaire dans le passage inter-aube, au voisinage de l'extrados et du carter. Ainsi, la vitesse méridienne du côté intrados est supérieure à celle du côté extrados, et la zone d'entropie correspondante est plus faible.

Pour les trois points de fonctionnement, les lignes de courant en noir montrent que l'écoulement de jeu de l'aube principale traverse aussi le jeu de l'aube secondaire. En passant des forts aux faibles débits, l'écoulement de jeu est de plus en plus dévié par rapport à la direction de l'écoulement principal. Au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}), l'écoulement de jeu au voisinage du bord d'attaque de l'aube secondaire commence à être dirigé vers l'amont.

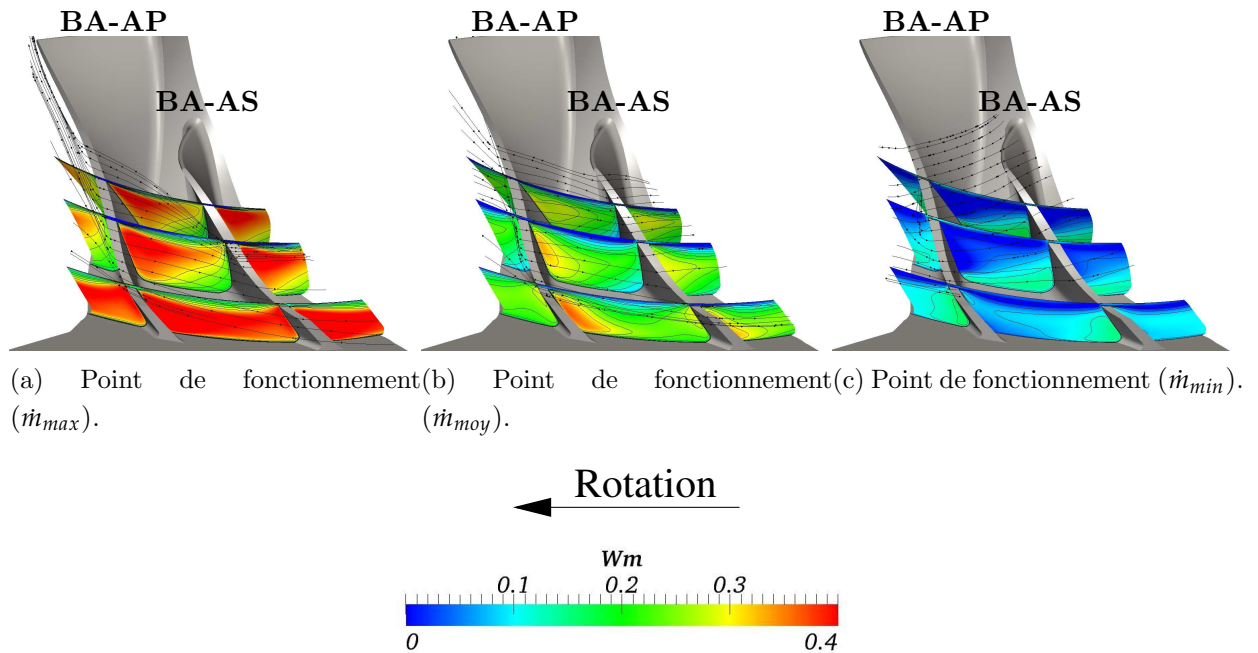


FIG. 5.21: Champ de vitesse méridienne illustré sur trois coupes perpendiculaires au moyeu et lignes de courant issues du jeu de l'aube principale.

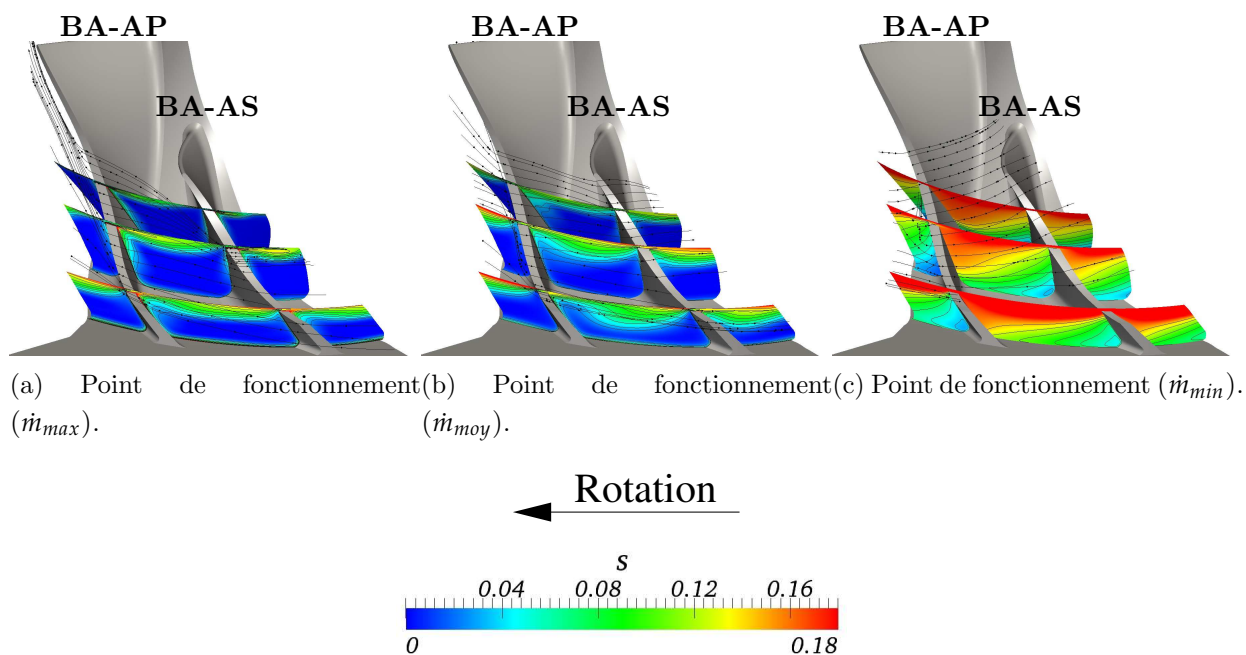


FIG. 5.22: Champ d'entropie illustré sur trois coupes perpendiculaires au moyeu et lignes de courant issues du jeu de l'aube principale.

5.6 Analyse de l'écoulement dans le diffuseur lisse

Dans la figure 5.23 le champ d'entropie à mi-envergure du diffuseur lisse est illustré pour différents points de fonctionnement. En aval des bords de fuite de l'aube principale et de l'aube secondaire, au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}), on distingue une zone à entropie élevée qui correspond à la propagation du sillage des bords de fuite. En augmentant le rapport de pression du compresseur (point (\dot{m}_{moy})) l'intensité du sillage diminue et une zone de perte au milieu du passage inter-aube apparaît. Cette zone provient de l'accumulation des particules à faible énergie cinétique à proximité du carter (voir figure 5.22b), elle s'élargit de l'entrée vers la sortie et occupe donc une partie importante de la section débitante à l'entrée du diffuseur lisse. A faible débit (point (\dot{m}_{min})) le niveau d'entropie est très élevé dans le diffuseur à cause des pertes que l'écoulement a subi durant son passage dans la roue, notamment à proximité des extradosses des aubes principales et des aubes secondaires. Du côté intrados, le jet peu intense, occupe une petite partie de la section de sortie du compresseur, et puis se dissipe rapidement.

Il est possible de remarquer en augmentant le rapport de pression du compresseur, que le sillage des bords de fuite prend une direction plus perpendiculaire à la direction radiale puisque $\dot{m} \downarrow \longrightarrow \vec{V} \cdot \vec{n} \downarrow V_r \downarrow$ et donc l'angle de sortie relative $\beta \uparrow$.

Dans le modèle de jet-sillage classique, il est supposé que la plus grande partie de l'écoulement quitte la roue dans la zone du jet. Le jet est supposé être une zone sans pertes au voisinage de l'intrados des aubes ayant une vitesse radiale élevée et une faible vitesse circumférentielle. Le

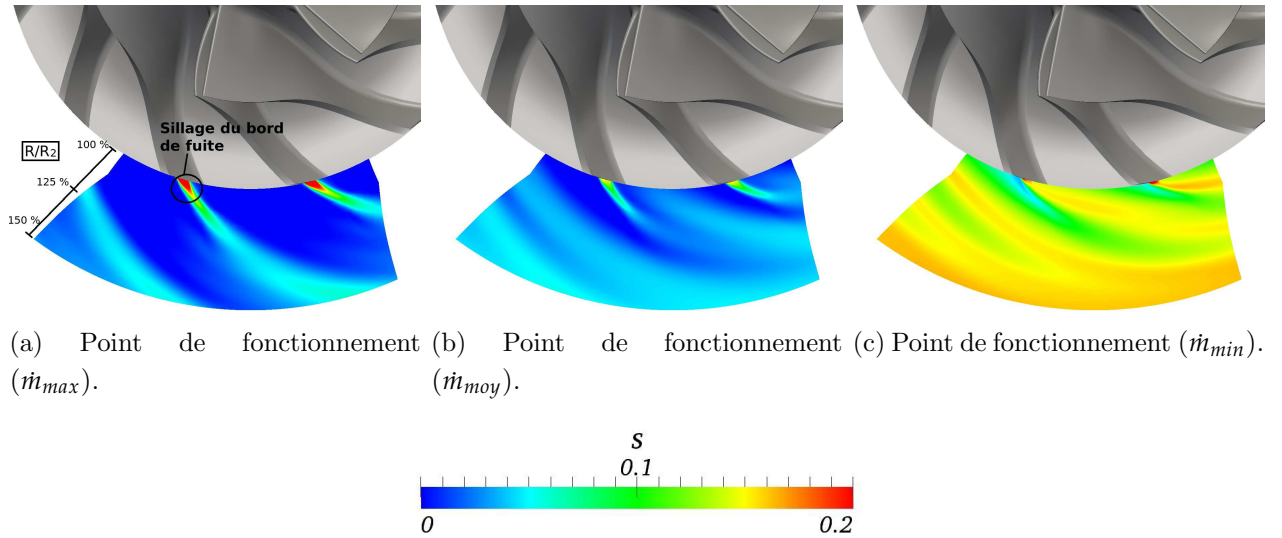


FIG. 5.23: Champ d'entropie à mi-envergure de diffuseur lisse pour trois points de fonctionnement.

sillage se trouve au voisinage de l'extrados des aubes et montre une vitesse radiale beaucoup plus faible que celle du jet. Le sillage est constitué à partir d'une accumulation de structures de particules ayant subi des pertes durant leur passage dans la roue. Depuis son introduction, le modèle jet-sillage "bidimensionnel" a été constamment amélioré pour prendre en considération l'aspect 3D des structures de l'écoulement, à savoir l'influence du jeu ou la courbure méridienne.

Dans les figures 5.24 et 5.25, les composantes de la vitesse absolue dans les directions radiale et circonférentielle sont illustrées sur trois coupes à rayon R/R_2 constant, R_2 étant le rayon au bord de fuite de la roue.

En sortie de roue à $R/R_2 = 101\%$ pour le point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{moy}) on distingue des zones ayant une très faible vitesse radiale et une vitesse circonférentielle élevée qui correspondent à la position des bords de fuite de l'aube principale et de l'aube secondaire qui entraînent les particules du fluide par la rotation de la roue. A l'extrados de l'aube principale et de l'aube secondaire, une forte vitesse relative est accompagnée également par une forte vitesse circonférentielle. A l'intrados, la forte vitesse radiale est accompagnée d'une faible vitesse circonférentielle. Dans le passage inter-aubes, la vitesse radiale est plus faible que celle au voisinage de l'intrados et de l'extrados, et la vitesse circonférentielle est plus forte. Finalement, au voisinage du carter, on remarque une zone à faible vitesse qui est due principalement à l'écoulement de jeu dans la roue. En s'approchant du pompage (point (\dot{m}_{min})), la zone décollée au voisinage du carter est identifiée par une vitesse radiale négative qui réduit la surface débitante de l'écoulement. Dans la zone saine de l'écoulement, une structure de type jet prend place au voisinage de l'intrados ($V_r \uparrow V_t \downarrow$) et une structure du type sillage au voisinage de l'extrados

$(V_r \downarrow V_t \uparrow)$.

En s'éloignant de la roue à $R/R_2 = 125\%$, au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) l'écoulement principal possède une forte vitesse radiale et une faible vitesse circumférentielle, les sillages des pales (visibles sur les contours de vitesse circumférentielle) sont toujours présents et occupent désormais une section plus large du canal. Au point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}) les sillages des pales commencent à se dissiper et se mélangent avec les structures de l'écoulement provenant du passage inter-aube. La zone de décollement (au point de fonctionnement (\dot{m}_{min})) à proximité du carter ($V_r < 0$) est toujours présente mais elle est moins importante. L'écoulement possède une faible vitesse radiale par rapport à sa vitesse circumférentielle élevée.

En sortie du diffuseur lisse à $R/R_2 = 140\%$ le décollement disparaît au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}). L'écoulement devient plus homogène notamment pour les points de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}), ce qui nous emmène donc à anticiper une faible interaction entre les sillages des aubes et la distorsion de pression créée par la volute.

5.7 Influence de la taille du jeu

Il a été constaté précédemment que l'écoulement de jeu a une influence primordiale sur la structure de l'écoulement dans le compresseur. Son influence est d'autant plus importante que le rapport de pression du compresseur est élevé, **mais qu'en est-il de l'influence de la taille du jeu qui sépare la tête des aubes du carter ?**

Plusieurs études expérimentales et numériques ont été réalisées durant les dix dernières années pour analyser l'influence de la taille du jeu sur la performance des compresseurs. Les études indiquent qu'un jeu relativement large dégrade les performances du compresseur (Danish et al., 2006; Usha and Sitaram, 2005). Hong et al. (2003) montrent à partir des mesures expérimentales effectuées en sortie d'un compresseur centrifuge pour six tailles de jeu différentes, que l'augmentation de la taille du jeu conduit à l'élargissement de la structure de sillage et donc à l'accroissement des pertes. Schleer et al. (2008) effectuent des mesures de pression au carter d'un compresseur centrifuge pour deux tailles de jeu différentes. Il déduit que l'intensité du jet du jeu a une influence importante sur les performances du compresseur et qu'un jeu relativement large provoque l'apparition anticipée des instabilités et réduit donc la plage de fonctionnement du compresseur.

Il existe deux méthodes pour modifier la taille du jeu afin d'étudier son influence sur les performances du compresseur. La première méthode consiste à modifier la hauteur des aubes en conservant la même distance entre le moyeu et le carter. La deuxième méthode consiste à modifier la distance entre le moyeu et le carter en gardant la hauteur initiale des aubes. Dans le cadre de cette thèse, la première méthode est utilisée pour réduire la taille du jeu. Quatre hauteurs de jeu sont analysées pour différents points de fonctionnement à l'aide des simulations stationnaires en considérant la roue et le diffuseur lisse uniquement sans la volute pour optimiser le temps de calcul. La configuration initiale possède un rapport de jeu $\xi = 1.8\%$, qui correspond au rapport entre la taille de jeu et la hauteur du bord d'attaque de l'aube principale. Les trois configurations du jeu réduit ont un rapport de jeu égal à $\xi = 1.44\%$, $\xi = 0.9\%$ et $\xi = 0.54\%$. Les mêmes conditions aux limites amont et aval sont appliquées pour les différentes tailles de jeu, ainsi le rapport de pression statique/total (Π_{st}) est constant pour un point de fonctionnement donné.

Performances de la roue du compresseur.

Les courbes caractéristiques du compresseur pour les différentes tailles de jeu sont affichées dans la figure 5.26. La réduction de la taille du jeu induit une amélioration dans le rapport de pression et dans le rendement isentropique. Au point $\Pi_{st} = 1.225$ le rendement augmente d'environ 4.5% en passant d'un rapport de jeu $\xi = 1.8\%$ à un rapport de jeu de $\xi = 0.54\%$. L'écart entre les performances des différentes configurations s'agrandit au fur et à mesure que le rapport de pression augmente. Ceci est principalement dû au fait qu'un fort rapport de pression favorise le développement de la structure de jeu.

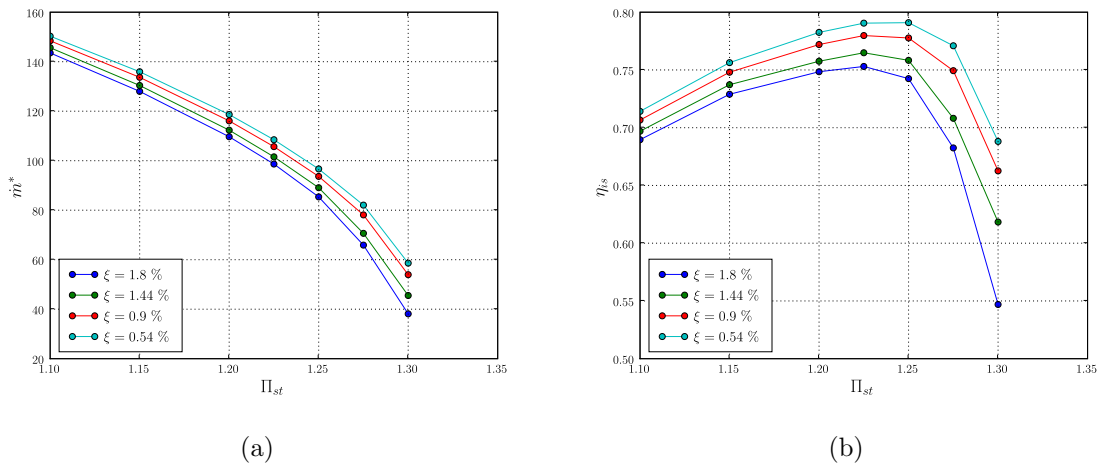


FIG. 5.26: Courbes caractéristiques du compresseur pour différentes tailles de jeu.

Blocage

La figure 5.27 illustre la pression totale relative à proximité du carter au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.225$. La couleur bleue indique la région à faible pression totale relative qui correspond au cœur du tourbillon de jeu. Pour une faible taille de jeu ($\xi = 0.54\%$) l'entrée du passage *inter-aube 2* est relativement "propre". Quand la taille du jeu augmente, la trajectoire du tourbillon de jeu devient plus inclinée vers la direction circonférentielle, induisant une augmentation du blocage dans le *canal-inter-aube1*. Le blocage à l'entrée du canal voisin augmente lorsque l'écoulement à faible pression totale relative passe au-dessus de l'aube secondaire ($\xi = 0.9\%$ et $\xi = 1.8\%$) et réduit donc les performances du compresseur.

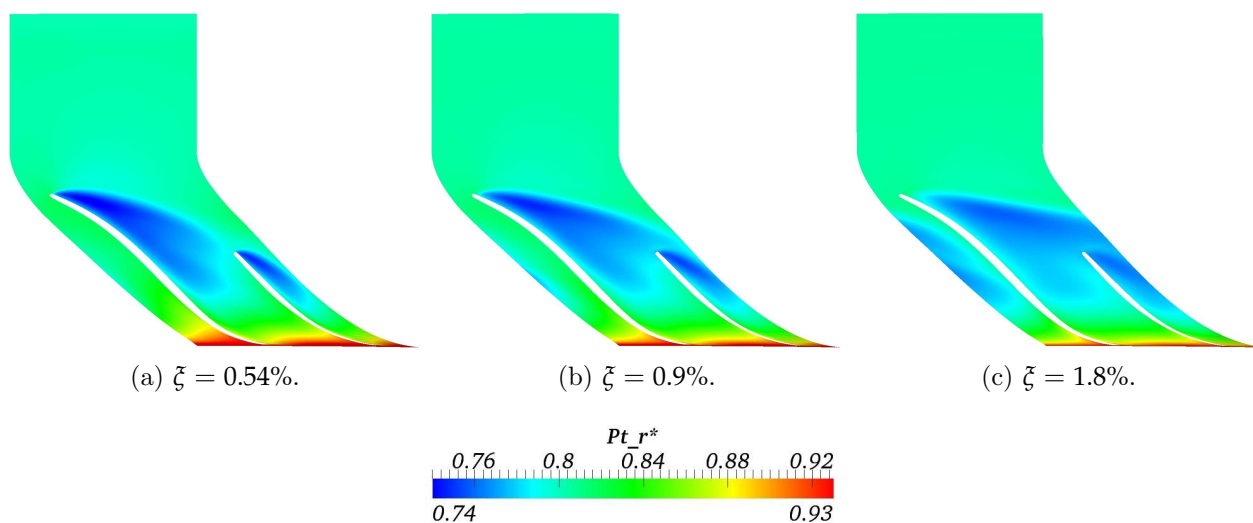


FIG. 5.27: Contours de pression totale relative à proximité du carter au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) pour différentes tailles de jeu.

Dans la figure 5.28 le blocage est calculé sur une section axiale à l'entrée du *canal inter-aube* 2, en aval du bord d'attaque de l'aube secondaire. Comme montré précédemment, le blocage augmente avec le rapport de pression de la machine. Une taille de jeu plus grande provoque un blocage plus grand pour tous les points de fonctionnement. Pour les faibles rapports de pression, le blocage est quasiment identique pour toutes les configurations. Pour les rapports de pression $\Pi_{st} > 1.2$ l'écart devient plus important entre $\xi = 0.54\%$ et $\xi = 1.8\%$ puisque le tourbillon de jeu de l'aube principale pénètre dans le canal de l'aube secondaire pour les grandes tailles de jeu. Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.3$ une grande partie de l'écoulement est inversé, ce qui explique la brusque augmentation du blocage.

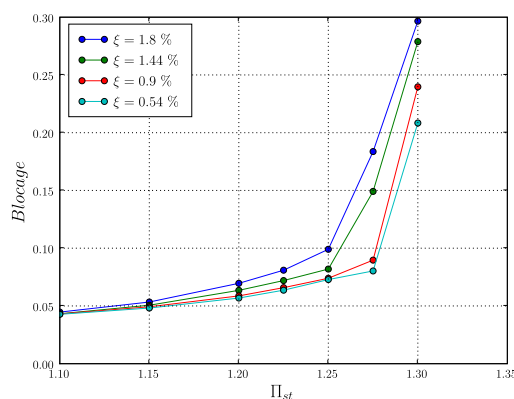


FIG. 5.28: Variation du blocage en aval de l'aube secondaire suivant le point de fonctionnement pour différentes tailles de jeu.

Débit traversant le jeu de l'aube principale

Comme cité précédemment, les calculs pour les différentes configurations sont effectués avec les mêmes conditions aux limites amont et aval. Pour cela, le débit qui traverse la machine change d'une taille de jeu à une autre. Dans la figure 5.29 la variation du rapport entre le débit traversant le jeu des aubes principales et le débit total de la machine suivant le point de fonctionnement est calculé pour différentes tailles de jeu. Les résultats montrent que ce rapport est d'autant plus grand que la taille de jeu est plus grande, autrement dit l'influence de l'écoulement de jeu sur la structure de l'écoulement dans la roue du compresseur est plus importante.

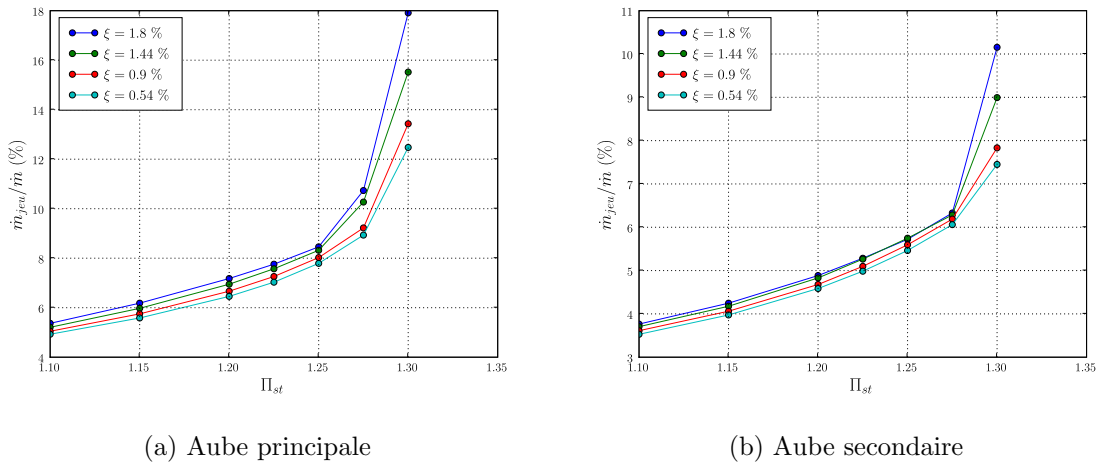


FIG. 5.29: Variation du rapport entre le débit traversant chacun des jeux de l'aube principale et secondaire et le débit du compresseur, suivant le point de fonctionnement pour différentes tailles de jeu.

Evolution d'entropie dans la roue du compresseur

Plusieurs coupes perpendiculaires au carter dans le rouet sont réalisées de l'entrée vers la sortie pour calculer l'évolution de l'entropie dans la direction méridienne (figure 5.30). Chaque point représente une moyenne d'entropie pondérée par le débit à une position méridienne et une taille de jeu données. Les lignes verticales représentent les positions méridiennes du bord d'attaque de l'aube principale et de l'aube secondaire ainsi que la position méridienne du bord de fuite. Pour le point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.1$ le niveau d'entropie en entrée est quasiment constant et puis augmente en aval du bord d'attaque de l'aube principale. L'écart entre les courbes des différentes configurations est très faible en amont du bord d'attaque de l'aube secondaire et puis cet écart augmente en s'approchant de la sortie de la roue.

En augmentant le rapport de pression ($\Pi_{st} = 1.225$) le niveau d'entropie est du même ordre

de grandeur que celui du point $\Pi_{st} = 1.1$. L'écart entre les courbes commence à croître en aval du bord d'attaque de l'aube principale. Comme on peut le constater, la pente des différentes courbes augmente de l'entrée vers la sortie et le niveau d'entropie le plus élevé correspond à la taille de jeu la plus grande.

Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.275$, le niveau d'entropie devient plus élevé dans la roue ainsi que l'écart entre les différentes courbes.

Il a été constaté au point $\Pi_{st} = 1.3$ que la pente des différentes courbes est négative en aval du bord d'attaque de l'aube principale et puis devient positif en aval du bord d'attaque de l'aube secondaire. L'entropie d'une particule suivant une ligne de courant ne peut jamais diminuer. Sous l'effet du gradient de pression adverse, une partie de l'écoulement ayant une faible énergie cinétique et un niveau d'entropie élevé est déviée vers l'amont et ne suit donc pas la trajectoire méridienne. Cela explique la diminution de l'entropie entre le bord d'attaque de l'aube principale et celui de l'aube secondaire. Ce résultat n'est pas montré pour éviter toute ambiguïté sur la convergence du calcul stationnaire de ce point de fonctionnement dont l'écoulement est fortement décollé.

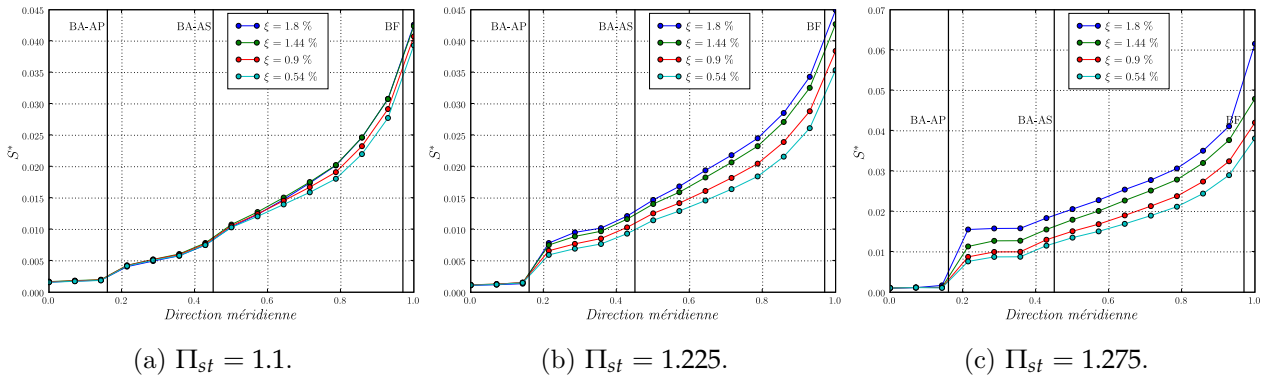


FIG. 5.30: **Distribution de pression statique à 70 % de hauteur de veine des aubes principales et secondaires pour différents points de fonctionnement.** La ligne rouge représente la position méridienne du bord d'attaque de l'aube secondaire.

Conclusion intermédiaire

Dans cette partie, l'influence de la taille du jeu sur la performance et sur les caractéristiques de l'écoulement dans la roue du compresseur centrifuge a été présentée pour différents points de fonctionnement et pour 4 tailles de jeu différentes. L'augmentation de la taille du jeu produit une déviation du tourbillon, formé par le jet du jeu et par l'écoulement sain, vers la direction circumférentielle, et provoque une augmentation du blocage et donc une chute du rendement.

Aucune taille de jeu optimale n'a pu être tirée, toute réduction de la taille du jeu induit une amélioration dans les performances et une réduction des pertes.

5.8 Analyse de l'écoulement dans la volute

A la sortie du diffuseur lisse, l'écoulement possède une vitesse relativement élevée entre 100 et 150 m/s. Cet écoulement est récupéré par une volute spirale pour être conduit jusqu'au moteur avec un minimum de pertes, et si possible pour qu'une partie de l'énergie cinétique soit convertie en pression statique. La volute est considérée comme étant le troisième organe le plus important après la roue et le diffuseur, et c'est peut-être pour cette raison que les études correspondantes ne sont pas nombreuses. Cependant, depuis les années 1990, les projets de recherches visant l'étude de la volute se multiplient. Ces projets ont montré que les performances globales de la machine, la stabilité, le rendement ainsi que la position du point de fonctionnement nominal, sont affectés par la géométrie de la volute. La présence de la volute induit une répartition non-uniforme de pression statique, créée essentiellement par la présence du bec de la volute. Cette répartition non-uniforme est alors responsable d'une force radiale qui agit sur l'écoulement dans la roue du compresseur. En outre, la volute est l'organe le plus volumineux du compresseur, et les constructeurs cherchent toujours à améliorer sa géométrie.

La région grise de la figure 5.31 présente trois parties différentes de la volute. La zone 3-4 représente la volute qui récupère l'air à la sortie du diffuseur lisse, la zone 4-4' qui est partiellement connectée au diffuseur lisse et au petit canal de la volute, et la zone 4-5 représente le cône de sortie qui décélère le fluide d'avantage avant d'arriver au moteur. Ces différentes parties de la volute sont souvent moulées en une seule pièce mais chacune a une fonction différente.

La volute est souvent conçue selon des calculs monodimensionnels, la vitesse radiale et circumférentielle sont calculées au début à l'entrée de la volute. Puis la vitesse débitante est calculée dans la section de la volute en supposant un moment angulaire constant. Ensuite, la surface de la section de la volute est calculée pour chaque position angulaire à travers l'équation de continuité pour maintenir une vitesse débitante constante puisque le débit dans la section augmente dans la direction azimutale. Ceci permet donc d'obtenir une distribution pression statique constante dans la section de la volute. Le dessin de la volute n'est pas parfaitement adapté pour tous les points de fonctionnement. Par exemple, pour les points à faible débit, la surface de la section de la volute peut augmenter d'une manière indésirable qui peut provoquer des pertes de pression totale. Le cas inverse peut se produire pour les points de fonctionnement

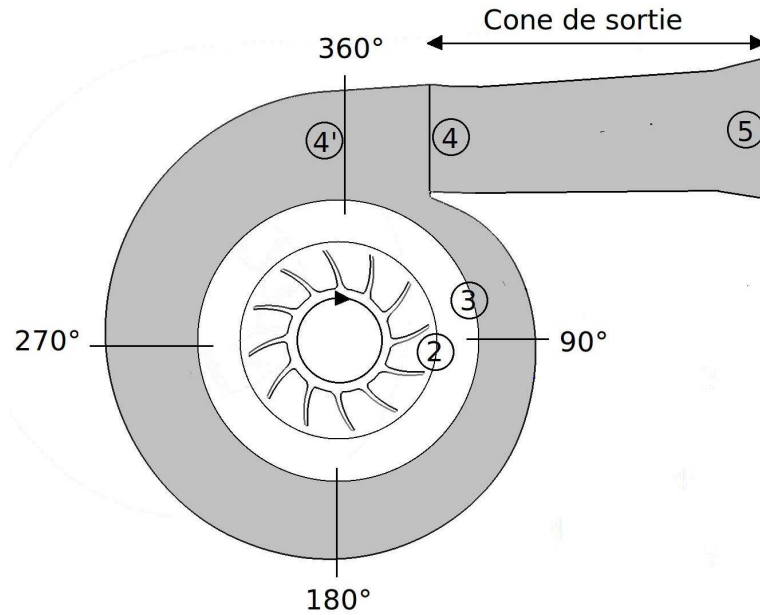


FIG. 5.31: Illustration de la volute

à forts débits où l'augmentation de la surface de la section de la volute n'est pas suffisante pour augmenter la pression statique.

Les études montrent que les performances de la volute dépendent de plusieurs paramètres géométriques. [Mishina and Gyobu \(1978\)](#) réalisent des mesures expérimentales sur un compresseur centrifuge avec 7 volutes différentes présentées dans la figure 5.32. Les paramètres géométriques étudiés sont l'aire de la section débitante de la volute, la forme de la section débitante et la position radiale de la section. La distribution de pression statique ainsi que le coefficient de perte sont illustrés dans la figure 5.33. L'écart des courbes entre la volute $s - 1$ et la volute $s - 6$ met en évidence l'importance de l'évolution circumférentielle de la section de la volute.

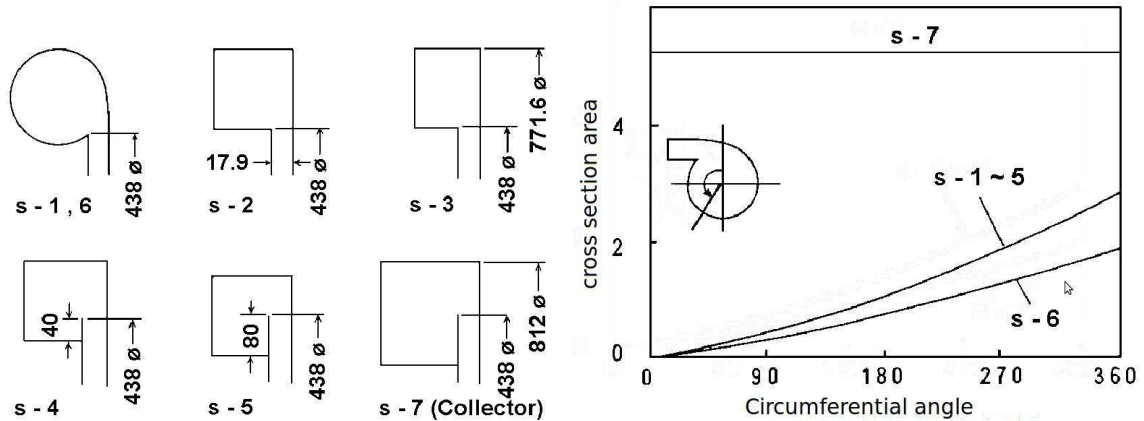


FIG. 5.32: Différentes volutes testées par **Mishina and Gyobu (1978)**.

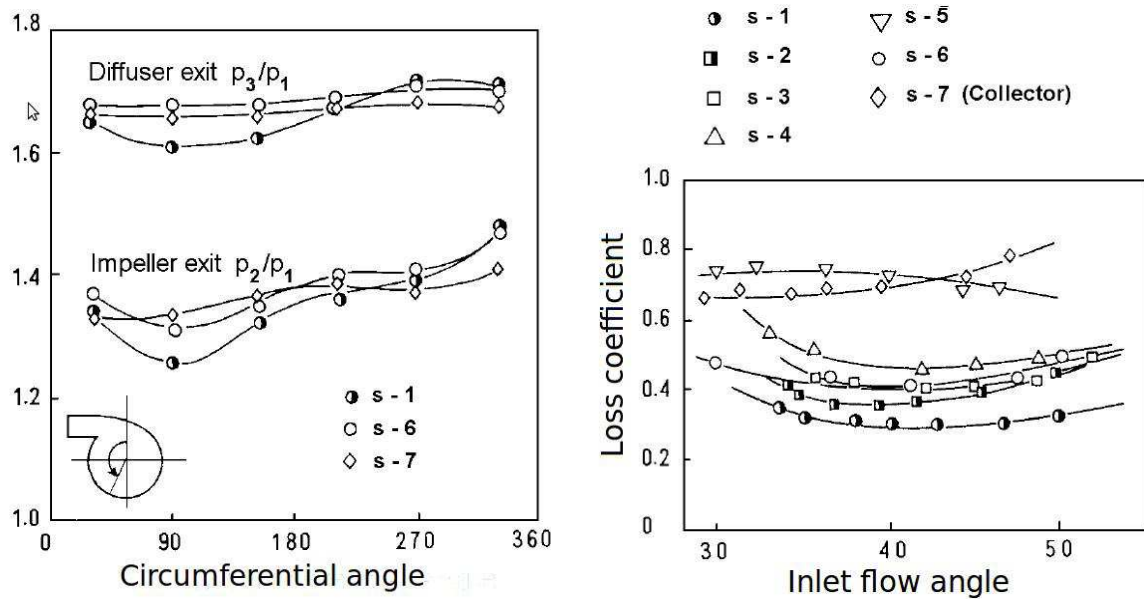


FIG. 5.33: Distribution de pression azimutale et coefficient de pertes pour les différentes volutes testées par **Mishina and Gyobu (1978)**.

Les travaux menés par **Ayder (1993)** ont apporté une meilleure compréhension des structures de l'écoulement dans la volute. Son étude expérimentale est effectuée sur 3 volutes différentes. Selon Ayder, les performances globales de la volute dépendent des cinq paramètres géométriques suivants :

- L'aire de la section débitante de la volute.
- La forme de la section débitante de la volute.
- La position radiale de la section débitante de la volute.
- La position de l'entrée de la volute.

- La forme du bec de la volute.

Parmi les études menées sur les volutes, on distingue les travaux de [Reunanen \(2001\)](#) qui étudie un compresseur centrifuge avec trois volutes différentes. La volute d'origine avait une section transversale demi-circulaire et rectangulaire, la deuxième volute avec une section circulaire et enfin le bec de la deuxième volute a été lissé et arrondi. Les différences observées entre les différentes configurations sont assez petites. Cependant, les plus grands écarts ont été constatés à faibles débits.

Performances globales de la volute

Les performances globales de la volute peuvent être définies par le coefficient de récupération de pression statique et par le coefficient de perte de pression totale calculés par des moyennes pondérées par la masse :

$$C_p = \frac{Ps_{4'} - Ps_3}{Pt_3 - Ps_3}$$

$$K_p = \frac{Pt_3 - Pt_{4'}}{Pt_3 - Ps_3}$$

La variation de ces coefficients pour la volute suivant le débit du compresseur est représentée dans la figure [5.34](#). On calcul ainsi le rapport entre l'énergie cinétique en sortie de volute et l'énergie cinétique en entrée qui est défini comme :

$$G = 1 - (C_p + k_p) = \frac{Pt_{4'} - Ps_{4'}}{Pt_3 - Ps_3}$$

Pour tous les points de fonctionnement G est inférieur à 1. Ceci indique que le fluide décélère entre la sortie du diffuseur lisse et la section 4'. A fort débit $G \simeq 0.72$, cette petite diffusion ne crée pas une augmentation de pression statique ($C_p < 0$) à cause des grandes pertes de pression totale. A faible débit $G \simeq 0.12$, ceci crée une augmentation de pression statique accompagnée par des pertes de pression totale. A moyen débit, les pertes de pression totale sont plus faibles que celles des cas précédents, une légère récupération de pression statique est aussi constatée.

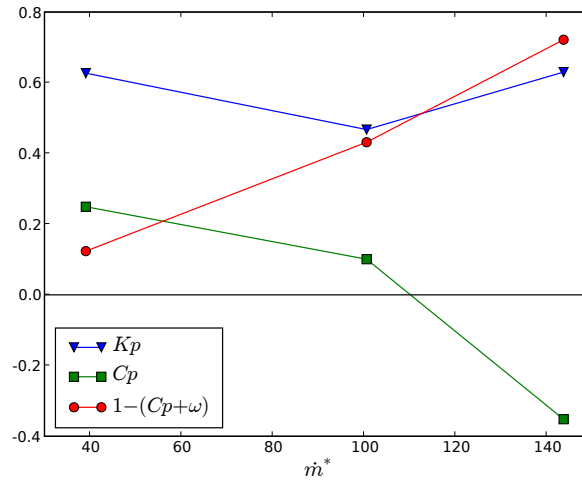


FIG. 5.34: Performance de la volute pour différents points de fonctionnement.

Les pertes entre le diffuseur lisse et la sortie de la volute peuvent être divisées en deux grandes parties :

- (1) pertes dues au passage de l'écoulement radial (diffuseur lisse) en écoulement tourbillonnaire dans la volute.
- (2) Pertes dues à des paramètres géométriques (aires de la section de la volute, forme de la section de la volute, géométrie du bec ...).

Les pertes (1) peuvent être considérées comme inévitables, néanmoins, il est possible de les réduire. [Kim et al. \(2010\)](#) propose une modification de la taille d'entrée de la volute (dans la direction axiale) dans le but de réduire la vitesse tourbillonnaire dans la conduite de la volute et donc d'améliorer les performances de l'étage.

Pour étudier plus en détail l'écoulement à l'intérieur de la volute, la distribution de plusieurs quantités est calculée de la position $\alpha = 90^\circ$ jusqu'à $\alpha = 360^\circ$ dans la figure 5.35. Une moyenne pondérée par la surface est utilisée pour les quantités statiques comme la pression statique, et une moyenne pondérée par la masse pour les quantités dynamiques comme la vitesse et la pression totale.

Puisque le débit de l'écoulement augmente dans la section de la volute suivant la direction azimutale (figure 5.35b), l'aire de la section (figure 5.35a) doit aussi augmenter pour assurer une distribution de pression statique et une vitesse débitante constante. Une distribution non uniforme de pression statique provoque une force radiale qui impacte l'écoulement dans la roue du compresseur. Toutefois, même au point nominal, une distorsion de pression statique prendra

toujours place à cause de la présence du bec de la volute.

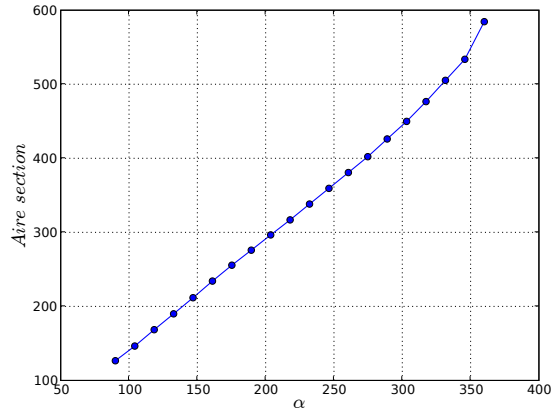
Au point de fonctionnement à faible débit, l'écoulement à l'entrée de la volute possède une faible vitesse radiale et une vitesse circumférentielle élevée. Le débit étant très faible dans la volute; l'aire de la section débitante augmente rapidement, entraînant une chute de vitesse débitante. Cette décélération du fluide entre la sortie du rouet et la section de la volute induit une hausse de pression statique. Les variations de pression totale constatées sont très faibles. La vitesse radiale étant faible à la sortie du rouet, ceci rend l'écoulement moins tourbillonnaire dans la section de la volute.

Au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}), l'écoulement possède une vitesse radiale élevée et une faible vitesse circumférentielle. A cause du débit important qui doit traverser dans la section de la volute, contrairement au cas précédent, la vitesse débitante augmente dans la direction azimutale. Cette accélération de l'écoulement produit une chute de pression statique ainsi que des pertes de pression totale. En outre, la vitesse radiale élevée favorise la création d'un écoulement tourbillonnaire qui réduit la performance de la volute.

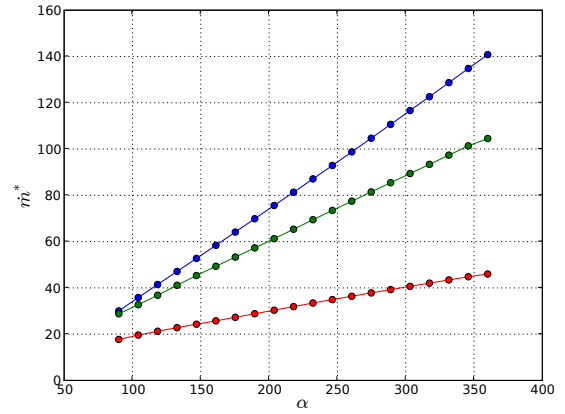
Au point de fonctionnement à débit moyen, les évolutions de la vitesse débitante, pression statique et pression totale sont similaires à celles obtenues au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}).

Une analyse similaire est employée pour le cône de sortie (figure 5.36). Dans cette partie, l'écoulement en sortie de volute est conduit vers les tuyaux d'alimentation du moteur. L'augmentation de la section du cône (figure 5.36a) lui permet de jouer le rôle d'un diffuseur. L'écoulement est ralenti à débit constant, notamment pour les points de fonctionnement (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{moy}) comme le montre la figure 5.36c. Cette diffusion induit une légère augmentation de la pression statique accompagnée par des petites pertes de pression totale. Au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}) la diffusion est moins importante, la pression statique, ainsi que la pression totale, gardent environ une valeur constante durant le passage de l'écoulement dans le cône de sortie.

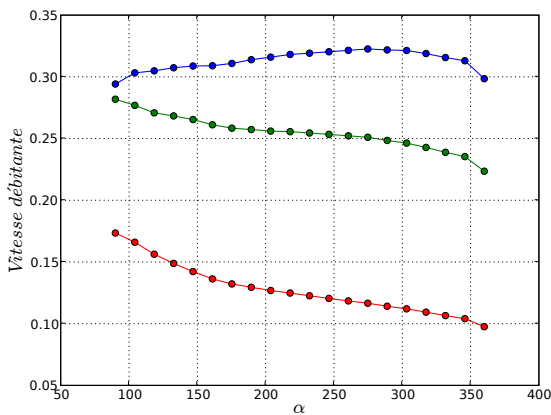
● Point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) ● Point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) ● Point de fonctionnement (\dot{m}_{min})



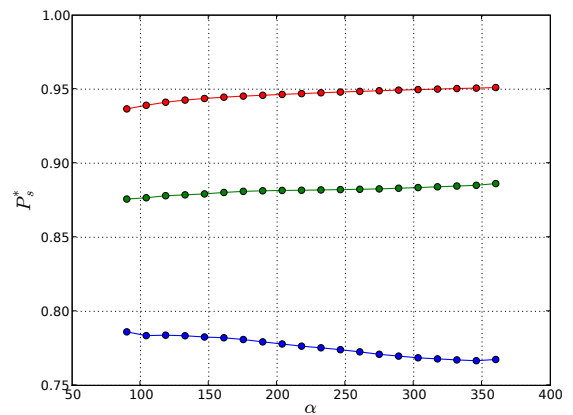
(a)



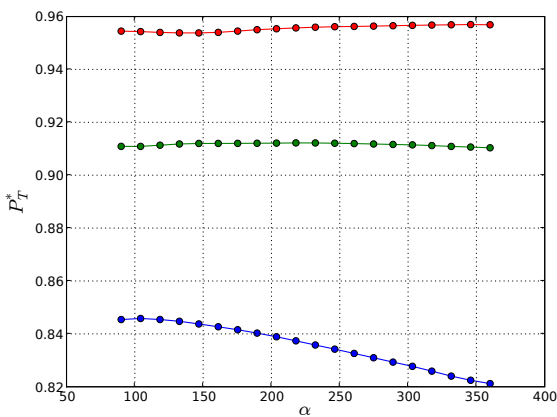
(b)



(c)



(d)



(e)

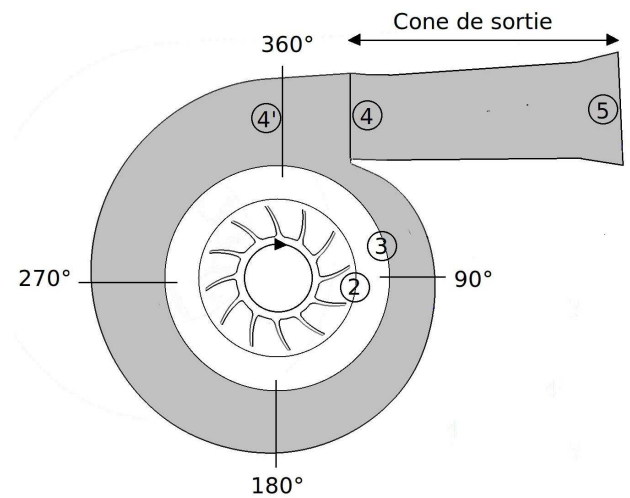
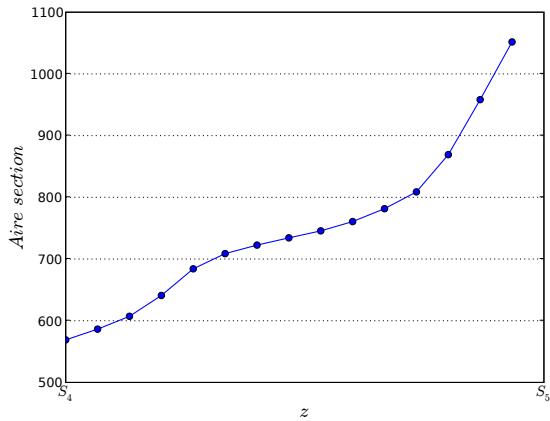
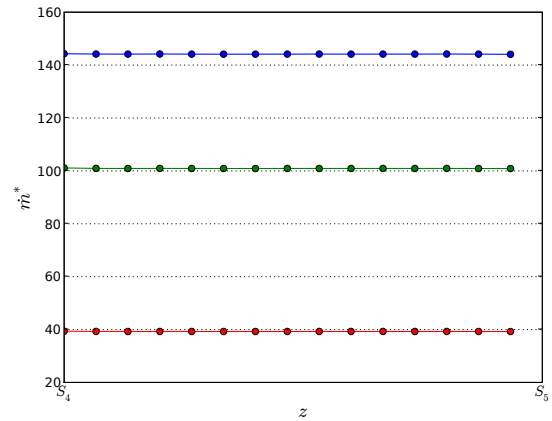


FIG. 5.35: Distribution de plusieurs quantités statiques et dynamiques dans la volute, moyennées par la surface et par le débit respectivement.

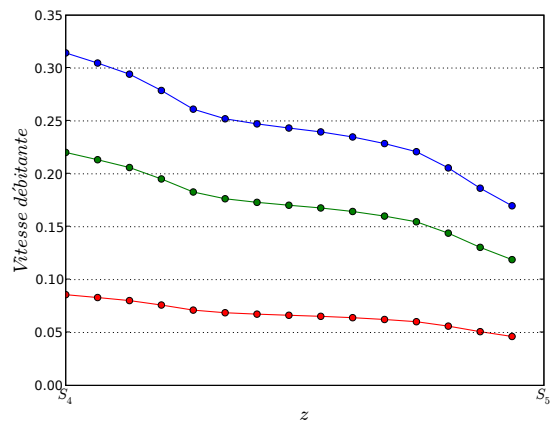
● Point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) ● Point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) ● Point de fonctionnement (\dot{m}_{min})



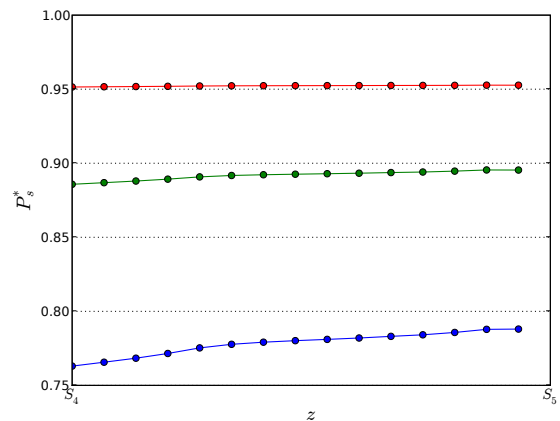
(a)



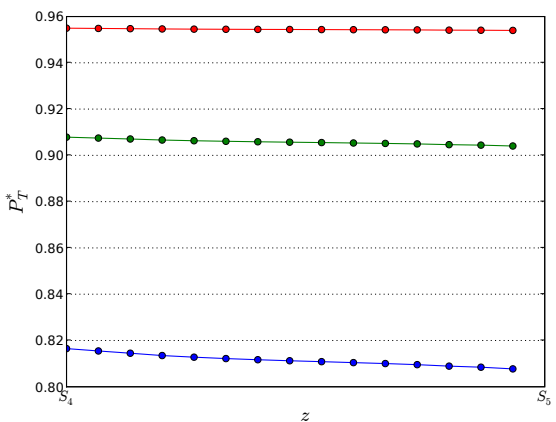
(b)



(c)



(d)



(e)

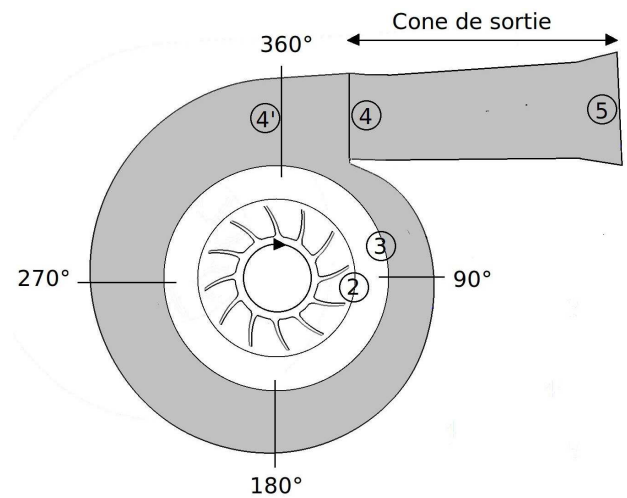


FIG. 5.36: Distribution de plusieurs quantités statiques et dynamiques dans le cône de sortie, moyennées par la surface et par le débit respectivement.

Écoulement 3D dans la volute

La figure 5.37 illustre une représentation schématique des conditions d'écoulement dans la volute en fonction de l'écoulement à la sortie du compresseur. Dans les compresseurs centrifuges, le diffuseur et la volute ont une forte influence sur l'écoulement à la sortie du compresseur et donc aussi sur la performance. La vitesse radiale à l'entrée de la volute est un paramètre clé, elle détermine la vitesse tourbillonnaire V_s , qui se dissipe durant le passage dans la volute sous forme de pertes, il en résulte donc une dégradation des performances. Plus la vitesse radiale à l'entrée est élevée, plus la vitesse tourbillonnaire est grande dans la section de la volute. Parmi les travaux menés sur la structure de l'écoulement dans la section de la volute figurent, les travaux de Nursen and Ayder (2003) et Ayder and Van den Braembussche (1994).

La distribution circumférentielle du rapport entre la vitesse radiale et la vitesse circumférentielle

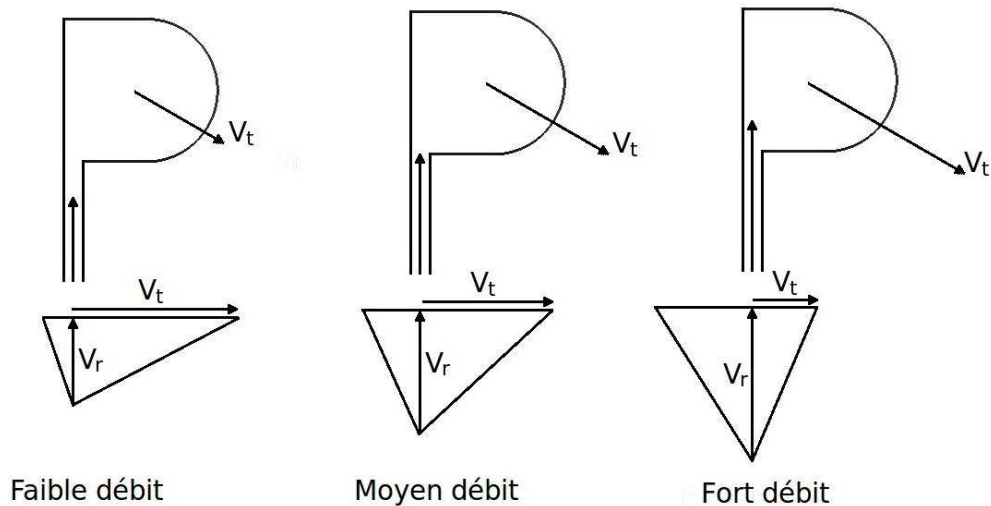


FIG. 5.37: Représentation schématique des conditions d'écoulement dans la volute en fonction de l'écoulement à la sortie de la roue.

(aussi nommé coefficient de 'Swirl') à l'entrée de la volute est illustrée dans la figure 5.38. La ligne noire verticale représente la position azimutale du bec de la volute. Comme on peut le constater, ce rapport augmente avec le débit dans le compresseur. Un maximum est présent à proximité du bec où l'écoulement passe de la section la plus grande vers la section la plus petite en créant des gradients de vitesses.

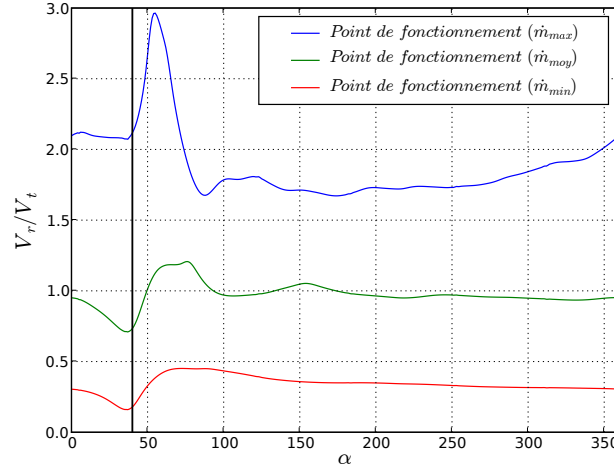


FIG. 5.38: Rapport entre la vitesse radiale (V_r) et la vitesse circumférentielle (V_t) à l'entrée de la volute. — : (\dot{m}_{max}), — : (\dot{m}_{moy}), — : (\dot{m}_{min}).

La somme de la vorticité absolue par maille multipliée par la surface de la maille ($\int_S \omega \cdot n \, ds$) est calculée sur plusieurs coupes radiales de la position $\alpha = 90^\circ$ jusqu'à $\alpha = 360^\circ$ dans la figure 5.39. On peut constater que cette quantité ne se conserve pas dans la direction circumférentielle à cause de l'alimentation de la volute par le débit issu du diffuseur lisse (source de ω). Ceci peut être expliqué en appliquant un bilan de flux de vorticité entre deux sections S_1 et S_2 (figure 5.40) :

$$\int_S \omega \cdot n \cdot dS = \underbrace{\int_V \nabla \cdot \omega \, dV}_{=0} = 0 \quad (5.45)$$

Ainsi,

$$\int_{S_1} \omega \cdot n_1 \cdot dS + \int_{S_2} \omega \cdot n_2 \cdot dS + \int_{S_{entrée}} \omega \cdot n_{entrée} \cdot dS = 0 \quad (5.46)$$

Dans une conduite simple (en l'absence de $S_{entrée}$) cette quantité est constante puisque $\int_{S_1} \omega \cdot n_1 \cdot dS + \int_{S_2} \omega \cdot n_2 \cdot dS = 0$. Au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}), la pente de la courbe de distribution de $\int_S \omega \cdot n \, ds$ est faible puisque la vitesse radiale en entrée est faible (faible source de ω). Au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) la vitesse radiale en entrée est élevée (forte source de ω) ainsi $\int_S \omega \cdot n \, ds$ augmente considérablement dans la direction circumférentielle.

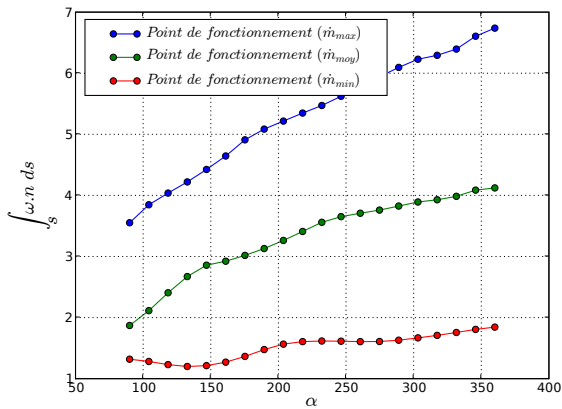


FIG. 5.39: Distribution de $\int_S \omega.n.ds$ dans la volute. — : (\dot{m}_{max}) , — : (\dot{m}_{moy}) , — : (\dot{m}_{min}) .

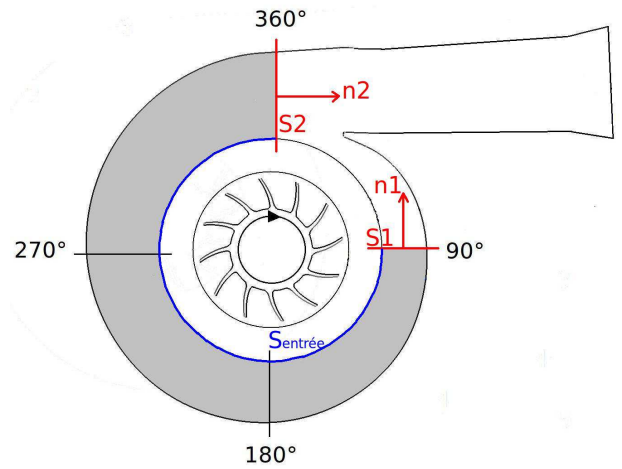


FIG. 5.40: Illustration des sections S1, S2 et $S_{entrée}$ utilisées dans le bilan de flux de vorticité.

Selon [Van den Braembussche and Hände \(1990\)](#), dans une section débitante de la volute, la vitesse V_s d'une structure à une position radiale donnée, dépend de la vitesse V_r   l'endroit où cette structure est entrée dans la volute (figure 5.41). [Van den Braembussche and Hände \(1990\)](#) valident ce modèle par des mesures expérimentales effectuées à faible, moyen et fort débits.

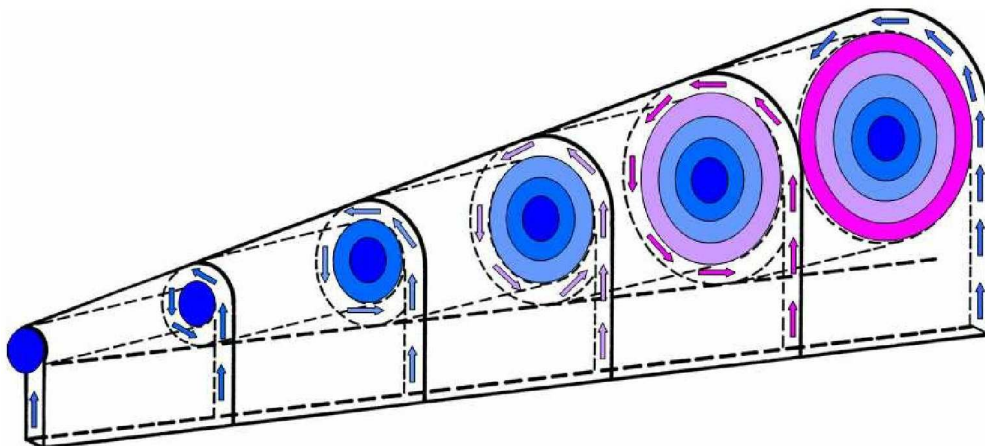


FIG. 5.41: Représentation schématique de la superposition des tourbillons dans une volute.

Afin de visualiser les structures de l'écoulement à l'intérieur de la volute, dans la figure 5.44 V_s , V_t , K_p et C_p sont présentés sur 4 sections radiales et pour trois points de fonctionnement. V_s étant la vitesse tourbillonnaire dans le plan de la section et V_t la composante circonferentielle de la vitesse perpendiculaire à la section.

Les vecteurs vitesses illustrés sur le champ de V_s (figures 5.44a, 5.44b, 5.44c) mettent en évidence la présence de plusieurs structures tourbillonnaires tournant autour d'un centre avec des niveaux de V_s différents.

A proximité du bec ($\alpha \simeq 40^\circ$) l'écoulement qui entre dans la volute possède une vitesse radiale élevée (figure 5.43), il occupe donc la section de la volute et commence à tourner autour du centre avec une vitesse V_{s1} . Au centre de la section, les contraintes de cisaillement finissent par dissiper l'énergie cinétique du tourbillon en donnant naissance à un tourbillon forcé qui se comporte comme un objet solide en rotation dont la contrainte de cisaillement entre les lignes de courant est nulle. Le coeur de ce tourbillon se déplace dans la direction circonférentielle, il est identifié par une très faible valeur de V_s et des pertes de pression totale (Kp) élevées pour les trois points de fonctionnement. Une représentation schématique du tourbillon forcé dans la section de la volute est illustrée dans la figure 5.42.

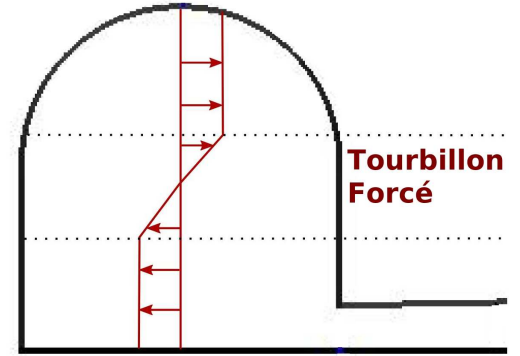


FIG. 5.42: Représentation schématique du tourbillon forcé.

Ayder (1993) montre que quand la vitesse radiale à l'entrée de la volute augmente du bec jusqu'à la sortie de la volute, V_s dans la section augmente de la même manière avec le rayon. Le tourbillon forcé est obtenu grâce à la distribution de la vitesse radiale en entrée et non pas par la dissipation d'énergie due aux contraintes de cisaillements.

Au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}), le fluide en rotation loin du centre de la section, a pénétré dans la volute à un endroit loin du bec de la volute. Puisque V_r augmente du bec jusqu'à la sortie, le cisaillement entre les différentes couches du fluide est moins important, il se crée ainsi un état d'équilibre qui élargit la taille du tourbillon forcé sans augmenter les pertes de pression totale en s'éloignant du bec. Des résultats similaires sont obtenus aux points (\dot{m}_{moy})

Au point (\dot{m}_{min}) (figure 5.44c) le centre du tourbillon ($V_s \downarrow$) est décalé en direction de la paroi extérieure de la volute à cause du déficit de vitesse radiale en entrée. Le niveau de V_s dans la section est faible puisque la vitesse radiale à l'entrée est faible aussi. En s'éloignant du bec, la vitesse radiale chute, de la même manière V_s diminue en s'éloignant du centre en provoquant plus de cisaillement et donc un élargissement de la zone à $Kp \uparrow$. Une distribution plus uniforme de pertes de pression totale dans la section de la volute est ainsi obtenue.

Pour les trois points de fonctionnement, la distribution de pression statique dans la section de la volute provient de l'écoulement tourbillonnaire ainsi que de la courbure circonférentielle de la volute. La force centrifuge due à la vitesse V_s est équilibrée par une augmentation de pression statique du centre vers la paroi :

$$\frac{dP}{dr} = \rho \frac{V_s^2}{r_c} \quad (5.47)$$

L'écoulement principal et la courbure circonférentielle produisent un gradient de pression positif entre les parois internes et externes de la volute :

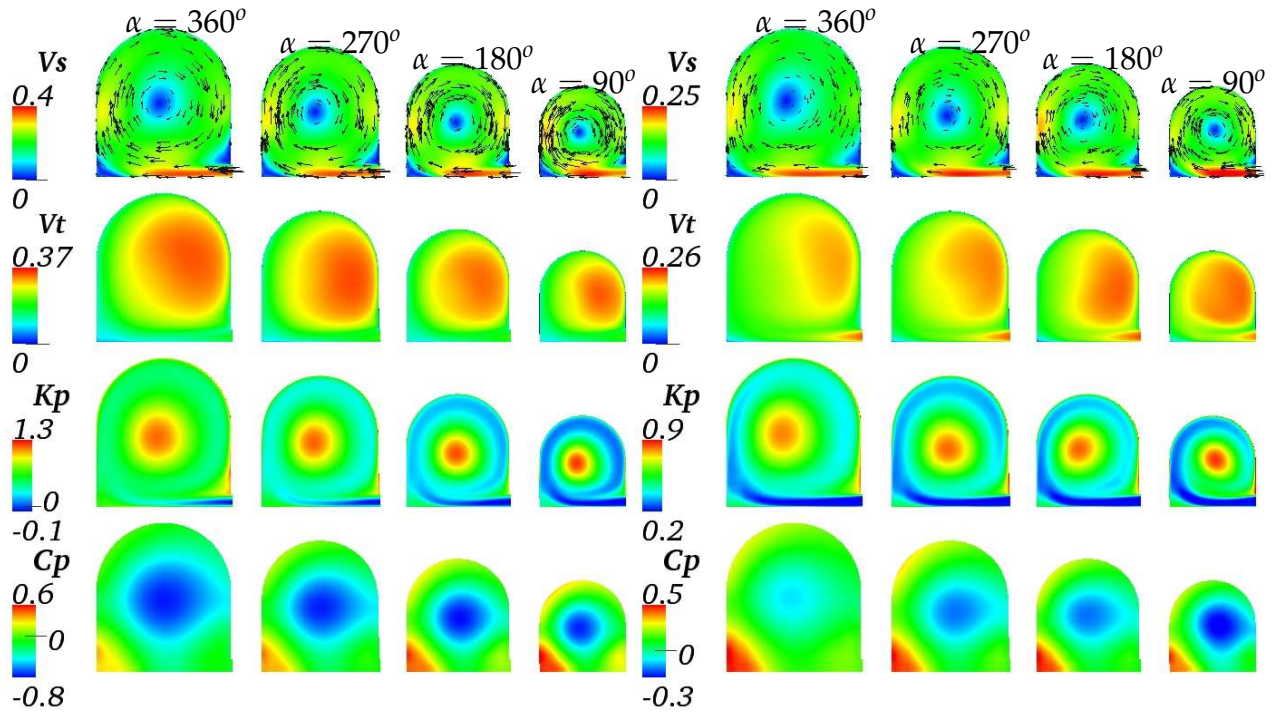
$$\frac{dP}{dR} = \rho \frac{V_t^2}{R} \quad (5.48)$$

Cet équilibre explique alors la valeur de vitesse circonférentielle élevée du côté de la paroi interne de la volute.

Il est important de signaler que certaines caractéristiques géométriques de la volute pénalisent ses performances. L'angle droit que fait le carter du diffuseur lisse avec la paroi interne de la section de la volute, crée une perte de pression totale due au mélange entre l'écoulement tourbillonnaire et jet de l'écoulement radial à l'entrée. Un deuxième angle droit présent entre le fond plat de la volute et la paroi externe produit une zone de récirculation identifiée par une faible valeur de V_s et une pression statique élevée.

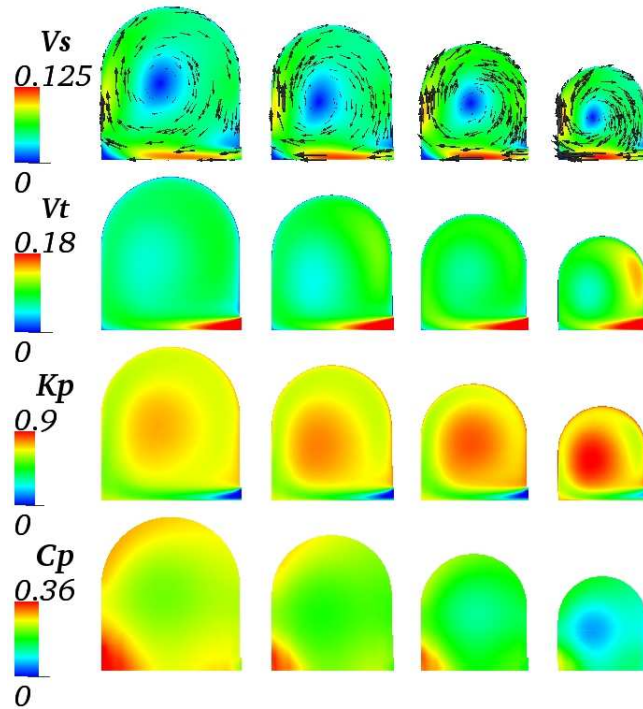


FIG. 5.43: Distribution de vitesse radiale à l'entrée de la volute. — : (\dot{m}_{max}), — : (\dot{m}_{moy}), — : (\dot{m}_{min}).



(a) point de fonctionnement (\dot{m}_{max}).

(b) point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}).



(c) point de fonctionnement (\dot{m}_{min}).

FIG. 5.44: Champ de V_s , V_t , K_p et C_p illustré sur 4 coupes radiales et pour 3 points de fonctionnement.

Chapitre 6

Analyse instationnaire de l'écoulement dans le compresseur centrifuge

Contents

6.1	Distorsion de pression statique à l'entrée de la volute	107
6.1.1	Impact des fluctuations spatiales de pression statique sur l'écoulement dans le compresseur (<i>Effet potentiel remontant</i>)	108
6.2	Interaction entre la roue et la volute	111
6.2.1	Décomposition d'Adamczyk	111
6.3	Condition de distorsion	120

La nature instationnaire de l'écoulement dans une turbomachine provient de sources diverses. Les phénomènes instationnaires rencontrés dans le cas de notre étude sont principalement liés à l'interaction entre le rotor et le stator.

Parmi les sources d'instationnarité, on note l'interaction entre les champs potentiels issus des roues voisines. L'effet potentiel généré par un stator est ressenti comme un écoulement instationnaire par le rotor en amont, inversement, l'effet potentiel généré par le rotor est ressenti comme un écoulement instationnaire par le stator en aval. A l'interface entre le rotor et le stator, les structures liées aux deux repères s'interpénètrent pour donner naissance à des fluctuations purement instationnaires. L'intensité de ces fluctuations déterminera le niveau d'instationnarité au sein de la machine. La réduction de l'espace entre le rotor et le stator favorise cet écoulement puisque les structures issues de chaque roue n'ont pas le temps de se dissiper avant d'arriver à la roue voisine. Pour le compresseur étudié, la présence d'un diffuseur avec une largeur importante devrait diminuer l'importance de ces fluctuations.

Les codes de simulation numérique modernes et les outils de calcul ont atteint un haut

niveau de performances durant les dernières décennies. Néanmoins, il reste toujours difficile de réaliser des simulations qui prennent en compte tous les canaux de toutes les roues. Ces calculs sont relativement coûteux et nécessitent une taille mémoire importante. Dans le cadre de cette thèse, la périodicité spatio-temporelle est utilisée, ce qui permet de réaliser des simulations instationnaires en considérant un canal de la roue et du diffuseur et la volute entière puisque sa géométrie n'est pas axisymétrique.

La figure 6.1 illustre le champ instantané de pression statique dans la roue et dans la volute à mi-hauteur de veine et mi-hauteur du diffuseur lisse. La ligne noire représente l'entrée de la volute. Il est possible de remarquer que l'écoulement à la sortie de la roue et dans le diffuseur lisse n'est pas axisymétrique, il est influencé par la présence de la volute et notamment par la présence du bec de la volute.

Dans ce chapitre, les interactions entre le rotor, le diffuseur lisse ainsi que la volute sont analysées pour différents points de fonctionnement. Dans le cas du compresseur, la présence d'un diffuseur lisse aide à dissiper les structures provenant de la roue (structures jet-sillage et sillages des bords de fuite) et donc amortir leur interaction avec la volute et notamment avec le bec de la volute. Comme il a été montré dans le chapitre précédent, l'écoulement à l'entrée de la volute n'est pas uniforme à cause de la présence du bec et d'autres paramètres géométriques. L'impact de cette non-uniformité de l'écoulement sur la roue du compresseur sera également analysé.

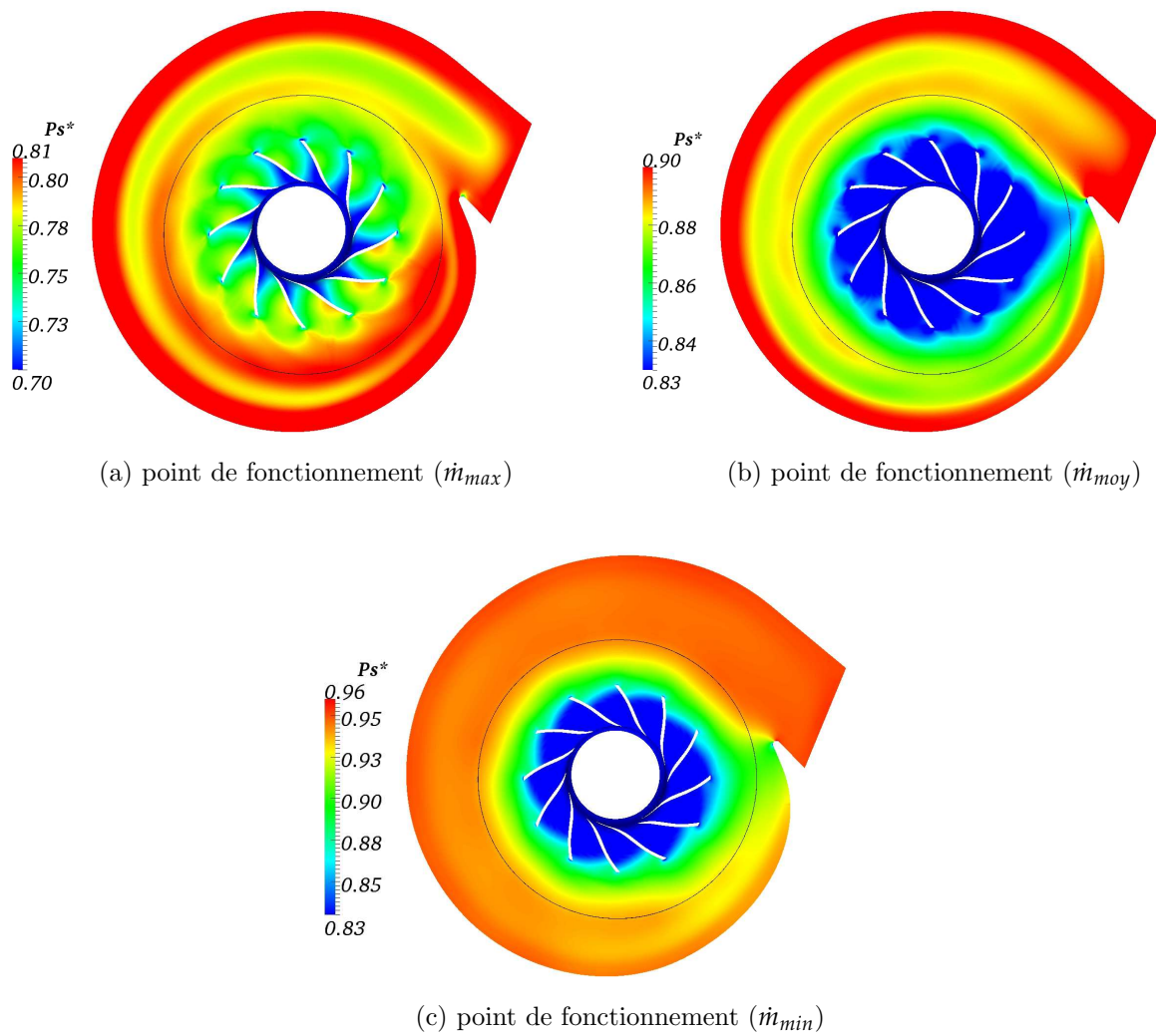


FIG. 6.1: Champ instantané de pression statique dans la roue et dans la volute à mi hauteur de veine et mi-hauteur du diffuseur lisse.

6.1 Distorsion de pression statique à l'entrée de la volute

Pour analyser les fluctuations spatiales de pression statique à l'entrée de la volute, P_s^- est calculé dans le repère absolu comme :

$$P_s^- = \overline{P_s}(x, r, \theta) - P_s^{axi}(x, r) \quad (6.1)$$

Où $\overline{P_s}(x, r, \theta)$ et $P_s^{axi}(x, r)$ représentent respectivement la moyenne temporelle et la moyenne axisymétrique du champ de pression statique à l'entrée de la volute.

Dans la figure 6.2, P_s^- / P_s^{axi} est représenté à l'entrée de la volute pour les trois points de fonctionnement. Comme attendu, les discontinuités associées à la présence du bec de la volute peuvent être observées pour les trois points de fonctionnement. Aux points de fonctionnement à faible et moyen débit, la pression statique augmente en direction de la sortie de la volute. En s'approchant du bec, l'écoulement possède donc une pression statique élevée, dont une partie continue vers le cône de sortie et le reste passe dans la conduite de la volute à travers le bec en subissant un fort gradient de pression qui est dû au passage du fluide de la section la plus grande vers la section la plus petite.

A fort débit, la pression statique diminue en direction de la sortie de la volute, ce qui est en accord avec l'évolution de pression statique dans la section de la volute présentée dans le chapitre précédent. Ceci peut aussi être expliqué par le fait qu'à fort débit, l'écoulement entre dans la volute avec une grande vitesse radiale et une faible vitesse tangentielle. La composante radiale de la vitesse induit un écoulement tourbillonnaire dans la section de la volute. Le débit dans la volute étant en augmentation, la faible vitesse tangentielle n'étant pas suffisante pour transporter le fluide à travers la volute, elle augmente en intensité du bec vers la sortie. Ceci provoque une chute de pression le long de la circonférence.

La distribution non-uniforme de la pression statique à l'entrée de la volute est liée donc au point de fonctionnement ainsi qu'à plusieurs paramètres géométriques dont la présence du bec et l'évolution de l'aire de la section de la volute.

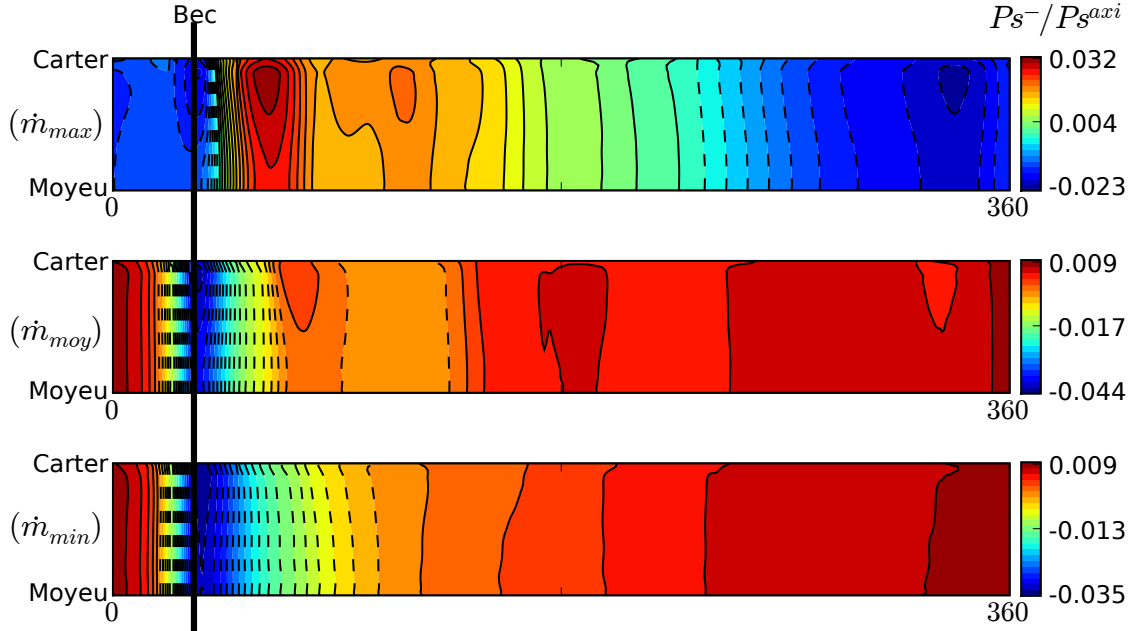


FIG. 6.2: Fluctuations spatiales de pression statique à l'entrée de la volute.

6.1.1 Impact des fluctuations spatiales de pression statique sur l'écoulement dans le compresseur (*Effet potentiel remontant*)

Plusieurs sections perpendiculaires au carter d'un seul canal de la roue sont créées de l'entrée vers la sortie comme le montre la figure 6.3a. Le canal contient une aube principale et une aube secondaire. La paroi interne du carter étant convexe, le risque de croisement entre les différentes coupes est nul. La moyenne de pression statique pondérée par la surface est calculée pour chaque section. Ainsi, une distribution méridienne de pression statique peut être tracée à un instant t (figure 6.3b), elle est représentée par la ligne blanche discontinue dans la figure 6.3e. En répétant les extractions sur une période rotor (T_R), une carte de pression peut être obtenue pour les trois points de fonctionnement, où l'axe des abscisses représente l'espace (direction méridienne) et l'axe des ordonnées représente le temps (figure 6.3c figure 6.3d figure 6.3e). L'instant où le bord d'attaque de l'aube principale est en face du bec de la volute est représenté par une ligne blanche horizontale. Les trois lignes blanches verticales représentent la position méridiennes du bord d'attaque de l'aube principale (BA-AP) et de l'aube secondaire (BA-AS) ainsi que la position méridienne des bords de fuite (BF) qui est la même pour l'aube principale et l'aube secondaire.

La seule source d'instationarité est supposée être le mouvement relatif de la roue par rapport

à la volute. En l'absence de la volute, la distribution méridienne de la pression statique serait indépendante du temps puisque les conditions en amont et en aval du rouet ne changent pas. Il est clair que les fluctuations temporelles de pression statique sont présentes pour les trois points de fonctionnement. En regardant la zone située entre le bord d'attaque de l'aube principale et le bord d'attaque de l'aube secondaire, on constate que les fluctuations temporelles sont plus amorties au point (\dot{m}_{moy}) qu'au point (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{min}). En outre, pour les points (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}) ces fluctuations sont situées au dessus de la ligne blanche horizontale, alors qu'elles occupent toute la période du rotor au point (\dot{m}_{max}). Ceci est en accord avec le résultat montré dans la figure 6.2 où des forts gradients de pression statique prennent lieu à proximité du bec au point (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}), tandis que pour le point (\dot{m}_{max}) les variations de pression statique sont présentes non seulement à proximité du bec mais sur toute la section d'entrée de la volute.

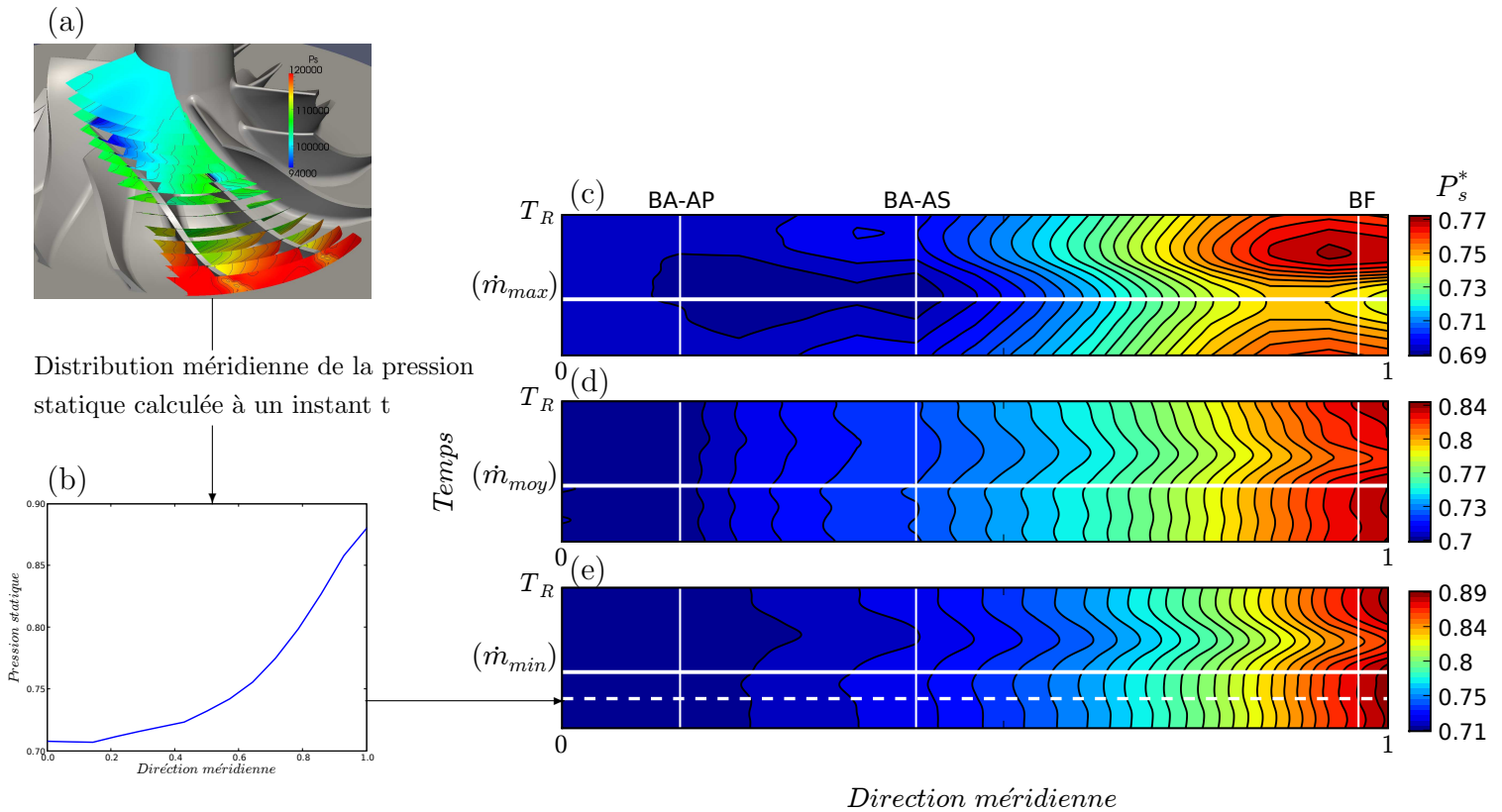


FIG. 6.3: Evolution temporelle de la distribution méridienne de pression statique dans la roue du compresseur, calculée sur une période rotor T_R .

Influence sur l'écoulement de jeu

La figure 6.4 illustre la variation du débit traversant le jeu de l'aube principale (figure 6.4a) et le jeu de l'aube secondaire (6.4b) sur une période rotor (T_R). La ligne noire verticale repré-

sente l'instant où le bord de fuite de l'aube principale est en face du bec de la volute.

Au point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}), en aval du bec de la volute, le débit dans le jeu de l'aube principale présente un minimum suivi d'un maximum. En se référant à la figure 6.2, l'écoulement subit un fort gradient de pression au niveau du bec, la pression juste après le bec est donc faible. Ainsi, l'écoulement est aspiré vers la sortie, et le jet du jeu prend une direction plus radiale, ce qui induit une baisse dans le débit du jeu, d'où l'apparition du minimum ($P_s^{aval} \downarrow \dot{m}_{jeu} \downarrow$).

En s'éloignant un peu plus du bec, la pression statique à l'entrée de la volute augmente à nouveau et le jeu subit ensuite une déviation vers la direction perpendiculaire à l'écoulement principal due au gradient de pression adverse. Cette déviation favorise l'écoulement de jeu et le pic de débit apparaît ($P_s^{aval} \uparrow \dot{m}_{jeu} \uparrow$).

Au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) à l'entrée de la volute, la pression statique avant le bec est faible ($P_s^{aval} \downarrow \dot{m}_{jeu} \downarrow$), puis elle augmente progressivement à travers le bec jusqu'à atteindre un pic de pression ($P_s^{aval} \uparrow \dot{m}_{jeu} \uparrow$) puis la pression rechute à nouveau ($P_s^{aval} \downarrow \dot{m}_{jeu} \downarrow$).

Un comportement similaire est constaté pour le débit traversant le jeu de l'aube secondaire, mais avec un décalage temporel environ égal à $T_R/12$ et qui correspond au temps mis par la roue pour parcourir la distance circonférentielle entre le bord de fuite de l'aube principale et celui de l'aube secondaire.

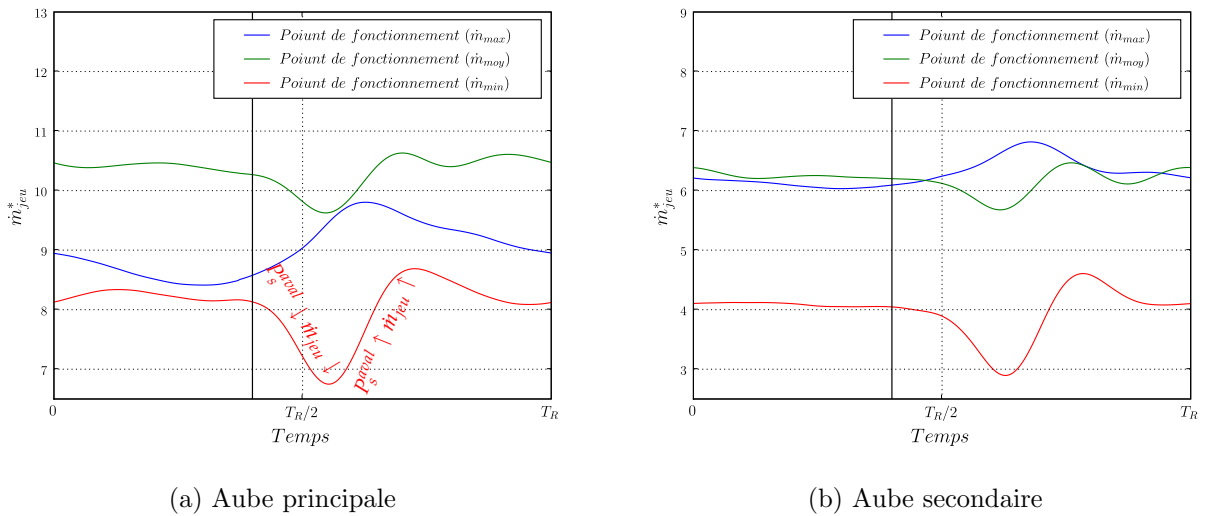


FIG. 6.4: Variation du débit traversant chacun des jeux de l'aube principale et secondaire sur une période du rotor.

6.2 Interaction entre la roue et la volute

6.2.1 Décomposition d'Adamczyk

Le modèle proposé par Adamczyk [Adamczyk \(1984\)](#) constitue un compromis entre les calculs stationnaires et les calculs instationnaires. Cette méthode consiste à introduire dans des calculs multi-étages stationnaires l'influence moyenne en temps des phénomènes instationnaires. Des opérateurs de moyennes sont appliqués aux équations de Navier-Stokes, qui conduisent au système d'équations appelé *Système d'Equations du Canal Moyenné*, SECM.

Dans cette partie, le champ purement instationnaire est extrait en se basant sur la décomposition d'Adamczyk. Un champ quelconque u exprimé en coordonnées cylindriques dans le repère fixe, peut être écrit sous la forme d'une valeur moyenne plus une fluctuation à l'aide de l'opérateur de la moyenne temporelle :

$$\bar{u}(x, r, \theta) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u(x, r, \theta, t) \quad (6.2)$$

Où N représente le nombre de réalisations effectuées sur une période stator. Ainsi, la soustraction du champ résultant de la moyenne temporelle \bar{u} au champ u donne la fluctuation \tilde{u} .

L'instationnarité ressentie dans le repère de la volute (repère absolu) est une conséquence du déplacement circonférentiel des structures de l'écoulement liées à la roue (repère relatif). Autrement dit, l'évolution temporelle du champ dans le repère de la volute est directement liée aux gradients circonférentiels dans le repère de la roue, ce qui donne la relation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\Omega \frac{\partial}{\partial \theta} \quad (6.3)$$

Néanmoins, cette considération n'est valable que si l'instationnarité est liée à la rotation de la machine simplement, ou dit autrement : la trajectoire du mouvement fluide dans le plan (t , θ) suit des droites.

Il existe une instationnarité supplémentaire qui résulte de l'impact de la distorsion créée par la volute sur la structure de l'écoulement à la sortie de la roue. En ajoutant cette interaction instationnaire sous la forme d'un terme supplémentaire contribuant à la fluctuation \tilde{u} , on obtient :

$$\tilde{u}(x, r, \theta) = u''^{(R)}(x, r, \theta - \Omega t) + u^*(x, r, \theta, t) \quad (6.4)$$

$u''^{(R)}$ est calculée en effectuant la soustraction du champ axisymétrique u^{axi} , indépendant du temps et de la position azimutale, à la moyenne temporelle dans le repère du rotor $\bar{u}(x, r, \theta -$

Ωt). $u^*(x, r, \theta, t)$ représente la partie purement instationnaire de la fluctuation et qui n'est pas directement liée à la variation spatiale et stationnaire de l'écoulement dans aucun des deux repères.

Avec cette décomposition, la partie purement instationnaire de la fluctuation qui correspond à l'interaction entre la roue et la volute est obtenue en faisant la différence entre la fluctuation temporelle \tilde{u} calculée dans le repère du stator et la fluctuation spatiale $u''^{(R)}$ calculée dans le repère du rotor. La moyenne temporelle $\bar{u}(x, r, \theta)$ peut également être écrite sous la forme d'une valeur axisymétrique $u^{(axi)}(x, r)$ plus une fluctuation spatiale liée à la volute $u''^{(S)}(x, r, t)$.

Il est important de noter que cette procédure nécessite le transfert du champ u lié au rotor dans le repère du stator. Dans le cadre de cette thèse, cette décomposition est appliquée dans le diffuseur lisse, où le champ u vu par la roue (repère relatif) est le même que celui vu par la volute (repère absolu) mais avec un déphasage spatial obtenu par la relation suivante : $\theta_{abs} = \theta_{rel} + \Omega t$, conformément à la relation 6.3.

Pour effectuer ce transfert dans le repère du rotor, une transformée de Fourier spatiale peut donc être appliquée au champ u , ensuite la phase est ajustée pour chaque instant. Finalement, la transformée de Fourier inverse appliquée aux coefficients ainsi obtenus permet le passage dans le repère du rotor.

L'utilisation de ces différents opérateurs a permis donc de décomposer le champ u en quatre différentes contributions :

$$u(x, r, \theta, t) = \underbrace{u^{(axi)}(x, r)}_1 + \underbrace{u''^{(R)}(x, r, \theta - \Omega t)}_2 + \underbrace{u''^{(S)}(x, r, t)}_3 + \underbrace{u^*(x, r, \theta, t)}_4 \quad (6.5)$$

1. Champ axisymétrique obtenu à l'aide d'une moyenne azimutale.
2. Fluctuations spatiales dans le repère de la roue.
3. Fluctuations spatiales dans le repère de la volute.
4. Champ d'interaction purement instationnaire.

La décomposition présentée ci-dessus est appliquée sur la vitesse méridienne $\vec{V}_m = \vec{V}_x + \vec{V}_r$, indépendante du repère, sur une section circonférentielle à une distance radiale $R/R_2 = 135\%$. Les quatre contributions sont illustrées dans la figure 6.5 au point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) ¹. Les résultats sont divisés par la valeur moyenne de la vitesse méridienne axisymétrique.

¹L'extraction des fluctuations pour les points (\dot{m}_{max}) et (\dot{m}_{min}) est présentée dans l'annexe A.

Le premier graphe représente la distribution de la moyenne axisymétrique de la vitesse méridienne $V_m^{(axi)}$ du moyeu au carter. Cette distribution est indépendante du temps et de la position azimutale.

La première carte représente les fluctuations spatiales associées à la volute. Des fortes fluctuations de vitesse méridienne sont présentes sur toute la section et notamment à proximité du bec de la volute.

Les fluctuations spatiales associées à la roue sont présentées dans la deuxième carte. Ces fluctuations sont stationnaires dans le repère mobile, elles sont constituées à partir de 6 canaux périodiques avec une période spatiale égale à $2\pi/N_R$. Chaque canal contient des structures de type jet (fluctuations positif) et des structures de type sillage (fluctuation négative) provenant du canal-inter-aube et des tourbillons de bords de fuites.

Et finalement, la dernière carte représente le champ purement instationnaire provenant de l'interaction entre la roue et la volute. Cette contribution est dépendante du temps. Elle est présentée à l'instant $t/T_r = 0.05\%$. La zone à forte interaction est située à proximité du bec de la volute. Loin du bec, la composante purement instationnaire est très faible. L'interaction produit des fluctuations positives et négatives dont l'intensité décroît en s'éloignant du bec de la volute. Elles traduisent l'influence périodique des structures jet-sillage dans la volute. En absence de la volute, un champ quelconque u dans le diffuseur lisse vérifiera la relation $\frac{\partial}{\partial t} = -\Omega \frac{\partial}{\partial \theta}$ et la composante purement instationnaire sera nulle. En outre, l'importance de cette composante réside dans la possibilité de quantifier le niveau d'instationarité qui déterminera la nécessité de la réalisation d'une simulation instationnaire.

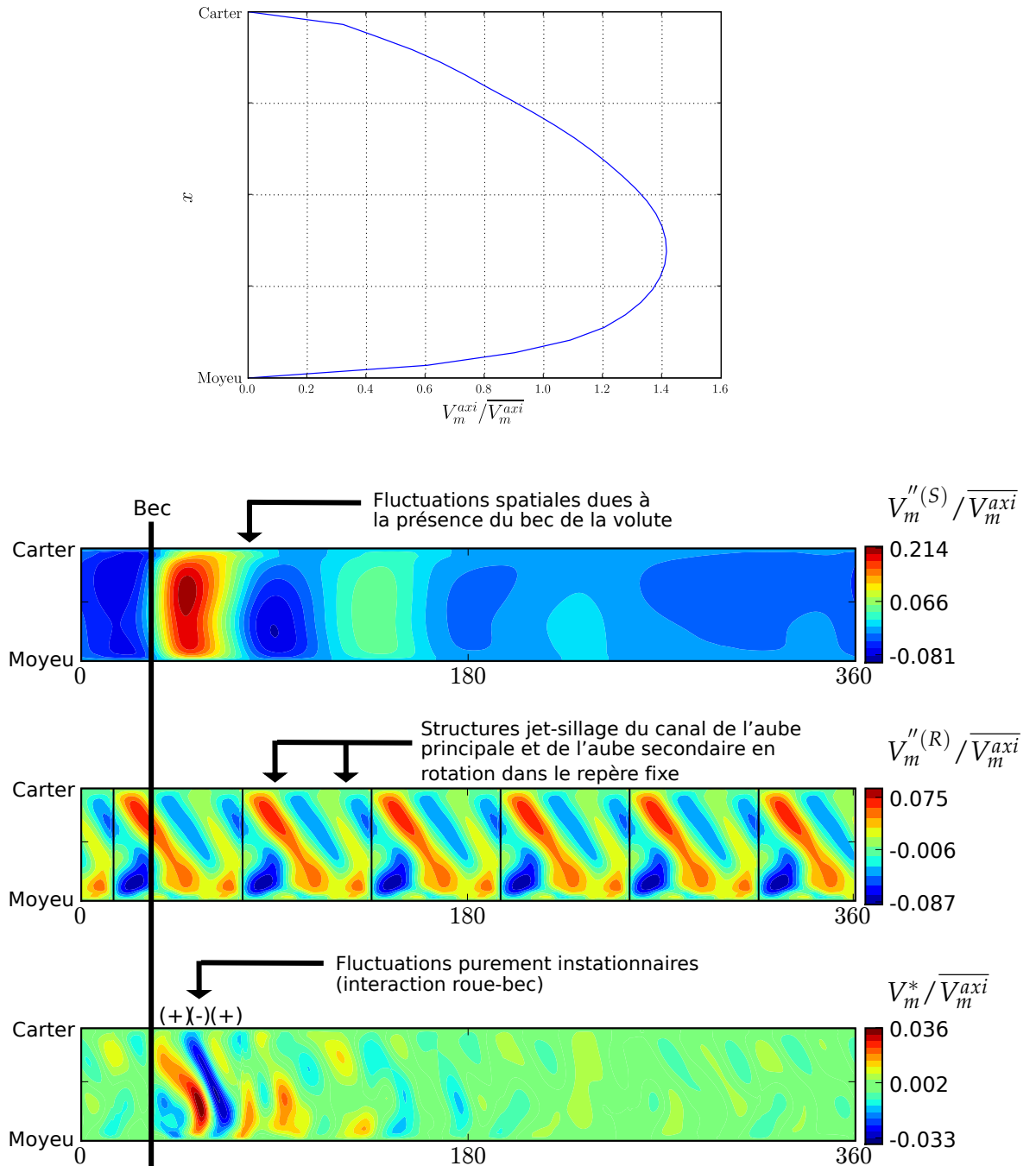


FIG. 6.5: Décomposition d'Adamczyk appliquée au champ de vitesse méridienne au point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}).

La figure 6.6 représente la composante purement instationnaire du champ de vitesse méridienne sur une période volute $T_S = 2\pi/\Omega N_R$. Les fluctuations de vitesses résultent de l'interférence des différentes structures appartenant au rotor dans la distorsion créée par le bec de la volute. On distingue 4 structures principales :

- a^+ : Fluctuation positive liée à la structure du jet à proximité de l'intrados de l'aube principale.
- a^- : Fluctuation négative liée à la structure du sillage à proximité de l'extrados de l'aube principale ainsi qu'au sillage du bord de fuite de l'aube principale.
- b^+ : Fluctuation positive liée à la structure du jet à proximité de l'intrados de l'aube secondaire.
- b^- : Fluctuation négative liée à la structure du sillage à proximité de l'extrados de l'aube secondaire ainsi qu'au sillage du bord de fuite de l'aube secondaire.

Ces différentes structures se déplacent dans le diffuseur lisse, elle prennent leur intensité en pénétrant dans la zone de distorsion créée par le bec et puis disparaissent en s'éloignant du bec.

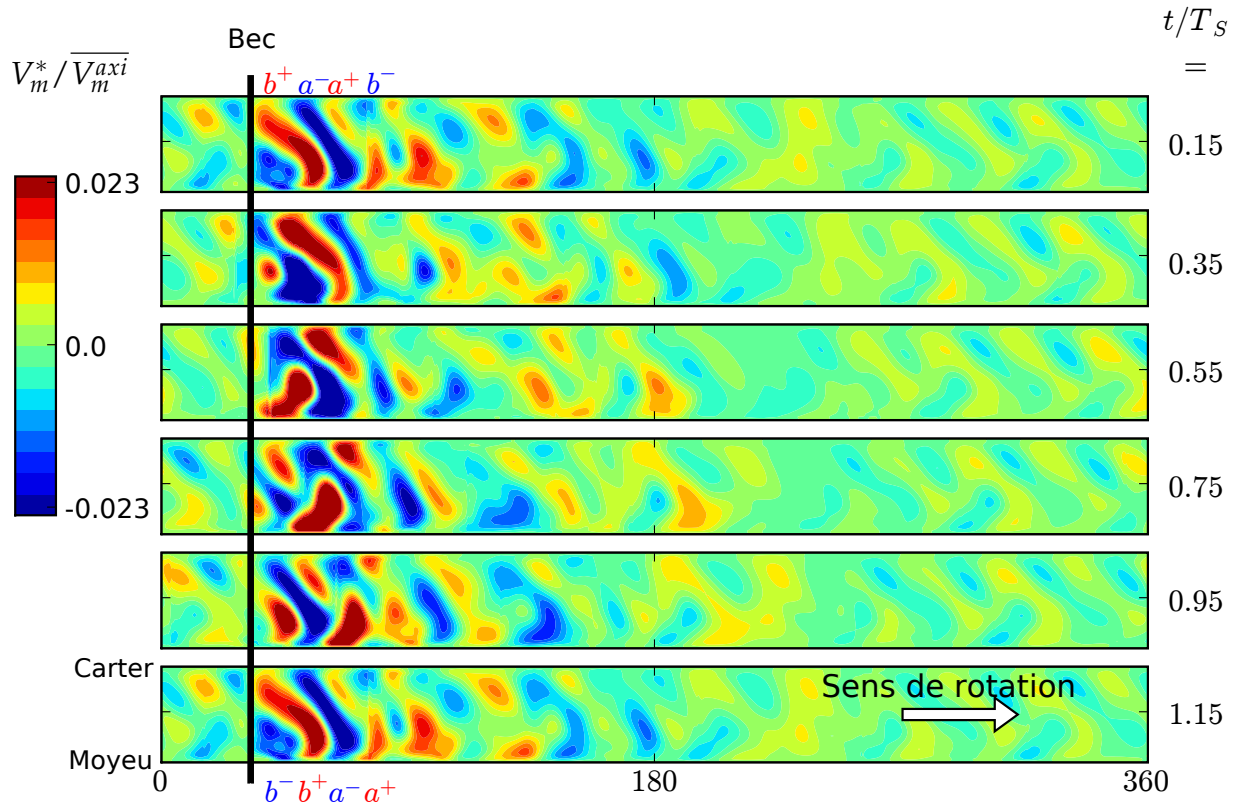


FIG. 6.6: Composante purement instationnaire du champ de la vitesse méridienne au point de fonctionnement (\dot{m}_{moy}).

Les figures 6.7, 6.8, 6.9 montrent l'évolution temporelle de $V_m^*/\overline{V_m^{axi}}$ à mi-hauteur du diffuseur lisse et à différents instants. Une aube principale est colorée en bleu pour aider à identifier la position de la roue par rapport à la volute pour chaque instant. Comme expliqué dans les paragraphes précédents, ces fluctuations sont dues à l'interaction entre les structures jet sillage

du rotor et les distorsions spatiales de la volute. Au point de fonctionnement (\dot{m}_{max}) la distorsion créée par la volute est présente sur toute la circonférence du diffuseur lisse à cause de la présence du bec et à l'évolution non-adaptée de l'aire de la section de la volute. Les fluctuations purement instationnaires qui résultent de l'interaction roue-volute sont aussi présentes sur toute la circonférence du diffuseur lisse. Au point (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}) les distorsions spatiales sont principalement créées par le bec de la volute et de ce fait, les fluctuations purement instationnaires sont concentrées dans la zone du bec. En augmentant le rapport de pression, l'angle de l'écoulement par rapport à la direction radiale augmente, ainsi les fluctuations instationnaires se propagent dans une direction plus circonférentielle.



FIG. 6.7: Evolution temporelle de $V_m^*/\overline{V_m^{axi}}$ à mi-hauteur du diffuseur lisse, au point (\dot{m}_{max}).

FIG. 6.8: Evolution temporelle de $V_m^*/\overline{V_m^{axi}}$ à mi-hauteur du diffuseur lisse, au point (\dot{m}_{moy}).

FIG. 6.9: Evolution temporelle de $V_m^*/\overline{V_m^{axi}}$ à mi-hauteur du diffuseur lisse, au point (\dot{m}_{min}).

Dans la figure 6.10 la contribution de chacune des fluctuations du champs de V_m à la fluctuation totale, de la position $R/R_2 = 110\%$ jusqu'à $R/R_2 = 150\%$ est présentée pour les trois points de fonctionnement. La variance d'un champ u est définie comme :

$$Var(u) = \overline{u^2} - \bar{u}^2 \quad (6.6)$$

Avec \bar{u} la moyenne de u dans la direction azimutale à x et r constants.

Puisque les trois champs de fluctuations issues de la décomposition d'Adamczyk sont orthogonaux, on peut définir donc la variance totale des fluctuations comme la somme de la variance de chaque fluctuation :

$$Var(V_m''^{(R)} + V_m''^{(S)} + V_m^*) = Var(V_m''^{(R)}) + Var(V_m''^{(S)}) + Var(V_m^*) \quad (6.7)$$

Pour les points de fonctionnement (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}) la variance est calculée sur un secteur du diffuseur lisse au voisinage du bec.

Pour tous les points de fonctionnement, la contribution de la variance des fluctuations spatiales liées à la roue est très élevée à la sortie de la roue et diminue progressivement jusqu'à l'entrée du diffuseur lisse où elle s'annule. Au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}), cette contribution atteint des valeurs très faibles à partir de la distance radiale $R/R_2 = 123\%$ puisque l'angle de l'écoulement à la sortie de la roue est très élevé par rapport à la direction radiale. Ainsi, les structures liées au rotor s'amortissent avant d'arriver à l'entrée de la volute.

A la sortie de la roue, la contribution de la variance des fluctuations liées au stator, augmente avec le rapport de pression de la machine ; elle est très faible au point (\dot{m}_{max}) et atteint une valeur d'environ 30% au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}). Cette contribution ensuite augmente en s'approchant de l'entrée de la volute jusqu'à atteindre un pourcentage d'environ 100%.

La contribution de la variance des fluctuations purement instationnaires est faible pour tous les points de fonctionnement. Elle atteint des valeurs maximales de 6 %, 15 %, et 13 % au point (\dot{m}_{max}), (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}) respectivement. Ces valeurs sont atteintes à une distance radiale $R/R_2 < 130\%$. Cette faible contribution est principalement due à la distance importante qui sépare la sortie de la roue de l'entrée de la volute. Ainsi, les structures jet-sillage provenant du rotor sont dissipées en grande partie avant d'arriver à l'entrée de la volute, ce qui diminue l'interaction entre la roue et la volute.

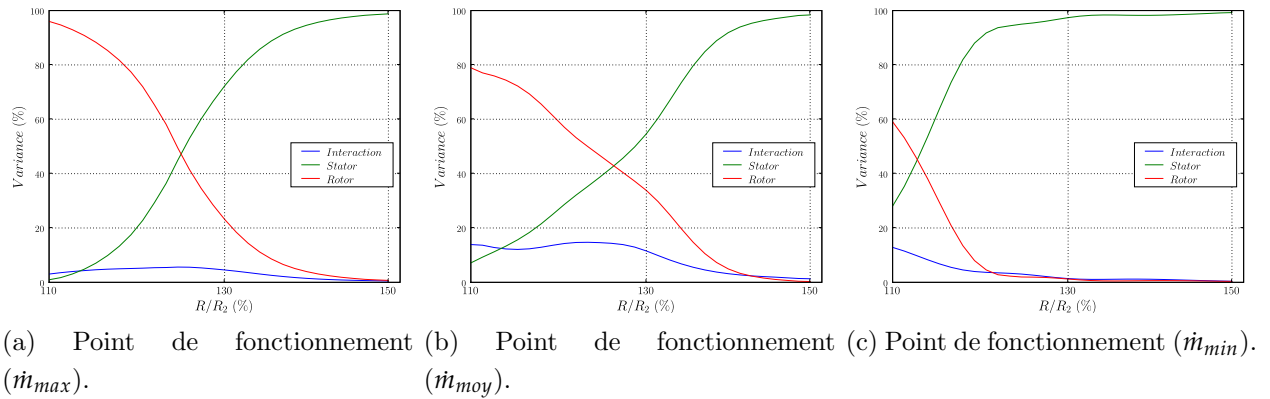


FIG. 6.10: Contribution des variances des différentes fluctuations dans le diffuseur lisse à la variance totale des fluctuations.

On peut conclure donc que l'interaction entre la roue et la volute est négligeable à l'entrée de la volute, seules les fluctuations spatiales liées à la volute ayant une influence primordiale. En d'autres termes, la dépendance temporelle de l'écoulement à l'entrée de la volute est très faible. Ainsi, la volute et la roue peuvent être simulées séparément avec les conditions aux limites adéquates. Pour la partie roue + diffuseur, une pression statique uniforme en sortie ne permet pas la prise en compte de l'effet de la volute. Ainsi, un champ de pression statique non-axisymétrique doit être imposé. Ce champ peut être obtenu à partir d'une simulation stationnaire (peu coûteuse en temps et en ressource informatique) ou bien à partir des mesures expérimentales. Finalement, pour conserver la modélisation mono-canal avec des conditions chorochronique sur les frontières latérales, le champ de pression non-axisymétrique, défini sur 2π , est imposé sous forme d'harmoniques de Fourier sur les centres des interfaces de la sortie du diffuseur lisse à l'aide de la condition dite condition de distorsion, introduite dans le code elsA par [Ngo Boum \(2008\)](#).

6.3 Condition de distorsion

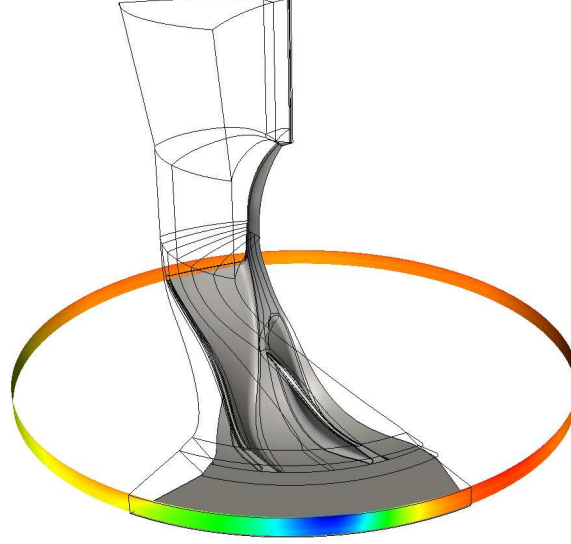


FIG. 6.11: Champ de pression statique imposé en sortie du diffuseur lisse comme condition de sortie.

La figure 6.11 résume l'utilité de l'utilisation de la condition de distorsion spatiale. Un champ de pression défini sur 2π doit être imposé à la sortie d'un canal de la roue du compresseur et du diffuseur lisse pour des calculs instationnaires. A chaque position axiale, le champ de pression statique est échantillonné en N valeurs sur une période T . Ce champ est par la suite imposé aux centres des interfaces de la frontière de sortie sous forme d'harmoniques, en tenant compte du déphasage temporel entre les points sur la direction azimuthale. Pour un point m de la frontière de sortie, un signal de pression $P_m(t)$ est décomposé en une série d'harmoniques, en utilisant la transformation de Fourier discrète. Ceci revient à écrire :

$$a_0 = 1/N * \sum_{j=0}^{N-1} P_m(j) \quad (6.8)$$

$$a_k = 1/N * \sum_{j=0}^{N-1} P_m(j) * \cos(j * \frac{2\pi}{T} * K * \Delta T) \quad (6.9)$$

$$b_k = 1/N * \sum_{j=0}^{N-1} P_m(j) * \sin(j * \frac{2\pi}{T} * K * \Delta T) \quad (6.10)$$

Avec $\Delta T = T/N$.

En prenant comme exemple la figure 6.12, le rectangle représente la frontière de sortie et les points gris représentent les centres des interfaces. Un signal de pression de période T est donné sur le centre d'une interface (1) sous formes d'harmoniques. Le centre d'interface (2) voit le même signal mais avec un déphasage dt . Soit α l'angle du secteur angulaire formé par le centre de rotation et les points (1) et (2) et ω la vitesse de rotation, dt s'écrit :

$$dt_{(s)} = \frac{\alpha * 60}{2\pi\omega} \quad (6.11)$$

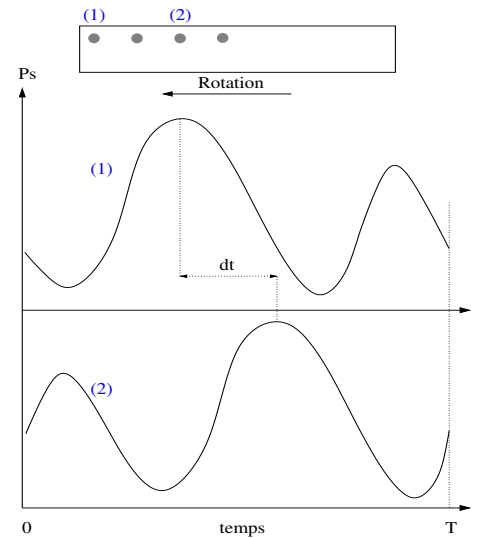
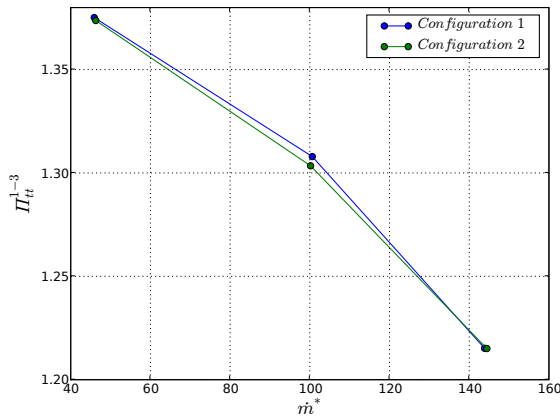


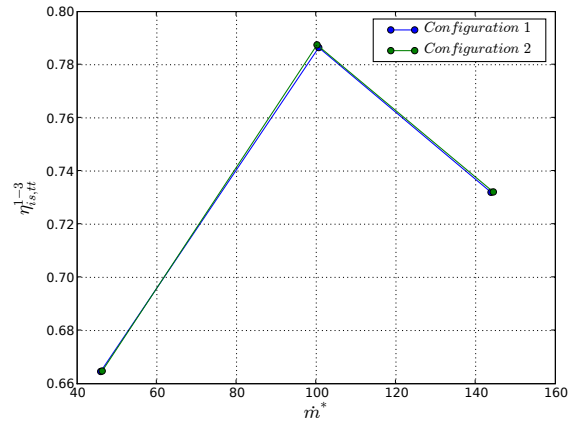
FIG. 6.12: Application de la condition de distorsion

Cette condition est utilisée pour les points de fonctionnement (\dot{m}_{max}) , (\dot{m}_{moy}) et (\dot{m}_{min}) . Le champ de pression statique imposé en sortie est obtenu à partir des simulations stationnaires avec plan de mélange entre le diffuseur lisse et la volute. La volute étant le composant le plus volumineux du compresseur, le domaine du calcul est ainsi réduit de 5 millions de mailles et le temps de calcul est divisé par 3.5 sur une machine vectorielle.

La figure 6.13 présente une comparaison du rapport de pression et du rendement isentropique du compresseur entre les résultats instationnaires de la géométrie complète (*Configuration 1*) et les résultats instationnaires obtenus à l'aide de la condition de distorsion (*Configuration 2*). Ces caractéristiques sont calculées entre l'entrée du compresseur et la sortie du diffuseur lisse. Les résultats montrent que les performances globales du compresseur sont bien respectées avec la condition de distorsion.



(a) Rapport de pression.



(b) Rendement isentropique.

FIG. 6.13: Comparaison des performances globales issues des deux configurations.

Pour avoir une comparaison plus détaillée des structures de l'écoulement obtenues par les deux configurations, l'évolution de la pression statique est calculée dans la roue comme dans la section 6.1.1. La comparaison est présentée dans la figure 6.14 pour les trois points de fonctionnement. La configuration 1 est représentée par des isocontours continus colorés par le champ de pression statique et la configuration 2 est représentée par des isocontours noirs pointillés. Encore une fois, les résultats sont en accord avec les résultats de la *configuration 1*. L'effet potentiel de la volute sur l'écoulement dans la roue est bien reproduit par la condition de distorsion.

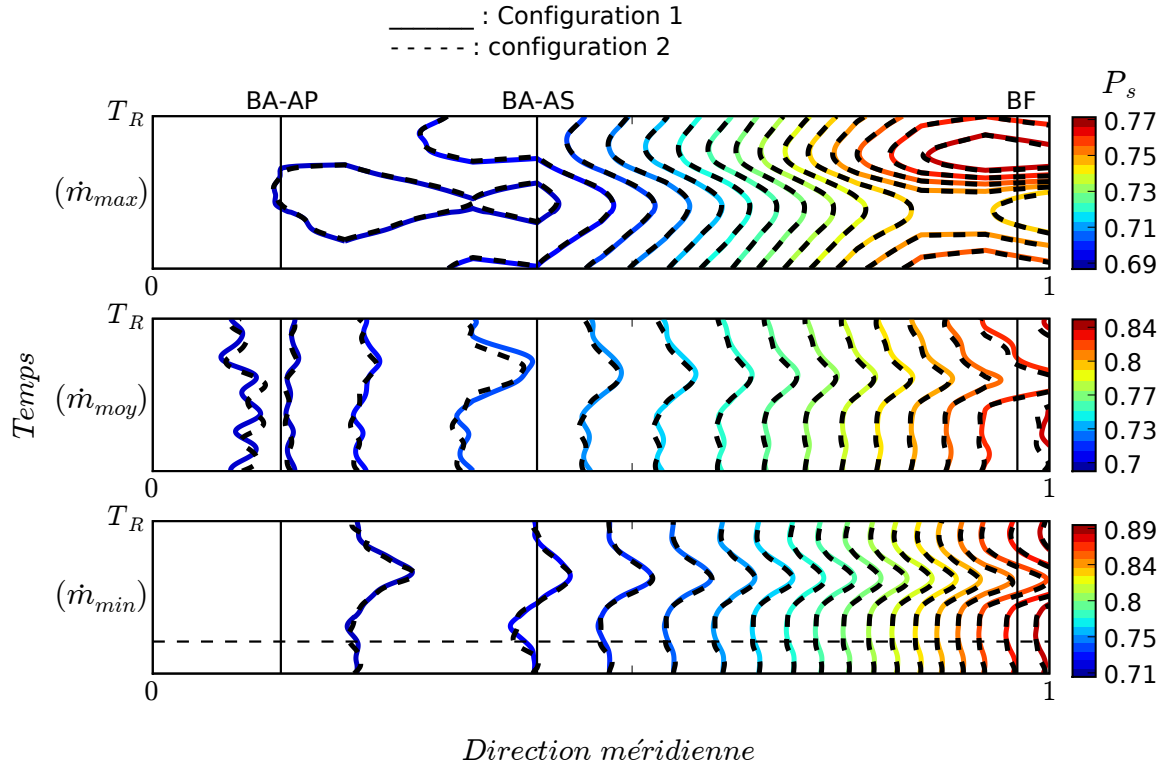


FIG. 6.14: Comparaison de la distribution méridienne de la pression statique moyenne dans la roue de la volute calculée sur une période rotor pour les configurations 1 et 2.

La condition de distorsion ne prend pas en compte la dépendance temporelle du champ de pression statique à la sortie du diffuseur lisse. Ainsi, l'interaction entre les structures jet-sillage provenant du rouet et les distorsions provoquées par la volute, est inexistante à la sortie du diffuseur lisse. Cette hypothèse est cohérente avec le résultat obtenu dans la figure 6.10, où les fluctuations spatiales liées à la volute étaient dominantes à la sortie du diffuseur par rapport aux fluctuations spatiales liées au rouet et aux fluctuations purement instationnaire. En outre, la condition de distorsion ne filtre pas les interactions rotor/stator dans tout le diffuseur lisse. La figure 6.15 montre une comparaison de la composante purement instationnaire des fluctuations V_m^* à $R/R_2 = 135\%$ pour les deux configurations. Comme on peut le constater V_m^* ne s'annule pas au milieu du diffuseur lisse en utilisant la condition de distorsion, en plus les résultats des deux simulations sont très proches, ce qui prouve que la part purement instationnaire du signal est liée à l'interaction des distorsions spatiales dans les deux repères (Tartousi et al., 2011).

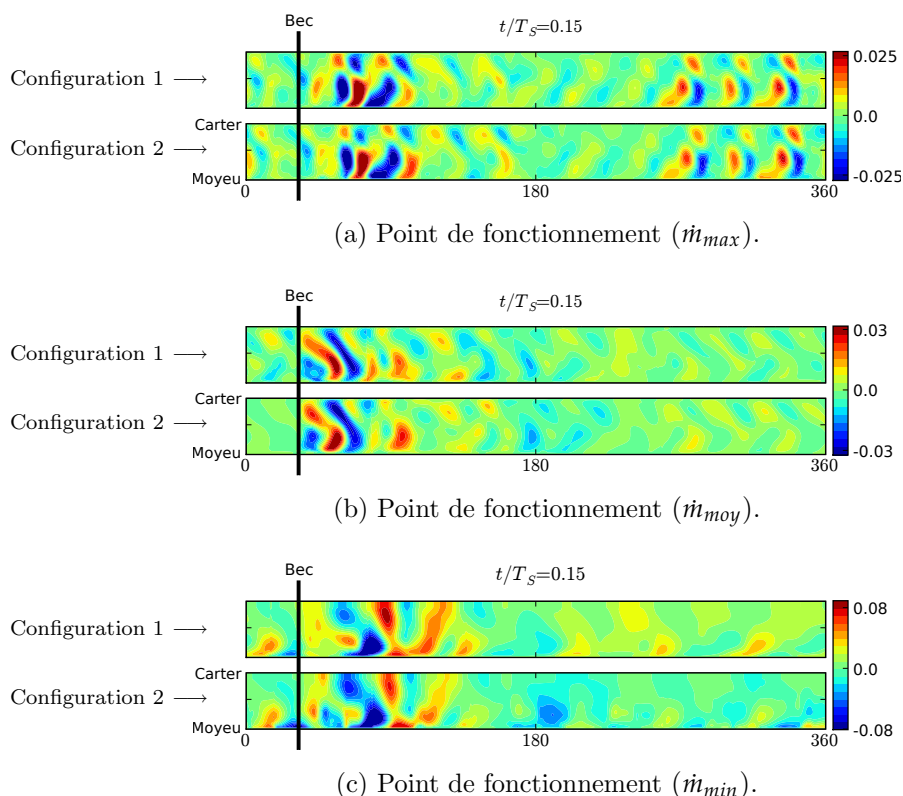


FIG. 6.15: Comparaison de la composante purement instationnaire des fluctuations V_m^* à $R/R_2 = 135\%$ pour les configurations 1 et 2.

Dans cette partie, il a été montré qu'il était possible de simuler d'une manière très correcte l'effet de la volute sur l'écoulement dans la roue et dans le diffuseur lisse en la remplaçant par un champ de pression statique non-axisymétrique. C'est une approche qui peut être utile dans beaucoup d'applications en turbomachines, notamment en présence de distorsion amont, comme dans le cas d'un coude à l'entrée du compresseur ou même de distorsion en aval de la roue comme dans le cas de la volute. Toutefois, cette condition n'est pas toujours applicable, prenant l'exemple du même compresseur mais avec un diffuseur lisse beaucoup moins large. Les sillages des aubes de la roue ne seront pas dissipés à la sortie du diffuseur lisse et donc le champ de pression statique à l'entrée de la volute sera très dépendant de la position instantanée du rouet et donc dépendent du temps. Cette dépendance temporelle n'est pas prise en compte par la condition de distorsion et on peut s'attendre donc à des résultats très différents entre la *configuration 1* et la *configuration 2*. D'autre part, le champ de pression statique obtenu à partir du plan de mélange ne sera pas adapté à l'utilisation comme condition de sortie, puisque l'écart entre les simulations stationnaires et instationnaires augmente à cause des instationarités.

Deuxième partie

Turbine centripète

Chapitre 7

Analyse des structures stationnaires dans la turbine radiale

Contents

7.1	Performance de la turbine	128
7.2	Écoulement secondaire dans la turbine	130
7.2.1	Première approche sur l'écoulement tourbillonnaire dans la turbine.	130
7.2.2	Influence de la variation de l'angle d'incidence relatif à l'entrée de la roue pour une position d'ailette fixe	132
7.3	Influence de la fermeture des ailettes du distributeur	145
7.4	Influence du jeu des ailettes	149
7.5	Influence de la variation de la température d'entrée	158

La turbine radiale est utilisée dans beaucoup d'applications en turbomachine pour sa compacité, robustesse, la production économique et sa faible vitesse spécifique.

A l'heure actuelle, la plupart des constructeurs automobiles et développeurs de moteurs se concentrent sur la réduction des émissions de CO₂. Mis à part les futurs concepts comme les piles à combustible et l'électrification du groupe motopropulseur, le seul moyen de respecter les normes en cours ainsi que les futures normes est le moteur réduit. Maintenir la puissance de sortie constante dans un moteur réduit conduit à une pression de suralimentation plus élevée et implique la nécessité d'une plage de fonctionnement plus large du turbocompresseur, puisque le rapport air-carburant doit être constante. Plus la pression de suralimentation est élevée, plus la puissance demandée par la turbine est importante. Les petites turbines radiales des turbocompresseurs à taille réduite subissent une réduction de rendement, puisque les pertes relatives augmentent avec la diminution des dimensions. En particulier, les pertes dues à l'écoulement de jeu augmentent avec l'augmentation de la distance qui sépare la tête des aubes du carter pour des raisons liées à la vitesse de rotation élevée du rotor et à la dilatation thermique des

aubes et du carter.

Une turbine radiale utilisée dans la suralimentation automobile doit être conçue pour résister à l’environnement hostile des contraintes et des températures élevées. Ces contraintes provoquent une limitation dans la conception qui restreint sévèrement l’espace de conception des aérodynamiciens dans la définition de la forme des aubes en particulier à l’entrée. Toutefois, quelques études publiées ont montré que le changement de l’angle de calage des aubes à l’entrée de la roue peut entraîner une amélioration dans le rendement de la turbine hors point de fonctionnement nominal. Cette technique permet de supprimer les décollements qui peuvent avoir lieu du côté intrados ou extrados à cause de l’angle d’incidence inadapté de l’écoulement à l’entrée de la roue hors point de fonctionnement nominal.

Dans cette partie, les structures de l’écoulement dans la turbine radiale sont analysées pour différents points de fonctionnement. Seuls le distributeur et la roue sont pris en compte dans les simulations. Les deux positions d’ailettes étudiées sont illustrées dans la figure 7.1. Comme il a déjà été cité dans le chapitre 2, le distributeur contient des entretoises qui assurent la présence d’un jeu entre les ailettes et la paroi du carter et du moyeu. Chaque entretoise est remplacée par une ailette pour rendre le distributeur axisymétrique, ce qui diminue considérablement le temps de calcul.

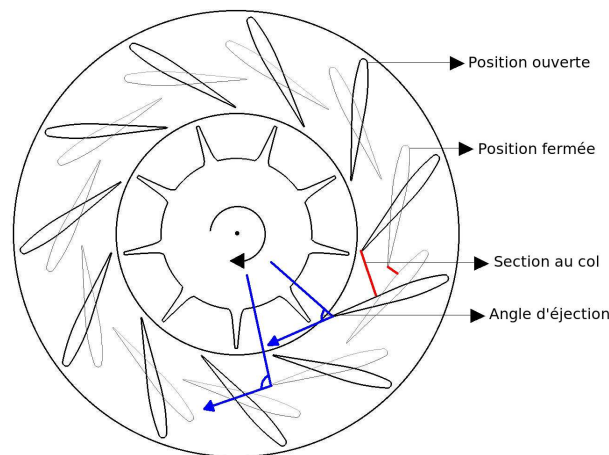


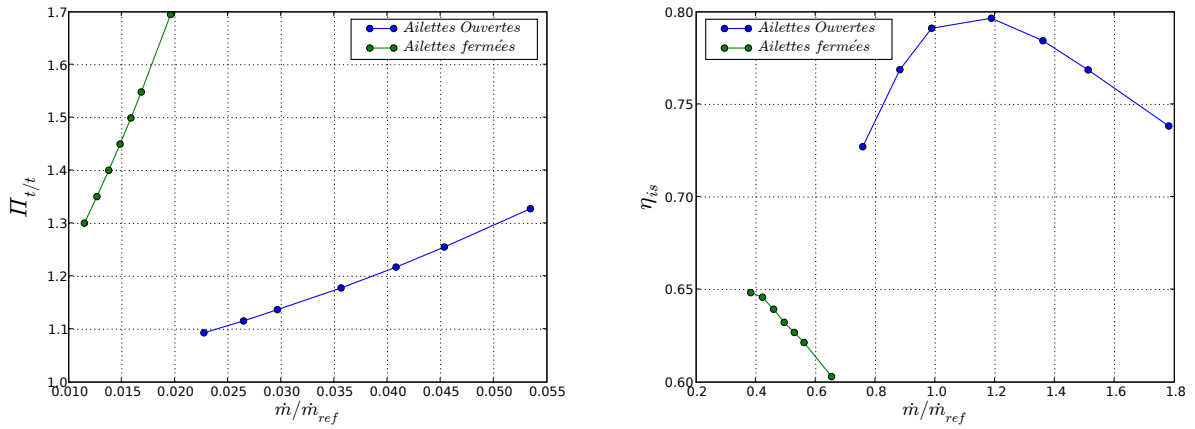
FIG. 7.1: Vue horizontale de la turbine avec les deux positions d’ailettes.

7.1 Performance de la turbine

Le rapport de détente, le rendement isentropique de l’étage distributeur + turbine et la puissance récupérée par la roue, sont illustrés dans la figure 7.2 pour deux positions d’ailettes.

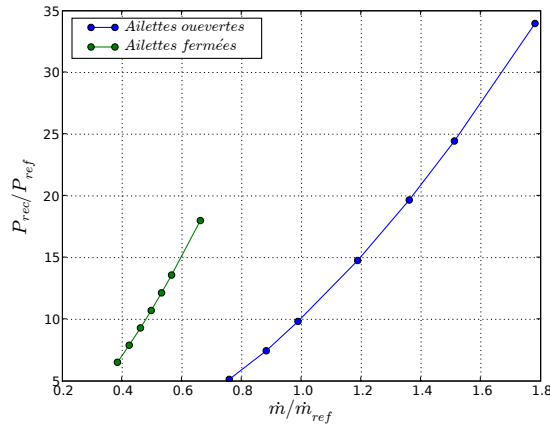
La température à l'entrée est fixée à 600°C . La fermeture des ailettes diminue la section au col et augmente l'angle d'éjection à la sortie du distributeur. En d'autres termes, elle augmente la vitesse circonférentielle à l'entrée du rouet, et donc pour un même débit, la puissance fournie à la turbine. Dans un premier temps, on peut observer que la position fermée des ailettes permet à la turbine de fonctionner à très faible débit. D'après la figure 7.2c, on constate que pour un même débit, la turbine récupère plus de puissance avec la position fermée qu'avec la position ouverte. Également pour récupérer une puissance donnée, la turbine nécessite moins de débit en ayant les ailettes fermées. Néanmoins, il est clair qu'avec la fermeture des ailettes, le rendement isentropique subit une chute considérable.

L'augmentation de la puissance récupérée et la chute du rendement avec la position fermée des ailettes peuvent paraître comme un résultat incohérent. Cependant, ce résultat explique que la fermeture des ailettes met à la disposition de la turbine une grande quantité d'énergie qui n'est pas suffisamment exploitée due aux écoulements secondaires provoqués par une grande incidence relative de l'écoulement à l'entrée du rouet. Ces sources de pertes seront analysées plus précisément dans la suite du chapitre.



(a) Rapport de pression.

(b) Rendement isentropique.



(c) Puissance.

 FIG. 7.2: Caractéristique de la turbine pour les deux positions d'ailettes et avec une température d'entrée de 600°C .

7.2 Ecoulement secondaire dans la turbine

7.2.1 Première approche sur l'écoulement tourbillonnaire dans la turbine.

Dans la turbine, l'écoulement est en accélération, il est dominé par la courbure dans le plan méridien et dans le plan aube à aube. L'accélération de l'écoulement dans la turbine produit des couches limites minces, mais la forte courbure dans le plan méridien produit une forte migration de ces couches limites vers le carter, notamment la couche limite de l'extrados des aubes. La courbure dans le plan aube à aube et la rotation créent également des tourbillons dans le passage aube à aube.

Pour des considérations liées au moment d'inertie, le nombre d'aubes dans la turbine est relativement faible, ainsi les aubes sont davantage chargées. Ce chargement des aubages crée un écoulement de jeu qui se déplace d'un canal vers un canal voisin en passant au-dessus de la tête des aubes dans le même sens que la rotation du rouet. Cet écoulement de jeu crée un tourbillon qui se propage dans le canal dont l'intensité varie selon le point de fonctionnement, une illustration de cet écoulement est présentée dans la figure 7.3.

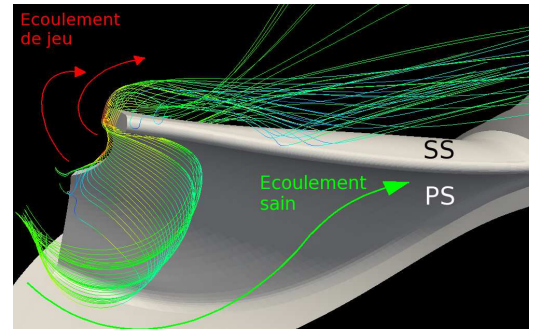


FIG. 7.3: Tracé de lignes de courant illustrant l'écoulement de jeu dans la roue de la turbine.

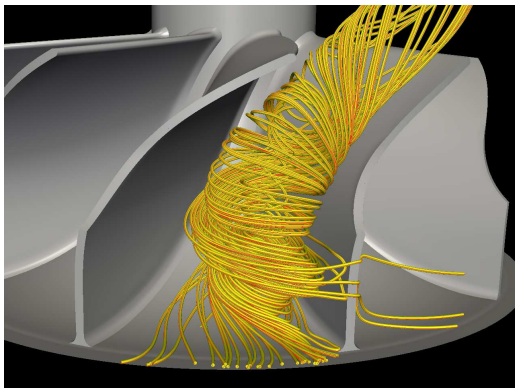


FIG. 7.4: Décollement de bord d'attaque à l'entrée de la roue dû au fort angle d'incidence.

L'angle d'incidence relatif à l'entrée de la roue est un paramètre qui a une très grande influence sur la structure de l'écoulement dans la roue de la turbine. Un angle d'incidence non adapté produit un tourbillon qui occupe une grande partie du canal inter-aube et réduit considérablement le rendement de la turbine. L'angle d'incidence relatif dépend de l'ouverture des ailettes et de la norme de la vitesse absolue à la sortie du distributeur. La figure 7.4 illustre un tourbillon formé à l'entrée de la roue due à un angle d'incidence positif provoqué par la position fermée des ailettes du distributeur. Comme on peut le constater, ce tourbillon se

propage vers la sortie occupant la majeure partie du passage inter-aube.

Rajoo and Martinez-Botas (2008) regroupe dans leur article les travaux les plus significatifs effectués sur les caractéristiques de l'écoulement dans les turbines radiales et mixte depuis 1951 jusqu'à 2008.

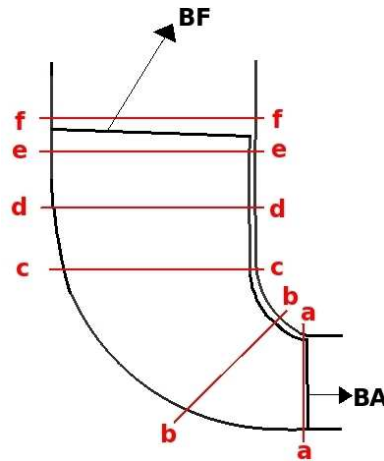


FIG. 7.5: Positions des sections d'analyse dans la roue.

7.2.2 Influence de la variation de l'angle d'incidence relatif à l'entrée de la roue pour une position d'ailette fixe

D'après l'équation d'Euler, la puissance récupérée par la turbine peut être calculée comme :

$$P_{rec} = \dot{m}(h_{t1} - h_{t2}) = \dot{m}(U_1 V_{\theta 1} - U_2 V_{\theta 2}) \quad (7.1)$$

L'indice 1 représente l'entrée de la roue et l'indice 2 la sortie. D'après l'équation 7.1, la vitesse optimale à l'entrée de la roue, qui permet de récupérer une puissance maximale, est une composante purement circumférentielle. D'un point de vue aérodynamique, les aubes de la turbine à l'entrée sont parfaitement radiales, et donc c'est logique de penser qu'une vitesse relative purement radiale permet d'avoir un minimum de pertes. Cependant, plusieurs études ont montré que cette vitesse ne correspond pas à l'angle d'incidence d'entrée optimale. Un angle d'incidence relatif est positif quand la vitesse relative à l'entrée est dirigée vers l'intrados de l'aube, et négatif quand elle est dirigée vers l'extrados de l'aube. Les travaux menés par [Spence and Artt \(1998\)](#) montre qu'un angle d'incidence relatif compris entre -40° et 30° est toléré par la turbine radiale.

Dans la turbine étudiée, l'écoulement à l'entrée de la roue est guidé par un distributeur, ainsi l'angle absolu α correspond à l'angle d'ouverture des ailettes du distributeur. La figure 7.6 montre les contours du nombre de Mach au point $\Pi_{st} = 1.1$, $\Pi_{st} = 1.2$ et $\Pi_{st} = 1.4$ dans le distributeur à mi-hauteur de veine, ainsi que les lignes de courant de la vitesse absolue. La vitesse augmente progressivement dans le canal du distributeur puisque la section entre les aubes diminue. En augmentant le rapport de détente ($\Pi_{st} = 1.1 \rightarrow \Pi_{st} = 1.4$) la pression totale en amont devient plus élevée, ainsi la vitesse d'éjection à la sortie du distributeur augmente.

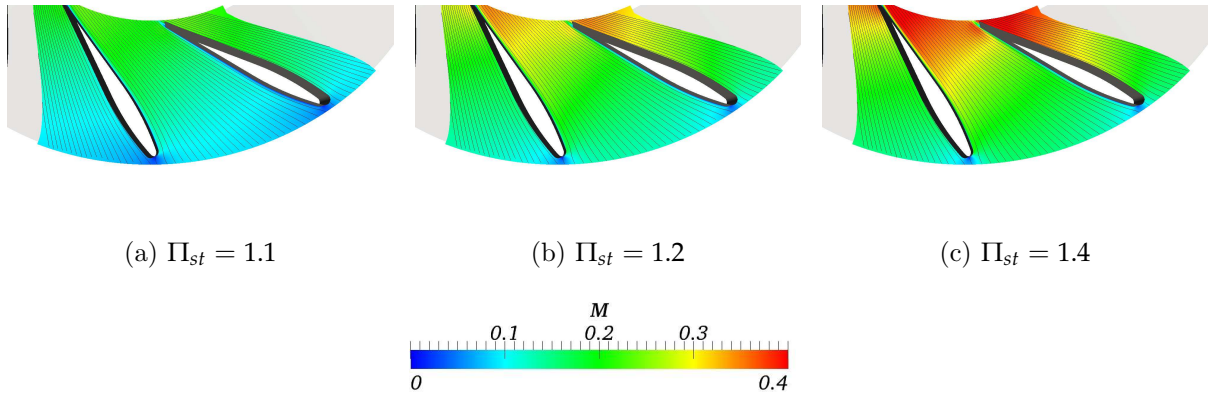


FIG. 7.6: Nombre de Mach absolu dans le distributeur pour la position ouverte des ailettes.

A la sortie du diffuseur lisse, l'écoulement possède une vitesse d'éjection et un angle d'incidence absolu qui ont une très grande influence sur la structure de l'écoulement dans le rouet. La figure 7.7 représente une illustration des triangles des vitesses à l'entrée de la roue pour différents points de fonctionnement. Pour tous les points, l'angle absolu de la vitesse est constant, et déterminé par l'ouverture des ailettes. A un rayon fixe, la vitesse d'entraînement \mathbf{U} ne varie pas. En passant des faibles aux forts rapports de détente, la vitesse absolue augmente, ainsi la norme de la vitesse relative augmente aussi et l'angle d'incidence relatif passe d'une valeur négative (vitesse relative dirigée vers l'extrados) à une valeur positive (vitesse relative dirigée vers l'intrados).

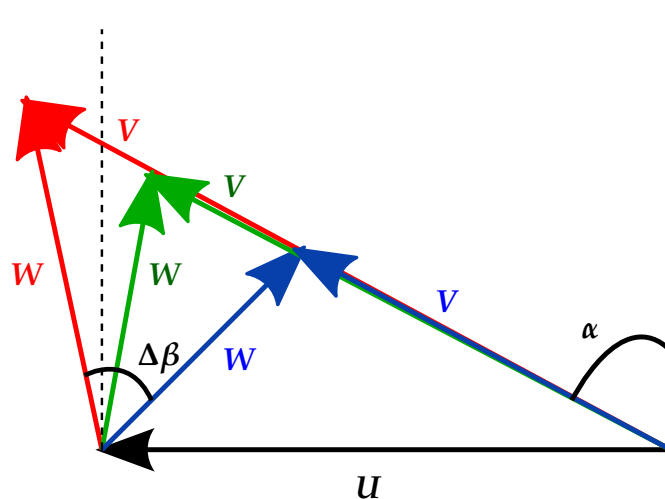


FIG. 7.7: Triangles des vitesses à la sortie du distributeur.

L'angle d'incidence relatif β est présenté sur une coupe à rayon constant, à l'entrée de la roue pour les trois points de fonctionnement. Le rendement maximal est obtenu pour un angle

d'incidence moyen négatif $\beta_{moy} = -12^\circ$. Tandis qu'au point $\Pi_{st} = 1.1$ et $\Pi_{st} = 1.4$ β_{moy} vaut respectivement -39° et 7° .

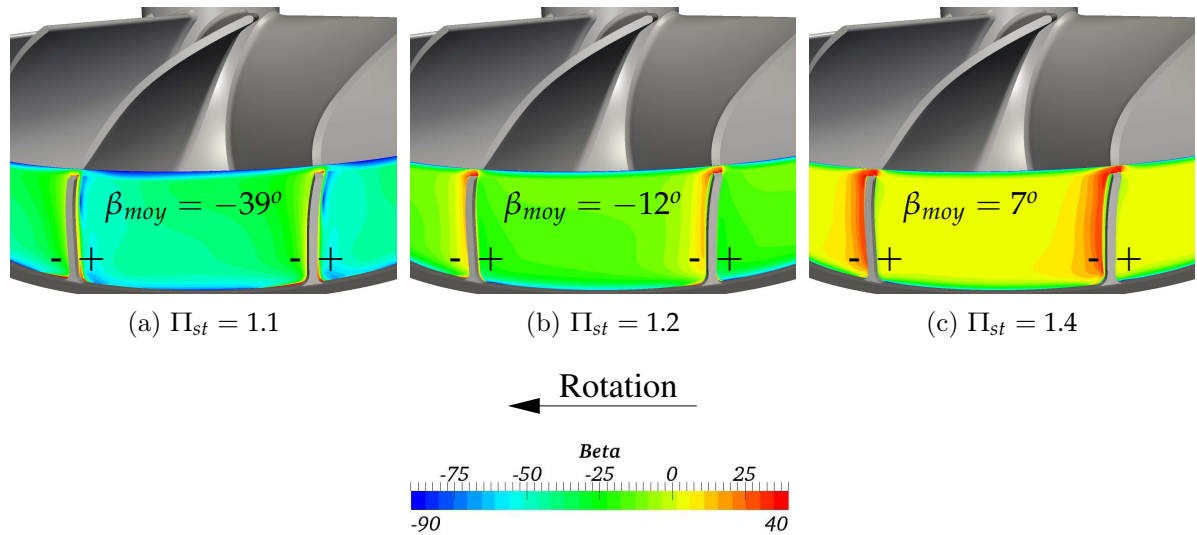


FIG. 7.8: Angle d'incidence relatif β à l'entrée de la roue. + représente la face en pression et - la face en dépression.

Dans la figure 7.9, le champ d'entropie et les lignes de courant de la vitesse relative sont illustrés sur des coupes horizontales dans la roue à mi-hauteur du bord d'attaque. Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.1$, on constate une zone ayant un niveau d'entropie élevé sur le côté intrados. Les lignes de courant dans cette zone mettent en évidence la présence de trois structures tourbillonnaires. L'angle d'incidence étant négatif, le point d'arrêt se situe sur le coin extrados bord/d'attaque, ainsi l'écoulement dans la couche limite de l'aube traverse la largeur le bord d'attaque puis décolle de la paroi de l'intrados en créant le tourbillon T1. Ce tourbillon a un sens de rotation qui s'oppose à celui de la roue, il est induit par la forme plate du bord d'attaque et par l'angle d'incidence très négatif. T1 constitue un obstacle sous forme d'une poche de décollement qui ne se déplace pas dans la roue. L'écoulement arrivant à l'entrée de la roue sans heurter le bord d'attaque, décolle à cause de l'angle d'incidence et de la présence de l'obstacle (T1) en formant un tourbillon T2. Le tourbillon T2 ou TIBA (tourbillon dû à l'incidence de l'écoulement au bord d'attaque) est une source majeure de pertes, puisqu'il se propage dans la roue vers la sortie de la turbine. Le TIBA tourne dans le même sens que T1, ainsi T1 et TIBA alimente un troisième tourbillon T3 ayant un sens de rotation opposé à ces derniers. Le tourbillon T3, comme le tourbillon T1 s'étend tout le long du bord d'attaque du moyeu au carter et ne se propage pas vers la sortie.

Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.2$, l'angle d'incidence est toujours négatif, le tourbillon dû à la forme du bord d'attaque est toujours présent du côté intrados de l'aube, tandis que le

tourbillon TIBA a disparu.

Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.4$ l'angle d'incidence devient légèrement positif, le décollement dû à la forme du bord d'attaque a lieu donc du côté extrados de l'aube.

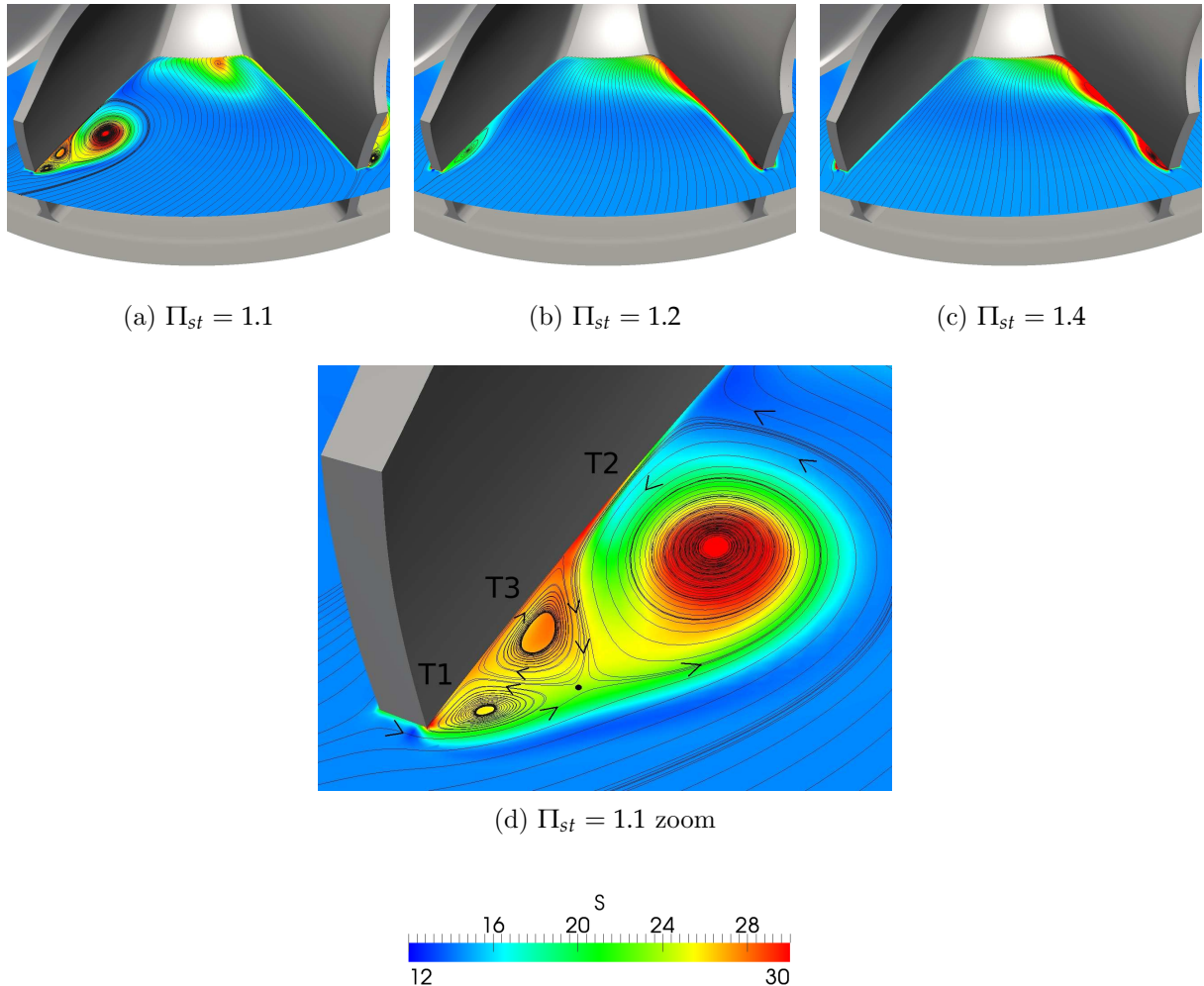


FIG. 7.9: Champ d'entropie et lignes de courant de la vitesse relative à l'entrée de la roue, à mi-hauteur de veine.

En général, pour tous les points de fonctionnement il existe une déviation de l'écoulement relatif à l'entrée de la roue due à la réduction de la vitesse angulaire U quand le rayon diminue (cf. triangle des vitesses). Cette déviation est importante à l'entrée de la roue dans la zone où les aubes du rouet n'ont pas une grande influence sur l'écoulement. Au-delà de cette zone, l'écoulement est guidé par les aubes du rouet où il est important que l'angle de l'écoulement relatif devienne nul pour minimiser les pertes. Ceci signifie qu'à l'entrée de la roue β doit être légèrement négatif. Cependant, la déviation ne dépend pas seulement de U mais de la trajec-

toire de l'écoulement absolu dans la zone en aval du bord d'attaque, et donc pour cette raison, l'ouverture et la forme des ailettes ont une influence primordiale.

Cox et al. (2009) établit une relation entre l'angle de l'écoulement absolu et relatif à l'entrée et en aval du bord d'attaque.

$$\tan(\beta_{2'}) = \tan(\alpha_2) - (\tan(\alpha_2) - \tan(\beta_2))(r_{2'}/r_2)^2 \quad (7.2)$$

Où l'indice 2 représente l'entrée de la roue et 2' un point en aval du bord d'attaque. Cette relation est facilement obtenue en considérant les triangles des vitesses aux points 2 et 2' et en considérant un écoulement incompressible dans un canal radial avec une largeur constante. En l'absence du distributeur, l'écoulement absolu à l'entrée du canal est supposé décrire une spirale logarithmique avec un angle α constant. C'est une relation qui permet d'obtenir une première approche et un ordre de grandeur de l'angle d'incidence optimal.

A titre d'exemple en prenant comme α l'angle d'ouverture des ailettes et si on vise l'obtention d'un angle $\beta_{2'} = 0$ à $r_{2'}/r_2 = 0.9$, l'angle d'incidence relatif β sera égal à -9.3° .

Écoulement de jeu

Contrairement au compresseur, l'écoulement de jeu dans la turbine se déplace dans le même sens que la rotation de la roue. Les paramètres essentiels qui déterminent la structure de cet écoulement sont :

- 1 La différence de pression entre l'intrados et l'extrados.
- 2 L'entraînement de la couche limite du carter dû à sa vitesse de rotation relative à la roue.
- 3 La migration de la couche limite des aubes vers le carter.

Ces effets sont schématisés dans la figure 7.10. Le jet du jeu traverse par dessus de la tête d'aube sous l'effet du chargement des aubes. Les particules dans la couche limite de l'intrados sont déviées vers le carter puis entraînées par le jet du jeu vers l'extrados en formant une recirculation au niveau de la tête de l'aube. Les particules de la couche limite du carter sont entraînées par la rotation relative du carter et s'oppose donc au jet du jeu. Un décollement 3D de la couche limite du carter se produit sous l'effet des mouvements opposés du jet issu du jeu, et du mouvement du carter en formant un tourbillon qu'on nommera TJC. Du côté extrados, les particules de la couche limite sont aussi déviées vers le carter sous l'effet de la courbure dans le plan méridien, elles interagissent avec le jet du jeu en formant un tourbillon qu'on nommera TJE.

Plusieurs études expérimentales effectuées sur des turbines axiales ont négligé le mouvement relatif du carter et donc les pertes induites par le tourbillon TJC. Cet effet a été ensuite pris en

compte dans les bancs d'essais des travaux expérimentaux de Kaiser and Bindon (1997); Yaras and Sjolander (1992). Dambach et al. (1998) montrent également que l'effet du mouvement relatif du carter ne peut pas être négligé dans les turbines radiales, surtout en entrée où la taille du jeu par rapport à la hauteur de l'aube est importante.

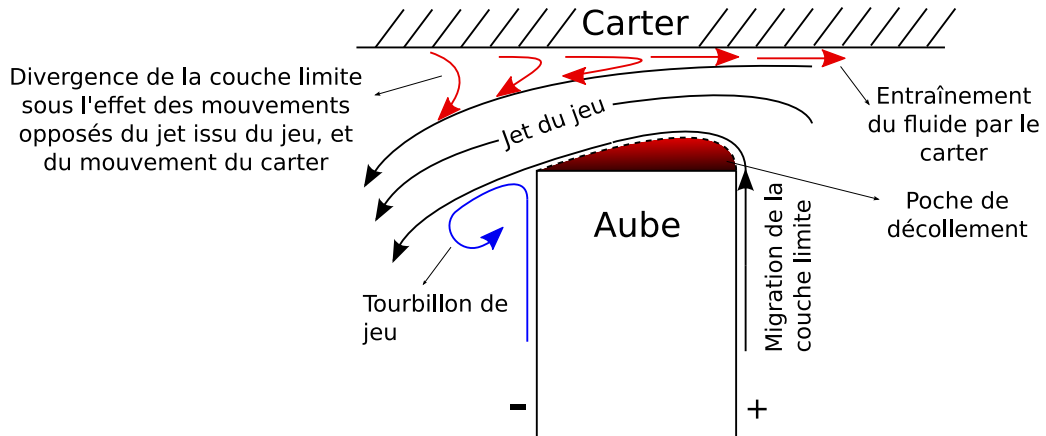


FIG. 7.10: Illustration schématique de l'écoulement de jeu dans la roue d'une turbine radiale. + et - représentent respectivement l'intrados et l'extrados de l'aube.

La différence de pression statique entre l'intrados et l'extrados de l'aube à 70 % de hauteur de veine, divisée par la pression dynamique à l'entrée du rouet, est présentée dans la figure 7.11 pour différents points de fonctionnement. Les courbes montrent que le chargement des aubes augmente avec l'augmentation du rapport de détente. Les aubes étant plus chargées, la migration des particules de l'intrados vers l'extrados des aubes devrait elle aussi augmenter.

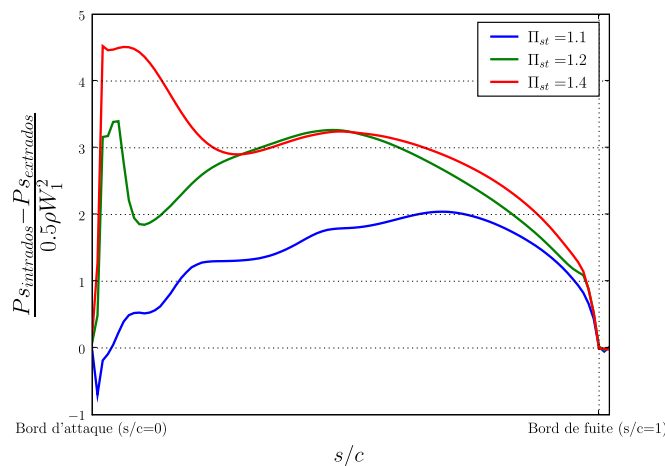


FIG. 7.11: Différence de pression statique entre l'intrados et l'extrados de l'aube à 70 % de hauteur de veine divisée par la pression dynamique à l'entrée du rouet.

Dans la figure 7.12, le champ d'entropie et les lignes de courant de la vitesse relative sont illustrés sur la section $b - b$ (voir figure 7.5) pour trois points de fonctionnement. A faible rap-

port de détente, le canal est dominé par le tourbillon TIBA qui bloque partiellement le passage du jet de jeu. Au-dessus de la tête d'aube, la couche limite du carter est peu influencée par le jet du jeu.

Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.2$, le tourbillon TIBA, le jet du jeu domine toute la région au-dessus de la tête de l'aube. Dans le canal voisin, il est possible d'identifier les deux tourbillons (TJC et TJE) qui forment une zone à forte entropie. Un comportement similaire peut être observé au point $\Pi_{st} = 1.4$, mais avec une génération d'entropie plus importante à cause d'un jeu plus intense dû à un chargement d'aube plus important.

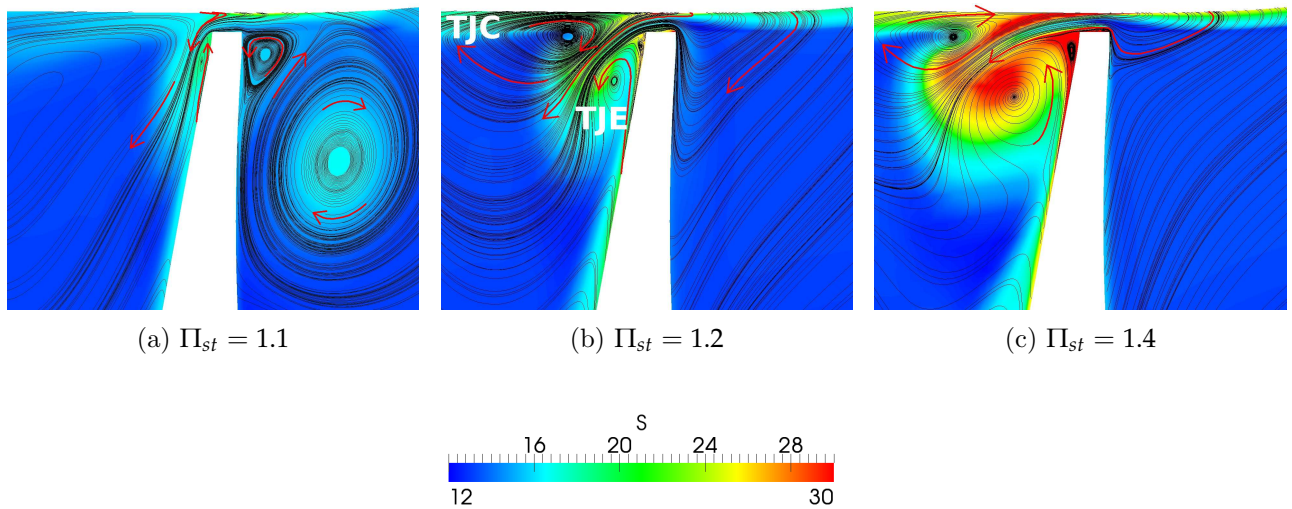


FIG. 7.12: Champ d'entropie et lignes de courant de la vitesse relative, sur la section $b - b$ au voisinage du carter.

Le champ de pression totale relative à proximité du carter ainsi que les lignes de courant de la vitesse relative sont illustrés dans la figure 7.13. Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.1$ on constate la présence d'une ligne à proximité de l'intrados qui sépare les particules de la couche limite du carter entraînées par sa rotation, des particules convectés à travers le jeu à cause du chargement des aubes. Du côté extrados, le jet du jeu est arrêté par le déplacement opposé de la couche limite du carter, en formant une ligne de séparation. Cette interaction s'accompagne avec une perte de pression totale tout au long de la ligne de séparation. A proximité du bord de fuite, il est possible de voir une deuxième structure à faible pression totale relative qui interagit avec le jet du jeu et qui provient du tourbillon TIBA à l'entrée de la roue.

Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.2$ et $\Pi_{st} = 1.4$, le débit augmente dans la machine, ainsi l'entraînement de la couche limite du carter devient moins important et les particules prennent une direction proche de la direction de l'écoulement principal. La ligne de séparation

est toujours présente à proximité de l'extrados et se propage au-delà du bord de fuite de l'aube.

Il est important de signaler que la ligne de séparation s'éloigne de l'extrados de l'aube sous l'effet d'un jet de jeu plus intense en passant des faibles aux forts rapports de détente.

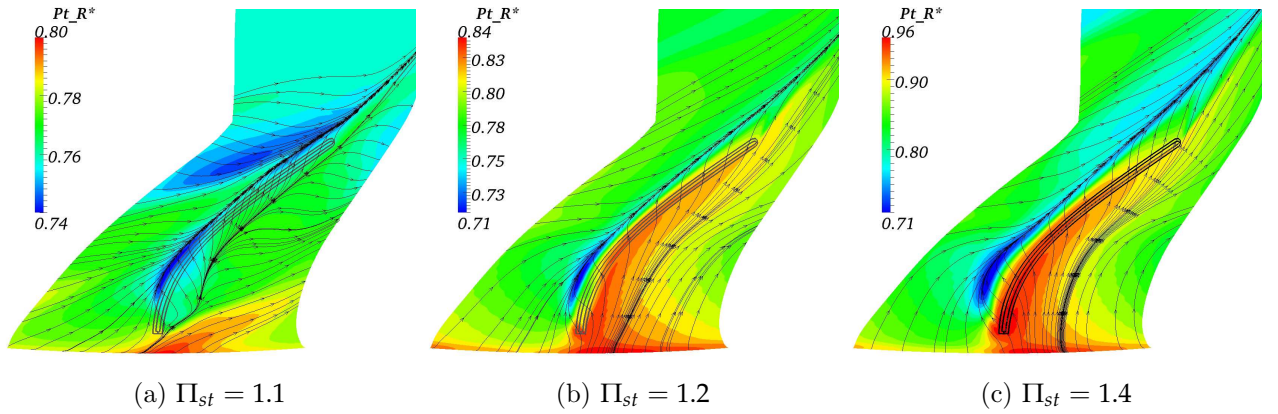


FIG. 7.13: Champ de pression totale relative à proximité du carter et lignes de courant de la vitesse relative.

Le rapport entre le débit traversant le jeu des aubes de la roue et le débit total de la machine est illustré dans la figure 7.14 pour différents points de fonctionnement. Le débit est calculé de la manière suivante :

$$\dot{m}_{\text{jeu}} = N_r \iint_{S_{\text{jeu}}} \rho \vec{v} \cdot \vec{n} \, ds \quad (7.3)$$

Contrairement au compresseur, ce rapport augmente quand le débit global de la machine augmente. A faible rapport de détente, le tourbillon TIBA dû à l'incidence très négative de l'écoulement, bloque le passage du jet du jeu de l'intrados vers l'extrados (7.12a).

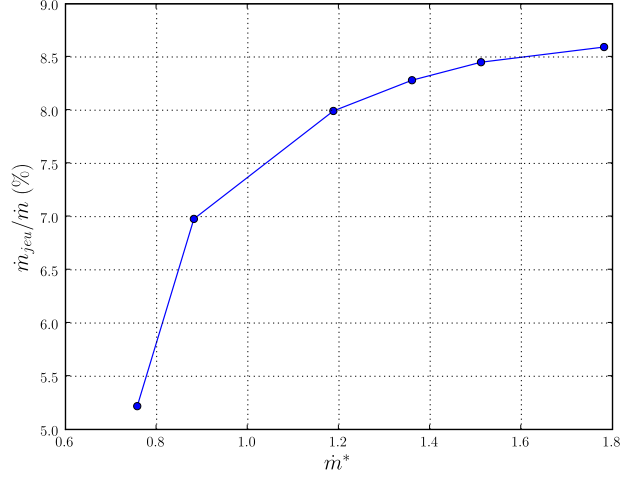


FIG. 7.14: Rapport entre le débit traversant le jeu et le débit total de la machine.

Pour connaître la distribution du débit du jeu, la surface du jeu a été remaillée de telle sorte à avoir des mailles de mêmes tailles, ensuite le débit traversant chaque maille (i) est calculé :

$$\dot{m}_{\text{jeu}(i)} = \rho_i \vec{v}_i \cdot \vec{n}_i ds \quad (7.4)$$

Le résultat est présenté sur une carte 2D (figure 7.15) représentant la surface du jeu allant du bord d'attaque au bord de fuite (axe des abscisses) et de la tête d'aube vers le carter (axe des ordonnées). La zone de débit positif représente le jet du jeu ; elle occupe la partie centrale de la carte. Le maximum de débit local se situe à mi-hauteur de jeu et à environ 25 % de corde. Les zones de débit négatif à proximité du carter et de la tête d'aube représentent les zones où les particules traversent la surface du jeu de l'extrados vers l'intrados. Elles sont dues à l'entraînement des particules par le mouvement relatif du carter, et par le décollement à la tête d'aube (figure 7.10). Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.1$, au voisinage du bord d'attaque, il existe une zone de débit négatif induite par l'incidence de l'écoulement à l'entrée de la roue qui provoque une différence de pression négative entre l'intrados et l'extrados et qui est visible dans la figure 7.11.

Parmi les paramètres qui peuvent influencer le débit traversant le jeu (voir figure 7.16) on trouve :

- La vitesse d'entraînement U qui s'oppose au jet du jeu.
- L'angle γ entre le vecteur vitesse relative normal à la surface du jeu (\vec{W}_{jeu}^n) et \vec{U} .
- Le rapport entre la taille du jeu et l'envergure de l'aube $R_{\text{jeu}/\text{aube}}$.
- $P_{s_{\text{intrados}}} - P_{s_{\text{extrados}}}$.

Entre $s_m/c = 0\%$ et $s_m/c = 10\%$, la vitesse angulaire U est maximale et $\gamma = 0$ ainsi l'entraînement de la couche limite du carter est très important, ce qui bloque le passage de l'écoulement de jeu. La valeur de $P_{s_{\text{intrados}}} - P_{s_{\text{extrados}}}$ dépend du point de fonctionnement, elle est négative

au point $\Pi_{st} = 1.1$ (à cause de l'incidence très négative). Aux points $\Pi_{st} = 1.2$ et $\Pi_{st} = 1.4$ la valeur de $P_{intrados} - P_{extrados}$ est positive et élevée et favorise donc l'écoulement de jeu. Entre $s_m/c = 10\%$ et $s_m/c = 50\%$, $U \downarrow$, $\gamma \uparrow$ et $P_{intrados} - P_{extrados} \uparrow \mapsto \dot{m}_{jeu} \uparrow$. Vers la sortie de la roue, la turbine se comporte comme une machine axiale : $U \downarrow$, $\gamma \uparrow$, $P_{intrados} - P_{extrados} \downarrow$ et $R_{jeu/aube} \uparrow \mapsto \dot{m}_{jeu} \downarrow$.

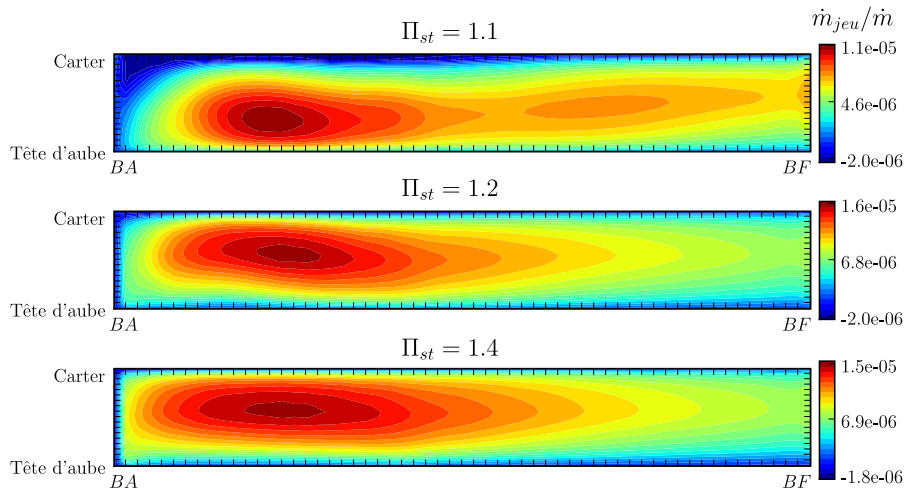


FIG. 7.15: Distribution du débit traversant la surface du jeu des aubes de la roue.

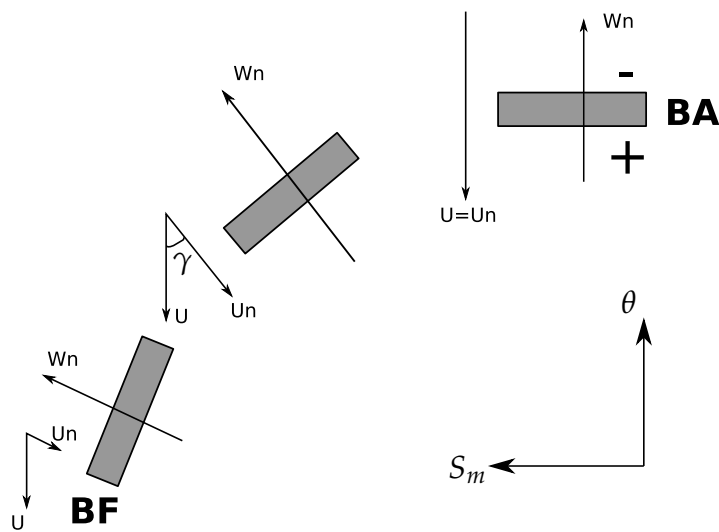


FIG. 7.16: Représentation schématique de quelques paramètres ayant une influence sur l'écoulement de jeu. W_n et U_n représentent respectivement la vitesse du jeu et la vitesse d'entraînement u carter dans la direction perpendiculaire à la surface du jeu.

Les lignes de frottement pariétale sur l'intrados et l'extrados d'une aube de la roue sont présentées respectivement dans les figures 7.17 et 7.18. Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.1$, l'écoulement est décollé du bord d'attaque à cause de sa forme plate, la ligne de séparation correspondante est LS-BA. Cet écoulement recolte à la paroi au noeud N1 en formant une ligne d'attachement LA1. Le tourbillon dû à l'incidence négative de l'écoulement décolle aussi du bord d'attaque et recolte à la ligne d'attachement LA2 au noeud N2 et quitte la paroi de nouveau à la ligne de séparation LS-I.

Les lignes de séparation et d'attachement correspondent aux tourbillons T1, TIBA et T3 présentés dans la figure 7.9d :

- T1 \longrightarrow (LS-BA/LA1)
- TIBA \longrightarrow (LS-I/LA2)
- T3 \longrightarrow (LS-I-I/LA1)

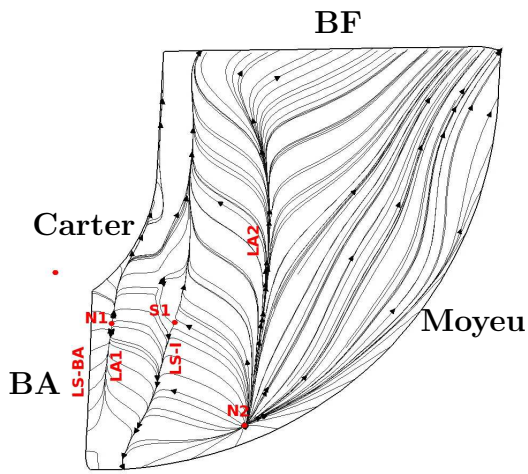
Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.2$, l'angle d'incidence à l'entrée de la roue est légèrement négatif, mais l'écoulement décolle à cause de la forme du bord d'attaque et recolte à la paroi de l'intrados au noeud N2 en formant une ligne d'attachement LA2.

Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.4$, la ligne d'attachement disparaît puisque l'angle d'incidence relatif devient positif. A proximité du carter, il est possible de voir la migration des particules de la couche limite vers le carter due à la différence de pression entre l'intrados et l'extrados.

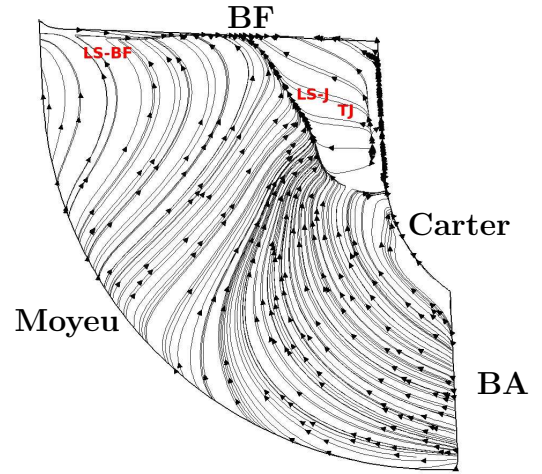
Du côté extrados, pour tous les points de fonctionnement, on remarque une forte migration de la couche limite vers le carter due à la courbure méridienne. Une ligne de séparation est présente à proximité du carter qui correspond au tourbillon de jeu. Une deuxième ligne de séparation est présente à proximité du bord de fuite (LS-BF) due à l'incapacité de l'écoulement de suivre la courbure imposée par l'aube. Le tourbillon de bord de fuite (TBF) devient plus important quand le rapport de détente augmente.

Au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.2$ et $\Pi_{st} = 1.4$, l'écoulement est décollé en entrée à la ligne LS-BA à cause de la forme du bord d'attaque et recolte à la ligne d'attachement LA1.

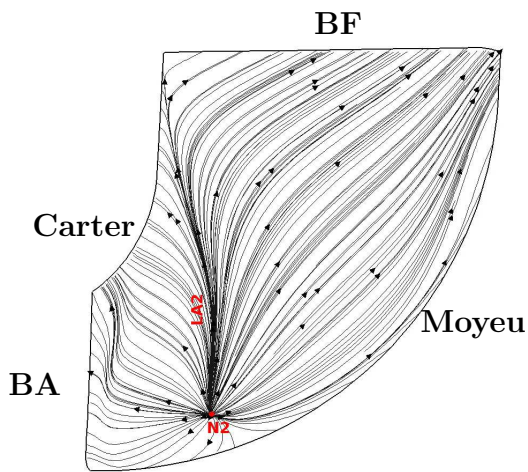
Le décollement du bord de fuite est mis en évidence dans la figure 7.19 à l'aide des lignes de courants tracées à mi-hauteur de veine. La ligne de séparation est colorée en rouge sur les lignes de frottement pariétal à l'extrados de l'aube.



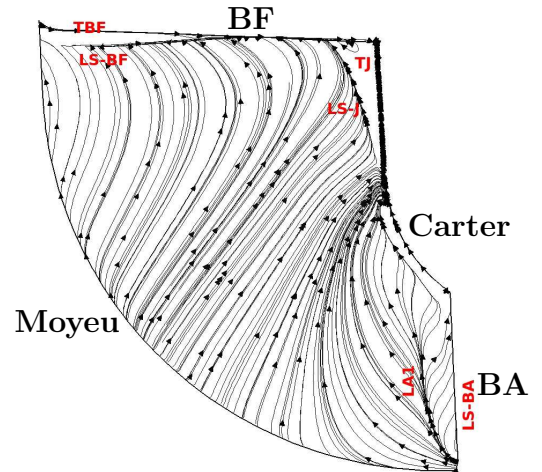
(a) $\Pi_{st} = 1.1$



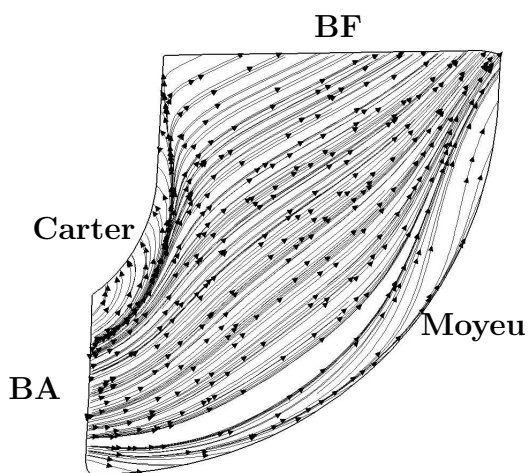
(a) $\Pi_{st} = 1.1$



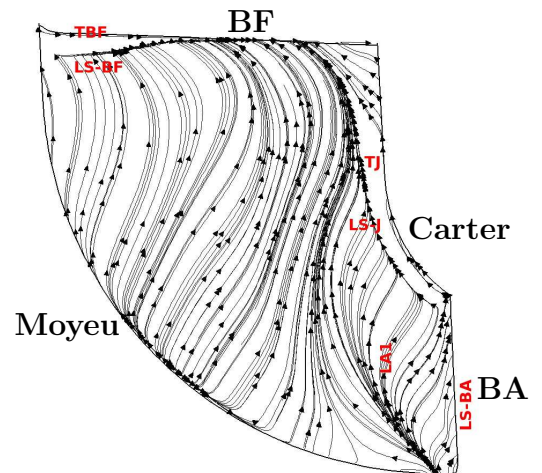
(b) $\Pi_{st} = 1.2$



(b) $\Pi_{st} = 1.2$



(c) $\Pi_{st} = 1.4$



(c) $\Pi_{st} = 1.4$

FIG. 7.17: Lignes de frottement pariétal sur l'intrados.

FIG. 7.18: Lignes de frottement pariétal sur l'extrados.

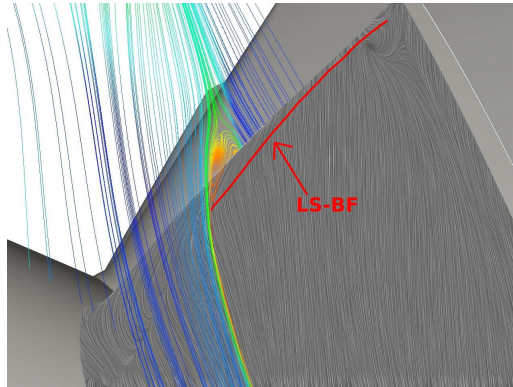


FIG. 7.19: Mise en évidence du décollement au bord de fuite et lignes de frottement pariétal sur la paroi de l'extrados au point de fonctionnement C.

La figure 7.20 présente les lignes de frottement pariétal sur la paroi du moyeu au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.4$. La valeur moyenne de l'angle d'incidence relatif est légèrement positive, néanmoins près du moyeu, on constate une migration de la couche limite vers l'extrados due au gradient de pression dans la direction circumférentielle. Il existe un point selle en amont du bord d'attaque où l'écoulement s'enroule de part et d'autre du bord d'attaque.

Dans le passage inter-aubes, on remarque la présence d'une ligne de séparation à proximité de l'extrados qui traduit la présence d'un tourbillon de coin. Ce tourbillon pourrait sans doute être supprimé ou atténué en présence de congés de raccord entre le pied de l'aube et le moyeu. Dans la partie à forte courbure méridienne, la zone de l'écoulement décollé devient plus importante puis disparaît en s'approchant du bord de fuite.

A proximité du bord de fuite, du côté extrados, l'aube est convexe et sa forte courbure provoque un décollement. En aval du bord de fuite, on constate un point d'attachement qui marque l'impact du fluide contre la paroi du moyeu sous l'effet de la force centripète.

Dans tout le passage inter-aubes, les particules de la couche limite du moyeu sont fortement déviées vers l'extrados sous l'effet du gradient de pression, cette déviation s'atténue en s'approchant du bord de fuite où la vitesse augmente à cause du rétrécissement du passage inter-aube.

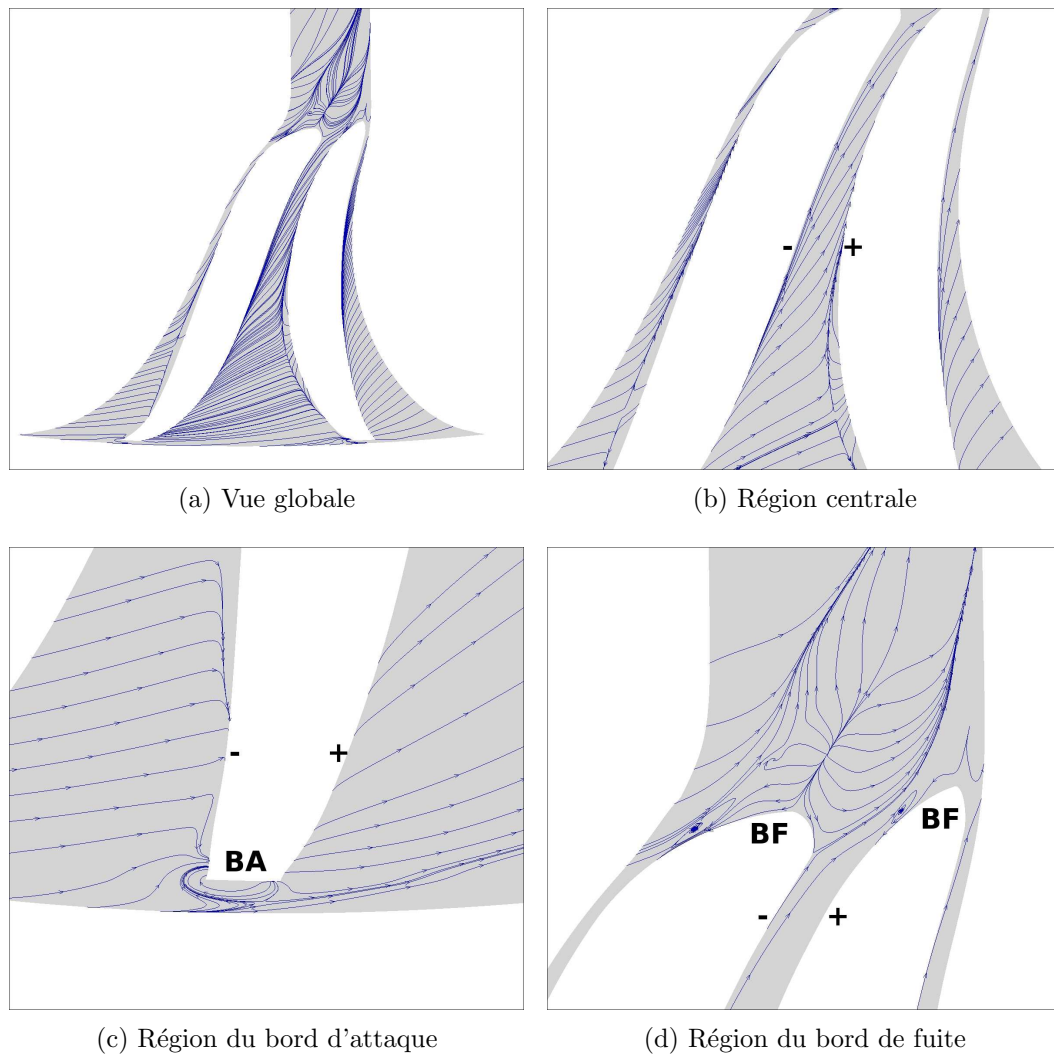


FIG. 7.20: Lignes de frottement pariétal sur la paroi du moyeu au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.4$

7.3 Influence de la fermeture des ailettes du distributeur

La fermeture des ailettes permet de fournir à la turbine une puissance plus élevée à faible débit. Dans cette partie, la fermeture maximale est étudiée. Comme il a été montré en début du chapitre, cette position induit une chute de rendement à cause des structures tourbillonnaires qui prennent naissance à l'entrée de la roue. Ces structures sont principalement induites par l'angle d'incidence relatif très élevé. La plage de débit qui correspond à cette position est étroite, la structure de l'écoulement ne change pas beaucoup en passant d'un point de fonctionnement à un autre. Elle est dominée par un décollement très important à l'entrée de la roue.

La figure 7.21 illustre le nombre de Mach absolu dans le distributeur à mi-hauteur de veine pour trois rapports de détente. La section au col étant réduite, la vitesse en sortie du distributeur est très élevée, mais le nombre de Mach est inférieur à 1 puisque la température en entrée est de 600°C . Les lignes de courant en noir indiquent le trajet suivi par le fluide qui prend une direction perpendiculaire aux aubes de la roue.

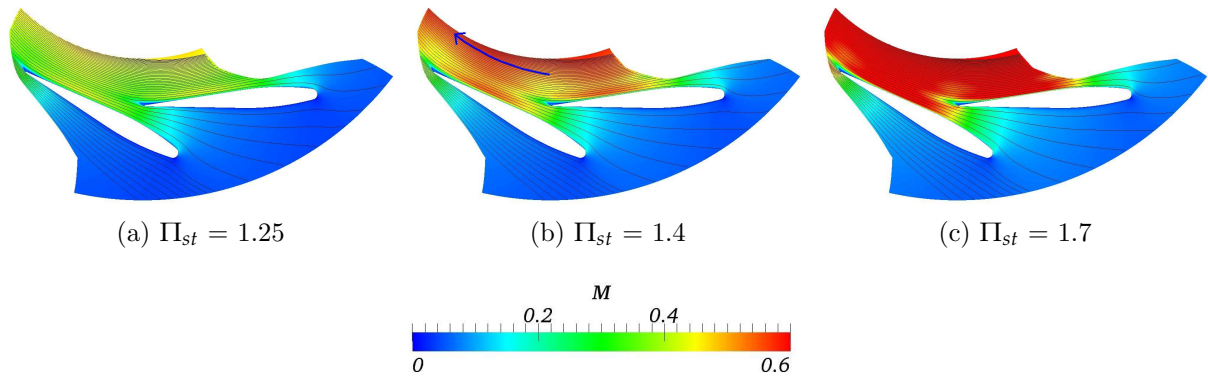


FIG. 7.21: Nombre de Mach absolu dans le distributeur avec la position fermée des ailettes.

L'angle relatif β à l'entrée de la roue est positif pour tous les points de fonctionnement. Cet angle augmente avec le rapport de détente et atteint une valeur moyenne de 41° , 53° et 60° respectivement pour les rapports de pression $\Pi_{st} = 1.25$, $\Pi_{st} = 1.4$ et $\Pi_{st} = 1.7$.

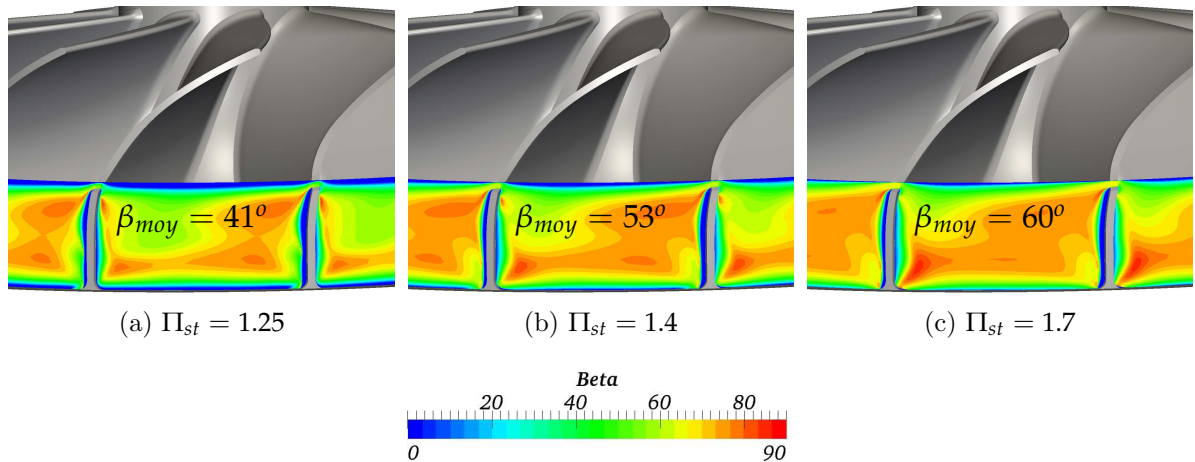


FIG. 7.22: Angle d'incidence relatif β à l'entrée de la roue.

Pour voir la conséquence de l'angle d'incidence élevé sur l'écoulement dans la roue, le champ d'entropie et les lignes de courant de la vitesse relative sont représentés sur plusieurs sections dans le canal inter-aube au point $\Pi_{st} = 1.4$ comme le montre la figure 7.25.

Au niveau de la section $a - a$, l'écoulement se dirige vers l'intrados, puisque l'angle d'incidence relatif est positif. Des valeurs d'entropie élevées sont constatées à proximité de l'extrados qui marque le début de la formation du tourbillon TIBA.

Sur la section $b - b$, le tourbillon TIBA est formé, il occupe une grande partie du passage inter-aube, et il est accompagné par un niveau d'entropie élevé. Ce tourbillon est également alimenté par l'écoulement de jeu qui a le même sens de rotation.

Sur la section $c - c$, le TIBA est toujours présent et son centre se déplace vers l'intrados de l'aube voisine. En s'approchant de la sortie (coupe $d - d$) le tourbillon est de plus en plus affaibli par l'accélération de l'écoulement et par le mouvement relatif du carter qui entraîne les particules du fluide dans un sens opposé. Le TIBA ensuite heurte la paroi de l'intrados (section $e - e$) et disparaît en se mélangeant avec le reste de l'écoulement après le bord de fuite (section $f - f$).

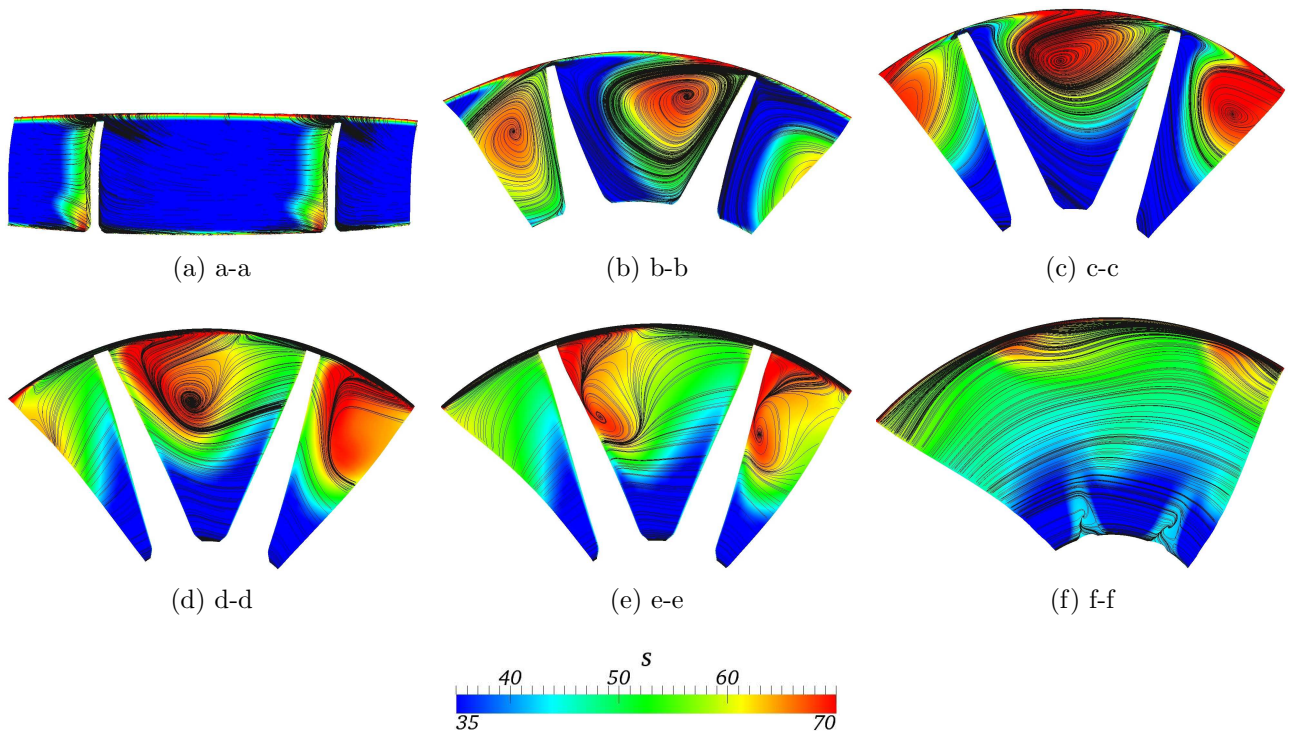


FIG. 7.23: Champ d'entropie et lignes de courant de la vitesse relative, illustrés sur des sections débitantes dans la roue au point $\Pi_{st} = 1.4$.

L'évolution de l'entropie dans le distributeur pour deux positions d'ailettes et plusieurs points de fonctionnement est illustrée dans la figure 7.24. Plusieurs coupes cylindriques sont

réalisées en modifiant le rayon, la moyenne d'entropie pondérée par le débit est ensuite calculée comme :

$$\bar{S} = \frac{1}{\dot{m}} \iint_{\text{section}} S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS \quad (7.5)$$

Pour le cas des ailettes ouvertes, la surface de la section débitante dans le passage inter-aube ne varie pas beaucoup, ainsi la tangente aux courbes augmente d'une manière quasi-linéaire de l'entrée du distributeur vers la sortie. La fermeture des ailettes provoque une accélération brusque de l'écoulement au niveau du col, qui est accompagnée par une forte génération d'entropie. En aval du bord de fuite, la production d'entropie diminue et les courbes présentent un point d'inflexion. Dans la roue, l'entropie augmente d'une manière linéaire pour la position ouverte des ailettes, de l'entrée vers la sortie et du rapport de détente le plus faible vers le rapport de détente le plus fort, puisque le débit qui traverse la machine devient plus grand. En fermant les ailettes, l'écoulement à l'entrée de la roue possède déjà une entropie très élevée à cause des pertes dans le distributeur. Au niveau du bord d'attaque, une forte augmentation d'entropie est constatée, due au TIBA.

Dans cette section, les pertes induites pas le tourbillon TIBA, suite à la fermeture des ailettes, ont été mises en évidence. La fermeture des ailettes est utile pour un fonctionnement à faible débit. Théoriquement, une vitesse purement circonférentielle à l'entrée de la roue permet à la turbine d'absorber une puissance maximale. En réalité, la turbine absorbe une puissance qui est beaucoup plus faible que celle décrite théoriquement à cause des pertes dans le passage inter-aube. Ceci explique donc l'augmentation de la puissance et la chute du rendement isentropique présentée au début du chapitre dans la figure 7.2 en fermant les ailettes.

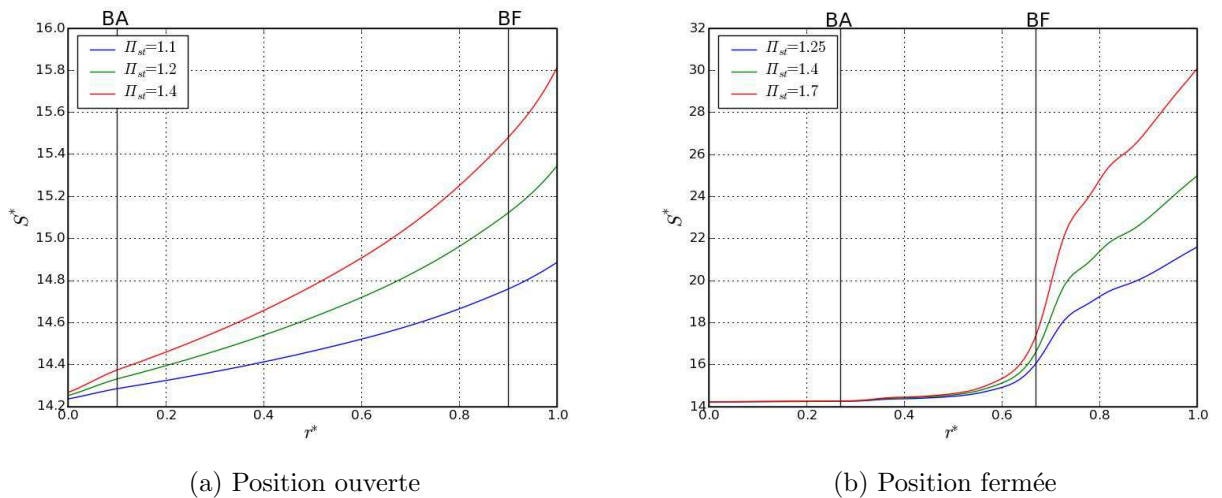


FIG. 7.24: Evolution de l'entropie dans le distributeur pour deux positions d'ailettes et pour plusieurs points de fonctionnement.

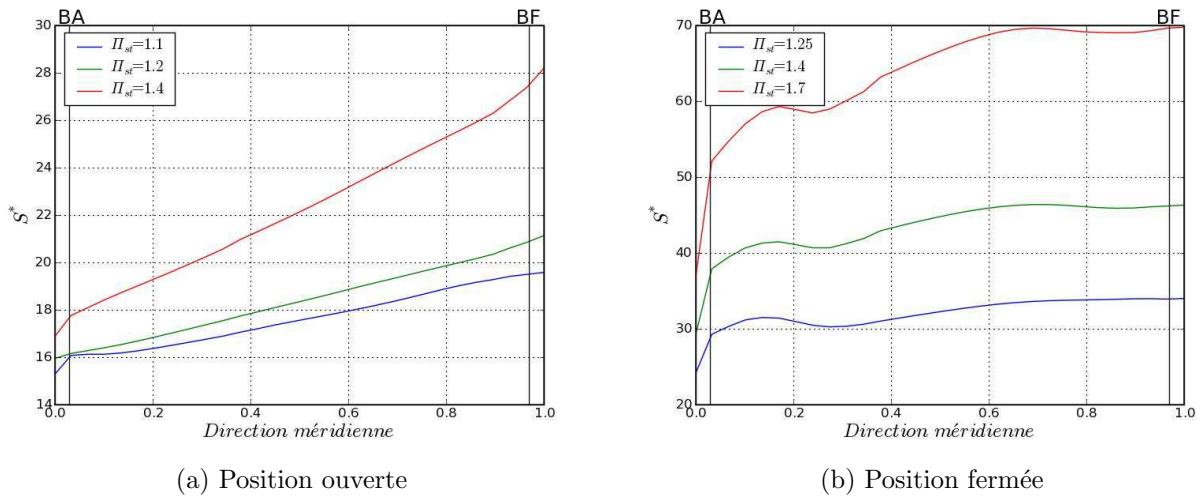


FIG. 7.25: Evolution de l'entropie dans la roue pour deux positions d'ailettes et pour plusieurs points de fonctionnement.

7.4 Influence du jeu des ailettes

L'utilisation d'un distributeur à angle de calage variable permet de contrôler la capacité d'un écoulement à fournir le travail nécessaire à une roue. L'effet de son utilisation sur des moteurs à combustion internes a fait l'objet de nombreuses études (voir par exemple [Cheong et al. \(1999\)](#) et [Filipi et al. \(2001\)](#)). Cette technique a été utilisée pendant de nombreuses années dans les turbines hydrauliques. Toutefois, l'adoption de turbines à géométrie variable pour les turbocompresseurs des moteurs Diesel a été le facteur majeur dans l'augmentation de l'utilisation commerciale de cette technologie. La surface variable entre les aubes du distributeur est assurée en pivotant chaque ailette autour d'un axe relié au moyeu et au carter. Le mouvement des ailettes du distributeur nécessite l'existence d'un jeu entre la tête et le carter, et le pied et le moyeu. Ce jeu permet au fluide de s'échapper de la face en pression de l'ailette vers la face en dépression des ailettes, ce qui provoque une chute du rendement de la turbine. Pour limiter les pertes, il est important de réduire la taille du jeu, mais en même temps, un certain jeu est nécessaire pour assurer le bon fonctionnement des ailettes. Cela est particulièrement difficile en présence de gaz chauds, où la dilatation du métal peut être importante.

Des études ont proposé des modèles pour prédire la dégradation des performances suite à la présence du jeu des ailettes. Parmi ces études, on trouve les travaux de [Meitner and Glassman \(1980\)](#), qui calculent séparément les pertes de l'écoulement principal et l'écoulement dans le jeu. [Hayami et al. \(1990\)](#) effectuent des mesures expérimentales sur deux turbines ayant 10 et 20

aubes avec trois types de distorsion d'écoulement à l'entrée de la roue provoqués par la présence du jeu dans le distributeur, et comparent les résultats avec un modèle de pertes 1D. Qiu et al. (2009) présentent un modèle vérifié par des calculs CFD et par des mesures expérimentales qui constitue une première approche dans la conception du distributeur.

Dans cette section, l'influence du jeu du distributeur est étudiée pour les deux positions d'ailettes et pour plusieurs points de fonctionnement. Le but est d'apporter une compréhension des structures de l'écoulement formées à cause de la présence du jeu. Le maillage du jeu des ailettes est constitué à partir d'un bloc en H entouré d'un bloc en O, au moyeu et au carter comme le montre la figure 7.26. La hauteur du jeu est maillée avec 17 points, avec un raffinement au niveau du carter et au niveau de la tête d'aube.

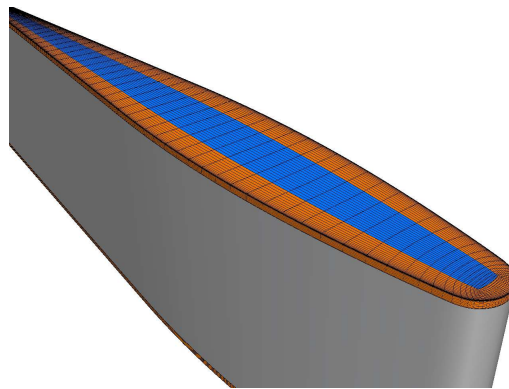


FIG. 7.26: Maillage du jeu des ailettes.

Dans la figure 7.27, le champ de pression statique est illustré sur une coupe aube à aube à proximité du moyeu. Malgré l'incidence nulle de l'écoulement à l'entrée du distributeur, la pression statique du côté extrados est plus faible que celle du côté intrados à cause de la fermeture partielle des ailettes. Ceci peut aussi être remarqué en regardant la pression statique sur la paroi d'une ailette du distributeur à mi-hauteur de veine (figure 7.28). Le chargement des aubes est faible mais suffisant pour faire migrer les particules à proximité du moyeu de la face en pression vers la face en dépression de l'aube.

Le même post-traitement est réalisé pour la position fermée des ailettes au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.6$. Le résultat est présenté dans les figures 7.29 et 7.30. L'incidence est toujours nulle à l'entrée du distributeur. Mais cette fois, le chargement des aubes est beaucoup plus important, la fermeture des ailettes augmente considérablement la pression statique sur l'intrados et la diminue sur l'extrados, notamment en aval de la section au col. Le distributeur étant fixe, le seul paramètre qui joue sur la migration des particules de l'intrados vers l'extrados est le chargement des aubes. Plus les aubes sont chargées, plus la quantité du fluide qui traverse

le jeu est importante. Au niveau du carter, le comportement de l'écoulement de jeu est similaire à celui du moyeu pour les deux positions des ailettes.

Puisqu'il existe une quantité supplémentaire de fluide qui traverse le distributeur à travers le jeu, on peut déduire que le débit total de la turbine doit augmenter par rapport à la configuration sans jeu et pour les mêmes conditions aux limites. Dans la figure 7.31, le rapport entre le débit traversant le jeu des ailettes au moyeu et le débit total de la turbine est calculé pour différents points de fonctionnement et pour les deux positions d'ailettes. Comme prévu, ce rapport est beaucoup plus important pour la position fermée à cause du chargement important des aubes. Pour une position donnée, ce rapport augmente avec l'augmentation du débit total dans la turbine.

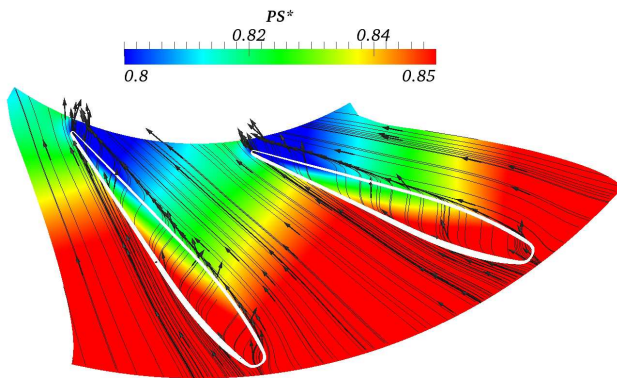


FIG. 7.27: Champ de pression statique illustré sur une coupe aube à aube à proximité du moyeu. Les lignes noires représentent les lignes de courant de la vitesse absolue projetée sur la coupe. Position ouverte, $\Pi_{st} = 1.2$.

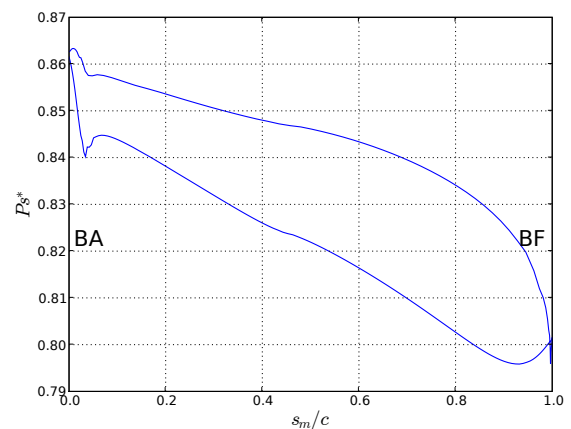


FIG. 7.28: Pression statique sur la paroi de l'aube du distributeur à mi-hauteur de veine. Position ouverte, $\Pi_{st} = 1.2$.

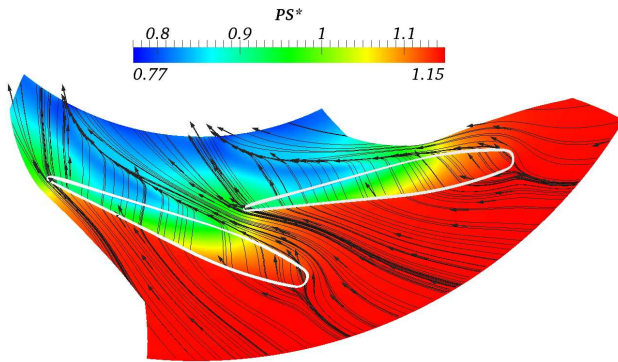


FIG. 7.29: Champ de pression statique illustré sur une coupe aube à aube à proximité du moyeu. Les lignes noires représentent les lignes de courant de la vitesse absolue projetée sur la coupe. P_o -sition fermée, $\Pi_{st} = 1.6$.

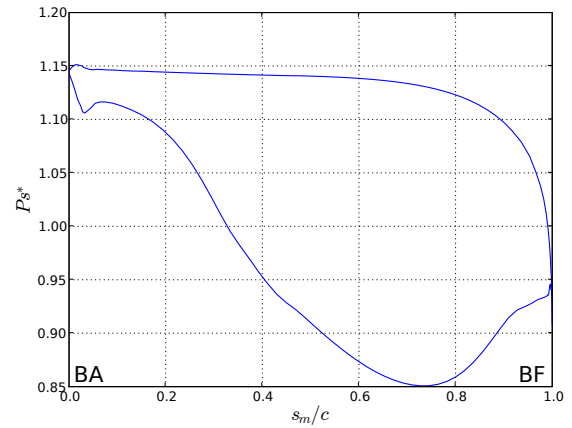


FIG. 7.30: Pression statique sur la paroi de l'aube du distributeur à mi-hauteur de veine. Position fermée, $\Pi_{st} = 1.6$.

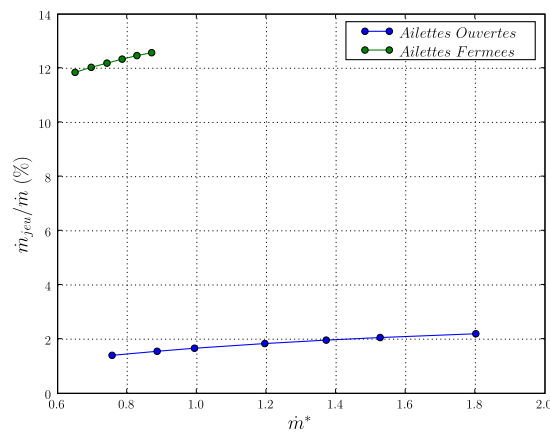


FIG. 7.31: Rapport entre le débit traversant le jeu des ailettes au moyeu et le débit traversant la machine.

Structure de l'écoulement de jeu

Le champ d'entropie est illustré sur plusieurs coupes dans le distributeur pour deux positions d'ailettes dans la figure 7.32. Les lignes de courants traversant le jeu des ailettes s'accompagnent d'une production d'entropie qui est très importante pour la position fermée des ailettes. Pour cette position d'ailettes, l'écoulement de jeu est intense, il est arrêté par l'écoulement principale dans le distributeur puis retourné vers la face en dépression des ailettes en formant un tourbillon. Ainsi, deux structures tourbillonnaires sont formées (à proximité du carter et du moyeu) qui entourent une zone à faible entropie. Cette non-uniformité de l'écoulement peut diminuer la puissance récupérée par la roue et donc dégrader les performances de la turbine.

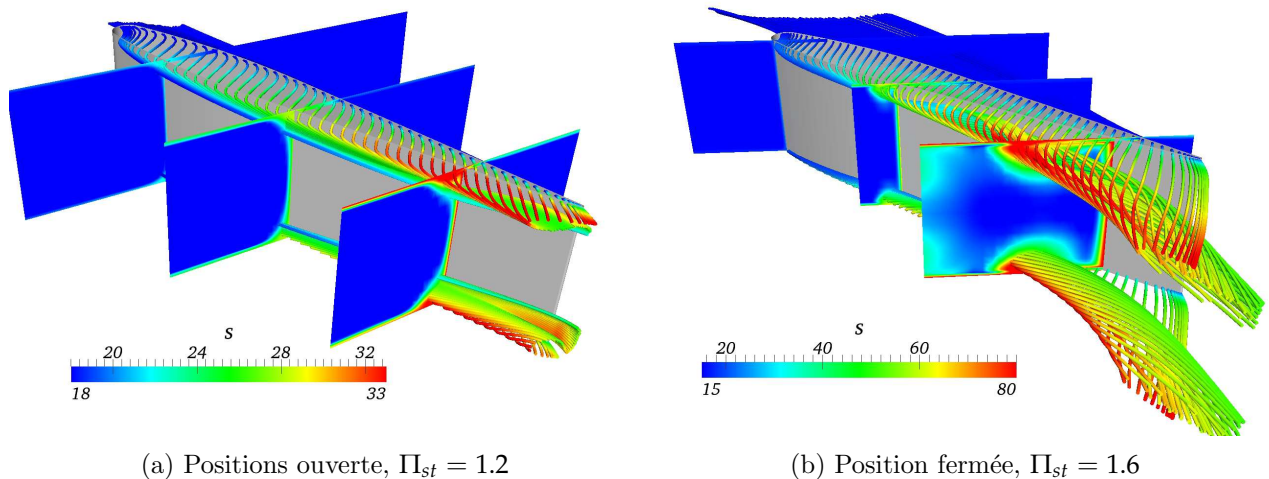


FIG. 7.32: Champ d'entropie dans le distributeur et lignes de courant de la vitesse absolue issues du jeu des ailettes.

La pression totale à l'interface entre le distributeur et la roue est illustrée dans la figure 7.33 pour la position ouverte des ailettes et au point de fonctionnement à rendement maximal ($\Pi_{st} = 1.2$). Les résultats sont affichés sur un pas du stator. Sur la figure de gauche (sans jeu) le sillage du bord de fuite des aubes des distributeurs provoque une chute de pression totale et rend donc l'écoulement non-uniforme en azimut. En présence du jeu, une zone à faible pression totale se forme en tête et en pied du sillage, qui indique la présence du tourbillon de jeu.

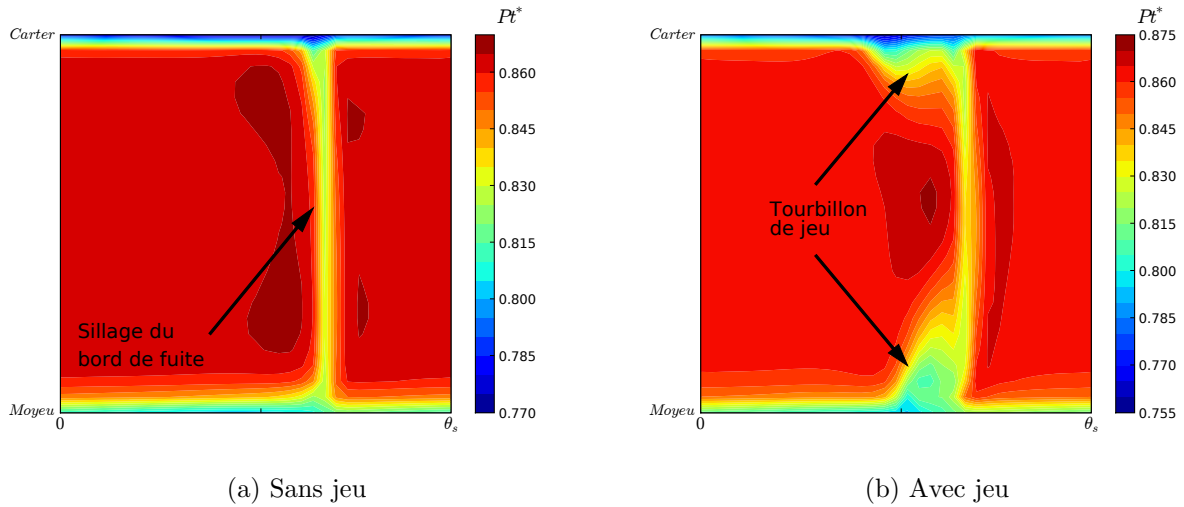


FIG. 7.33: Pression totale à l'interface entre le distributeur et la roue pour la position ouverte des ailettes au point de fonctionnement à rendement maximal ($\Pi_{St} = 1.2$). La figure de droite représente le résultat avec jeu et celle du gauche le résultat sans jeu.

Influence de l'écoulement de jeu dans le distributeur sur les performances de la turbine

La puissance récupérée par la turbine et le rendement isentropique pour deux positions d'ailettes avec et sans jeu sont illustrés dans la figure 7.34. D'abord, il est possible de constater qu'en présence du jeu, le débit de la turbine augmente pour les mêmes conditions aux limites en amont et en aval. Cette augmentation est induite par le débit de l'écoulement traversant le jeu des ailettes, elle est beaucoup plus importante pour les cas des ailettes fermées. Ceci est en accord avec le résultat de la figure 7.31. Le débit supplémentaire introduit dans la turbine alimente l'écoulement à l'entrée de la roue par des particules à faible énergie cinétique, ainsi la puissance absorbée par la roue diminue surtout pour le cas des ailettes fermées.

Pour les deux configurations (avec et sans jeu), les conditions en amont d'un point de fonctionnement donné sont identiques, ensuite des pertes supplémentaires ont lieu dans le distributeur à cause de l'écoulement de jeu. Le rendement isentropique, calculé entre l'entrée du distributeur et la sortie de la roue, chute à cause de ses pertes induites par le jeu des ailettes. Pour la position ouverte, le point de fonctionnement ayant le rendement maximal subit une chute de rendement de l'ordre de 1.4% et une chute de puissance de l'ordre de 2%. Ces valeurs sont négligeables devant les fortes dégradations de performances que subit la turbine pour la position fermée des ailettes. Ce résultat est en accord avec les travaux numériques et expéri-

mentaux de Tamaki et al. (2008) effectués sur un distributeur à géométrie variable.

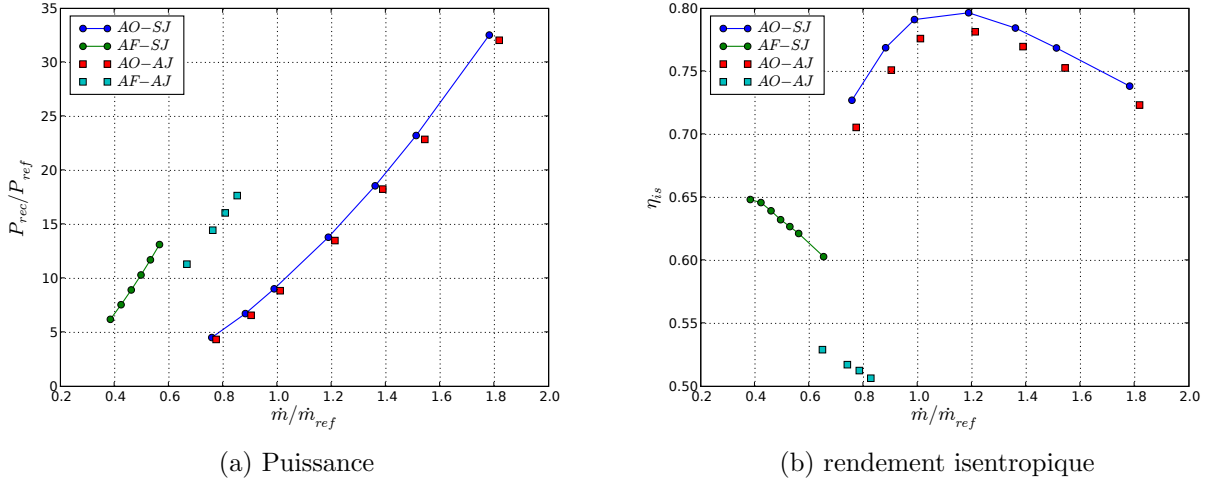


FIG. 7.34: **Puissance récupérée par la turbine et rendement isentropique pour deux positions d'ailettes avec et sans jeu.** *AO-SJ : Ailettes Ouvertes Sans Jeu, AF-SJ : Ailettes Fermées Sans Jeu, AO-AJ : Ailettes Ouvertes Avec Jeu, AF-AJ : Ailettes Fermées Avec Jeu.*

Influence de la variation de l'angle d'incidence à l'entrée du distributeur

Les résultats des calculs précédemment présentés, sont obtenus en supposant une incidence nulle à l'entrée du distributeur. Ainsi, l'angle de l'écoulement à l'entrée est égal à l'angle que fait une ailette avec la direction radiale mesuré au bord d'attaque. On note α_i l'angle d'incidence de l'écoulement dans le repère absolu par rapport à l'angle d'ouverture des ailettes :

$$\alpha_i = \alpha_{ailette} - \alpha_{entre} \quad (7.6)$$

En réalité, l'incidence nulle est un cas particulier de l'écoulement à l'entrée du distributeur. Par conséquent, il est important de connaître le comportement de l'écoulement quand l'angle d'incidence absolu à l'entrée est différent de celui des ailettes. Afin d'obtenir cette information, quatre séries de simulations sont réalisées en modifiant l'angle d'incidence :

- Position ouverte, sans jeu, $\alpha_i = -25^\circ$.
- Position ouverte, avec jeu, $\alpha_i = -25^\circ$.
- Position fermée, sans jeu, $\alpha_i = 25^\circ$.
- Position fermée, avec jeu, $\alpha_i = 25^\circ$.

Le post-traitement réalisé dans les figures 7.27 et 7.28 est reproduit dans les figures 7.35 et 7.36 pour un angle d'incidence à l'entrée du distributeur $\alpha_i = -25^\circ$. Au voisinage du bord d'attaque l'écoulement est orienté vers l'extrados des ailettes, ainsi la pression statique sur l'extrados est supérieure à celle sur l'intrados. Ceci entraîne donc la migration des particules au voisinage du moyeu, de l'extrados vers l'intrados à travers le jeu. En aval, au-delà de $s_m/c = 0.3$, l'orientation des ailettes redirige l'écoulement vers l'intrados, ainsi la pression statique sur l'intrados devient plus élevée que celle sur l'extrados. Par conséquent, l'écoulement de jeu change de sens et se dirige de l'intrados vers l'extrados.

De $s_m/c = 0.3$ jusqu'à $s_m/c = 1$ la distribution de pression statique sur l'extrados est identique pour les deux angles d'incidences (-25° et 0°). Sur l'intrados, cette distribution devient identique au voisinage du bord de fuite des ailettes.

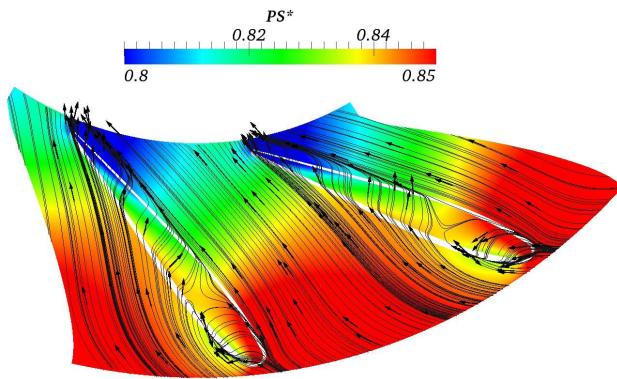


FIG. 7.35: Champ de pression statique illustré sur une coupe aube à aube à proximité du moyeu. Les lignes noires représentent les lignes de courant de la vitesse absolue projetée sur la coupe. Position ouverte, $\Pi_{st} = 1.2$, $\alpha_i = -25^\circ$.

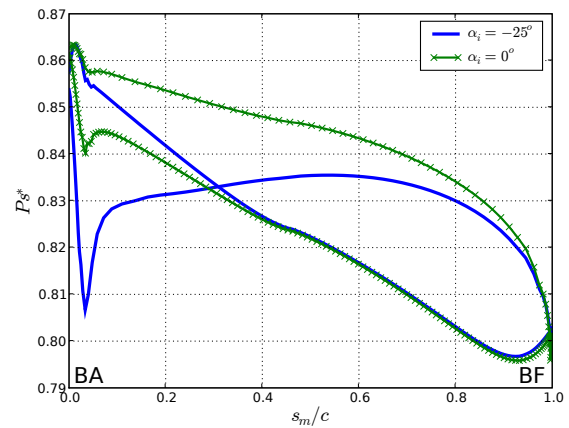


FIG. 7.36: Pression statique sur la paroi de l'aube du distributeur à mi-hauteur de veine pour $\alpha_i = -25^\circ$ et $\alpha_i = 0^\circ$. Position ouverte, $\Pi_{st} = 1.2$.

En fermant les ailettes et en fixant l'angle d'incidence à 25° , l'écoulement à l'entrée est dirigé davantage vers l'intrados des ailettes, ce qui entraîne une légère augmentation de pression statique sur l'intrados au voisinage du bord d'attaque par rapport à une incidence nulle (figures 7.38 et 7.30). Le résultat ainsi obtenu montre que la variation de l'angle d'incidence à l'entrée du distributeur, pour le cas des ailettes fermées, induit peu de modification dans la distribution de pression statique sur les ailettes.

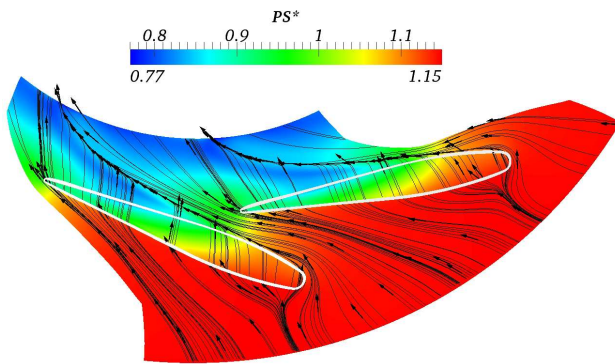


FIG. 7.37: Champ de pression statique illustré sur une coupe aube à aube à proximité du moyeu. Les lignes noires représentent les lignes de courant de la vitesse absolue projetée sur la coupe. Position fermée, $\Pi_{st} = 1.6$, $\alpha_i = 25^\circ$.

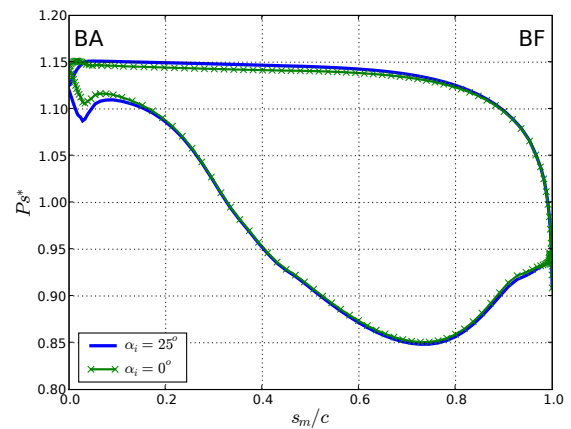


FIG. 7.38: Pression statique sur la paroi de l'aube du distributeur à mi-hauteur de veine pour $\alpha_i = 25^\circ$ et $\alpha_i = 0^\circ$. Position fermée, $\Pi_{st} = 1.6$.

La puissance récupérée par la turbine et le rendement isentropique sont illustrés dans la figure 7.39, avec $\alpha_i = -25^\circ$ pour la position ouverte des ailettes et $\alpha_i = 25^\circ$ pour la position fermée. Les valeurs de puissance et de rendement sont très proches des valeurs obtenues avec une incidence nulle pour les configurations avec et sans jeu. Contrairement à l'incidence à l'entrée de la roue, l'angle d'incidence à l'entrée du distributeur a peu d'influence sur les performances globales de la machine. Ce résultat justifie donc la considération d'une incidence nulle à l'entrée du distributeur pour les calculs instationnaires.

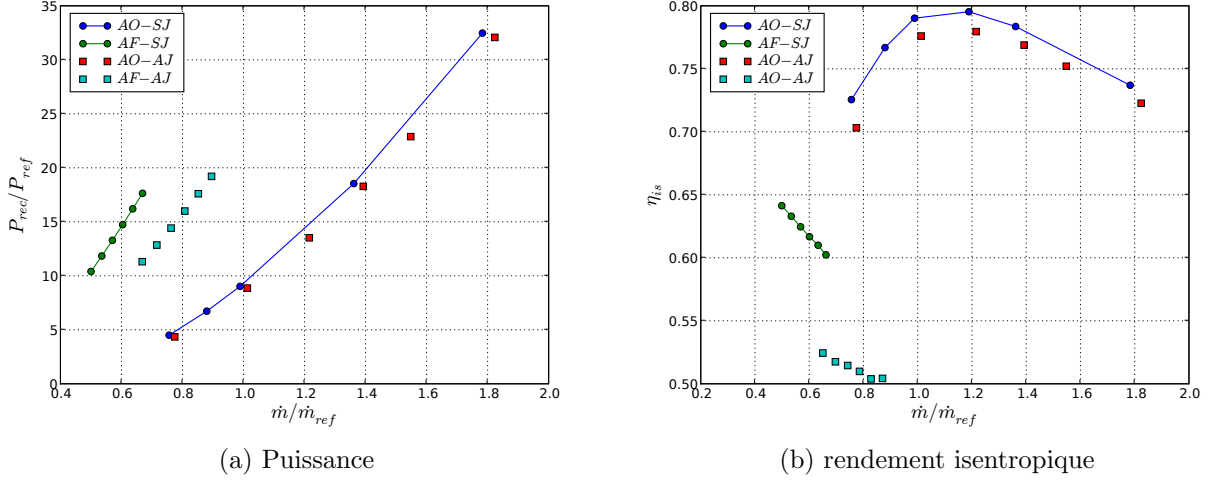


FIG. 7.39: Puissance récupérée par la turbine et rendement isentropique pour deux positions d'ailettes avec et sans jeu. L'angle d'incidence relatif pour les positions ouverte et fermée, est respectivement égale à -25° et 25° . AO-SJ : Ailettes Ouvertes Sans Jeu, AF-SJ : Ailettes Fermées Sans Jeu, AO-AJ : Ailettes Ouvertes Avec Jeu, AF-AJ : Ailettes Fermées Avec Jeu.

7.5 Influence de la variation de la température d'entrée

La température à l'entrée de la turbine varie de manière considérable suivant le régime de fonctionnement du moteur. Pour mieux comprendre le comportement de la turbine suite au changement de la température d'entrée, des simulations numériques ont été réalisées pour les deux positions d'ailettes avec des différentes températures d'entrée (600°C , 500°C , 400°C). Les parois sont maintenues adiabatiques, ainsi on étudie uniquement les conséquences aérodynamiques du changement de la température en entrée. Dans la figure 7.40, le rendement isentropique est calculé pour différentes températures d'entrée (600°C , 500°C , 400°C) en fonction de la vitesse de rotation réduite U/C :

$$\frac{U}{C} = \frac{U}{\sqrt{2C_p T_{01} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_{01}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}} \quad (7.7)$$

Où U représente la vitesse linéaire des aubes et C la vitesse isentropique. L'intérêt de cette représentation peut être observé à travers la figure 7.40, où le rendement maximal pour différentes températures d'entrée avec la position ouverte des ailettes est obtenu pour une valeur d'environ $U/C = 0.7$. D'où l'importance de ce paramètre dans la conception des turbines. La variation de la température à l'entrée pour une valeur de U/C donnée entraîne une légère variation du rendement isentropique pour le cas des ailettes ouvertes. Pour le cas des ailettes fermées, on

constate que pour une valeur de U/C donnée, le rendement le plus élevé est atteint avec la température d'entrée la plus faible.

L'angle absolu de l'écoulement à la sortie du distributeur ne change pas avec la température d'entrée, il est égal à l'angle de calage des ailettes du distributeur. Par contre, la vitesse absolue est modifiée à la sortie du distributeur, elle diminue avec la diminution de la température à l'entrée pour les deux positions d'ailettes, comme le montre la figure 7.41. Cette chute de vitesse absolue induit un angle d'écoulement relatif plus faible à l'entrée de la roue. Dans la figure 7.42 la variation de la valeur moyenne de l'angle de vitesse relative à l'entrée de la roue suivant le rapport de pression est calculée pour différentes températures d'entrée. Pour le cas de la position ouverte des ailettes, une variation de l'ordre de 12° est constatée au point de fonctionnement $\Pi_{st} = 1.1$ entre $T_{\text{entrée}} = 600^\circ\text{C}$ et $T_{\text{entrée}} = 400^\circ\text{C}$.

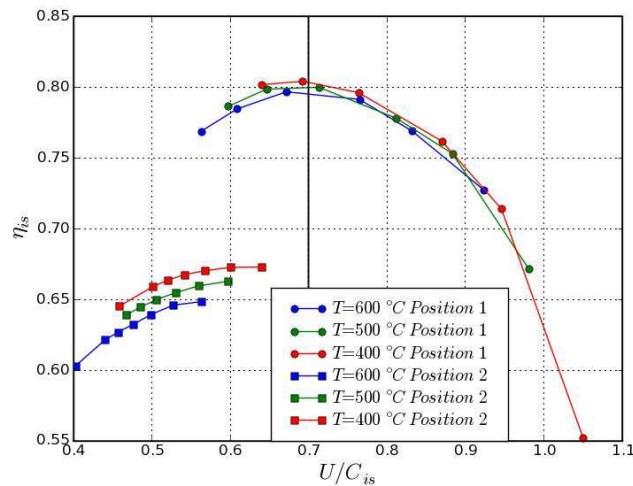


FIG. 7.40: Variation du rendement isentropique en fonction de de U/C pour différentes températures d'entrée.

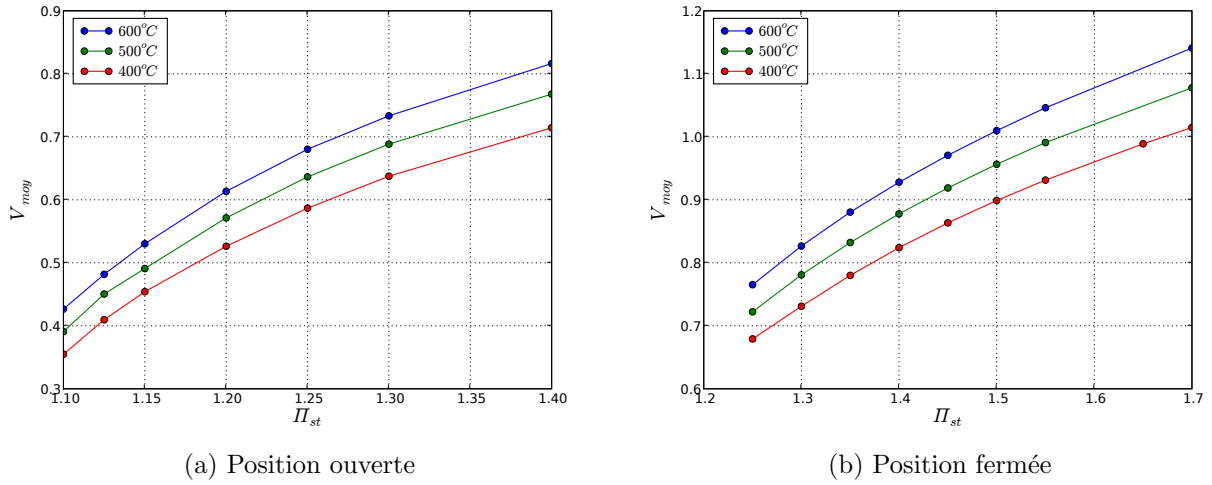


FIG. 7.41: Variation de la vitesse absolue à l'entrée de la turbine en fonction du rapport de pression Π_{st} pour différentes températures d'entrée.

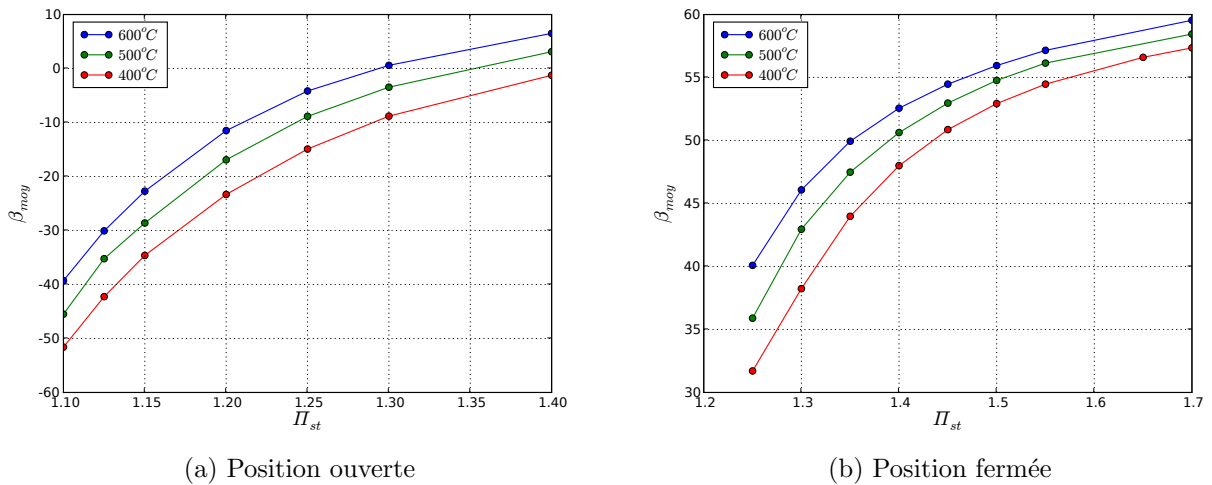


FIG. 7.42: Variation de l'angle relatif de l'écoulement β à l'entrée de la roue en fonction du rapport de pression Π_{st} pour différentes températures d'entrée.

Pour un même rapport de pression, la viscosité, la densité et la vitesse de l'écoulement dans la turbine changent en modifiant $T_{\text{entrée}}$. Il est difficile donc de trouver une similitude pour comparer les performances des différents points de fonctionnement avec des températures d'entrée différentes. Dans la figure 7.43, le rendement isentropique est tracé en fonction de la puissance récupérée par la turbine pour différentes positions d'ailettes :

Position ouverte Les faibles valeurs de puissance récupérée correspondent à des faibles rapports de pression où l'angle relatif β à l'entrée de la roue est négatif (cf. 7.42). Pour $T_{\text{entrée}} = 400^{\circ}\text{C}$ l'angle β est inférieur à celui de $T_{\text{entrée}} = 600^{\circ}\text{C}$, ce qui favorise le décollement au voisinage du bord d'attaque sur le côté intrados de l'aube ; le rendement isentropique diminue ainsi avec la diminution de $T_{\text{entrée}}$. En passant vers les fortes valeurs de puissance récupérée, l'angle relatif β devient positif pour $T_{\text{entrée}} = 600^{\circ}\text{C}$ ce qui provoque un décollement au voisinage du bord d'attaque sur le côté extrados de l'aube. Pour $T_{\text{entrée}} = 400^{\circ}\text{C}$, β est légèrement négatif et le risque de décollement à l'entrée de la roue est donc plus faible, et le rendement isentropique est plus élevé.

Position Fermée Pour les différentes valeurs de puissance récupérée, la diminution de $T_{\text{entrée}}$ induit une augmentation du rendement isentropique. Ceci est expliqué par le fait que l'angle de l'écoulement relatif à l'entrée de la roue est positif et élevé, ainsi la diminution de $T_{\text{entrée}}$ provoque une chute de β , ce qui atténue le décollement à l'entrée de la roue.

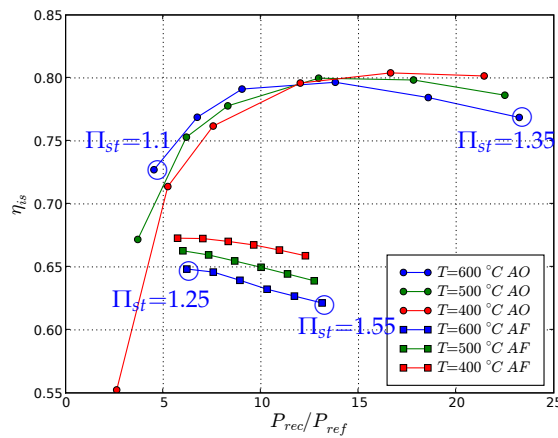


FIG. 7.43: Variation du rendement isentropique en fonction de la puissance récupérée par la turbine pour différentes températures d'entrée.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

8.1 Conclusions

Dans cette étude, des simulations numériques ont été réalisées avec le code de calcul elsA qui ont permis d'analyser en détail l'écoulement dans un compresseur centrifuge et dans une turbine radiale pour des applications automobiles. Le constructeur automobile Renault ne fabrique pas ses propres turbocompresseurs, mais juge nécessaire d'avoir une description détaillée des structures de l'écoulement dans le compresseur et dans la turbine. Ceci permet de mener à bien les calculs qui permettent d'adapter le turbocompresseur au moteur Diesel.

Pour la partie compresseur une périodicité spatio temporelle a permis de réaliser des calculs instationnaires en tenant compte d'un canal du rouet et de la volute entière. Les performances globales obtenues à travers les simulations numériques sont comparées avec les mesures expérimentales et ont montré un bon accord.

Le compresseur est étudié à bas régime mais sa vitesse de rotation reste très élevée par rapport aux compresseurs utilisés dans des applications aéronautiques. Ainsi l'écoulement de jeu est plus intense ; il est favorisé par l'entraînement de la couche limite du carter dû à la rotation relative de ce dernier par rapport à la roue. A faible débit le rapport entre le débit traversant le jeu des aubes principales et le débit total de la machine est de l'ordre de 17.8%. Cet écoulement de jeu se mélange avec les particules à faible énergie à proximité du carter en formant une zone de blocage qui réduit la section débitante du canal inter-aube. A faible débit, l'écoulement proche carter est affaibli par les gradients de pression adverse et finit par être dévié vers l'amont.

L'influence de la taille du jeu sur les performances et les caractéristiques du compresseur centrifuge a été présentée pour différents points de fonctionnement et pour 4 tailles de jeu différentes. L'augmentation de la taille du jeu, produit une déviation du tourbillon formé par le jet du jeu

et par l'écoulement sain, vers la direction circonférentielle, et provoque une augmentation du blocage, donc une chute du rendement. Aucune taille de jeu optimale n'a pu être tirée, toute réduction de la taille du jeu induit une amélioration dans les performances et une réduction des pertes.

Les résultats montrent qu'à fort débit, la volute induit une chute de pression statique à cause de l'évolution non-adaptée de l'aire de la section de la volute. l'écoulement dans la section de la volute est de nature tourbillonnaire ; ce tourbillon est d'autant plus important que la vitesse radiale dans le diffuseur lisse est plus grande. Au centre de la section, les contraintes de cisaillement finissent par dissiper l'énergie cinétique du tourbillon en donnant naissance à un tourbillon forcé qui se comporte comme un objet solide en rotation dont la contrainte de cisaillement entre les lignes de courant est nulle.

Une distribution non-uniforme de la pression statique à l'entrée de la volute, est liée à la présence du bec où l'écoulement passe de la section la plus grande vers la section la plus petite, et à l'évolution de l'aire de la section de la volute. Cette distribution de pression statique à l'entrée de la roue forme un effet potentiel, qui impact l'écoulement dans la roue. Les structures de type jet-sillage en provenance de la roue, peuvent également impacter l'écoulement dans la volute. Une décomposition d'Adamczy est ainsi réalisée pour extraire les fluctuations purement instationnaires du champ de vitesse méridienne dans le diffuseur lisse qui correspondent à l'interaction entre la roue et la volute. Ces fluctuations sont très faibles à l'entrée de la volute, et la dépendance temporelle de l'écoulement à cet endroit est donc faible. Ceci nous a permis de remplacer la volute par un champ de pression statique non-uniforme sous forme de condition aux limites imposées à la sortie du diffuseur lisse. Les résultats des deux configurations (avec et sans volute) sont très proches à faible, moyen et fort débit.

Pour la partie turbine, seuls un canal du distributeur et un canal de la roue sont considérés dans les simulations. L'angle d'incidence à l'entrée du distributeur a très peu d'influences sur l'écoulement dans la roue ; pour cette raison une incidence nulle est adoptée pour chaque position d'ailettes. L'analyse des performances globales de la turbine pour deux positions d'ailettes, montre que la position fermée met à la disposition de la turbine une grande quantité d'énergie qui n'est pas suffisamment exploitée (faible rendement) due aux écoulements secondaires provoqués par une grande incidence relative de l'écoulement à l'entrée du rouet.

Avec la position ouverte et pour les points de fonctionnement à faible débit, l'angle d'incidence est négatif ce qui provoque un décollement 3D au voisinage de l'intrados de l'aube. Avec la position fermée, l'angle d'incidence est positif et le décollement a lieu du côté extrados de l'aube.

La présence d'un jeu qui sépare les ailettes du distributeur du moyeu et du carter a peu d'influence sur les performances de la turbine avec la position ouverte des ailettes. Cependant, une nette dégradation de la puissance récupérée par la turbine et du rendement isentropique est constatée avec la position fermée.

La baisse de la température d'entrée ($600^{\circ}\text{C} \rightarrow 400^{\circ}\text{C}$) avec des parois adiabatiques, provoque une variation de l'angle β à l'entrée de la roue, en induisant une augmentation du rendement isentropique pour une puissance récupérée donnée, et pour le cas des positions fermées des ailettes.

Un résultat similaire est obtenu pour le cas de la position ouverte des ailettes pour les points de fonctionnement à faible débit. A fort débit, la chute de la température d'entrée diminue l'angle de l'écoulement relatif ($\beta < 0$) ce qui favorise la présence d'un décollement 3D à proximité de l'intrados et provoque une baisse de rendement.

8.2 Perspectives

Pour la partie turbine, la génération d'un maillage structuré de la volute de la turbine est en cours, afin de réaliser des calculs dans la géométrie complète et de pouvoir comparer les résultats numériques avec les données expérimentales. L'influence de plusieurs positions de coude à l'entrée de la volute de la turbine sur les performances globales de la turbine sera étudiée.

Des calculs instationnaires ont déjà été réalisés pour étudier l'interaction entre les ailettes du distributeur et la roue de la turbine. Cette partie n'a pas été incluse dans la thèse. Ces calculs feront l'objet d'analyses ultérieures. Quelques éléments préliminaires en sont donnés ci-dessous.

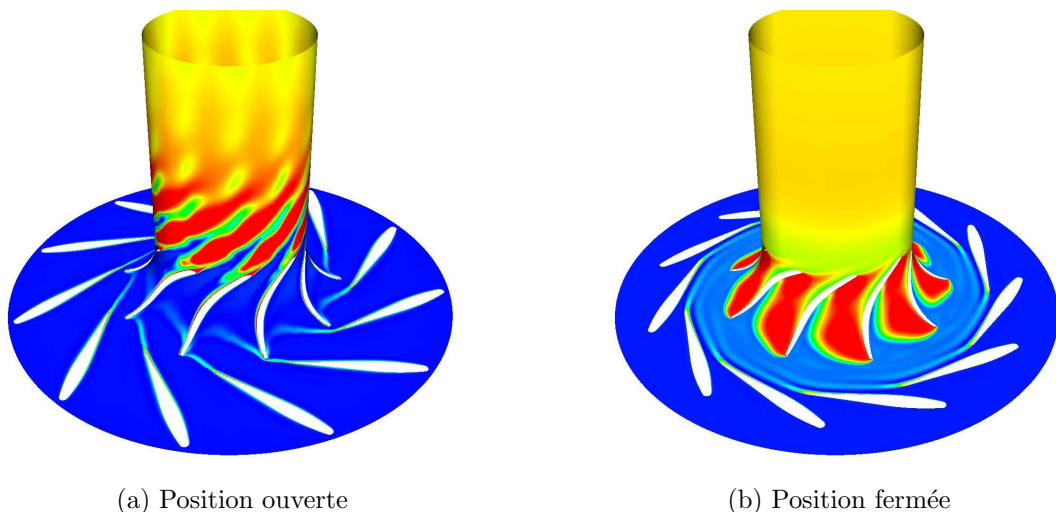


FIG. 8.1: Champ d'entropie à mi-hauteur de veine pour des positions d'ailettes.

La figure 8.1 montre le champ d'entropie dans la turbine à mi-hauteur de veine pour deux positions d'ailettes. Pour la position ouverte, les sillages des ailettes du distributeur sont hachés par la roue et puis interagissent avec la couche limite de l'extrados. Pour la position fermée le sillage se propage dans la direction circumférentielle, ainsi l'interaction avec la roue mobile est très faible. L'écoulement est dominé par un tourbillon qui occupe la zone rouge (zone à forte entropie) dans le passage inter-aube.

L'interaction entre le distributeur et la roue est mis en évidence à travers la décomposition d'Adamczyk. Cette décomposition est appliquée au champ de pression statique extrait sur un passage inter-aube du distributeur à l'interface stator/rotor, et à mi-hauteur de veine (figure 8.2). Les résultats montrent une contribution importante des fluctuations purement instationnaires pour le cas des ailettes ouvertes et négligeable pour le cas des ailettes fermées (figures 8.3 et 8.4).

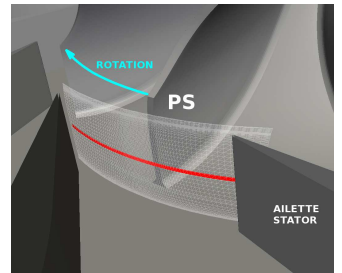


FIG. 8.2: Ligne d'extraction.

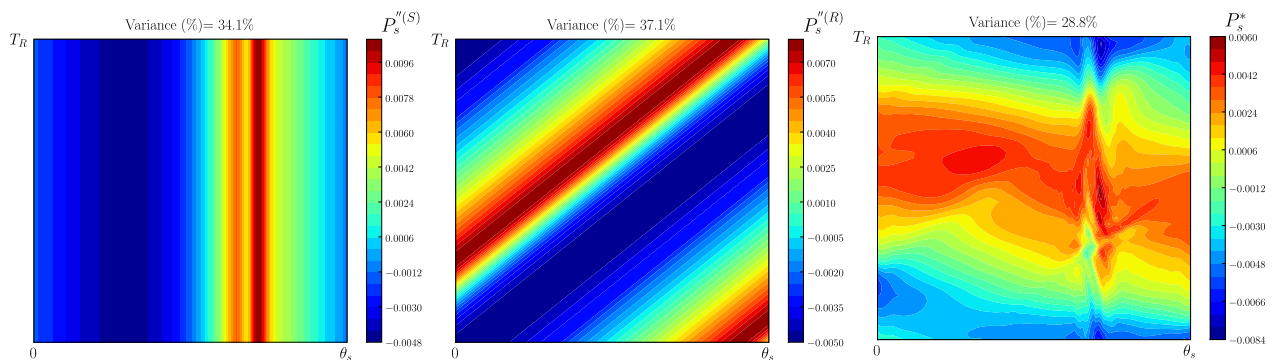


FIG. 8.3: Décomposition d'Adamczyk appliquée au champ de pression statique à l'interface entre le distributeur et la roue pour la position ouverte des ailettes.

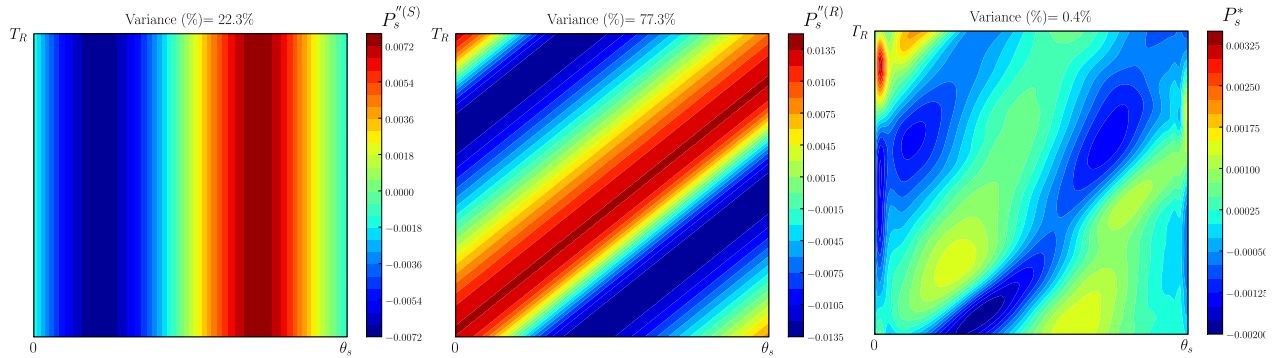


FIG. 8.4: Décomposition d’Adamczyk appliquée au champ de pression statique à l’interface entre le distributeur et la roue pour la position fermée des ailettes.

La figure 8.5 montre l’évolution temporelle de la distribution méridienne de pression statique dans le distributeur et dans la roue. Comme on peut le constater, pour le cas des ailettes ouvertes les fluctuations de pression statique dans le distributeur et dans la roue traduisent l’effet potentiel de chacune des roues sur la roue voisine.

Pour le cas des ailettes fermées, les fluctuations de pression statique sont quasiment inexistantes à cause d’un champ de pression plus uniforme à l’interface stator/rotor.

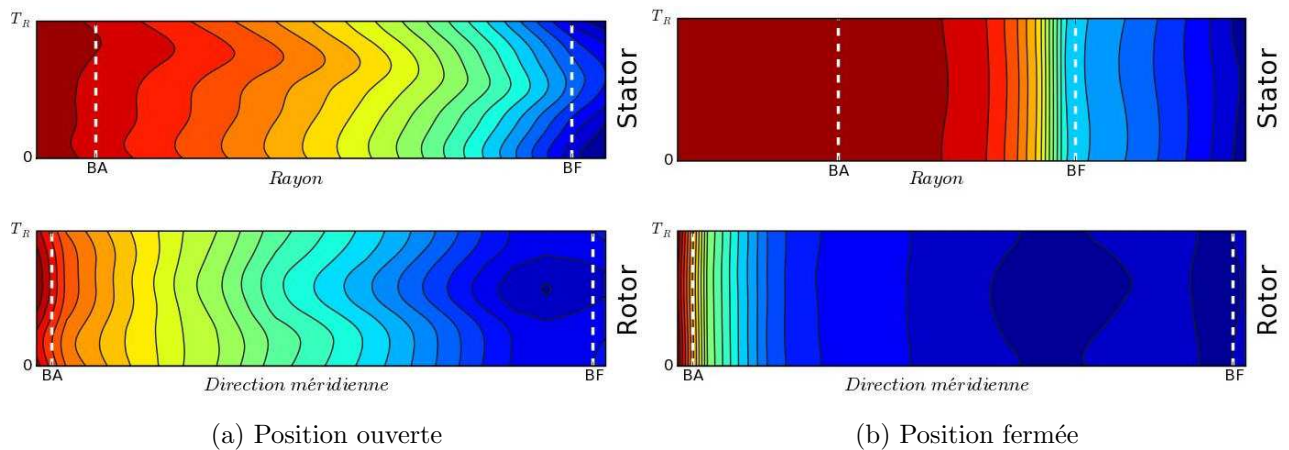


FIG. 8.5: Evolution temporelle de la distribution méridienne de pression statique dans le distributeur et dans la roue.

Annexe A

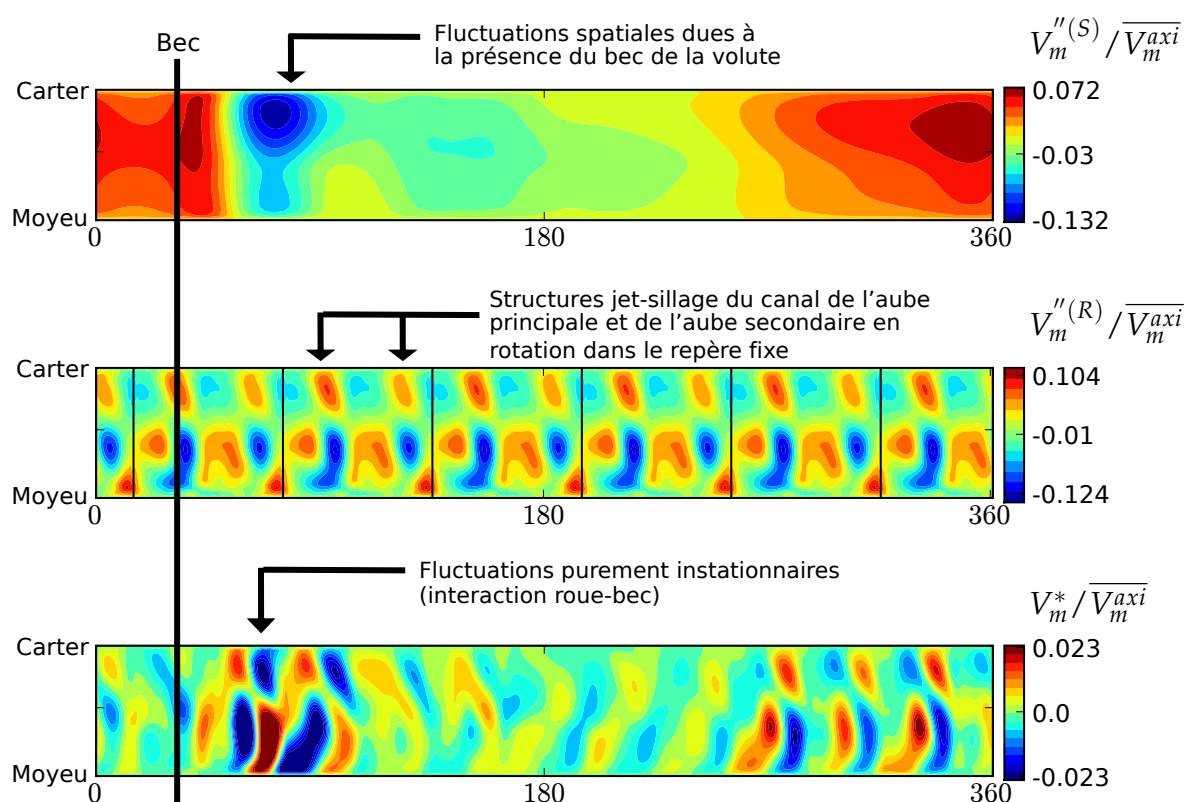


FIG. A.1: Décomposition d'Adamczyk appliquée au champ de vitesse méridienne au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}).

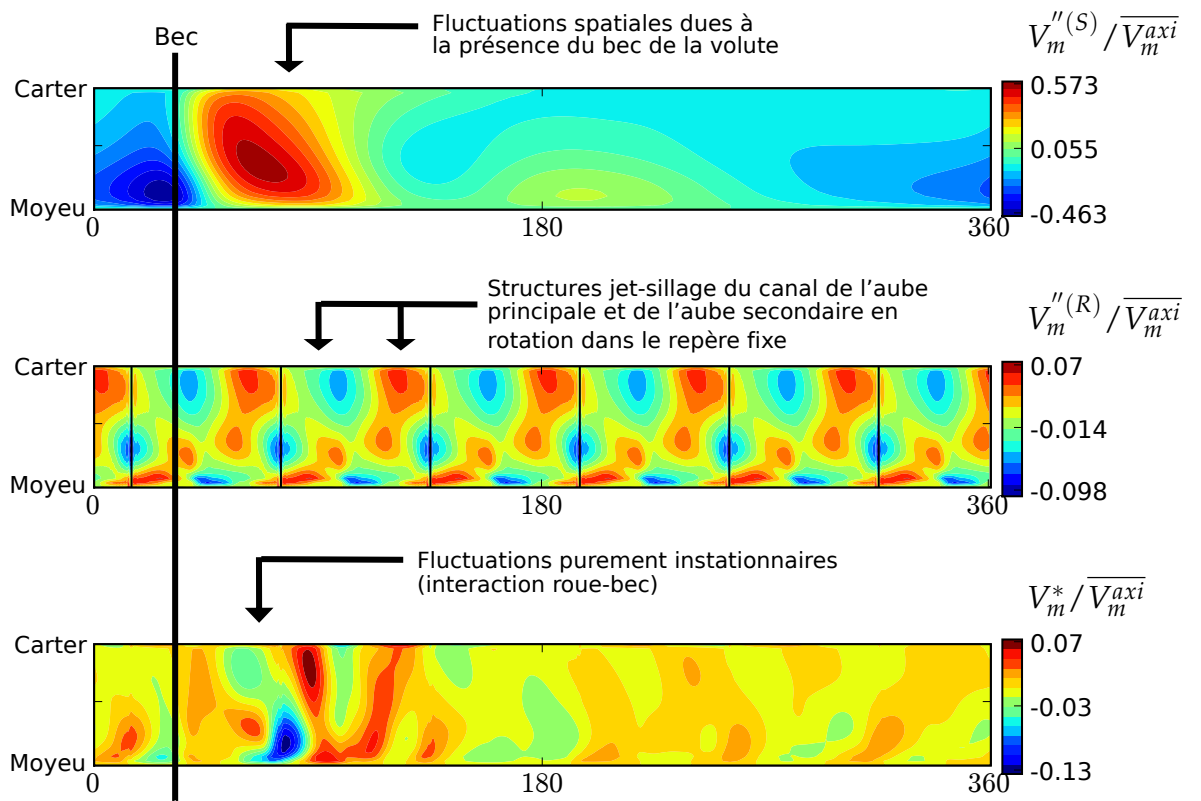


FIG. A.2: Décomposition d'Adamczyk appliquée au champ de vitesse méridienne au point de fonctionnement (\dot{m}_{min}).



References

- Adamczyk, J. (1984), ‘Model equation for simulating flows in multistage turbomachinery’. [111](#)
- Ayder, E. (1993), Experimental and numerical analysis of the flow in centrifugal compressor pump volutes, PhD Thesis. [91](#), [100](#)
- Ayder, E. and Van den Braembussche, R. (1994), ‘Numerical analysis of the three-dimensional swirling flow in centrifugal compressor volutes’, *Journal of Turbomachinery* **116**, 462. [97](#)
- Baines, C. (2005), *Fundamentals of Turbocharging*, ‘Concepts NREC’, chapter 7. [20](#)
- Bulot, N. (2010), Analyse expérimentale et modélisation numérique des mécanismes d’interactions instationnaires, à proximité du pompage d’un étage de compresseur centrifuge à fort taux de compression, PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon. [60](#)
- Bulot, N. and Trébinjac, I. (2007), ‘Impeller-diffuser interaction : analysis of the unsteady flow structures based on their direction of propagation’, *Journal of Thermal Science* **16**(3), 193–202. [60](#)
- Bulot, N., Trébinjac, I., Ottavy, X., Kulisa, P., Halter, G., Paoletti, B. and Krikorian, P. (2009), ‘Experimental and numerical investigation of the flow field in a high-pressure centrifugal compressor impeller near surge’, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy* **223**(6), 657–666. [60](#)
- Cambier, L. and Veuillot, J. (2008), Status of the elsA CFD software for flow simulation and multidisciplinary applications, in ‘Forty-sixth AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA’, Vol. 664. [23](#)
- Cameron, J., Morris, S., Barrows, S. and Chen, J. (2008), On the interpretation of casing measurements in axial compressors, ASME. [68](#)
- Capobianco, M. and Gambarotta, A. (1990), Unsteady flow performance of turbocharger radial turbines, in ‘C405/017, Proceeding of the Institute of Mechanical Engineers, Fourth International Conference, Turbocharging and Turbochargers’, pp. 123–132. [20](#)

- Cheong, J., Cho, S. and Kim, C. (1999), Effect of Variable Geometry Turbocharger on HSDI Diesel Engine, *in* 'Fall Conference Proceedings, KSAE', pp. 303–308. [149](#)
- Cox, G., Roberts, A. and Casey, M. (2009), 'The development of a deviation model for radial and mixed-flow turbines for use in throughflow calculations', *ASME Conference Proceedings* **2009**(48883), 1361–1374. [136](#)
- Dale, A. and Watson, N. (1986), Vaneless radial turbocharger turbine performance, *in* 'ImechE Conference Transactions', pp. 65–76. [21](#)
- Dambach, R., Hodson, H. and Huntsman, I. (1998), 'An experimental study of tip clearance flow in a radial inflow turbine', *ASME Journal of Turbomachinery* **121**(4), 644–650. [137](#)
- Danish, S., Mac, C. and Yang, C. (2006), The Influence of Tip Clearance on Centrifugal Compressor Stage of a Turbocharger, *in* 'Proceedings of 4th IASME/WSEAS Int. Conf. on Fluid Mechanics and Aerodynamics, Elounda, Agios Nikolaos, Crete Island, Greece'. [84](#)
- Dano, C. (2003), Evaluation de modèles de turbulence pour la configuration d'écoulements tridimensionnels instationnaires en turbomachines, PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon. [26](#)
- Dean, R. and Senoo, Y. (1960), 'Rotating wakes in vaneless diffusers', *ASME journal of basic engineering* **82**(3). [57](#), [60](#)
- Eckardt, D. (1976), Detailed flow investigations within a high-speed centrifugal compressor impeller, *in* 'American Society of Mechanical Engineers, Gas Turbine and Fluids Engineering Conference, New Orleans, La'. [57](#)
- Filipi, Z., Wang, Y. and Assanis, D. (2001), 'Effect of Variable Geometry Turbine(Vgt) on Diesel Engine and Vehicle System Transient Response'. [149](#)
- Fukaya, M., Watanabe, M. and Udagawa, T. (2000), 'Compressible Turbulent Flow Analysis on Variable Nozzle Vane and Spacer in Turbocharger Turbine'. [14](#)
- Galindo, J., Climent, H., Guardiola, C. and Tiseira, A. (2009), 'On the effect of pulsating flow on surge margin of small centrifugal compressors for automotive engines', *Experimental Thermal and Fluid Science* **33**(8), 1163–1171. [20](#)
- Gerolymos, G., Michon, G. and Neubauer, J. (2002), 'Analysis and application of chorochronic periodicity in turbomachinery rotor/stator interaction computations', *Journal of propulsion and power* **18**(6), 1139–1152. [29](#)
- Hah, C., Rabe, D. and Wadia, A. (2004), 'Role of tip-leakage vortices and passage shock in stall inception in a swept transonic compressor rotor', *ASME Paper GT2004-53867*. [68](#)

-
- Hawthorne, W. (1951), ‘Secondary circulation in fluid flow’, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **206**(1086), 374–387. [58](#)
- Hawthorne, W. (1974), *Secondary vorticity in stratified compressible fluids in rotating systems*, Dep. of Engineering, Univ. [58](#)
- Hayami, H., Senoo, Y., Hyun, Y. and Yamaguchi, M. (1990), ‘Effects of tip clearance of nozzle vanes on performance of radial turbine rotor’, *Journal of Turbomachinery* **112**, 58. [149](#)
- Hazby, H. and Xu, L. (2009), Role of tip leakage in stall of a transonic centrifugal impeller, ASME. [68](#)
- Hong, S.-S., Schleer, M. and Abhari, R. S. (2003), ‘Effect of tip clearance on the flow and performance of a centrifugal compressor’, *ASME Conference Proceedings* **2003**(36975), 563–569. [84](#)
- Iandoli, C. and Sciubba, E. (2010), ‘3-D Numerical Calculation of the Local Entropy Generation Rates in a Radial Compressor Stage’, *International Journal of Thermodynamics* **8**(2), 83. [67](#)
- Jameson, A. (1986), ‘Multigrid algorithms for compressible flow calculations’, *Multigrid Methods II* pp. 166–201. [27](#)
- Johnson, M. and Moore, J. (1979), The development of wake flow in a centrifugal impeller, in ‘American Society of Mechanical Engineers, Gas Turbine Conference and Exhibit and Solar Energy Conference, San Diego, Calif’. [57](#)
- Kaiser, I. and Bindon, J. (1997), Effect of tip clearance on the development of loss behind a rotor and a subsequent nozzle, in ‘The 1997 International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exposition’. [137](#)
- Karamanis, N., Martinez-Botas, R. and Su, C. (2001), ‘Mixed flow turbines : Inlet and exit flow under steady and pulsating conditions’, *Journal of Turbomachinery* **123**, 359. [20](#)
- Kim, S., Park, J., Ahn, K. and Baek, J. (2010), ‘Improvement of the performance of a centrifugal compressor by modifying the volute inlet’, *Journal of Fluids Engineering* **132**(9), 091101. [93](#)
- Kock, F. and Herwig, H. (2004), ‘Local entropy production in turbulent shear flows : a high-Reynolds number model with wall functions’, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47**(10-11), 2205–2215. [67](#)
- Lakshminarayana, B. and Horlock, J. (1973), ‘Generalized expressions for secondary vorticity using intrinsic co-ordinates’, *Journal of Fluid Mechanics* **59**(01), 97–115. [58](#)

-
- Lam, J., Roberts, Q. and McDonnell, G. (2002), Flow modelling of a turbocharger turbine under pulsating flow, *in* 'ImechE Conference Transactions from 7th International Conference on Turbochargers and Turbocharging', pp. 14–15. [20](#)
- Martinelli, L. (1987), Calculations of viscous flows with a multigrid method, Technical report, Princeton Univ., NJ (USA). [27](#)
- Meitner, P. and Glassman, A. (1980), 'Loss model for off-design performance analysis of radial turbines with pivoting-vane, variable-area stators', *SAE Paper* **801135**. [149](#)
- Mishina, H. and Gyobu, I. (1978), 'Performance investigations of large capacity centrifugal compressors', *ASME paper 78-GT 3*. . [90](#), [91](#)
- Ngo Boum, G. (2008), Unsteady rotating or translating user map in subsonic outlet boundary condition, Technical report, elsA technical note. [119](#)
- Nursen, E. C. and Ayder, E. (2003), 'Numerical calculations of the three-dimensional swirling flow inside the centrifugal pump volutes', *International Journal of Rotating Machinery* **9**, 247–253. [97](#)
- Peter, J. and Drullion, F. (2007), 'Large stencil viscous flux linearization for the simulation of 3D compressible turbulent flows with backward-Euler schemes', *Computers & Fluids* **36**(6), 1005–1027. [27](#)
- Qiu, X., Anderson, M. R. and Baines, N. C. (2009), 'Meanline modeling of radial inflow turbine with variable area nozzle', *ASME Conference Proceedings* **2009**(48883), 1185–1191. [150](#)
- Rajoo, S. and Martinez-Botas, R. (2008), 'Mixed flow turbine research : A review', *Journal of Turbomachinery* **130**(4), 044001. [131](#)
- Reunanen, A. (2001), Experimental and numerical analysis of different volutes in a centrifugal compressor, PhD Thesis. [92](#)
- Rochuon, N. (2007a), Analyse de l'écoulement tridimensionnel et instationnaire dans un compresseur centrifuge à fort taux de pression, PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon. [60](#)
- Rochuon, N. (2007b), Analyse de l'écoulement tridimensionnel instationnaire dans un compresseur centrifuge à fort taux de pression, PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon. [26](#)
- Rochuon, N. and Trebinjac, I., Kulisa, P. and Bulot, N. (2009), 'Effect of unsteadiness on the performance of a transonic centrifugal compressor stage', *J. Turbomach* **131**(4), 041011. [60](#)
- Rochuon, N., Trébinjac, I. and Billonnet, G. (2006), 'An extraction of the dominant rotor-stator interaction modes by the use of Proper Orthogonal Decomposition (POD)', *Journal of Thermal Science* **15**(2), 109–114. [60](#)

- Rochuon, N., Trébinjac, I., Kulisa, P. and Billonnet, G. (2008), ‘Assessment of jet-wake flow structures induced by three-dimensional hub wall contouring’, *IREM* **2**, 113–121. [60](#)
- Roe, P. (1981), ‘Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes’, *Journal of computational physics* **43**(2), 357–372. [27](#)
- Rohne, K. and Banzhaf, M. (1991), ‘Investigation of the flow at the exit of an unshrouded centrifugal impeller and comparison with the “classical” jet-wake theory’, *Journal of Turbomachinery* **113**, 654. [60](#)
- Schleer, M. and Abhari, R. (2008), ‘Clearance Effects on the Evolution of the Flow in the Vaneless Diffuser of a Centrifugal Compressor at Part Load Condition’, *Journal of Turbomachinery* **130**, 031009. [61](#)
- Schleer, M., Song, S. and Abhari, R. (2008), ‘Clearance Effects on the Onset of Instability in a Centrifugal Compressor’, *Journal of Turbomachinery* **130**, 031002. [84](#)
- Smith, B. (1995), Prediction of hypersonic shock wave turbulent boundary layer interactions with the k-l two equation turbulence model, in ‘AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 33 rd, Reno, NV’. [26](#)
- Song, S. and Martinez-Sanchez, M. (1997), ‘Rotordynamic forces due to turbine tip leakage : Part I—blade scale effects’, *Journal of turbomachinery* **119**(CONF-960608–). [67](#)
- Spence, S. and Artt, D. (1998), ‘An experimental assessment of incidence losses in a radial inflow turbine rotor’, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy* **212**(1), 43–53. [132](#)
- Tamaki, H., Goto, S., Unno, M. and Iwakami, A. (2008), The effect of clearance flow of variable area nozzles on radial turbine performance, ASME. [155](#)
- Tartousi, H., Kulisa, P., Leboeuf, F., Ngo-Boum, G., Lefebvre, A. and Yammine, A. (2011), Numerical Investigation of a Turbocharger Centrifugal Compressor : Volute Influence on the Performance of the Compressor, in ‘9th European Turbomachinery Conference 21-25 March 2011 Istanbul’, Vol. 2, pp. 925–934. [123](#)
- Trébinjac, I. (2003), Mesure et analyse des écoulements tridimensionnels et instationnaires dans les turbomachines à haute vitesse, PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon. [58](#)
- Tyler, J. and Sofrin, T. (1962), ‘Axial flow compressor noise studies’, *SAE transactions* **70**, 309–332. [29](#)
- Usha, P. and Sitaram, N. (2005), ‘Effect of tip clearance in a low speed centrifugal compressor’, *ASME Conference Proceedings* **2005**(41987), 1665–1672. [84](#)

- Van den Braembussche, R. and Händel, B. (1990), 'Experimental and theoretical study of the swirling flow in centrifugal compressor volutes', *Journal of Turbomachinery* **112**, 38. [99](#)
- Winterbone, D., Nikpour, B. and Alexander, G. (1990), Measurement of the performance of a radial inflow turbine in conditional steady and unsteady flow, *in* 'ImechE Conference Transactions, 4th International Conference : Turbocharging and turbocharging, C', Vol. 405, pp. 153–160. [20](#)
- Winterbone, D., Nikpour, B. and Frost, H. (1991), A contribution to the understanding of turbocharger turbine performance in pulsating flow, *in* 'International Conference on Internal Combustion Research, Paper', pp. 19–28. [20](#)
- Yamine, A. (2011), Aérodynamique des turbocompresseurs automobiles, PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes. [43](#)
- Yaras, M. and Sjolander, S. (1992), 'Prediction of tip-leakage losses in axial turbines', *Journal of Turbomachinery* **114**, 204. [137](#)