



HAL
open science

Analyse et contrôle de l'écoulement de jeu d'une aube fixe isolée

Benjamin Deveaux

► **To cite this version:**

Benjamin Deveaux. Analyse et contrôle de l'écoulement de jeu d'une aube fixe isolée. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. HESAM Université, 2020. Français. NNT : 2020HESAE009 . tel-03003331v2

HAL Id: tel-03003331

<https://hal.science/tel-03003331v2>

Submitted on 20 Nov 2020

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

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

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR
LMFL Kampé de Fériet - Campus de Lille / ONERA Meudon

THÈSE

présentée par : **Benjamin DEVEAUX**

soutenue le : **11 mars 2020**

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

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

Spécialité : **Mécanique-Matériaux**

Analyse et contrôle de l'écoulement de jeu d'une aube fixe isolée

THÈSE dirigée par :
M. Antoine DAZIN

et co-encadrée par :
MM. Vincent BRION et Julien MARTY

Jury

| | | |
|-----------------------------|-------------------------------------------------------------------|--------------|
| M. Georges GEROLYMOS | Professeur, Institut Jean le Rond d'Alembert, Sorbonne Université | Président |
| M. Jacques BORÉE | Professeur, Institut P ² , ENSMA | Rapporteur |
| M. Xavier OTTAVY | Directeur de recherche CNRS, LMFA | Rapporteur |
| Mme Paola CINNELLA | Professeur, DynFluid, Arts et Métiers | Examinatrice |
| M. Nicolas GOURDAIN | Professeur, DAEP, ISAE-Supaéro | Examineur |
| M. Vincent BRION | Ingénieur de recherche, DAAA, Onera | Examineur |
| M. Antoine DAZIN | Professeur, LMFL Kampé de Fériet, Arts et Métiers | Examineur |
| M. Julien MARTY | Ingénieur de recherche, DAAA, Onera | Examineur |

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Antoine Dazin, Vincent Brion et Julien Marty qui m'ont fait confiance pour mener à bien ces travaux de thèse. Je remercie également les rapporteurs, MM. Jacques Borée et Xavier Ottavy, dont les conseils avisés m'ont permis de perfectionner le présent manuscrit. Si j'ai une bonne étoile je la remercie, car j'ai eu la chance de soutenir une semaine avant que l'ensemble des français ne soient confinés à cause de la pandémie de Covid-19.

Contrairement à cette aube fixe, au cours de ces trois années de thèse à l'Onera de Meudon, je n'étais pas isolé. Je remercie la team laser, en particulier Robert Soares qui m'a aidé tout au long des essais LDV et durant lesquels j'ai appris que *laser* pouvait aussi s'utiliser comme un verbe du premier groupe. Je remercie également Nicolas Séverac, pour qui la réponse non linéaire des sondes cinq trous n'a plus de secrets, et Philippe Geffroy pour son Xpertise. Les travaux de conception de François Lambert, ainsi que la minutie de Gilles Peugnier dans l'installation de la maquette dans la soufflerie, ont également permis de mener à bien la campagne d'essai. Pour leur coups de main et leurs conseils lors de la mise en place des essais, je remercie Jean-Pierre Tobeli, Jean-Marc Luyssen, Pascal Audo, Thierry Pot, Thierry Merrer, Joël Rousseau et Fernando Munoz Bernal. Enfin, grâce au volet numérique de ma thèse, j'ai eu la chance de côtoyer la bienveillante équipe de l'unité H2T, toujours au rendez-vous pour discuter autour d'un café.

La bonne ambiance du bureau était pour moi une source inépuisable de motivation. Je souhaite donc bon courage à mes colocataires de bureau Anthony Gratadeix et à Arnold Wakim : tenez bon, c'est bientôt la fin ! Je n'aurais pas pu présenter tous ces résultats sans l'aide de Camille Fournis, mon stagiaire super motivé, qui maintenant entame la seconde moitié de sa thèse au sein de l'unité ACI. Pour les échanges, les coups de main et les discussions détente je remercie : Quentin Chanzy, Rami Salem, Johann Moulin, Lucas Fransceschini, Luís Benetti Ramos, Jean-Lou Pfitzer, Léopold Shaabani Ardali, Jahnavi Kantharaju, Simon Galivel, Cedric Uribe, Benjamin Godard, Ye-Bonne Koyama-Maldonado et Christophe Montsarrat.

Pour avoir fait le déplacement pour m'écouter parler pendant trois heures, je remercie mes amis Doc Louis, Amandine et Timothée. Je remercie également mes parents et mes grandes sœurs Audrey, Isabelle et Élodie qui, malgré les 10 000 kilomètres qui nous séparent, m'ont toujours soutenu. Je remercie aussi mon cousin Pascal qui m'a bien aidé à emménager en Île-de-France.

Enfin à Aurore, pour m'avoir supporté, soutenu et encouragé pendant ces trois ans (et davantage!), merci.

Table des figures

| | | |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1 | Éléments principaux d'un compresseur axial | 1 |
| 2 | Formation de l'écoulement de jeu | 1 |
| 3 | Visualisation des lignes de frottement au carter d'une cascade d'aube. La ligne de séparation associée au tourbillon de jeu est repérée par la ligne rouge. Adapté de Saathoff [71] | 2 |
| 4 | Simplification de la géométrie du compresseur pour étudier l'écoulement de jeu | 2 |
| 1.1 | Iso-lignes de coefficient de pression K_P au carter. Adapté de Saathoff [71] | 6 |
| 1.2 | Visualisation des lignes de frottement au carter. Tiré de Kang et Hirsch [44] | 7 |
| 1.3 | Topologie de l'écoulement traversant le jeu, dans un plan transverse à la corde. La répartition de pression statique au carter est tracée en rouge. Le profil de vitesse en sortie du jeu est tracé en bleu. | 7 |
| 1.4 | Visualisation de l'écoulement en bout d'aube. À gauche : jeu de 1% de corde. À droite : jeu infini (tourbillon marginal). Tiré de Flachsbart [28] | 8 |
| 1.5 | Profils de vitesse dans un tourbillon de jeu | 8 |
| 1.6 | Production d'énergie cinétique turbulente P_k en aval de l'aube. \oplus : centre du tourbillon de jeu. Tiré de Muthanna [57] | 9 |
| 1.7 | Fluctuations de vitesse dans le tourbillon de jeu. À gauche : iso-lignes de vitesse longitudinale u_x . À droite : spectres mesurés aux positions définies sur la figure de gauche. Ici : u_x représente la composante longitudinale de la vitesse, u_y la composante verticale et u_z la composante latérale. Adapté de Wenger et al [91] | 9 |
| 1.8 | Interaction entre un tourbillon et une paroi glissante : effet d'image expliquant la dérive du tourbillon | 10 |
| 1.9 | Visualisation de l'instabilité de Crow (grande longueur d'onde) et de Widnall (petite longueur d'onde). Tirée de Leweke et Williamson [50] | 10 |
| 1.10 | Interaction entre un tourbillon et une paroi adhérente : phénomène de rebond | 11 |
| 1.11 | Organisation de l'écoulement de jonction ($h = 0$). HSV : tourbillon en fer à cheval (Horseshoe Vortex). Inspiré de Gand [30] | 11 |
| 1.12 | Champ de vitesse moyen au niveau du bord d'attaque de l'aile et densité de probabilité (p.d.f.) des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse u'_x . Adapté de Devenport et Simpson [21] | 12 |
| 1.13 | Champs de vitesse associés aux deux modes du tourbillon en fer à cheval. Tiré de Devenport et Simpson [21] | 12 |
| 1.14 | Effet du mouvement relatif entre l'aube et le carter sur l'évolution des pertes de pression totale avec la taille du jeu. Tiré de Doukelis et al [23]. | 13 |
| 1.15 | Évolution de la trajectoire du tourbillon de jeu en fonction de la taille de jeu h , l'angle d'attaque α ou de l'épaisseur de la couche limite au carter δ | 13 |
| 1.16 | Effet du mouvement relatif entre l'aube et le carter sur l'écoulement de jeu | 14 |
| 1.17 | Visualisation d'un tourbillon marginal. Image de H. Werlé (Onera) | 14 |
| 1.18 | Aile d'envergure finie, tourbillon marginal et traînée induite. L, L_i : portance sans et avec un tourbillon marginal. w_i, D_i : vitesse et traînée induites | 15 |
| 1.19 | Modélisation de l'effet de parois pour un écoulement non visqueux : méthode des images | 15 |
| 1.20 | Évolution des pertes en fonction de la taille du jeu. c_a : coefficient de portance. W_{sp} : traînée induite de l'aube en présence du jeu. W_0 : traînée induite pour l'aube seule (jeu infini). Trait pointillé : traînée pour un jeu nul. Corde $c = 200\text{ mm}$. Tiré de Flachsbart [28] | 16 |
| 1.21 | Approche de Storer et Cumpsty [82] pour modéliser l'écoulement de jeu. A : surface de référence. $a = hc$: surface du jeu. ζ : angle entre le jet en sortie du jeu et l'écoulement principal | 16 |
| 1.22 | Classification des stratégies de contrôle appliquées à l'écoulement de jeu. Inspiré de Gad-el-Hak [29] | 17 |
| 1.23 | Extrémités d'aubes modifiées pour réduire le coefficient de décharge χ_D | 18 |

| | | |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.24 | Exemples de traitement de carter | 18 |
| 1.25 | Système d'injection dans un compresseur axial. Tiré de Dobrzynski et al [22] | 19 |
| 1.26 | Différents moyens de contrôler l'écoulement de jeu par injection d'air | 20 |
| 1.27 | Principes physiques utilisés pour contrôler l'écoulement de jeu | 20 |
| 2.1 | Soufflerie S2L | 26 |
| 2.2 | Tubes Pitot en sortie du convergent | 26 |
| 2.3 | Évolution du taux de turbulence résiduelle en fonction de la vitesse de l'écoulement dans la veine d'essai | 27 |
| 2.4 | Vitesse de l'écoulement dans la veine d'essai en régime stabilisé. (—) : signal instantané ($f_{acq} = 100 Hz$). (—) : moyenne glissante sur 5s. (—) : moyenne globale | 27 |
| 2.5 | Schéma de l'aube isolée dans la veine d'essai. O correspond à l'origine du repère | 28 |
| 2.6 | Réglage de la longueur du carter en amont de l'aube | 29 |
| 2.7 | Générateur de turbulence 3D. Épaisseur : $125 \mu m$. Fabriqué par <i>Glasfaser-Flugzeug-Service</i> | 29 |
| 2.8 | Évolution du coefficient de pression K_P au carter en amont de l'aube ($h/c = 13\%$, $L/c = 3.3$ et $\alpha = 10^\circ$). Les barres verticales indiquent l'écart-type de la mesure | 30 |
| 2.9 | Évolution des propriétés de la couche limite au carter. Symbole \blacktriangledown : mesures LDV. Ligne pleine : courbe analytique (2.5) ajustée sur les données expérimentales pour $x < -0.5c$. Δx désigne la distance au bord d'attaque de la plaque plane | 30 |
| 2.10 | Répartition de pression autour du profil NACA0012 pour $\alpha = 10^\circ$ ($h = 0$). Comparaison entre mesures et simulation RANS pour deux valeurs du nombre de Reynolds. Les prises de pression statique sur l'aube sont situées en $z = 1.7c$ | 32 |
| 2.11 | Répartition de pression sur un profil d'aile en présence d'un bulbe de décollement laminaire. Tiré de Hu et Yang [38] | 32 |
| 2.12 | Positionnement des prises de pression statique au carter, des divers plans de mesure LDV et du plan de mesure de sonde 5 trous en $x/c = 1.05$ | 33 |
| 2.13 | Principe de mesure d'une composante de la vitesse avec la LDV | 33 |
| 2.14 | Mesure de l'orientation des faisceaux laser à l'aide d'un théodolite | 34 |
| 2.15 | Schéma du montage LDV 2 composantes en diffusion avant | 35 |
| 2.16 | Schéma du montage LDV 3 composantes en rétro-diffusion | 35 |
| 2.17 | Sonde 5 trous vue de face ($1.6 mm$ de diamètre). (x_s, y_s, z_s) : repère de la sonde. α, β : angles d'incidence et de dérapage dans le repère de la sonde | 36 |
| 2.18 | Traitement séparé de la moyenne et des fluctuations de la tension fournie par le fil chaud | 37 |
| 2.19 | Circuit pneumatique du dispositif d'injection | 37 |
| 3.1 | Domaine de calcul et conditions aux limites | 40 |
| 3.2 | Domaine de calcul et conditions aux limites dans le cas de l'aube isolée ($h = \infty$) | 41 |
| 3.3 | Vue du maillage dans un plan (x, y) . Le profil NACA0012 est tracé en rouge | 42 |
| 3.4 | Contours de Δy^+ sur l'aube pour le cas $h/c = 1.0\%$, $L/c = 3.3$ et $\alpha = 10^\circ$ | 42 |
| 3.5 | Écoulement dans le jeu obtenu avec le schéma d'Euler implicite à pas de temps local. (a) : contours colorés de critère Q ($Q < 100$) et iso-ligne $u_y = 0$ dans un plan $x = 0.5c$ (l'écoulement va de droite à gauche). (b) : contours colorés de pression statique au carter et lignes de frottement | 45 |
| 3.6 | Écoulement dans le jeu obtenu avec un schéma temporel implicite à pas de temps global, associé à la méthode de Gear. (a) : contours colorés de critère Q ($Q < 100$) et iso-ligne $u_y = 0$ dans un plan $x = 0.5c$ (l'écoulement va de droite à gauche). (b) : contours colorés de pression statique au carter et lignes de frottement | 45 |
| 3.7 | Effet du schéma temporel sur la convection du tourbillon de jeu. Iso-surfaces de critère- Q | 46 |
| 3.8 | Position de la transition laminaire-turbulent de la couche limite sur l'aube pour $\alpha = 10^\circ$. Simulation RANS 2D avec le modèle RSM. Contours colorés d'énergie cinétique turbulente k : niveaux saturés. Les positions des transitions numériques sont indiquées par les symboles (\bullet). Expérimentalement, on estime que la couche limite sur l'aube transitionne vers état turbulent dans les zones indiquées par les doubles flèches (\longleftrightarrow) | 47 |
| 3.9 | Recalage de la couche limite incidente pour $h/c = 13\%$, $L/c = 3.3$ et $\alpha = 0^\circ$. (a) : épaisseur de déplacement. (b) : épaisseur de quantité de mouvement. (c) profil de vitesse u_x en $x = -0.5c$ ($\Delta x = 2.8c$), normalisée par la vitesse u_e à l'extérieur de la couche limite | 48 |
| 3.10 | Effet d'une paroi latérale sur la vitesse de l'écoulement à proximité de l'aube | 49 |

| | | |
|------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.1 | Description de l'écoulement dans la région du bord d'attaque de l'aube. Contours colorés de vorticité ω_y dans le plan du bord d'attaque. L'iso-ligne $u_x = 0$ est trac e en bleu. Les inserts montrent les p.d.f. des fluctuations de vitesse à l'intérieur de la zone d'écoulement de retour, à la position indiquée par (∇), avec les courbes noires , et à l'extérieur de cette zone, à la position indiquée par (Δ), avec les courbes grises | 54 |
| 4.2 | Champ de vitesse dans la région du bord d'attaque pour $h/c = 0.5\%$ ($h/\theta^* = 0.8$) et $\alpha = 10^\circ$. La position des trois plans de mesure est indiquée au centre de la figure. Les inserts de gauche représentent les contours de u_x dans des plans (x, z) , là où l'écoulement va principalement de gauche à droite. L'insert de droite représente les contours de u_y dans un plan (y, z) , là où l'écoulement va essentiellement de haut en bas | 55 |
| 4.3 | Schéma de la topologie de l'écoulement en fonction du chargement de l'aube et du ratio h/θ^* , r ealis e à partir des présentes observations | 56 |
| 4.4 | Topologie de l'écoulement entrant dans le jeu pour $h/c = 6.0\%$ et $x/c = 0.40$. (---) : frontière approximative de la bulle de recirculation. L'origine de l'axe y est d eplac e à l'entrée du jeu. L'écoulement va de droite à gauche. (a) montre l'écoulement transverse par les vecteurs (u_y, u_z) . (b) montre l'évolution du maximum de chacune des composantes de vitesse dans la direction transverse. (c) montre l'évolution du coefficient de pression statique dans la direction transverse. (d) montre l'évolution du facteur de forme et du nombre de Reynolds bas e sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite longitudinale au carter, lorsque celle-ci pénètre dans le jeu | 57 |
| 4.5 | Répartition transversale de pression statique au carter au niveau du jeu, en plusieurs positions longitudinales et pour plusieurs tailles de jeu | 57 |
| 4.6 | Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente en sortie du jeu pour $h/c = 3.5\%$ en $(x, y) = (0.55c, -0.02c)$. $u_{//}$ (resp. u_{\perp}) désigne la composante de vitesse parallèle (resp. normale)   la corde | 58 |
| 4.7 | Description du tourbillon de jeu. Iso-lignes de vorticité longitudinale en $x/c = 1.05$ pour $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$. Les valeurs négatives sont représentées par les lignes pointillées | 59 |
| 4.8 | Trajectoire du centre du tourbillon de jeu pour plusieurs tailles de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$). Le centre du tourbillon est obtenu à partir des mesures LDV réalisées le long de l'aube. Les symboles pleins désignent le barycentre de vorticité longitudinale. Les symboles vides désignent le centre de courbure des pseudo lignes de courant, ce qui permet d'estimer la position du centre du tourbillon en l'absence de données LDV en son c oeur | 60 |
| 4.9 |  volution de la position latérale du tourbillon de jeu, exprimée comme une distance au bord de fuite de l'aube, en fonction de la taille du jeu en $x/c = 1.05$. La position du tourbillon est obtenue à partir des mesures de sonde 5 trous | 61 |
| 4.10 |  volution de la position verticale du tourbillon de jeu en fonction de la taille du jeu, en $x/c = 1.05$. La position du tourbillon est obtenue à partir des mesures de sonde 5 trous | 61 |
| 4.11 |  volution de la circulation du tourbillon de jeu et de la vorticité secondaire en fonction de la taille du jeu, pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. Ces données se basent sur les mesures de sonde 5 trous en $x/c = 1.05$ | 62 |
| 4.12 |  volution de la vitesse axiale dans le centre du tourbillon de jeu en fonction de la taille du jeu en $x/c = 1.05$, pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. En rouge : mesures de sonde 5 trous. En bleu : estimation de u_x par le théorème de Bernoulli (4.7) en prenant $\Delta P_t = 0$ | 63 |
| 4.13 | Contours color es du taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m et pseudo lignes de courant de l'écoulement transverse au niveau du tourbillon de jeu pour $h/c = 3.5\%$ et la couche limite épaisse au carter | 65 |
| 4.14 | Effet de la taille du jeu sur le taux de création d'entropie \dot{s}_m dans un plan transverse situ e en $x/c = 1.05$, pour la couche limite épaisse au carter. Des pseudo lignes de courant sont tracées pour visualiser les différentes structures | 65 |
| 4.15 | Répartition de C_{wake} et C_{vortex} dans un plan transverse en $x/c = 1.05$, pour $h/c = 3.5\%$ et une couche limite épaisse au carter ($\theta^*/c = 0.60\%$). L'incrément entre les iso-lignes de C_{wake} et de C_{vortex} est de 0.1. Le symbole \oplus permet de situer le centre du tourbillon de jeu | 66 |
| 4.16 | Répartition radiale du coefficient de pertes de tourbillon C_{vortex} dans un tourbillon de Rankine de circulation Γ avec un c oeur de rayon a | 66 |
| 4.17 | Incrément de pertes de tourbillon $\Delta C_{vortex}^{s,m}$ en fonction du carré de la circulation du tourbillon de jeu $x/c = 1.05$ pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. Symboles vides : moyenne pond eree par la surface ΔC_{vortex}^s . Symboles pleins : moyenne pond eree par le débit ΔC_{vortex}^m | 67 |

| | | |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.18 | Évolution de la moyenne pondérée par le débit des coefficients de perte C_{Pt}^m , C_{vortex}^m et C_{wake}^m en $x/c = 1.05$ | 68 |
| 4.19 | Paire d'aubes symétriques par rapport à la paroi du carter, considérée pour modéliser l'écoulement de jeu comme un jet dans un écoulement transverse qui s'enroule en une paire de tourbillons contra-rotatifs | 68 |
| 4.20 | Génération d'une paire de tourbillon contra-rotatif de circulation Γ par un jet en écoulement transverse (à gauche) et par une aile d'envergure finie (à droite). U_j , T et L désignent respectivement la vitesse en sortie du jet, la poussée du jet et la portance de l'aile | 69 |
| 4.21 | Comparaison de circulation Γ prédite par le modèle (trait) par rapport aux données expérimentales (symboles), en fonction de la taille du jeu, pour les deux épaisseurs de couche limite au carter | 71 |
| 4.22 | Incrément de pertes de pression totale et de pertes de tourbillon en fonction de la taille du jeu, pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. Comparaison entre le modèle (trait) et les données expérimentales (symboles) | 71 |
| 5.1 | Position et géométrie des injecteurs usinés dans l'insert amovible du carter. Pour (b) et (c), les cotes sont exprimées en millimètres | 75 |
| 5.2 | Configuration d'injection sélectionnée. Symbole plein : injecteur actif. Symbole vide : injecteur inactif | 75 |
| 5.3 | Évolution du débit en fonction du rapport de pression d'injection. Dans la zone grisée, l'écoulement devient sonique en sortie d'injecteur | 76 |
| 5.4 | Évolution de la différence entre la température totale d'injection et la température totale à l'extérieur en fonction du rapport de pression d'injection. L'incertitude sur la mesure de température est de $\pm 0.01 K$ | 77 |
| 5.5 | Profil de vitesse en sortie de l'injecteur à proximité du bord d'attaque de l'aube. Mesures fil chaud à environ $10 mm$ du carter pour $P_{inj} = 1.76 P_{s\infty}$. La zone grise délimite la section de sortie de l'injecteur. Les écarts-types de vitesse sont représentés par les barres verticales. r : distance au centre du jet | 77 |
| 5.6 | Évolution du coefficient de décharge en fonction du coefficient de débit | 79 |
| 5.7 | Évolution de la position latérale du tourbillon de jeu en fonction du coefficient de débit, mesurée en $x/c = 1.05$ | 80 |
| 5.8 | Évolution des pertes de pression totale en fonction du coefficient de débit | 80 |
| 5.9 | Schéma des zones de création d'entropie massique ($\dot{s} > 0$) en présence d'injecteurs dans le jeu. L'écoulement traverse le jeu de droite à gauche | 81 |
| 5.10 | Évolution de l'inhomogénéité de l'écoulement en fonction du coefficient de débit | 81 |
| 6.1 | Effet du modèle de turbulence sur l'évolution du coefficient de pression K_P à travers le jeu ($h/c = 1.0\%$) | 87 |
| 6.2 | Définition du coefficient de contraction σ et de la longueur de recollement Δy . c_{fy} : coefficient de frottement dans la direction y | 87 |
| 6.3 | Position des profils par rapport au tourbillon de jeu, mis en évidence par les contours colorés de vortacité ω_x et les iso-lignes de vitesse longitudinale u_x . Les profils sont repérés par les lignes $(- \cdot -)$. Les iso-lignes de vitesse u_x vont de 0.45 à 1.0, par incrément de 0.05. Mesures sonde cinq trous en $x/c = 1.05$ pour $h/c = 1.0\%$, $\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$ | 88 |
| 6.4 | Effet du modèle de turbulence sur les profils verticaux dans le tourbillon de jeu ($y/c = -0.12$, voir figure 6.3). Les profils obtenus dans la simulation sont translatés de -0.06 selon y . Pour compenser l'effet des parois latérales de la soufflerie, les valeurs expérimentales sont translatées de $+0.1$ pour K_P et de -0.05 pour u_x | 89 |
| 6.5 | Effet du modèle de turbulence sur les profils horizontaux dans le tourbillon de jeu ($z/c = 0.067$, voir figure 6.3). Les profils obtenus dans la simulation sont translatés de -0.06 selon y . Pour compenser l'effet des parois latérales de la soufflerie, les valeurs expérimentales sont translatées de $+0.1$ pour K_P et de -0.05 pour u_x | 89 |
| 6.6 | Classement qualitatif des modèles de turbulence en fonction de leur capacité à reproduire l'écoulement de jeu, sur la base de l'ensemble des éléments apportés par la présente analyse | 89 |
| 6.7 | Confrontation des simulations aux mesures dans la région du bord d'attaque de l'aube ($\theta^*/c = 0.60\%$). Contours de vortacité ω_y . Les iso-lignes $u_x = 0$ sont tracées en noir. La zone de mesure est matérialisée par le rectangle vert sur les figures (a) et (c) | 90 |
| 6.8 | Comparaison des profils de vitesse transverse dans le jeu en $x/c = 0.40$, pour $h/c = 6.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$. L'écoulement va de la droite vers la gauche. Les vitesses négatives (resp. positives) se situent à gauche (resp. à droite) de chaque ligne verticale indiquant la position du profil. L'échelle de vitesse est indiquée sur les figures. Ici, l'origine du repère de l'axe y correspond à l'entrée du jeu | 91 |

| | | |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 6.9 | Prédiction de l'évolution de la couche limite longitudinale au carter pour $h/c = 6.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$ | 91 |
| 6.10 | Comparaison des profils de coefficient de pression statique K_P dans le jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$) | 92 |
| 6.11 | Effet de la taille du jeu sur la trajectoire du tourbillon de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$) | 93 |
| 6.12 | Évolution de la position du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$, en fonction de la taille du jeu et de l'épaisseur de la couche limite incidente. Les données expérimentales sont translatées en y afin que le sillage de l'aube soit à la même position que dans les simulations | 94 |
| 6.13 | Prédiction de la circulation du tourbillon de jeu et de la vorticité secondaire en $x/c = 1.05$ | 94 |
| 6.14 | Comparaison des profils de vitesse transverse passant par le centre du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$ ($\theta^*/c = 0.60\%$). Pour le cas $h/c = 3.5\%$, le profil obtenu dans la simulation est translaté de $-0.025c$ selon y . Pour le cas $h/c = 6.0\%$, le profil obtenu dans la simulation ne nécessite pas de translation en y | 95 |
| 6.15 | Prédiction du coefficient de pression statique K_P au centre du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$. Pour compenser l'effet des parois latérales de la soufflerie, les valeurs expérimentales de K_P sont translat  es de $+0.1$ | 95 |
| 6.16 | Prédiction de la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$. Pour compenser l'effet des parois latérales de la soufflerie, les valeurs expérimentales de u_x sont translat  es de -0.05 | 96 |
| 6.17 | Comparaison du taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m dans un plan transverse situé en $x/c = 1.05$, pour différentes tailles de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$). Des pseudo lignes de courant sont trac  es pour visualiser les différentes structures. La position du sillage est indiqu  e par la ligne $(- \cdot -)$. Figures du haut : mesures LDV. Figures du bas : simulations RSM | 97 |
| 6.18 | Prédiction de l'incrément des pertes de pression totale ΔC_{Pt}^m , de sillage ΔC_{wake}^m et de tourbillon ΔC_{vortex}^m en $x/c = 1.05$ ($\theta^*/c = 0.60\%$) | 97 |
| 6.19 | Correction de l'incrément des pertes de pression totale ($x/c = 1.05$ et $\theta^*/c = 0.60\%$) | 99 |
| 7.1 | Effet de l'épaisseur de la couche limite incidente sur la convection du tourbillon en fer à cheval pour $h/c = 0.5\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($C_L = -0.97$). Iso-surface critère Q ($Q = 10$) color  e par le signe de l'hélicité \mathcal{H} : en bleu $\mathcal{H} < 0$ et en rouge $\mathcal{H} > 0$. (■) : point selle au carter. Les plans transverses indiqués par les lignes vertes sont représentés sur la figure 7.2 | 102 |
| 7.2 | Contours colorés de vorticité ω_x et iso-lignes de critère Q ($Q = 10$) dans les plans transverses indiqués sur la figure 7.1 ($h/c = 0.5\%$, $\alpha = 10^\circ$). Les figures (a) et (b) ont les mêmes niveaux de ω_x , de même que les figures (c) et (d) | 102 |
| 7.3 | Sensibilité du coefficient de décharge aux paramètres de l'étude. (a) : effet de la taille du jeu pour $\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$. (b) : effet du chargement de l'aube pour $h/c = 1.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$. (c) : effet de l'épaisseur de la couche limite incidente pour $h/c = 1.0\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($C_L = -0.97$) | 104 |
| 7.4 | Effet de la taille du jeu sur la répartition linéique de portance ($\alpha = 10^\circ$ et $\theta^*/c = 0.60\%$) | 105 |
| 7.5 | Influence du tourbillon de jeu sur la répartition de pression sur l'aube ($\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$). Contours colorés de coefficient de pression statique K_P sur l'aube. Iso-lignes de vorticité ω_x dans l'écoulement, pour ω_x allant de -5    -150 par incrément de 5 | 105 |
| 7.6 |   volution, en fonction de la taille du jeu, de la portance à l'emplanture de l'aube (root lift) et en $z/c = h/c + 0.045$ (tip lift), où se situe le pic de portance induit par le tourbillon de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$) | 105 |
| 7.7 | Effet de la taille du jeu sur la répartition locale des pertes dans le jeu, en $x/c = 0.20$ ($\alpha = 10^\circ$ et $\theta^*/c = 0.60\%$). Contours colorés du taux de création d'entropie \dot{s}_m . Des pseudo lignes de courant sont trac  es pour visualiser la bulle de décollement en extrémité d'aube. L'origine de l'axe y correspond ici à l'entrée du jeu. La ligne bleue indique $y/h = -1$ | 107 |
| 7.8 |   volution de la trajectoire du tourbillon de jeu dans le repère de l'aube (x_b, y_b) | 109 |
| 7.9 |   volution de la position verticale du tourbillon de jeu en plusieurs positions en aval de l'aube ($\theta^*/c = 0.60\%$) | 109 |
| 7.10 |   volution de la circulation du tourbillon de jeu en plusieurs positions en aval de l'aube ($\theta^*/c = 0.60\%$) | 110 |
| 7.11 |   valuation des limites du modèle présenté en 4.3 ($\theta^*/c = 0.60\%$). (a) : Prédiction de l'effet du chargement de l'aube sur la circulation du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$, pour $h/c = 1.0\%$. (b) : Sensibilité à la position x de l'écart relatif de la circulation du tourbillon de jeu par rapport au cas $\alpha = 10^\circ$ et $x/c = 1.05$ | 111 |
| 7.12 |   volution longitudinale de la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$) | 112 |
| 7.13 | Effet de la condition limite au carter sur l'évolution de la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu, en fonction de la taille du jeu ($x/c = 1.05$, $\alpha = 10^\circ$ et $\theta^*/c = 0.60\%$) | 112 |

| | | |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 7.14 | Effet du chargement de l'aube et de l'épaisseur de la couche limite incidente sur la distribution locale des pertes pour $h/c = 1.0\%$. Contours colorés du taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m et pseudo lignes de courant. Ici l'origine de l'axe y correspond à la sortie du jeu, côté extradós | 114 |
| A.1 | Tube de courant Σ contenant les zones de pertes où $\dot{s}_m > 0$. S_{in} , S_0 et S_{lat} désignent respectivement les surfaces d'entrée, de sortie et surface latérale du tube de courant. | 125 |
| A.2 | Profil radial de vitesse dans un tourbillon de Rankine | 127 |
| B.1 | Modélisation non visqueuse de l'aube à proximité d'une paroi de la soufflerie | 129 |
| C.1 | Topologie du maillage au voisinage de l'aube | 131 |
| C.2 | Effet du niveau de raffinement du maillage sur les profils horizontaux dans le tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$ pour $h/c = 1.0\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($z/c = 0.06$). Les niveaux de raffinement sont définis dans les tableaux C.4 et C.6 | 134 |
| C.3 | Effet du niveau de raffinement du maillage sur les profils verticaux dans le tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$ pour $h/c = 1.0\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($y/c = -0.08$). Les niveaux de raffinement sont définis dans les tableaux C.4 et C.6 | 134 |
| D.1 | Convergence de la vitesse moyenne pour $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, en $x/c = 1.05$. Figures du haut : contours colorés de production d'énergie cinétique turbulente P_k et champ de vitesse (u_y, u_z). Le point de mesure est indiqué par (■). Figures du milieu : convergence de $\langle u_i \rangle$ en valeur absolue. Figures du bas : variation relative ε_k . Les lignes (--) indiquent $\pm 0.5\%$ et $\pm 3\%$ | 136 |
| D.2 | Convergence des tensions de Reynolds pour $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, en $x/c = 1.05$. Figures du haut : contours colorés de production d'énergie cinétique turbulente P_k et champ de vitesse (u_y, u_z). Le point de mesure est indiqué par (■). Figures du milieu : convergence de $\langle u'_i u'_j \rangle$ en valeur absolue. Figures du bas : variation relative ε_k . Les lignes (--) indiquent $\pm 0.5\%$ et $\pm 3\%$ | 137 |
| E.1 | Répartition des tensions de Reynolds normales pour le cas $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, en $x/c = 1.05$. Le tourbillon de jeu est mis en évidence par des pseudo lignes de courant. Attention : les niveaux des contours colorés de la simulation sont différents de ceux des mesures LDV | 140 |
| E.2 | Répartition des tensions de Reynolds croisées pour le cas $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, en $x/c = 1.05$. Le tourbillon de jeu est mis en évidence par des pseudo lignes de courant. Attention : les niveaux des contours colorés de la simulation sont différents de ceux des mesures LDV | 141 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.1 | Paramètres de l'étude | 28 |
| 2.2 | Comparaison des valeurs des coefficients A et n de l'équation (2.5) obtenues expérimentalement aux valeurs théoriques estimées par Schlichting [73] | 30 |
| 2.3 | Propriétés de la couche limite au carter en $x = -0.5c$ | 31 |
| 2.4 | Discretisation des plans de mesure LDV et sonde 5 trous en fonction de la zone d'étude | 33 |
| 3.1 | Paramètres de l'étude numérique | 40 |
| 3.2 | Effet du modèle de turbulence sur la portance et la traînée du profil NACA0012 pour $\alpha = 10^\circ$ | 47 |
| 3.3 | Propriétés de la couche limite au carter en $x = -0.5c$ dans les simulations RSM SSG/LRR- ω | 48 |
| 5.1 | Estimation du débit traversant le jeu \dot{m}_{jeu} pour les cas étudiés. \dot{m}_{ref} : débit traversant le jeu pour $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$ | 78 |
| 6.1 | Prédiction des grandeurs caractéristiques de la couche limite incidente en $x/c = -0.5$, en l'absence de recalage. Les intervalles $\pm \bullet$ indiquent la dispersion des valeurs pour l'ensemble des modèles de turbulence évalués | 86 |
| 6.2 | Effet de l'épaisseur de la couche limite incidente sur l'étalement du tourbillon. Mesures sonde cinq trous en $x/c = 1.05$ | 86 |
| 6.3 | Effet du modèle de turbulence sur les caractéristiques de la bulle de décollement sur l'extrémité de l'aube, en $x/c = 0.20$ ($h/c = 1.0\%$). σ : coefficient de contraction à la vena-contracta. L'écart relatif de σ à la valeur théorique est indiqué entre parenthèses. Δy : longueur de la bulle de recirculation | 87 |
| 6.4 | Effet de l'épaississement de la couche limite incidente au carter sur les pertes de pression totale, de sillage et de tourbillon en $x/c = 1.05$. θ^*/c va de 0.33% à 0.60% | 98 |
| C.1 | Niveau de raffinement du maillage retenu pour l'étude. Les arêtes correspondantes sont indiquées sur la figure C.1 | 131 |
| C.2 | Niveaux de raffinement du maillage autour du profil NACA0012 2D. Les arêtes correspondantes sont indiquées sur la figure C.1a | 132 |
| C.3 | Effet du raffinement du maillage autour de l'aube sur la portance et la traînée du profil NACA0012 2D ($\alpha = 13^\circ$). L'écart relatif au maillage le plus fin M4 est indiqué par le pourcentage entre parenthèses | 132 |
| C.4 | Niveaux de raffinement du maillage 3D selon l'envergure de l'aube. Les arêtes correspondantes sont indiquées sur la figure C.1b | 133 |
| C.5 | Effet du raffinement du maillage selon l'envergure de l'aube sur la circulation du tourbillon de jeu Γ et sur les pertes de pression totale C_{Pt}^m ($h/c = 1.0\%$, $\alpha = 10^\circ$). L'écart relatif au maillage le plus fin M3-3 est indiqué par le pourcentage entre parenthèses | 133 |
| C.6 | Niveaux de raffinement du maillage 3D dans la direction normale à l'aube. Les arêtes correspondantes sont indiquées sur la figure C.1a | 133 |
| C.7 | Effet du raffinement du maillage dans la direction normale à l'aube sur la circulation du tourbillon de jeu Γ et sur les pertes de pression totale C_{Pt}^m ($h/c = 1.0\%$, $\alpha = 10^\circ$) | 133 |

Nomenclature

Paramètres géométriques

| | |
|----------|---------------------------------------|
| c | Corde du profil |
| h | Taille du jeu |
| α | Angle d'attaque |
| L | Longueur de carter en amont de l'aube |

Grandeurs caractéristiques

| | |
|-----------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| U_∞ | Vitesse en amont de l'aube |
| ρ | Masse volumique. Normalisée par $P_{s\infty}/U_\infty^2$ |
| μ | Viscosité dynamique. Normalisée par $(P_{s\infty}c)/U_\infty$ |
| ν | Viscosité cinématique. Normalisée par cU_∞ |
| R | Constante des gaz parfaits |
| γ | Rapport des capacités calorifiques |
| $\delta_{0.99}$ | Épaisseur de couche limite : $u_x(\delta) = 0.99U_{max}$ |
| δ^* | Épaisseur de déplacement : $\delta^* = \int_0^\infty (1 - \frac{u_x(z)}{U_{max}}) dz$ |
| θ^* | Épaisseur de quantité de mouvement : $\theta^* = \int_0^\infty \frac{u_x(z)}{U_{max}} (1 - \frac{u_x(z)}{U_{max}}) dz$ |
| H^* | Facteur de forme : $H^* = \delta^*/\theta^*$ |
| (y_v, z_v) | Position du centre du tourbillon de jeu |
| Γ | Circulation du tourbillon de jeu : $\Gamma = \iint_{\omega_x < 0} \omega_x dS$. Normalisée par cU_∞ |
| Γ'' | Vorticité secondaire totale : $\Gamma'' = \iint_{\omega_x > 0} \omega_x dS$. Normalisée par cU_∞ |

Champs scalaires et tensoriels

| | |
|-----------|-------------------------------------------------------------------------------------------|
| P | Pression. Normalisée par $P_{s\infty}$ |
| T | Température. Normalisée par $T_{t\infty}$ |
| e | Énergie interne massique |
| h | Enthalpie massique |
| s | Entropie massique. Normalisée par $U_\infty^2/T_{t\infty}$ |
| \dot{s} | Taux de création d'entropie par unité de masse. Normalisé par $U_\infty^3/(cT_{t\infty})$ |

| | |
|---------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| \dot{s}_m | Taux de création d'entropie par unité de masse vu du champ moyen. Normalisé par $U_\infty^3/(cT_{t\infty})$ $\dot{s}_m = \dot{s} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle u'_i s' \rangle - \frac{1}{T_{t\infty}} \langle u'_i e' \rangle \right)$ |
| k | Énergie cinétique de la turbulence : $k = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle$. Normalisée par U_∞^2 |
| Q | Critère Q : $Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij})$ |
| u_i | Vitesse. Normalisée par U_∞ |
| ω_i | Vorticité. Normalisée par U_∞/c |
| τ_{ij} | Tenseur de Reynolds : $\tau_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j \rangle$. Normalisé par $P_{s\infty}$ |
| $\tilde{\tau}_{ij}$ | Tenseur de Reynolds cinétique : $\tilde{\tau}_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle$. Normalisé par U_∞^2 |
| S_{ij} | Tenseur des taux de déformation : $S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$. Normalisé par U_∞/c |
| Ω_{ij} | Tenseur tourbillon : $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$. Normalisé par U_∞/c |

Nombres sans dimension

| | |
|--------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| C_{Pt} | Coefficient de pertes de pression totale : $C_{Pt} = (P_{t\infty} - P_t)/(\frac{1}{2}\rho U_\infty^2)$ |
| C_{vortex} | Partie tourbillon des pertes : $C_{vortex} = [(P_{s\infty} - P_s) - \frac{1}{2}\rho(u_y^2 + u_z^2)]/(\frac{1}{2}\rho U_\infty^2)$ |
| C_{wake} | Partie sillage des pertes : $C_{wake} = 1 - (u_x/U_\infty)^2$ |
| Re | Nombre de Reynolds : $Re = U_\infty c/\nu$ |
| M | Nombre de Mach : $M = U_\infty/\sqrt{\gamma RT_{s\infty}}$ |
| K_P | Coefficient de pression : $K_P = (P_s - P_{s\infty})/(\frac{1}{2}\rho U_\infty^2)$ |
| C_L | Coefficient de portance |
| C_D | Coefficient de traînée |
| $c_l(z)$ | Coefficient de portance de la section située en z |
| χ_D | Coefficient de décharge |

Indices, exposants et opérateurs

- Champ moyen
- ' Champ fluctuant
- $\langle \bullet \rangle$ Moyenne de Reynolds
- \bullet^m Moyenne pondérée par le débit : $\bullet^m = \iint_{S_0} \bullet (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS / \iint_{S_0} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS$
- \bullet^s Moyenne pondérée par la surface : $\bullet^s = \iint_{S_0} \bullet dS / S_0$
- $\nabla \bullet$ Opérateur nabla : $(\nabla \bullet)_i = \frac{\partial \bullet}{\partial x_i}$
- \bullet_s Grandeur statique
- \bullet_t Grandeur totale
- \bullet_∞ Grandeur associée à l'état de référence infini amont

Acronymes

ANR Agence Nationale de la Recherche

| | |
|------|------------------------------------------------------------|
| BL | Couche limite sur l'aube (boundary layer) |
| BW | Sillage de l'aube (blade wake) |
| CFD | Computational Fluid Dynamics |
| HSV | Tourbillon en fer à cheval (horseshoe vortex) |
| JML | Couche de mélange de jet (jet mixing layer) |
| LDV | Laser Doppler Velocimetry |
| RANS | Reynolds Averaged Navier-Stokes |
| RSM | Reynolds Stress Model |
| SML | Couche de mélange de décollement (separation mixing layer) |
| SV | Tourbillon secondaire (secondary vortex) |
| TLV | Tourbillon de jeu (tip-leakage vortex) |

Table des matières

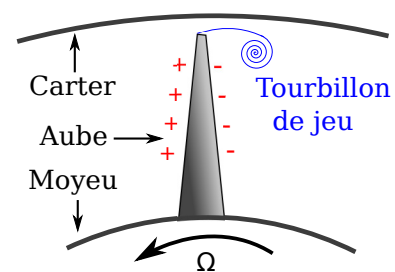
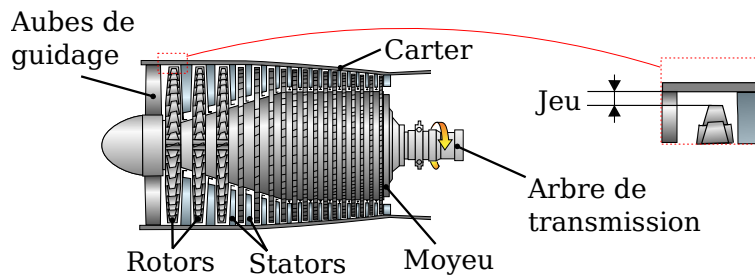
| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| Remerciements | i |
| Table des figures | viii |
| Liste des tableaux | ix |
| Nomenclature | xi |
| Introduction | 1 |
| 1 Étude bibliographique | 5 |
| 1.1 Description de l'écoulement de jeu | 6 |
| 1.1.1 L'écoulement traversant le jeu | 6 |
| 1.1.2 Le tourbillon de jeu | 8 |
| 1.1.3 Interactions paroi-tourbillon | 10 |
| 1.1.4 Cas limite du jeu nul : l'écoulement de jonction | 11 |
| 1.2 Effet des différents paramètres de conception | 13 |
| 1.2.1 Évolution des pertes de pression totale | 13 |
| 1.2.2 Modification de la trajectoire du tourbillon de jeu | 13 |
| 1.2.3 Impact sur le champ turbulent | 14 |
| 1.3 Prédiction de l'écoulement de jeu | 14 |
| 1.3.1 Calcul de la traînée induite avec la méthode de la ligne portante | 14 |
| 1.3.2 Estimation des pertes de pression totale avec un modèle de jet | 16 |
| 1.3.3 Résolution des équations de Navier-Stokes | 17 |
| 1.4 Contrôle de l'écoulement de jeu | 17 |
| 1.4.1 Contrôle passif | 18 |
| 1.4.2 Contrôle actif | 19 |
| 1.4.3 Principes physiques visés | 20 |
| 1.5 Conclusion | 21 |
| I Moyens et méthodes | 23 |
| 2 Moyens d'essai | 25 |
| 2.1 Description de l'installation expérimentale | 25 |
| 2.1.1 Soufflerie S2L | 25 |
| 2.1.2 Montage expérimental et conditions d'essai | 28 |
| 2.1.3 Caractérisation des couches limites | 29 |
| 2.2 Présentation des techniques de mesure | 33 |
| 2.2.1 Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) | 33 |
| 2.2.2 Pression statique et sonde cinq trous | 36 |
| 2.2.3 Vélocimétrie fil chaud | 36 |
| 2.3 Description du dispositif d'injection d'air au carter | 37 |

| | | |
|------------|------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 3 | Méthodes numériques | 39 |
| 3.1 | Description du banc d'essai numérique | 40 |
| 3.1.1 | Domaine de calcul et conditions aux limites | 40 |
| 3.1.2 | Caractéristiques du maillage | 41 |
| 3.2 | Présentation du modèle numérique | 42 |
| 3.2.1 | Discrétisation des équations RANS | 42 |
| 3.2.2 | Modélisation de la turbulence | 44 |
| 3.3 | Particularités du cas $h/c = 0.5\%$ | 45 |
| 3.3.1 | Défaut de convergence de l'approche du pas de temps local | 45 |
| 3.3.2 | Convection du tourbillon de jeu | 46 |
| 3.4 | Compatibilité entre essais et simulations | 47 |
| 3.4.1 | Chargement de l'aube à jeu nul | 47 |
| 3.4.2 | Couches limites | 47 |
| 3.4.3 | Effet des parois latérales de la veine d'essai | 49 |
| | | |
| II | Étude expérimentale | 51 |
| | | |
| 4 | Étude de l'écoulement non contrôlé | 53 |
| 4.1 | Description de l'écoulement de jeu | 53 |
| 4.1.1 | Structure de l'écoulement au bord d'attaque | 53 |
| 4.1.2 | Écoulement traversant le jeu | 56 |
| 4.1.3 | Tourbillon de jeu | 59 |
| 4.2 | Analyse des pertes | 63 |
| 4.2.1 | Répartition locale | 63 |
| 4.2.2 | Évaluation globale | 64 |
| 4.3 | Modèle pour estimer les pertes liées au tourbillon de jeu | 68 |
| 4.3.1 | Description du modèle | 69 |
| 4.3.2 | Confrontation du modèle aux mesures | 70 |
| 4.4 | Conclusion | 70 |
| | | |
| 5 | Analyse de l'effet de l'injection continue d'air au carter | 73 |
| 5.1 | Présentation de la démarche | 73 |
| 5.1.1 | Définition des objectifs du contrôle | 73 |
| 5.1.2 | Conception des injecteurs | 74 |
| 5.1.3 | Choix de la configuration d'injection | 74 |
| 5.2 | Caractérisation de la configuration d'injection sélectionnée | 76 |
| 5.2.1 | Courbes caractéristiques | 76 |
| 5.2.2 | Profil de vitesse en sortie du jet | 77 |
| 5.3 | Analyse des effets de l'injection sur l'écoulement de jeu | 78 |
| 5.3.1 | Coefficient de décharge | 78 |
| 5.3.2 | Position latérale du tourbillon | 79 |
| 5.3.3 | Pertes de pression totale | 80 |
| 5.3.4 | Homogénéité de l'écoulement | 81 |
| 5.4 | Conclusion | 82 |
| | | |
| III | Étude numérique | 83 |
| | | |
| 6 | Évaluation de la fiabilité de la simulation numérique | 85 |
| 6.1 | Choix du modèle de turbulence | 86 |
| 6.1.1 | Prédiction de l'écoulement traversant le jeu | 87 |
| 6.1.2 | Prédiction du tourbillon de jeu | 88 |
| 6.1.3 | Conclusion | 88 |
| 6.2 | Effets des paramètres sur l'écoulement de jeu | 90 |
| 6.2.1 | Structure de l'écoulement au bord d'attaque de l'aube | 90 |
| 6.2.2 | Écoulement traversant le jeu | 90 |

| | | |
|----------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 6.2.3 | Tourbillon de jeu | 93 |
| 6.3 | Effets des paramètres sur les pertes dans l'écoulement | 96 |
| 6.3.1 | Répartition locale | 96 |
| 6.3.2 | Évaluation globale | 97 |
| 6.3.3 | Amélioration de la prédiction des pertes de pression totale | 98 |
| 6.4 | Conclusion | 99 |
| 7 | Analyse complémentaire de l'écoulement non contrôlé | 101 |
| 7.1 | Convection du tourbillon en fer à cheval | 101 |
| 7.2 | Écoulement traversant le jeu | 103 |
| 7.2.1 | Évolution du coefficient de décharge | 103 |
| 7.2.2 | Chargement de l'aube | 104 |
| 7.2.3 | Répartition locale des pertes | 106 |
| 7.3 | Tourbillon de jeu | 108 |
| 7.3.1 | Trajectoire | 108 |
| 7.3.2 | Circulation | 110 |
| 7.3.3 | Vitesse axiale | 111 |
| 7.4 | Évolution de la répartition locale des pertes | 113 |
| 7.5 | Conclusion | 115 |
| | Conclusion générale et perspectives | 117 |
| | Annexes | 121 |
| A | Analyse théorique des pertes | 123 |
| A.1 | Répartition locale et création d'entropie | 123 |
| A.1.1 | Relation de Gibbs-Duhem pour le champ moyen | 123 |
| A.1.2 | Calcul du taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m | 124 |
| A.2 | Évaluation globale et pertes de pression totale | 125 |
| A.3 | Prise en compte d'un dispositif d'injection | 126 |
| A.4 | Pertes de pression totale dans un tourbillon de Rankine | 127 |
| B | Effet des parois latérales de la soufflerie | 129 |
| C | Dépendance des calculs au raffinement du maillage | 131 |
| C.1 | Présentation de la topologie du maillage et de la démarche | 131 |
| C.2 | Raffinement du maillage autour du profil NACA0012 2D | 132 |
| C.3 | Raffinement du maillage 3D | 132 |
| C.3.1 | Circulation du tourbillon de jeu et des pertes moyennes | 132 |
| C.3.2 | Profils de vitesse et de pression dans le tourbillon de jeu | 134 |
| D | Mesures LDV : convergence des statistiques | 135 |
| E | Prédiction des tensions de Reynolds dans la simulation | 139 |
| F | Article soumis à <i>Experiments in Fluids</i> : "Experimental analysis and modelling of the losses in the tip-leakage flow of an isolated, non-rotating blade setup" | 143 |
| | Bibliographie | 167 |

Introduction

Afin de limiter l’empreinte environnementale de l’aviation d’ici 2050, un des objectifs fixés par l’ACARE¹ est de réduire de 75% le CO_2 émis par les avions et de 65% les émissions de bruit par rapport à l’an 2000. Dès lors, les turboréacteurs devront être plus légers, moins bruyants et consommer moins de carburant. Cela nécessite en particulier d’améliorer le taux de compression des compresseurs axiaux, tout en réduisant leur masse. Pour satisfaire ces contraintes, les aubes du compresseur doivent donc avoir un chargement aérodynamique plus élevé. Cependant pour les compresseurs existants, augmenter le chargement des aubes réduit la marge de sécurité entre le point de fonctionnement et la limite de décrochage, aussi appelée marge au pompage. Passé cette limite, le compresseur entre dans un régime de décrochage tournant ou de pompage. Le décrochage tournant, qui induit une forte chute du taux de compression et du rendement, est un régime difficile à quitter. Quant au pompage, c’est une oscillation auto-entretenue de forte amplitude qui peut sévèrement endommager le moteur. Dès lors, l’amélioration des performances des compresseurs doit se faire sans dégrader la marge au pompage. Cette contrainte requiert le développement de technologies de rupture, comme par exemple le contrôle actif de l’écoulement. C’est pour répondre à cet impératif qu’a été mis en place le projet ANR NumERICCS², au sein duquel s’inscrit ces travaux de thèse.



Un compresseur axial, schématisé sur la figure 1, est constitué d’aubes en rotation, les rotors et d’aubes fixes, les stators, qui sont englobés par un carter qui lui aussi est fixe. L’espace entre l’extrémité d’une aube de rotor et le carter, aussi appelé jeu, permet aux rotors de tourner librement sans toucher le carter. Or une aube est en surpression d’un côté et en dépression de l’autre, ce qui est schématisé sur la figure 2. Cette différence de pression génère un écoulement à travers le jeu qui s’enroule ensuite pour former le tourbillon de jeu.

L’écoulement de jeu est une source de pertes dans le compresseur. En analysant la répartition de pression totale en aval de cascades d’aubes, Doukelis et al [23], ainsi que Kang et Hirsch [44] ont montré que la majeure partie des pertes de pression totale venaient du tourbillon de jeu. En d’autres termes, une partie de l’énergie mécanique fournie au compresseur est perdue dans ce tourbillon, ce qui limite le taux de compression et le rendement.

Par ailleurs, plusieurs études montrent que l’écoulement de jeu est lié à l’apparition du décrochage du compresseur. Pour l’expliquer, considérons la figure 3 qui montre des visualisations de lignes de frottement au carter, réalisées par Saathoff [71] sur une cascade d’aubes. On observe que le tourbillon de jeu, dont la trajectoire suit la ligne de séparation repérée par la ligne rouge, se rapproche du bord d’attaque de l’aube adjacente lorsque le chargement de l’aube augmente et qu’on se rapproche du décrochage (figures 3a et 3b). Au moment du décrochage, on peut voir sur la figure 3c que l’écoulement de jeu se déverse dans le canal de l’aube adjacente en contournant le bord d’attaque. Ce scénario est corroboré par les simulations instationnaires de Vo et al [89].

1. Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe
2. Numerical and Experimental Research for Improved Control of Compressor Surge : <https://www.aerodynamics.fr/NumERICCS/>

Ensuite, les jeux dans les compresseurs ont tendance à s'ouvrir à cause de l'usure. Cette augmentation de la taille du jeu engendre une dégradation du taux de compression maximal ainsi que de la marge au pompage, ce que l'on peut constater sur les mesures de Smith et Cumpsty [77] et de Kameier et Neise [43].

La marge au pompage peut être étendue grâce à des systèmes de contrôle actifs, en particulier l'injection d'air depuis le carter qui semble être une solution prometteuse. En effet les dispositifs d'injection évalués par Suder et al [83], Kefalakis et Papailiou [47] ou encore par Dobrzynski et al [22], permettent d'augmenter la marge au pompage d'environ 10% en injectant 1% du débit traversant le compresseur.

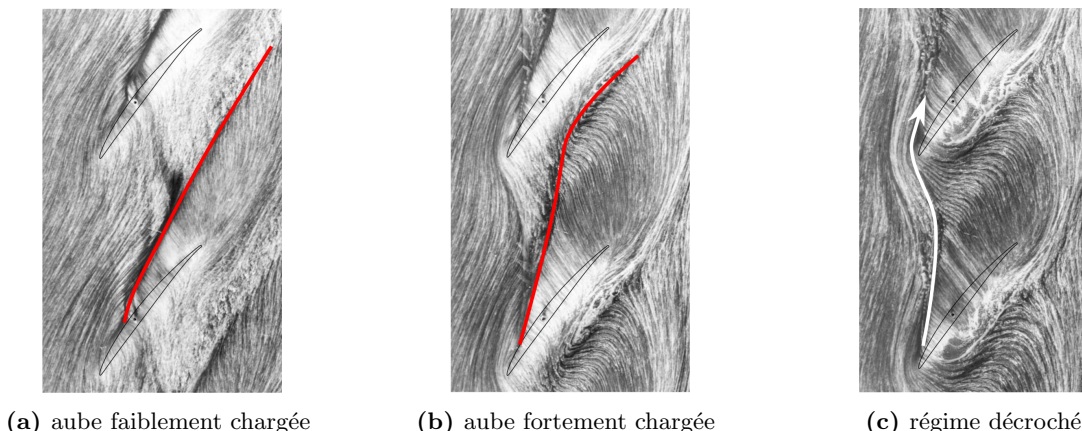


Figure 3 – Visualisation des lignes de frottement au carter d'une cascade d'aube. La ligne de séparation associée au tourbillon de jeu est repérée par la ligne rouge. Adapté de Saathoff [71]

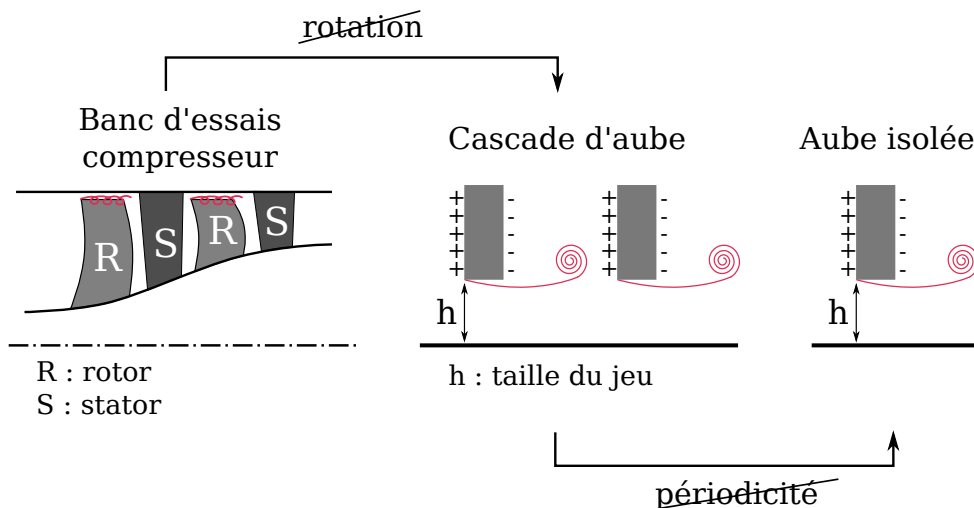


Figure 4 – Simplification de la géométrie du compresseur pour étudier l'écoulement de jeu

En résumé, plusieurs études montrent que le tourbillon de jeu constitue une importante limitation du fonctionnement des compresseurs axiaux. Ce tourbillon limite le taux de compression et le rendement par les pertes qu'il génère. Il restreint également la marge au pompage en interagissant avec les aubes voisines. L'objectif de ces travaux de thèse est donc de décrire finement l'écoulement de jeu afin de mieux comprendre, d'une part sa sensibilité aux paramètres de conception, et d'autre part sa réceptivité à des dispositifs de contrôle par injection d'air au carter. Cette étude vise également à fournir une base de données expérimentale de référence pour la validation de modèles analytiques ou codes de calculs CFD.

Pour cela on simplifie la géométrie du compresseur, ce qui est schématisé sur la figure 4. Les bancs d'essais compresseurs sont les moyens d'essais les plus représentatifs de machines réelles et sont incontournables pour étudier l'apparition du décrochage tournant et du pompage [43, 51, 72, 77, 88]. Cependant, à cause de la rotation des aubes

et de l'espace restreint entre les différents éléments du compresseur, il est difficile d'obtenir des mesures détaillées de l'écoulement de jeu avec cette configuration. C'est pourquoi il est courant de reproduire l'écoulement au niveau du rotor à l'aide de cascades d'aubes fixes, qui sont le plus souvent linéaires [44, 58, 72, 81], mais qui peuvent aussi être annulaires [23]. Afin de limiter le nombre de paramètres pouvant impacter l'écoulement de jeu, et aussi pour faciliter la mise en place des essais, on ne tient pas compte de la périodicité des aubes dans la présente étude, ce qui revient à considérer une aube fixe isolée. Ce type de configuration simplifiée a été considéré dans plusieurs études [28, 40, 48], y compris à l'Onera par Brion [12]. Nous complétons par ailleurs cette description expérimentale en réalisant et en validant des simulations numériques.

Le premier chapitre présente l'étude bibliographique qui a été réalisée afin de faire un bilan des études précédentes sur l'écoulement de jeu et son contrôle. Le présent manuscrit est ensuite divisé en trois parties.

La première partie expose les moyens et les méthodes mis en place pour mener à bien cette étude. Le montage expérimental et les conditions d'essai sont décrits dans le chapitre 2. Le modèle numérique, quant à lui, est présenté dans le chapitre 3.

La seconde partie présente les résultats de la campagne expérimentale. Dans un premier temps, l'écoulement de jeu est analysé en détail sans dispositif de contrôle, ce qui fait l'objet du chapitre 4. Cette analyse se concentre sur l'effet de la taille du jeu et de l'épaisseur de la couche limite au carter pour une aube fortement chargée. Dans un deuxième temps, l'effet d'une injection continue d'air au carter sur l'écoulement de jeu est étudiée, ce qui constitue le chapitre 5.

La troisième partie traite des résultats des simulations numériques. Une discussion sur la représentativité de ces simulations est faite dans le chapitre 6. Enfin, le modèle numérique est utilisé pour compléter l'analyse expérimentale de l'écoulement non contrôlé, ce qui fait l'objet du chapitre 7.

Étude bibliographique

On a vu dans l'introduction que l'écoulement de jeu a des effets néfastes sur le fonctionnement du compresseur. En effet, cet écoulement est une source de pertes et est lié à l'apparition du décrochage du compresseur. C'est pourquoi des efforts de recherche ont été réalisés pour décrire, prédire et contrôler l'écoulement de jeu. Une étude bibliographique a donc été réalisée dans le but de dresser l'état de l'art sur cet écoulement.

| | | |
|------------|-----------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1.1 | Description de l'écoulement de jeu | 6 |
| 1.1.1 | L'écoulement traversant le jeu | 6 |
| 1.1.2 | Le tourbillon de jeu | 8 |
| 1.1.3 | Interactions paroi-tourbillon | 10 |
| 1.1.4 | Cas limite du jeu nul : l'écoulement de jonction | 11 |
| 1.2 | Effet des différents paramètres de conception | 13 |
| 1.2.1 | Évolution des pertes de pression totale | 13 |
| 1.2.2 | Modification de la trajectoire du tourbillon de jeu | 13 |
| 1.2.3 | Impact sur le champ turbulent | 14 |
| 1.3 | Prédiction de l'écoulement de jeu | 14 |
| 1.3.1 | Calcul de la traînée induite avec la méthode de la ligne portante | 14 |
| 1.3.2 | Estimation des pertes de pression totale avec un modèle de jet | 16 |
| 1.3.3 | Résolution des équations de Navier-Stokes | 17 |
| 1.4 | Contrôle de l'écoulement de jeu | 17 |
| 1.4.1 | Contrôle passif | 18 |
| 1.4.2 | Contrôle actif | 19 |
| 1.4.3 | Principes physiques visés | 20 |
| 1.5 | Conclusion | 21 |

1.1 Description de l'écoulement de jeu

Dans cette section on s'attache à décrire les différents phénomènes présents dans l'écoulement de jeu. Dans un premier temps, l'écoulement traversant le jeu est abordé en 1.1.1. Ensuite le tourbillon de jeu et ses interactions avec le carter sont décrits respectivement en 1.1.2 et 1.1.3. Enfin lorsque le jeu est petit, l'écoulement de jeu se rapproche de l'écoulement de jonction aube-moyeu ou aile-fuselage, ce qui est traité en 1.1.4.

1.1.1 L'écoulement traversant le jeu

Les compresseurs axiaux ont en général des hauteurs de jeu inférieures à 3% de la corde, il est donc difficile d'obtenir des mesures directes de l'écoulement dans le jeu. Il est tout de même possible de mettre en évidence l'orientation principale de l'écoulement traversant le jeu en visualisant les lignes de frottement au carter [44, 56, 75]. De plus, l'évolution de la vitesse correspond qualitativement à la distribution du coefficient de pression statique K_P au carter [56, 71, 81]. Le coefficient K_P est défini par

$$K_P = \frac{P_s - P_{s\infty}}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \quad , \quad (1.1)$$

où P_s représente la pression statique mesurée au carter, $P_{s\infty}$ (resp. U_∞) désigne une pression (resp. vitesse) de référence et ρ_∞ correspond à la masse volumique de l'air.

Des iso-lignes de coefficient de pression statique au carter sont représentées sur la figure 1.1. On remarque que ces iso-lignes sont très resserrées au niveau de l'intrados, ce qui indique une chute brutale de la pression statique et donc une forte accélération de l'écoulement pénétrant dans le jeu. De plus, dans le jeu, les lignes de frottement au carter sont quasiment perpendiculaires à la ligne de cambrure de l'aube, ce qui est illustré sur la figure 1.2. En résumé, l'écoulement entrant dans le jeu subit une forte accélération principalement orientée dans la direction normale à la ligne de cambrure de l'aube.

Ces observations justifient l'approche de Rains [68], qui consiste à analyser l'écoulement dans un plan transverse à cette ligne de cambrure, indépendamment de la vitesse longitudinale. Cela revient à considérer un problème bidimensionnel pour chaque plan transverse, où le fluide, initialement au repos du côté de l'intrados, est accéléré à travers le jeu à cause de la pression plus faible du côté de l'extrados. Cet écoulement bidimensionnel est similaire à celui d'un réservoir se vidant à travers une petite ouverture.

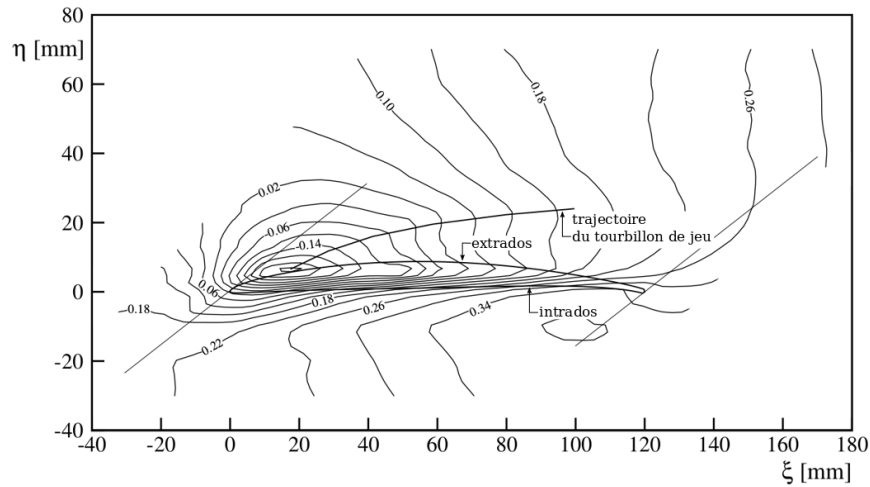


Figure 1.1 – Iso-lignes de coefficient de pression K_P au carter. Adapté de Saathoff [71]

La topologie de l'écoulement dans un plan transverse à la ligne de cambrure est schématisée sur la figure 1.3. En visualisant les lignes de frottement en extrémité d'aube, Sjolander et Amrud [75] ainsi que Kang et Hirsch [44] ont mis en évidence la présence d'une bulle de décollement dans le jeu. Ce décollement vient de la forte déviation imposée à l'écoulement par le coin de l'aube côté intrados. Par ailleurs, Storer [80], qui travaille sur une cascade linéaire, suggère qu'un rattachement a peu de chances de se produire dans le jeu si le rapport entre la taille du jeu et l'épaisseur de l'aube est supérieur à 0.4. Des profils de coefficient de pression K_P au carter, semblables à celui qui est schématisé sur la figure 1.3 (en rouge), ont été mesurés par Saathoff [71] ainsi que Moore et Tilton

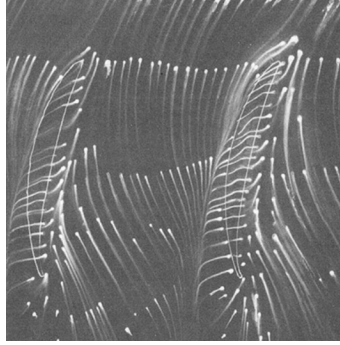


Figure 1.2 – Visualisation des lignes de frottement au carter. Tiré de Kang et Hirsch [44]

[56]. La pression chute brutalement à l'entrée du jeu, atteint un minimum puis augmente de nouveau. Moore et Tilton [56] supposent que ce minimum de pression correspond à la vena-contracta, c'est-à-dire à l'endroit où la bulle de décollement est la plus épaisse. Cette vena-contracta est caractérisée par un coefficient de contraction σ , qui représente le rapport entre la taille effective et la taille réelle du jeu en ce point. À partir de leurs mesures au niveau du jeu, Moore et Tilton [56] estiment que σ vaut 0.607. Cette estimation est très proche de la valeur théorique, $\sigma = \pi/(\pi+2) \approx 0.611$, tirée de l'analyse non visqueuse d'un réservoir se vidant par une petite ouverture¹.

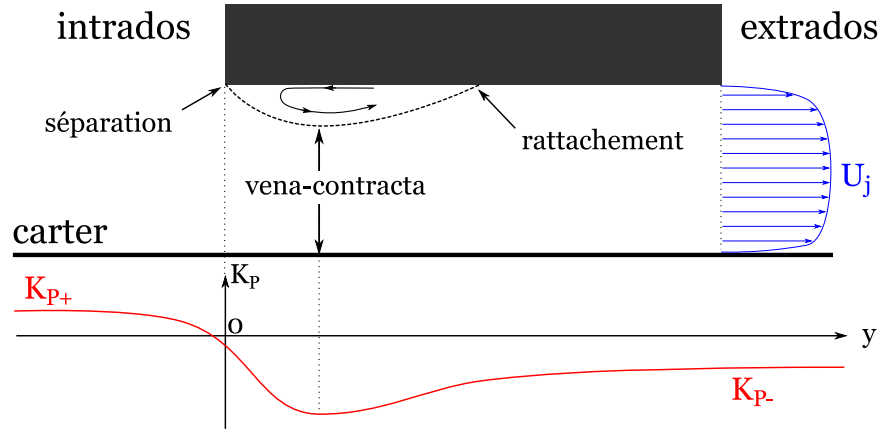


Figure 1.3 – Topologie de l'écoulement traversant le jeu, dans un plan transverse à la corde. La répartition de pression statique au carter est tracée en rouge. Le profil de vitesse en sortie du jeu est tracé en bleu.

Des mesures de vitesse au niveau de l'extrados, en sortie du jeu, ont été réalisées par Graham [33] ainsi que Storer et Cumpsty [81]. Les profils de vitesse obtenus ressemblent à celui de la figure 1.3 (en bleu), ce qui suggère que l'écoulement en sortie du jeu est similaire à un jet. Par ailleurs cette vitesse U_j en sortie du jeu peut être estimée en s'appuyant sur l'approche de Rains décrite précédemment. En appliquant le théorème de Bernoulli entre l'intrados, où le fluide est supposé au repos, et l'extrados de l'aube, on obtient

$$\frac{U_j}{U_\infty} = \chi_D \sqrt{K_{P+} - K_{P-}} \quad , \quad (1.2)$$

avec K_{P+} (resp. K_{P-}) le coefficient de pression du côté intrados (resp. extrados) et χ_D un coefficient de décharge, inférieur à 1, qui permet de tenir compte des effets visqueux dans le jeu. Par ailleurs Moore et Tilton [56] sont parvenus à relier ce coefficient de décharge χ_D au coefficient de contraction σ au niveau de la vena-contracta via la relation

$$\chi_D = \frac{\sigma}{\sqrt{1 - 2(\sigma - \sigma^2)}} \quad . \quad (1.3)$$

Cette relation est obtenue en modélisant l'écoulement dans le jeu comme une tuyère convergente-divergente dont le col représente la vena-contracta. En introduisant la valeur théorique de σ dans la relation (1.3), soit environ 0.61,

1. Le lecteur pourra se référer à la démonstration détaillée dans l'ouvrage de Milne-Thomson [55], section "Flow through an aperture".

on obtient $\chi_D = 0.84$. Cette estimation est en accord avec les mesures du coefficient de décharge [9, 56] qui donnent $\chi_D \approx 0.8$. Enfin, en utilisant un coefficient de décharge de 0.8, Storer et Cumpsty [81] ont montré que la relation (1.2) prédisait des valeurs de U_j qui concordent avec les mesures de vitesse en sortie du jeu.

1.1.2 Le tourbillon de jeu

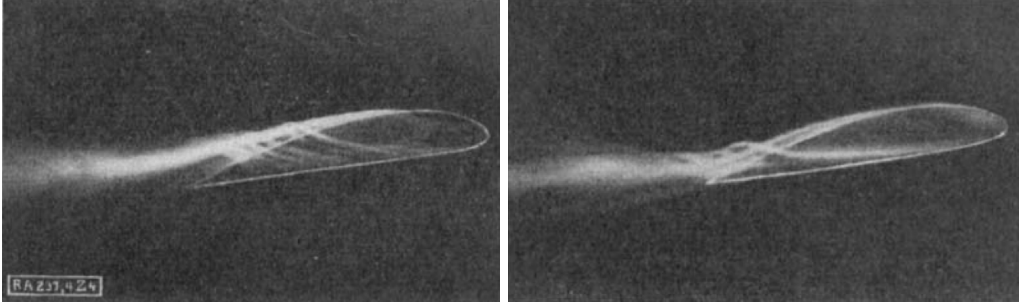


Figure 1.4 – Visualisation de l'écoulement en bout d'aube. À gauche : jeu de 1% de corde. À droite : jeu infini (tourbillon marginal). Tiré de Flachsbart [28]

En quittant le jeu, l'écoulement s'enroule en un tourbillon qui, contrairement à un tourbillon marginal d'une aile isolée, se détache de l'aube en amont du bord de fuite, ce qui est mis en évidence par les visualisations de Flachsbart [28] présentées sur la figure 1.4. Plusieurs études ont mis en évidence que ce tourbillon contenait des pertes de pression totales élevées [12, 23, 44] et avait un fort déficit de vitesse longitudinale en son cœur [12, 44, 58], ce qui est schématisé sur la figure 1.5. Toutefois Brion [12] a montré qu'une survitesse pouvait apparaître dans le cœur du tourbillon pour des jeux assez larges ($h/c > 7.5\%$). Dans le cas d'un tourbillon isolé axisymétrique, des instabilités d'origine non visqueuses sont susceptibles d'apparaître avec un tel déficit de vitesse longitudinale [49, 52, 67].

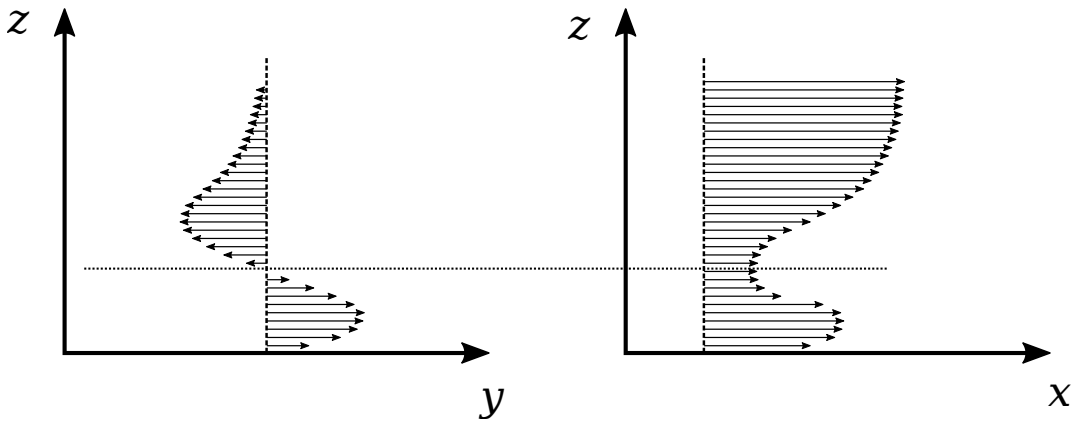


Figure 1.5 – Profils de vitesse dans un tourbillon de jeu

La turbulence au niveau du tourbillon de jeu, qui s'avère être anisotrope, a été étudiée en détail par Muthanna et Devenport [58]. En mesurant la vitesse moyenne et les tensions de Reynolds cinétiques $\tilde{\tau}_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle$, ils ont pu calculer la production d'énergie cinétique turbulente P_k , définie par

$$P_k = \underbrace{\tilde{\tau}_{xy} \frac{\partial u_x}{\partial y} + \tilde{\tau}_{xz} \frac{\partial u_x}{\partial z}}_{(a)} + \tilde{\tau}_{yy} \frac{\partial u_y}{\partial y} + \tilde{\tau}_{zz} \frac{\partial u_z}{\partial z} + \tilde{\tau}_{yz} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + \underbrace{\tilde{\tau}_{xx} \frac{\partial u_x}{\partial x} + \tilde{\tau}_{xy} \frac{\partial u_y}{\partial x} + \tilde{\tau}_{xz} \frac{\partial u_z}{\partial x}}_{\text{négligé}} \quad (1.4)$$

où les dérivées selon x sont supposées négligeables par les auteurs. Sur la figure 1.6 on peut voir que P_k est important dans une zone en forme d'arc de cercle au-dessus du tourbillon de jeu. Dans le cœur du tourbillon de jeu, la production de turbulence est proche de zéro voire négative. Par ailleurs la production d'énergie cinétique turbulente

semble venir principalement du terme (a) de l'équation (1.4), qui est lié aux gradients de vitesse longitudinale. Dès lors, le déficit de vitesse longitudinale au niveau du tourbillon de jeu a un impact significatif sur la production de turbulence. En progressant en aval de l'aube, ce déficit de vitesse longitudinale ainsi que l'énergie cinétique turbulente au niveau du tourbillon de jeu s'atténuent.

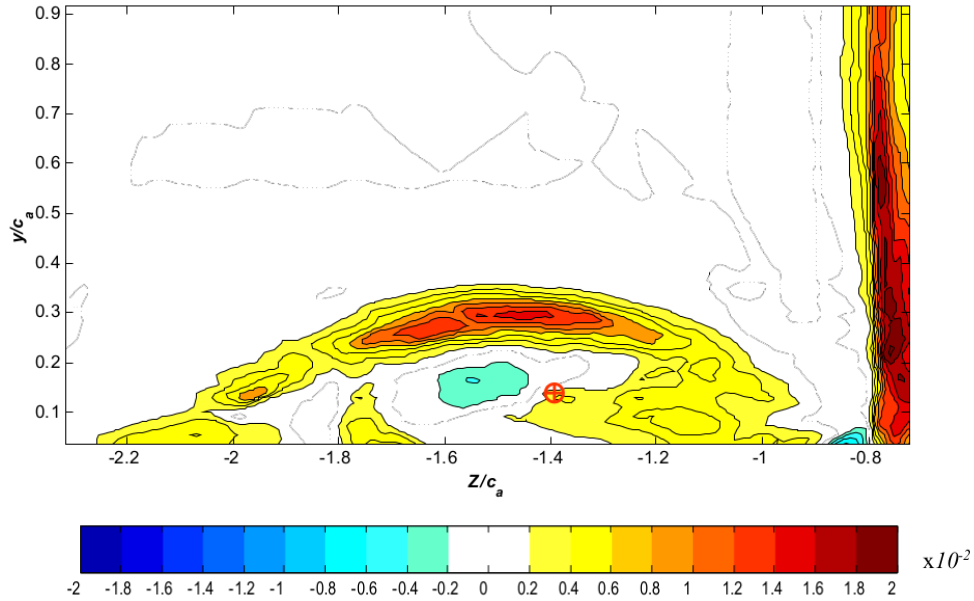


Figure 1.6 – Production d'énergie cinétique turbulente P_k en aval de l'aube. \oplus : centre du tourbillon de jeu. Tiré de Muthanna [57]

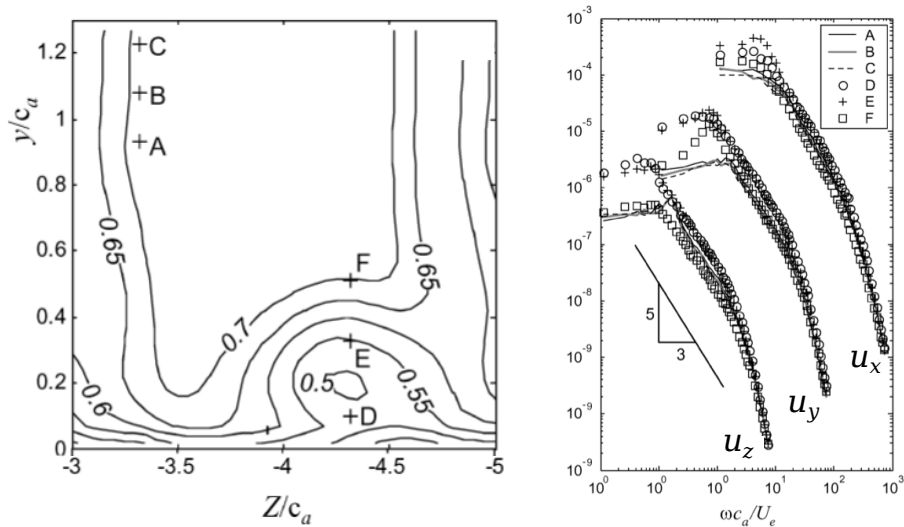


Figure 1.7 – Fluctuations de vitesse dans le tourbillon de jeu. À gauche : iso-lignes de vitesse longitudinale u_x . À droite : spectres mesurés aux positions définies sur la figure de gauche. Ici : u_x représente la composante longitudinale de la vitesse, u_y la composante verticale et u_z la composante latérale. Adapté de Wenger et al [91]

Une analyse du contenu fréquentiel des fluctuations de vitesse dans le tourbillon de jeu a été réalisée par Wenger et al [91] pour une cascade d'aube. On peut observer sur la figure 1.7 qu'ils obtiennent des spectres large bande typiques d'un écoulement turbulent. L'absence de pic marqué indique qu'il n'y a pas de structures organisées périodiquement dans l'écoulement. Toutefois Bae [1] remarque la présence d'une bosse dans les basses fréquences de spectres de fluctuations de vitesse dans le tourbillon de jeu. Le maximum de cette bosse correspond à un nombre de

Strouhal $fc/U_\infty = 0.75$. Par ailleurs cette bosse semble également être présente dans les spectres de Wenger et al [91], représentés sur la figure 1.7. À partir d'essais PIV, Rabinovitch et al [66] ont observé que le tourbillon de jeu se déplaçait de façon erratique sans direction préférentielle, ce qui est semblable à du *vortex wandering*. En outre Devenport et al [20] ont montré que le vortex wandering était associé à une forte concentration d'énergie dans les basses fréquences. Toutefois cet élément caractéristique est absent des spectres de Wenger et al [91], ce qui suggère que pour le tourbillon de jeu le vortex wandering est faible.

1.1.3 Interactions paroi-tourbillon

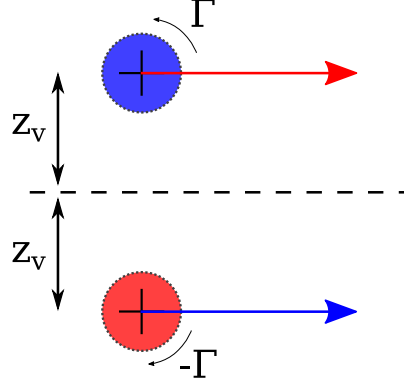


Figure 1.8 – Interaction entre un tourbillon et une paroi glissante : effet d'image expliquant la dérive du tourbillon

Le problème non visqueux d'un tourbillon situé à une distance z_v d'une paroi est représenté sur la figure 1.8. Cette situation revient à considérer une paire de tourbillons contra-rotatifs, qui est constituée du tourbillon et de son image spéculaire à la paroi. À cause de l'induction mutuelle du tourbillon et de son image, le tourbillon dérive parallèlement à la paroi. Cette vitesse de dérive U_{drift} dépend de la circulation du tourbillon Γ et de z_v telle que, en considérant des tourbillons ponctuels,

$$U_{drift} = \frac{\Gamma}{4\pi z_v} \quad . \quad (1.5)$$

Par ailleurs des instabilités peuvent apparaître au sein des paires de tourbillons contra-rotatifs. Sur la figure 1.9 on peut observer l'instabilité de Crow, de grande longueur d'onde, et celle de Widnall qui a une longueur d'onde du même ordre de grandeur que le diamètre du cœur du tourbillon. Le temps caractéristique associé à l'instabilité de Crow t_{crow} , défini par

$$t_{crow} = \frac{b}{U_{drift}} = \frac{2\pi b^2}{\Gamma} \quad , \quad (1.6)$$

représente le temps mis par la paire de tourbillons pour dériver sur une distance $b = 2z_v$. L'instabilité de Crow, qui apparaît d'autant plus tôt que t_{crow} est petit, a été observé numériquement par Rabinovitch et al [66] pour une aube isolée avec une condition de glissement appliquée au carter.

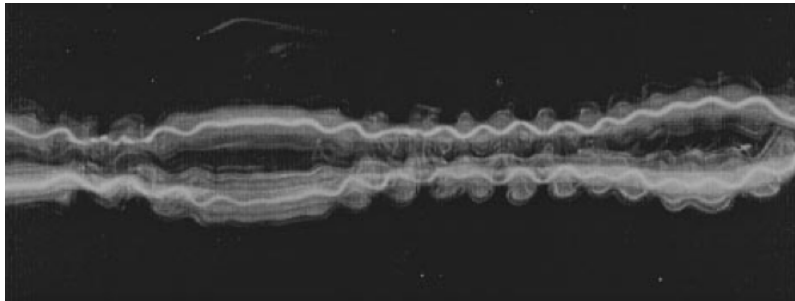


Figure 1.9 – Visualisation de l'instabilité de Crow (grande longueur d'onde) et de Widnall (petite longueur d'onde). Tirée de Leweke et Williamson [50]

Pour le cas visqueux, illustré sur la figure 1.10, une couche limite se développe sur la paroi adhérente. Or le cœur du tourbillon est une zone dépressionnaire. Par conséquent, d'un côté du tourbillon, la couche limite subit

un gradient de pression favorable et l'écoulement accélère. De l'autre côté, le gradient est défavorable, l'écoulement ralentit et la couche limite décolle. Cela engendre une poche de vorticité de signe opposé à celle contenue dans le tourbillon, repr sent e en rouge sur la figure 1.10. Le système tourbillonnaire résultant est semblable à une paire de tourbillons contra-rotatifs asymétriques ($|\Gamma''| < |\Gamma|$). L'induction mutuelle des deux tourbillons éloigne l'ensemble du système de la paroi. Cet effet, schématisé sur la figure 1.10, est connu sous le nom de *rebond* du tourbillon. Ce phénomène a déjà été observé par exemple par Barker et Crow [3] et a été mis en évidence par Brion [12] pour le tourbillon de jeu.

Enfin, la condition d'adhérence à la paroi atténue l'instabilité de Crow. En effet Benton et Bons [5] ont montré qu'avec la condition d'adhérence à la paroi, le taux d'amplification maximal de l'instabilité de Crow était plus faible que pour le cas avec une condition de glissement. De plus, avec la condition d'adhérence, l'effet de rebond induit un z_v plus grand et donc un plus grand temps caractéristique t_{Crow} , ce qui retarde l'apparition de l'instabilité de Crow (voir Rabinovitch et al [66]). En revanche l'instabilité de Widnall, qui est localis e dans le cœur du tourbillon, n'est pas impact e par la condition à la paroi (voir Benton et Bons [5]).

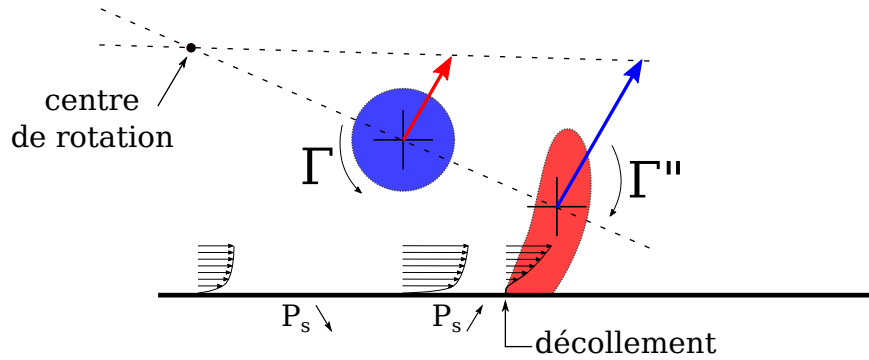


Figure 1.10 – Interaction entre un tourbillon et une paroi adhérente : phénomène de rebond

1.1.4 Cas limite du jeu nul : l'écoulement de jonction

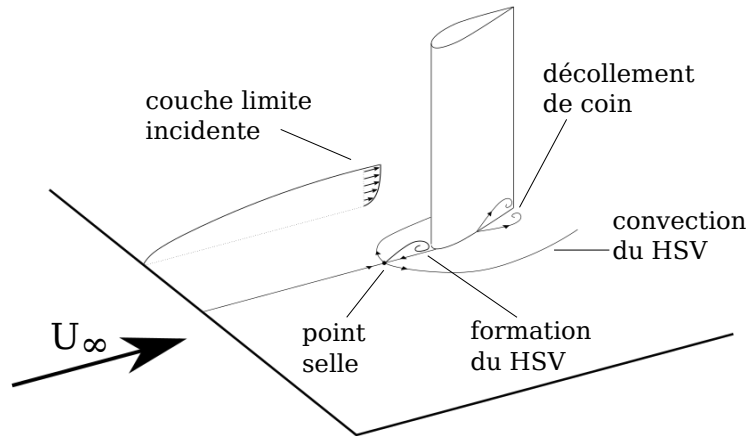


Figure 1.11 – Organisation de l'écoulement de jonction ($h = 0$). HSV : tourbillon en fer à cheval (Horseshoe Vortex). Inspiré de Gand [30]

Lorsque la taille du jeu tend vers 0, l'écoulement de jeu se rapproche de l'écoulement de jonction entre une aile et un fuselage, représenté sur la figure 1.11. Cet écoulement est caractérisé par la présence d'un tourbillon en fer à cheval (HSV) et d'un décollement de coin. Le tourbillon en fer à cheval est un phénomène essentiellement dirigé par le gradient de pression imposé par l'aile à la couche limite incidente.   cause de ce gradient de pression défavorable, la couche limite incidente décolle en créant un point selle à la paroi (cf figure 1.11). Suite à ce décollement, un tourbillon se forme et est convecté autour de l'obstacle en prenant la forme d'un fer à cheval [21, 30, 34]. Plusieurs

auteurs [12, 39, 75] ont conjecturé l'existence de cette structure tourbillonnaire pour des petites tailles de jeu. Cette conjecture est confirmée par les visualisations des lignes de frottement au carter réalisée par Kang et Hirsch [44], qui mettent en évidence la présence d'un point selle pour une petite hauteur de jeu.

Toutefois les analyses du tourbillon en fer à cheval pour un jeu ouvert ($h > 0$) se limitent à la topologie moyenne et ne considèrent pas la dynamique particulière de cet écoulement. Cette dynamique apparaît sur les densités de probabilité, ou p.d.f.², des fluctuations de vitesse. Sur la figure 1.12, la p.d.f. de u'_x en un point situé à l'intérieur de la zone d'écoulement inversé est comparée à celle d'un point situé en dehors. À l'extérieur de la zone d'écoulement inversé, la densité de probabilité de u'_x a la forme d'une courbe Gaussienne. En revanche, à l'intérieur de cette zone, la p.d.f. de u'_x présente deux maxima, ce qui signifie que le champ de vitesse a deux états privilégiés. Ces deux états, appelés modes *backflow* et *zeroflow*, sont représentés sur la figure 1.13. Devenport et Simpson [21] ont montré que l'écoulement au niveau du bord d'attaque de l'aile basculait entre ces deux modes de façon chaotique. Ces oscillations entre les deux modes semblent engendrer une forte concentration de l'énergie dans les basses fréquences des signaux de pression mesurés par Hasan et al [34]. Ce contenu basse fréquence, important au bord d'attaque, voit son énergie diminuer dans la zone de convection du tourbillon en fer à cheval et a disparu au niveau du bord de fuite.

Certaines cascades d'aube peuvent présenter un décollement de coin important lorsque le jeu est fermé. Toutefois l'ouverture du jeu apporte de l'énergie dans la zone de coin, ce qui réduit ce décollement ainsi que les pertes de pression totale qu'il engendre [31, 82]. Par conséquent, selon la configuration étudiée, le fait d'avoir un jeu peut être bénéfique du point de vue des pertes de pression totale.

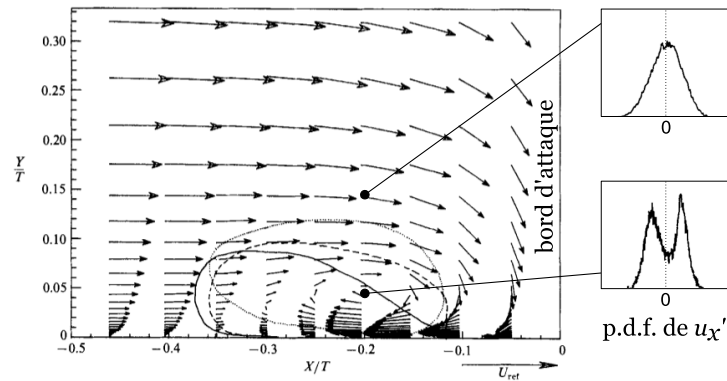


Figure 1.12 – Champ de vitesse moyen au niveau du bord d'attaque de l'aile et densité de probabilité (p.d.f.) des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse u'_x . Adapté de Devenport et Simpson [21]

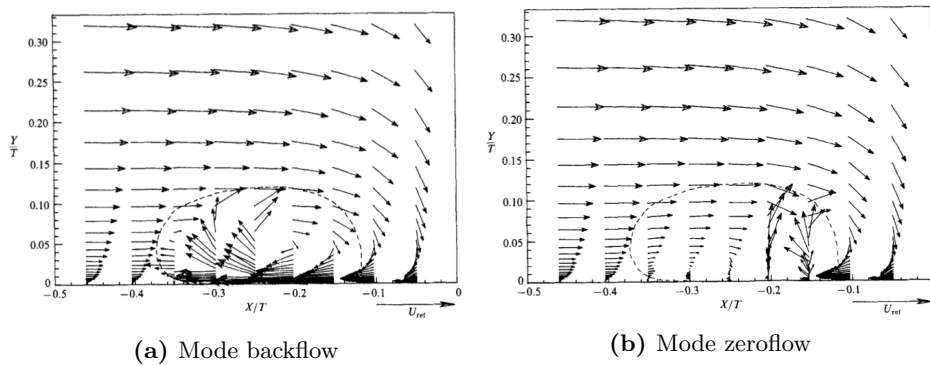


Figure 1.13 – Champs de vitesse associés aux deux modes du tourbillon en fer à cheval. Tiré de Devenport et Simpson [21]

2. Probability density function

1.2 Effet des différents paramètres de conception

Dans la section précédente on a vu différents phénomènes présents dans l'écoulement de jeu, dont le tourbillon de jeu qui en constitue la structure principale. On peut ensuite se demander dans quelle mesure les propriétés de ce tourbillon sont impactées par le choix des paramètres de conception, tels que la taille du jeu, le chargement de l'aube et l'épaisseur de la couche limite incidente au carter, ce qui fait l'objet de la présente section.

1.2.1 Évolution des pertes de pression totale

Plusieurs études montrent qu'élargir le jeu accroît les pertes de pression totale [12, 23, 82] ainsi que la circulation du tourbillon de jeu [12, 58]. Cette augmentation de la circulation du tourbillon de jeu est associée à une augmentation de la traînée induite³ de l'aube [28, 48]. De plus, les pertes sont d'autant plus grandes que la couche limite au carter est épaisse [11, 82]. Enfin, le mouvement relatif entre l'aube et le carter a également un effet sur les pertes de pression totale, ce qui a été étudié par Doukelis et al [23]. La figure 1.14 compare l'évolution des pertes de pression totale en fonction de la taille du jeu pour un carter fixe et en mouvement. On constate que les pertes sont plus faibles dans le cas d'un carter mobile par rapport à un carter fixe et que la sensibilité à la taille du jeu est plus forte. Doukelis et al constatent de plus que la mise en mouvement du carter par rapport à l'aube réduit l'incidence en extrémité d'aube. Or une plus faible incidence induit un chargement plus faible, atténuant ainsi l'écoulement de jeu, ce qui peut expliquer cette diminution des pertes.

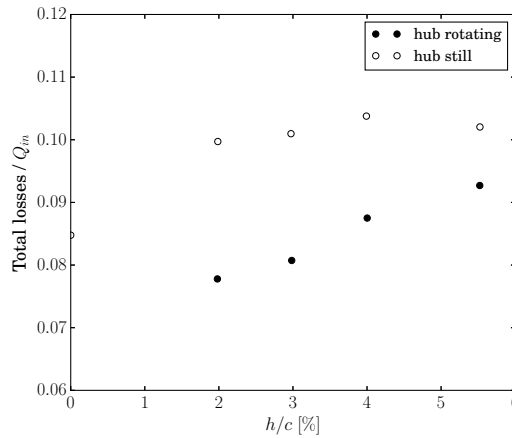


Figure 1.14 – Effet du mouvement relatif entre l'aube et le carter sur l'évolution des pertes de pression totale avec la taille du jeu. Tiré de Doukelis et al [23].

1.2.2 Modification de la trajectoire du tourbillon de jeu

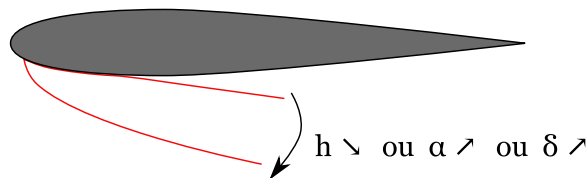


Figure 1.15 – Évolution de la trajectoire du tourbillon de jeu en fonction de la taille de jeu h , l'angle d'attaque α ou de l'épaisseur de la couche limite au carter δ

La figure 1.15 illustre l'effet de la taille du jeu h , de l'angle d'attaque α et de l'épaisseur de la couche limite au carter δ sur la trajectoire du tourbillon de jeu. Le tourbillon de jeu se détache de l'aube d'autant plus proche du bord d'attaque que le jeu est petit [24, 48], que l'angle d'attaque est grand [40] ou que la couche limite au carter est épaisse [11]. La trajectoire du tourbillon de jeu est également impactée par le mouvement relatif entre

3. La notion de traînée induite est expliquée en 1.3.1

l'aube et le carter. La figure 1.16 schématise l'effet du mouvement relatif du carter dans le cas d'un compresseur et d'une turbine par rapport à un carter fixe. Dans le cas d'un compresseur, le mouvement relatif du carter renforce l'écoulement de jeu et éloigne le tourbillon de l'aube [90]. On a l'effet opposé dans le cas d'une turbine [85].

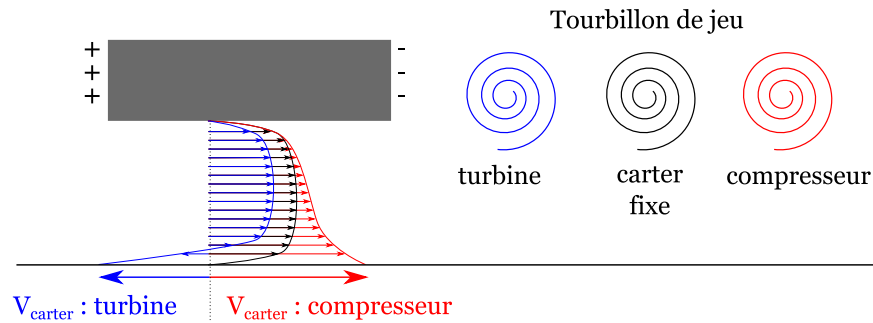


Figure 1.16 – Effet du mouvement relatif entre l'aube et le carter sur l'écoulement de jeu

1.2.3 Impact sur le champ turbulent

L'influence de la taille du jeu sur le champ turbulent en aval d'une cascade d'aube a été analysée par Muthanna et Devenport [58], pour des tailles de jeu allant de 0.8% à 3.3% de corde. La taille du jeu ne change pas fondamentalement la répartition d'énergie cinétique turbulente k et a peu d'effet sur sa valeur maximale. En revanche la production de k diminue avec la taille du jeu. De plus la contribution des gradients de vitesse longitudinale dans la production d'énergie cinétique turbulente (terme (a) de l'équation (1.4)) diminue également avec la hauteur du jeu en passant de 90% à 75% pour h/c allant de 0.8% à 3.3%. L'effet du mouvement relatif entre l'aube et le carter a ensuite été étudié par Wang et Devenport [90]. La mise en mouvement du carter déforme le tourbillon de jeu mais ne change pas fondamentalement les mécanismes de production d'énergie cinétique turbulente présentés en 1.1.2.

1.3 Prédiction de l'écoulement de jeu

Dans les sections précédentes, on s'est attaché à décrire l'écoulement de jeu ainsi que sa sensibilité aux paramètres de conception. Dans cette section, on se penche sur les différentes approches utilisées pour prédire l'écoulement de jeu dans les turbomachines. Les plus courantes sont la méthode de la ligne portante, abordée en 1.3.1, les modèles s'appuyant sur une analogie avec un jet dans un écoulement transverse, présentés en 1.3.2, ainsi que les simulations numériques qui font l'objet de la section 1.3.3.

1.3.1 Calcul de la traînée induite avec la méthode de la ligne portante

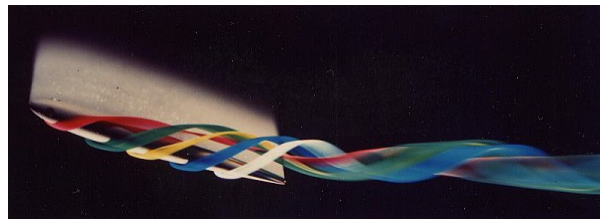


Figure 1.17 – Visualisation d'un tourbillon marginal. Image de H. Werlé (Onera)

Dans le cas d'une aile isolée d'envergure finie (jeu infiniment grand), la présence de tourbillons marginaux crée de la traînée, appelée traînée induite. Ces tourbillons s'enroulent en bout d'aile à cause de la différence de pression entre l'intrados et l'extrados, ce qui est illustré sur la figure 1.17. L'effet de ce tourbillon marginal sur l'écoulement autour de l'aile, schématisé sur la figure 1.18, est essentiellement non visqueux. Ainsi, en négligeant la viscosité du fluide, la seule force s'appliquant sur l'aile est la portance, qui est perpendiculaire à la direction de l'écoulement. Le tourbillon marginal induit un champ de vitesse w_i au niveau de l'aile, ce qui réduit l'angle d'attaque local. Cette altération de l'angle d'attaque incline la portance vers le bord de fuite de l'aile, ce qui fait apparaître D_i , la traînée induite.

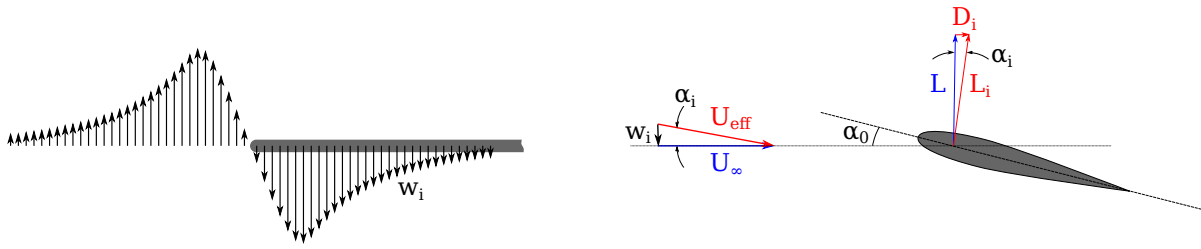


Figure 1.18 – Aile d’envergure finie, tourbillon marginal et traînée induite. L, L_i : portance sans et avec un tourbillon marginal. w_i, D_i : vitesse et traînée induites

Cette traînée induite D_i peut être estimée avec la méthode de la ligne portante introduite par Prandtl [64]. Cette méthode permet également d’étudier l’effet de parois à proximité de l’aile en appliquant la méthode des images⁴, qui est illustrée sur la figure 1.19. En confrontant ce modèle aux mesures de traînée d’une aube fixe isolée, Flachsbart [28] a montré que la ligne portante donnait des résultats satisfaisants pour des jeux très ouverts, mais surestimait d’environ 30% la traînée induite pour les petites tailles de jeu, ce que l’on peut observer sur la figure 1.20. Ce désaccord entre le modèle et les mesures vient probablement du fait qu’avec la ligne portante, l’hypothèse de fort allongement revient en pratique à considérer que la corde est infinitésimale, ce qui n’est pas cohérent avec des tailles de jeu plus petites que la corde. De plus, ce modèle ne tient pas compte du décollement présent dans le jeu, qui a pourtant un impact significatif sur la vitesse en sortie du jeu (voir la section 1.1.1). Afin d’améliorer la prédiction de cette méthode pour les petites tailles de jeu, Lakshminarayana et Horlock [48] ont introduit un coefficient empirique dans ce modèle. Ce coefficient, appelé *retained lift* et qui dépend de la taille du jeu, représente la portion de circulation qui reste confinée dans le jeu sans alimenter le tourbillon de jeu. Le modèle de la ligne portante modifiée par Lakshminarayana et Horlock permet alors de mieux prédire la traînée induite pour les petites tailles de jeu.

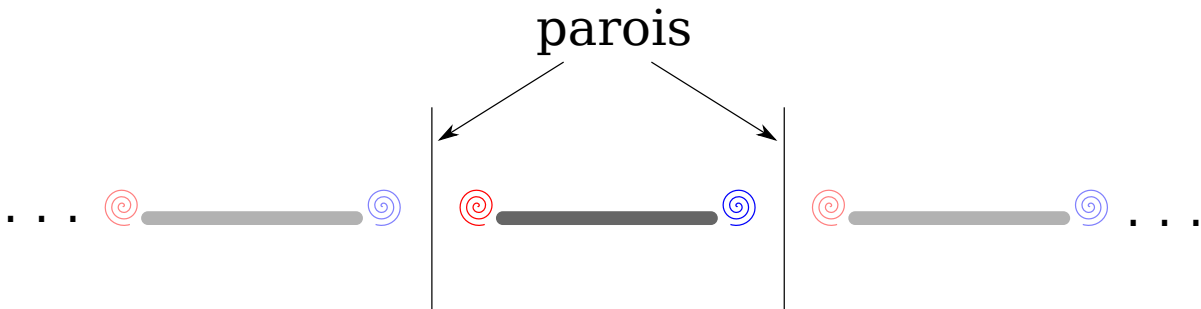
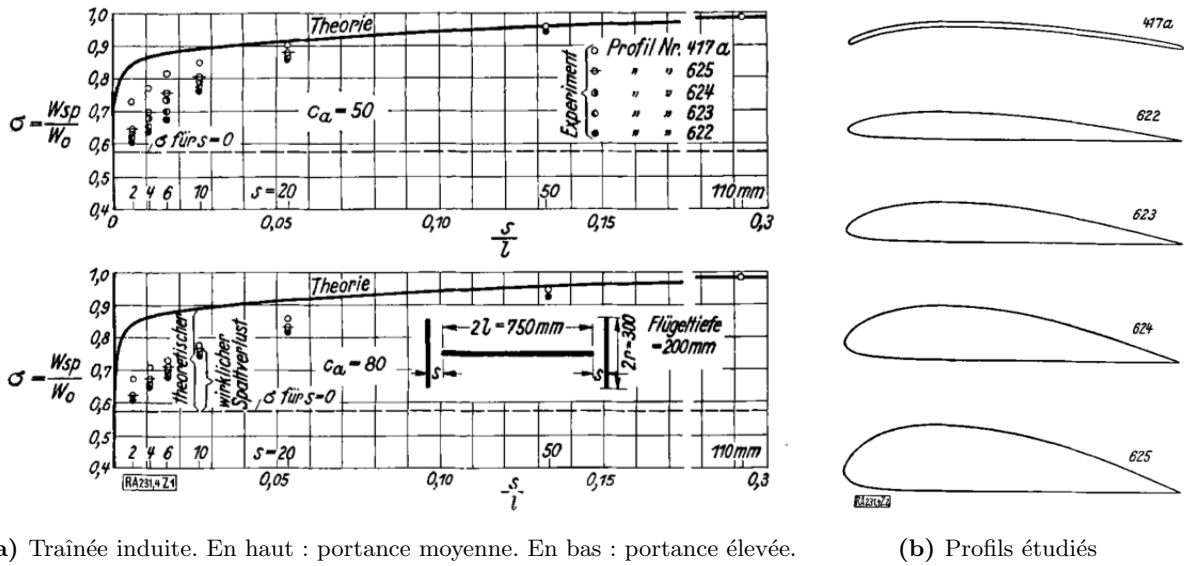


Figure 1.19 – Modélisation de l’effet de parois pour un écoulement non visqueux : méthode des images

4. Cette approche est présentée plus en détail dans l’article de Prandtl [65]



(a) Traînée induite. En haut : portance moyenne. En bas : portance élevée.

(b) Profils étudiés

Figure 1.20 – Évolution des pertes en fonction de la taille du jeu. c_a : coefficient de portance. W_{sp} : traînée induite de l’aube en présence du jeu. W_0 : traînée induite pour l’aube seule (jeu infini). Trait pointillé : traînée pour un jeu nul. Corde $c = 200\text{ mm}$. Tiré de Flachsbart [28]

1.3.2 Estimation des pertes de pression totale avec un modèle de jet

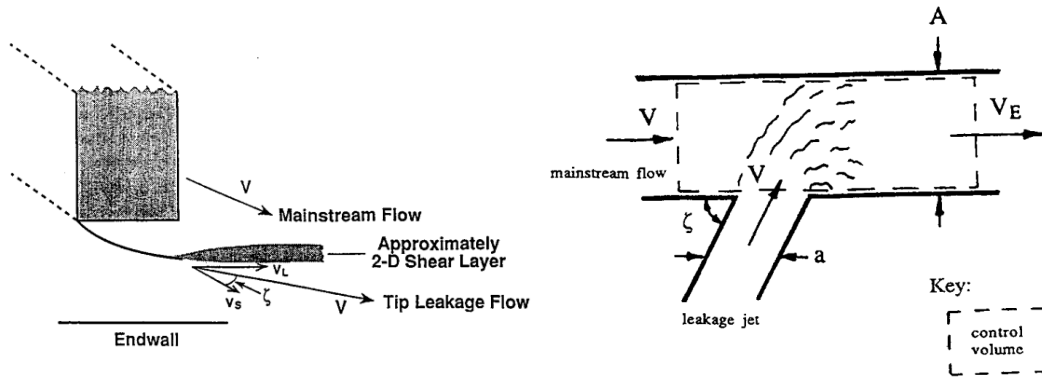


Figure 1.21 – Approche de Storer et Cumpsty [82] pour modéliser l’écoulement de jeu. A : surface de référence. $a = hc$: surface du jeu. ζ : angle entre le jet en sortie du jeu et l’écoulement principal

On a vu en 1.1.1 que l’écoulement en sortie du jeu était similaire à un jet. Partant de ce constat, Storer et Cumpsty [82] ont modélisé l’écoulement de jeu comme un jet débouchant dans un écoulement transverse. Cette approche, schématisée sur la figure 1.21, permet de relier les pertes de pression totale venant de l’écoulement de jeu à la taille du jeu et au chargement de l’aube. Pour cela, un bilan de masse et de quantité de mouvement est réalisé sur un volume de contrôle, représenté sur la figure 1.21, en faisant l’hypothèse que le jet et l’écoulement principal se sont homogénéisés en amont du plan d’analyse des pertes. L’influence de la bulle de décollement dans le jeu est modélisée par un coefficient de décharge χ_D valant environ 0.8. Ce modèle permet de prédire convenablement l’évolution des pertes de pression totale en fonction de la taille du jeu.

L’écoulement en sortie du jeu a également été modélisé comme un jet par Nikolos et al [59, 60]. Ce modèle estime correctement la répartition radiale de la vitesse et des pertes de pression totale au niveau du tourbillon de jeu. Tout d’abord le théorème du moment cinétique est appliqué sur un volume de contrôle en sortie du jeu, ce qui permet de relier la circulation ainsi que le rayon caractéristique du tourbillon de jeu à la vitesse U_j en sortie du jeu. Cette vitesse U_j est liée au chargement de l’aube via la relation (1.2), qui découle de l’approche de Rains. Ensuite, la répartition de vitesse est obtenue à partir du rayon caractéristique et de la circulation du tourbillon de jeu en

se basant sur un modèle de tourbillon Gaussien. Enfin, la distribution de pression statique est calculée à partir de cette répartition de vitesse en intégrant les équations d'Euler dans un repère cylindrique. Connaissant le champ de vitesse et de pression statique, il est possible de calculer la répartition des pertes de pression totale.

1.3.3 Résolution des équations de Navier-Stokes

Les modèles présentés dans les sections précédentes permettent essentiellement de prédire les propriétés globales de l'écoulement de jeu. Pour obtenir une prédiction plus fine de cet écoulement, il est nécessaire de le simuler en résolvant les équations de Navier-Stokes. L'approche RANS⁵, qui est la plus répandue, consiste à modéliser l'ensemble des structures turbulentes à travers le tenseur de Reynolds $\tau_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j \rangle$. Cette approche permet d'estimer correctement la vitesse en sortie du jeu [45, 81] ainsi que la position du tourbillon de jeu [18, 45]. L'utilisation d'un maillage fin [45] ou d'un modèle de turbulence avancé [10] permet de reproduire correctement la vitesse transversale au niveau du tourbillon de jeu. Toutefois il semble plus difficile de prédire correctement la distribution de pression statique et de vitesse longitudinale dans le cœur du tourbillon de jeu [10, 45]. En effet, la pression statique y est surestimée, ce qui est lié à une sous-estimation de la vitesse longitudinale. Cette surestimation de la pression semble venir de la difficulté de simuler un tourbillon avec l'approche RANS, ce qui est expliqué dans l'article de Dacles-Mariani et al [16]. De plus, les décollements ainsi que l'anisotropie de la turbulence au sein de l'écoulement de jeu représentent une difficulté supplémentaire pour les modèles de turbulence se basant sur cette approche.

Une autre approche, la LES (Large Eddy Simulation), consiste à résoudre les plus grosses structures de la turbulence et à modéliser les plus petites. Les prédictions de la LES et des méthodes hybrides RANS-LES sont meilleures que celle de l'approche RANS. En effet, la diffusion du tourbillon de jeu est beaucoup plus faible [18, 70], ce qui donne des résultats plus proches des mesures expérimentales [32, 70]. Cependant cette approche est beaucoup plus coûteuse en temps de calcul par rapport aux simulations RANS. Il est donc difficile de l'appliquer lorsqu'un grand nombre de calculs est nécessaire, comme par exemple pour une étude paramétrique ou encore durant les phases de conception.

1.4 Contrôle de l'écoulement de jeu

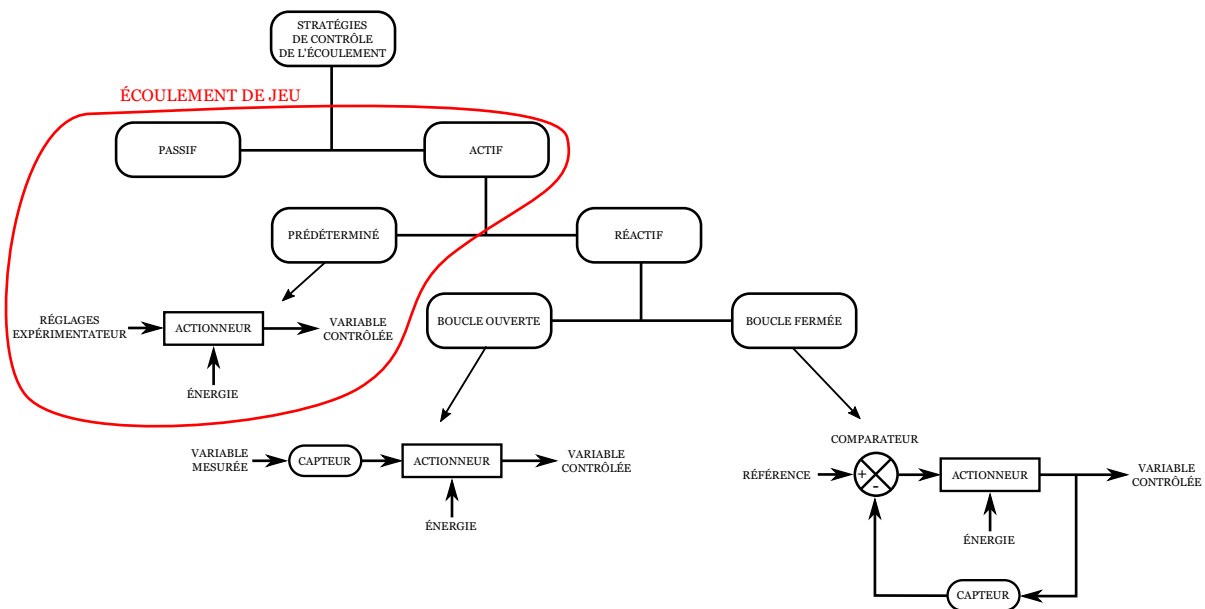


Figure 1.22 – Classification des stratégies de contrôle appliquées à l'écoulement de jeu. Inspiré de Gad-el-Hak [29]

L'écoulement de jeu ainsi que différentes approches pour le prédire ont été présentés dans les sections précédentes. Dans cette section on se penche sur différentes stratégies possibles pour contrôler cet écoulement. Celles-ci sont classées selon la figure 1.22. Les dispositifs de contrôle passifs, présentés en 1.4.1, sont des modifications de géométrie

5. Reynolds Averaged Navier-Stokes

qui ne nécessitent pas d'apport d'énergie. Quant aux dispositifs de contrôle actifs, qui requièrent de l'énergie, ils font l'objet de la section 1.4.2. Dans la majorité des études traitant de l'écoulement de jeu, les caractéristiques de ces dispositifs actifs sont prédéterminées par l'expérimentateur et ne s'adaptent pas aux changements dans l'écoulement. En effet, à l'heure actuelle peu d'études traitent du contrôle réactif de l'écoulement de jeu, qui se base sur les données fournies par des capteurs pour modifier les caractéristiques du dispositif de contrôle. Il existe des solutions de contrôle en boucle fermée pour augmenter la marge au pompage [17, 61], mais ces dispositifs visent à contrôler la stabilité globale du compresseur sans cibler particulièrement l'écoulement de jeu.

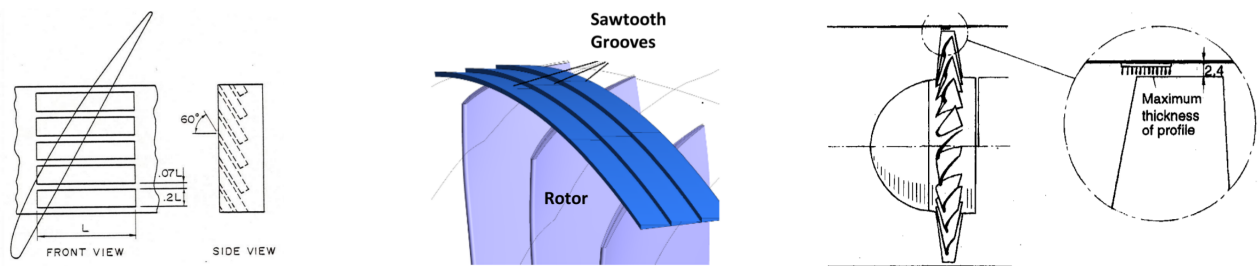
1.4.1 Contrôle passif

Plusieurs auteurs ont modifié la géométrie de l'extrémité de l'aube de sorte à changer la valeur du coefficient de décharge χ_D . On rappelle que χ_D , qui représente les pertes dans le jeu, est lié au décollement dans le jeu (cf section 1.1.1) et pilote la vitesse en sortie du jeu via la relation (1.2). En arrondissant le coin intrados de l'aube, Bindon et Morphis [7] ont pu réduire les pertes dans le jeu, ce qui se traduit par un plus grand coefficient de décharge par rapport au cas de référence. Toutefois cela entraîne une augmentation des pertes liées au mélange de l'écoulement de jeu dans l'écoulement principal qui compense, voire surpasse, la réduction des pertes dans le jeu. Cela indique qu'il faut *réduire* le coefficient de décharge pour diminuer les pertes globales, ce que permettent les géométries basées sur une combinaison de winglets, squealers et sillons [9, 36, 79], qui sont schématisées sur la figure 1.23. Ces modifications de la forme de l'extrémité d'aube permettent de réduire jusqu'à 20% le coefficient de décharge χ_D ou les pertes de pression totale.



Figure 1.23 – Extrémités d'aubes modifiées pour réduire le coefficient de décharge χ_D

Une autre approche consiste à modifier la géométrie du carter pour étendre la plage de fonctionnement stable du compresseur. La plupart de ces traitements de carter sont des cavités périodiques (figure 1.24a) ou axisymétriques (figure 1.24b). Le principe de fonctionnement de ces dispositifs semble être d'utiliser la différence de pression le long de l'aube pour mettre en mouvement le fluide dans la cavité de sorte à injecter du fluide dans une zone d'intérêt [14, 35, 74, 77, 84]. Une stratégie différente a été adoptée par Kameier et Neise [43]. En effet, en insérant une bande de Velcro dans le jeu (figure 1.24c), ils parviennent à améliorer les performances de leur étage de soufflante. Cette bande de Velcro semble agir comme un générateur de turbulence qui augmente les pertes dans le jeu, ce qui équivaut à une réduction du coefficient de décharge χ_D . L'extension de la marge au pompage obtenue avec un dispositif de contrôle passif au carter varie entre 10% et 20%.



(a) Fentes inclinées périodiques, Smith et Cumpsty [77]

(b) Sillons axisymétriques, Cevik et al [14]

(c) Bande de Velcro, Kameier et Neise [43]

Figure 1.24 – Exemples de traitement de carter

1.4.2 Contrôle actif

On a vu dans la section précédente que les dispositifs de contrôle passif permettent d'améliorer les performances et l'opérabilité des compresseurs sans avoir recours à une source d'énergie externe. Toutefois cela se fait au prix d'une géométrie plus complexe, qui par ailleurs est figée et ne s'adapte donc pas au point de fonctionnement de la machine. De plus les dispositifs passifs ne règlent pas le problème de l'ouverture des jeux dans le compresseur causée par l'usure mécanique et thermique. Ces insuffisances du contrôle passif peuvent être surmontées grâce à l'utilisation de dispositifs actifs. Dans cette section on se focalise sur les stratégies de contrôle s'appuyant sur l'injection d'air dans le compresseur.

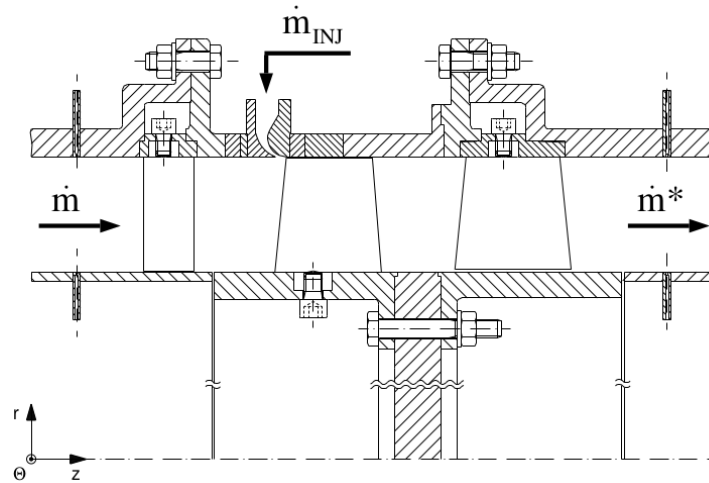


Figure 1.25 – Système d'injection dans un compresseur axial. Tiré de Dobrzynski et al [22]

Les dispositifs d'injection continue d'air vers l'aval du compresseur, dont un exemple est montré sur la figure 1.25, ont fait l'objet de nombreuses études [2, 4, 6, 22, 37, 47, 83]. Cette solution vise à augmenter la vitesse axiale dans la zone de jeu, ce qui permet de combler le déficit de vitesse axiale contenue dans le tourbillon de jeu, comme illustré sur la figure 1.26a. De plus, si l'injection est réalisée en amont du rotor, l'augmentation locale de vitesse axiale peut aussi avoir pour effet de réduire l'incidence en extrémité d'aube, ce qui est schématisé sur la figure 1.26b, diminuant ainsi le chargement de l'aube et donc le débit traversant le jeu. Ce type de dispositif de contrôle est d'autant plus efficace que la vitesse en sortie du jet est élevée [4, 22, 47]. De plus, l'augmentation de la marge au pompage est optimale lorsque les jets sont orientés selon la ligne de cambrure des aubes du rotor [4, 47]. Dans le cas de cette stratégie de contrôle, il semble que l'utilisation de jets pulsés soit moins efficace qu'une injection continue d'air [2, 47]. Grâce à ce type de dispositif actif, l'augmentation de la marge au pompage est de l'ordre de 10% lorsque le débit injecté est de l'ordre de 1% du débit total.

Une autre approche consiste à réduire la taille de jeu effective, ce qui revient à diminuer le coefficient de décharge χ_D , en injectant de l'air perpendiculairement au carter comme l'indique la figure 1.26c. Cette approche a été adoptée par Rao et Camci [69], qui ont considéré une injection continue d'air depuis l'extrémité d'une aube de turbine. Grâce à ce dispositif, Rao et Camci parviennent à réduire les pertes de pression totale en aval de l'aube. Bae et al [2] ont adopté une approche similaire, mais en utilisant des jets pulsés depuis le carter. En plus de réduire la taille effective du jeu, le dispositif de Bae et al vise à accentuer la diffusion du tourbillon de jeu. En effet, comme schématisé sur la figure 1.26d, une plus forte diffusion homogénéise l'écoulement, ce qui permet de réduire les déficits de vitesse axiale. Le dispositif de Bae et al permet de réduire d'environ 66% l'aire de blocage⁶ au niveau du tourbillon de jeu.

6. Dans l'article de Bae et al [2], l'aire de blocage A_b est une généralisation de l'épaisseur de déplacement pour une couche limite et est définie ainsi : $A_b = \iint \left(1 - \frac{u_x}{u_e}\right) dA$, où u_e représente la vitesse de l'écoulement sain.

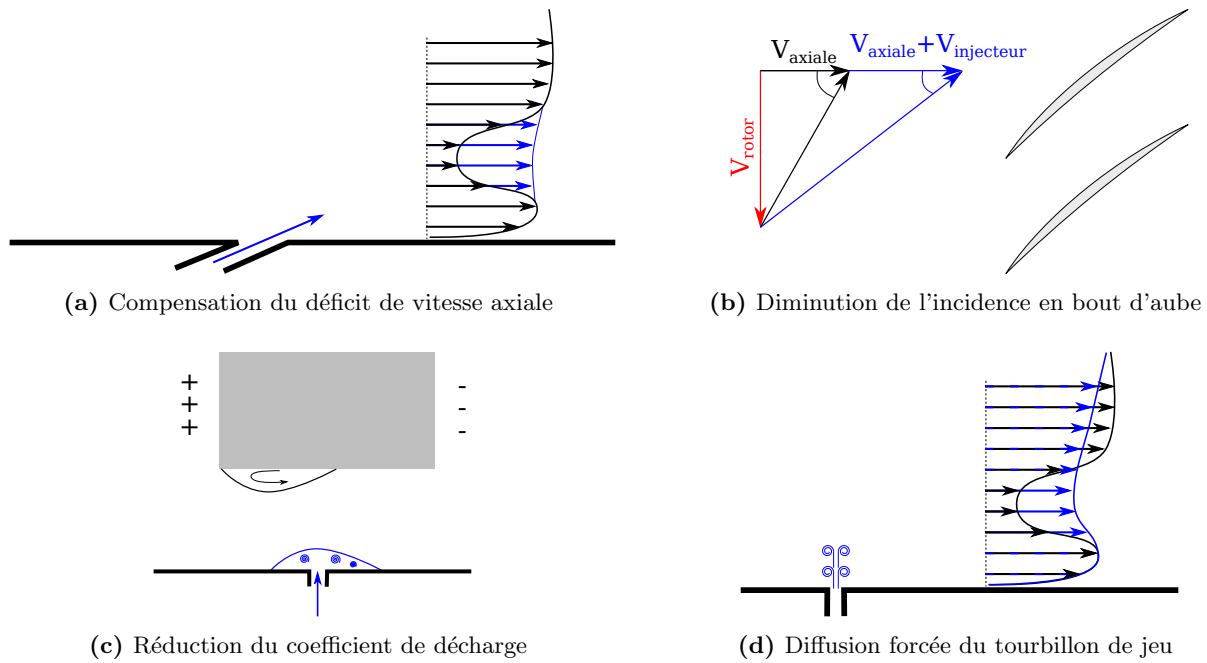


Figure 1.26 – Différents moyens de contrôler l'écoulement de jeu par injection d'air

1.4.3 Principes physiques visés

Bien que les approches pour contrôler l'écoulement de jeu soient nombreuses, elles se basent sur le même ensemble de principes physiques, qui sont hiérarchisés en deux familles sur la figure 1.27. D'une part on peut chercher à modérer le débit traversant le jeu en diminuant le coefficient de décharge χ_D ou en réduisant le chargement aérodynamique en extrémité d'aube. D'autre part on peut atténuer le tourbillon de jeu en forçant sa diffusion ou en compensant le champ de vitesse qu'il impose à l'écoulement, comme par exemple en comblant le déficit de vitesse axiale. Les différents dispositifs de contrôle abordés dans les sections précédentes s'appuient sur un ou plusieurs de ces principes.

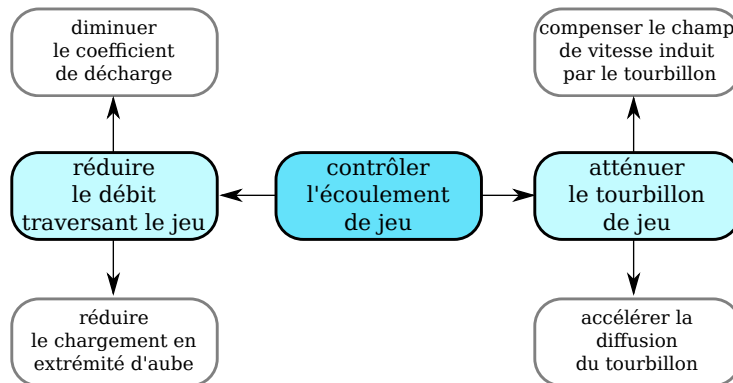


Figure 1.27 – Principes physiques utilisés pour contrôler l'écoulement de jeu

1.5 Conclusion

Cette étude bibliographique a permis de dégager les caractéristiques principales de l'écoulement de jeu. Tout d'abord l'écoulement subit une forte accélération en entrant dans le jeu du côté de l'extrados. De plus, le coin entre l'intrados et l'extrémité de l'aube impose une déviation trop importante à l'écoulement, ce qui cause un décollement sur l'extrémité de l'aube. L'écoulement quitte ensuite le jeu tel un jet, dont la vitesse est pilotée non seulement par la différence de pression entre l'intrados et l'extrados de l'aube, mais aussi par le décollement présent en extrémité d'aube. L'écoulement en sortie du jeu s'enroule ensuite pour former le tourbillon de jeu. Ce tourbillon contient un déficit de vitesse longitudinale important, qui par ailleurs semble piloter la production d'énergie cinétique turbulente en aval de l'aube.

Bien qu'ayant fait l'objet de nombreux travaux, plusieurs aspects de l'écoulement de jeu ont été peu étudiés. Tout d'abord, on trouve peu d'études traitant de l'influence de l'épaisseur de couche limite au carter. Ensuite, il semble qu'un tourbillon en fer à cheval soit présent au bord d'attaque de l'aube lorsque le jeu est assez petit, cependant les conditions d'apparition de cette structure ainsi que son impact sur l'écoulement de jeu restent à éclaircir. Enfin peu d'études ont cherché à identifier les phénomènes à l'origine des pertes dans l'écoulement de jeu. On s'attachera à répondre à ces interrogations dans la présente thèse.

Ensuite, pour contrôler l'écoulement de jeu, deux familles de principes physiques ont été identifiées : réduire le débit traversant le jeu et atténuer le tourbillon de jeu. Dans la présente étude on cherchera à évaluer des dispositifs de contrôle par injection d'air au carter représentatifs de chacune de ces familles. Par ailleurs l'étude bibliographique indique que pour une configuration fixe, l'écoulement de jeu ne semble pas contenir de structures organisées périodiquement, ni d'instabilités intrinsèques que l'on pourrait cibler à l'aide d'une injection pulsée. On se focalisera donc sur des systèmes d'injection continue d'air depuis le carter.

Les travaux de la présente thèse sont conduits en s'appuyant sur la complémentarité des mesures en soufflerie et des simulations numériques. En effet, les contraintes liées à la géométrie et aux moyens de mesure font qu'il n'est pas possible de capturer expérimentalement l'intégralité de l'écoulement, en particulier dans le jeu. La simulation numérique quant à elle donne accès à l'ensemble de l'écoulement. Cependant la fidélité de ces simulations doit être vérifiée en se comparant à une base de données expérimentale de l'écoulement de jeu.

Première partie

Moyens et méthodes

Moyens d'essai

Ce chapitre vise à décrire le montage expérimental ainsi que les différentes techniques de mesure employées. On présente également l'étude préliminaire réalisée pour caractériser le montage ainsi que l'écoulement arrivant dans la veine d'essai.

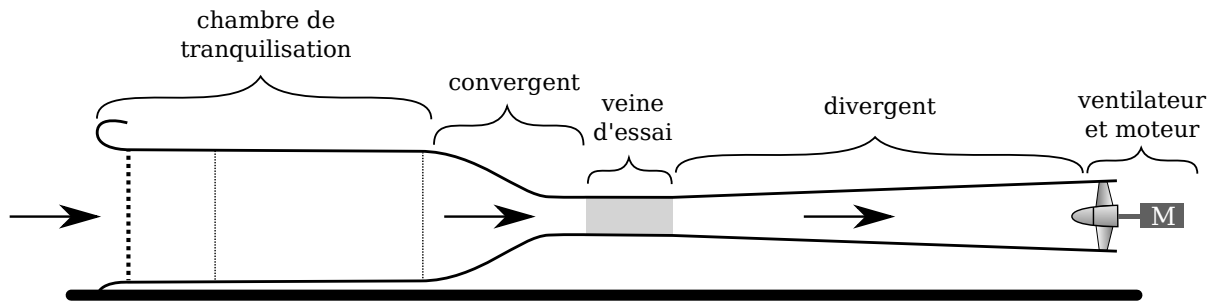
| | | |
|------------|--------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.1 | Description de l'installation expérimentale | 25 |
| 2.1.1 | Soufflerie S2L | 25 |
| 2.1.2 | Montage expérimental et conditions d'essai | 28 |
| 2.1.3 | Caractérisation des couches limites | 29 |
| 2.2 | Présentation des techniques de mesure | 33 |
| 2.2.1 | Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) | 33 |
| 2.2.2 | Pression statique et sonde cinq trous | 36 |
| 2.2.3 | Vélocimétrie fil chaud | 36 |
| 2.3 | Description du dispositif d'injection d'air au carter | 37 |

2.1 Description de l'installation expérimentale

2.1.1 Soufflerie S2L

Les essais ont été réalisés dans la soufflerie basse vitesse S2L, schématisée sur la figure 2.1a. Cette soufflerie de type Eiffel est située à l'Onera de Meudon. L'air entre par la chambre de tranquillisation qui est constituée d'une grille en nid d'abeille (figure 2.1b), suivie de grilles plus fines. Ces dispositifs permettent d'obtenir un écoulement uniforme et un faible taux de turbulence résiduelle dans la veine d'essai. L'écoulement est ensuite accéléré vers la veine d'essai grâce au convergent. Dans la veine d'essai, l'écoulement peut atteindre des vitesses U_∞ allant de 4 m/s à 44 m/s . L'écoulement est ensuite ralenti dans le divergent avant d'arriver au ventilateur (figure 2.1c). Cela permet de réduire la puissance nécessaire pour mettre l'air en mouvement à travers la soufflerie. La puissance du moteur actionnant le ventilateur est d'environ 15 kW .

La température totale T_{t_∞} est mesurée dans la chambre de tranquillisation avec un thermocouple type K. La température de référence de ce thermocouple est mesurée à l'extérieur de la soufflerie avec une sonde Pt100. Quatre tubes Pitot sont placés en sortie du convergent, en amont de la veine d'essai (figure 2.2). Ces tubes Pitot sont reliés au même capteur de pression absolue DPI145, ce qui permet de mesurer la pression totale moyenne P_{t_∞} en amont



(a) Schéma global



(b) Grille en nid d'abeille



(c) Ventilateur

Figure 2.1 – Soufflerie S2L

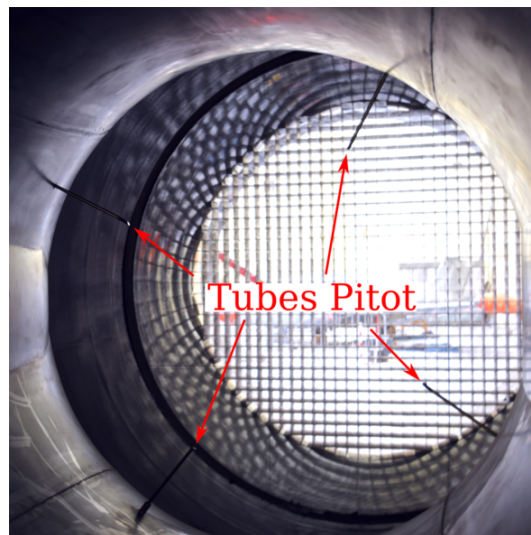


Figure 2.2 – Tubes Pitot en sortie du convergent

de la veine d'essai. On calcule la masse volumique de l'air ρ dans la chambre de tranquillisation à partir de $P_{t\infty}$ et $T_{t\infty}$ avec la loi d'état

$$\rho = \frac{P_{t\infty}}{RT_{t\infty}} \quad (2.1)$$

Enfin, la vitesse en veine U_∞ est calculée à partir de l'équation de Bernoulli, soit

$$U_\infty = \sqrt{\frac{2(P_{t\infty} - P_{s\infty})}{\rho}} \quad (2.2)$$

avec $P_{s\infty}$ qui désigne la pression statique dans la veine d'essai, mesurée en amont de la maquette.

Le taux de turbulence résiduelle T_u dans la veine d'essai est défini par

$$T_u = \frac{\sqrt{\langle U'^2 \rangle}}{U} \quad (2.3)$$

où U et U' représentent respectivement la vitesse moyenne et la fluctuante, mesurées à l'aide d'un fil chaud à l'entrée de la veine d'essai (cf section 2.2.3). Ces mesures ont été réalisées $1.5c$ en amont du bord d'attaque de l'aube. L'évolution de T_u en fonction de la vitesse U_∞ est tracée sur la figure 2.3. On peut voir que le taux de turbulence résiduelle augmente linéairement avec la vitesse U_∞ , en allant de 0.02% à 0.075%. L'écoulement arrivant dans la veine d'essai est donc très peu turbulent.

Afin d'évaluer les variations de la vitesse moyenne U_∞ dans la veine d'essai, la soufflerie a été laissée en fonctionnement durant 15 min en régime stabilisé, à vitesse maximale. Sur la figure 2.4, la courbe grise représente le signal instantané de U_∞ qui est acquis à une fréquence de 100 Hz , la courbe noire indique la vitesse moyenne et la courbe bleue désigne la moyenne glissante sur une durée de 5 s . On constate que la vitesse fluctue autour de la valeur moyenne sans dériver. De plus, l'écart-type du signal de vitesse instantané est de 0.15 m/s et celui de la moyenne glissante sur 5 s est de 0.06 m/s . Cela montre que l'écoulement dans la veine d'essai reste stable au cours du temps.

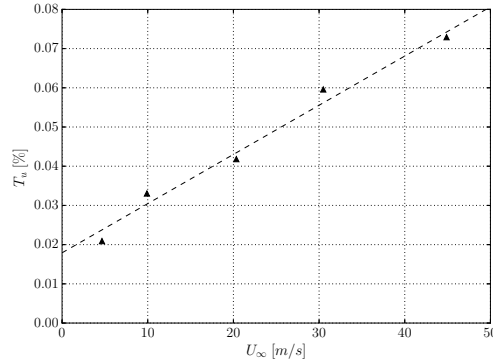


Figure 2.3 – Évolution du taux de turbulence résiduelle en fonction de la vitesse de l'écoulement dans la veine d'essai

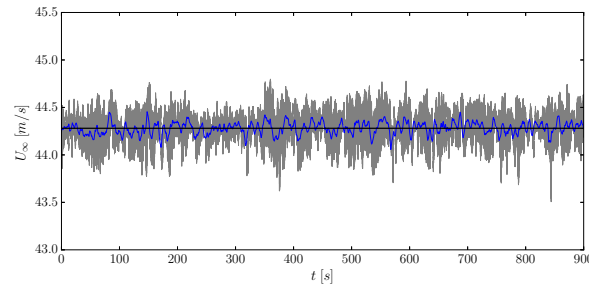


Figure 2.4 – Vitesse de l'écoulement dans la veine d'essai en régime stabilisé. (—) : signal instantané ($f_{acq} = 100 \text{ Hz}$). (—) : moyenne glissante sur 5s. (—) : moyenne globale

2.1.2 Montage expérimental et conditions d'essai

La figure 2.5 représente le montage expérimental. L'aube est représentée par une aile rectangulaire de profil NACA0012 et de corde $c = 200 \text{ mm}$. Cette aube est placée perpendiculairement à une plaque plane qui représente le carter. Le repère de l'étude ainsi que son origine O sont indiqués sur la figure 2.5. Les données expérimentales sont normalisées par la corde c , la vitesse amont U_∞ , la pression statique amont P_{s_∞} et par la température totale T_{t_∞} . En pratique on a

$$u_i = U_\infty u_i^* \quad , \quad P_s = P_{s_\infty} P_s^* \quad , \quad \rho = \frac{P_{s_\infty}}{U_\infty^2} \rho^* \quad , \quad s = \frac{U_\infty^2}{T_{t_\infty}} s^* \quad , \quad \omega_i = \frac{U_\infty}{c} \omega_i^* \quad , \quad (2.4)$$

avec l'exposant \bullet^* désignant la grandeur adimensionnée. Dans la suite, on omet l'exposant \bullet^* afin d'alléger la notation.

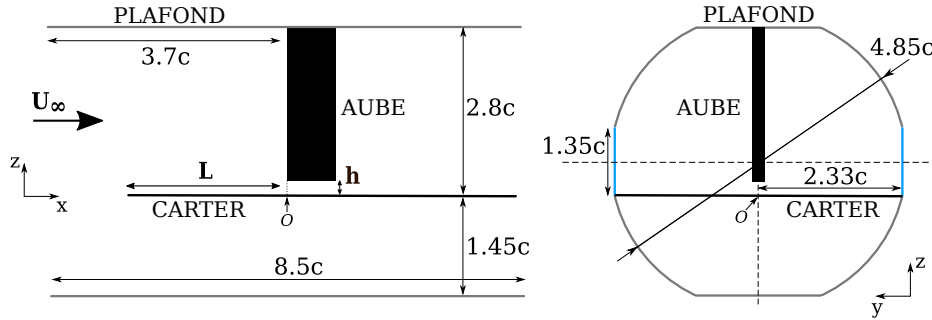


Figure 2.5 – Schéma de l'aube isolée dans la veine d'essai. O correspond à l'origine du repère

Table 2.1 – Paramètres de l'étude

| | |
|------------|------------------------------------------------------------------|
| U_∞ | 40 m/s |
| Re | 550 000 |
| M | 0.1 |
| T_u | 0.07% |
| Profil | NACA0012 |
| c | 200 mm |
| α | 10° + 0° pour HSV |
| h/c | de 0.5% à 8% + 13% pour $L/c = 3.3$ + 0% et 0.25% pour HSV |
| L/c | 1.8 / 3.3 |

Les paramètres de l'étude sont présentés dans le tableau 2.1. L'essentiel des essais sont réalisés avec un angle d'attaque $\alpha = 10^\circ$. Cela permet d'avoir une aube fortement chargée tout en ayant une marge par rapport au décrochage de l'aube, qui se produit pour $\alpha = 13^\circ$. Le cas $\alpha = 0^\circ$ est considéré dans l'analyse du tourbillon en fer à cheval (HSV) en amont du bord d'attaque de l'aube.

La taille du jeu h est ajustée en modifiant l'envergure de l'aube, avec une précision de $\pm 0.05 \text{ mm}$. L'erreur de parallélisme entre l'extrémité de l'aube et le carter est d'environ 0.06° . Ce montage expérimental permet d'obtenir des valeurs de h/c qui sont représentatives de compresseurs réels, c'est-à-dire h/c allant de 0.5% à 3.0%. On considère également des jeux plus larges, avec h/c pouvant atteindre 13%. Dans l'analyse du tourbillon en fer à cheval, on considère en plus les cas $h/c = 0$ et $h/c = 0.25\%$.

L'épaisseur de la couche limite incidente au carter est ajustée en modifiant la distance L entre les bords d'attaque du carter et de l'aube. Les essais ont été réalisés avec L/c ajusté à 1.8 ou 3.3, ce qui est illustré sur la figure 2.6. On peut noter que le bord d'attaque du carter est profilé afin d'éviter les décollements.

Le nombre de Mach M vaut environ 0.1, on peut donc considérer que l'écoulement est incompressible. Ensuite, on peut voir sur la figure 2.3 que taux de turbulence résiduelle T_u augmente linéairement avec la vitesse amont U_∞ . Les essais étant réalisés pour $U_\infty = 40 \text{ m/s}$, T_u vaut environ 0.07%.

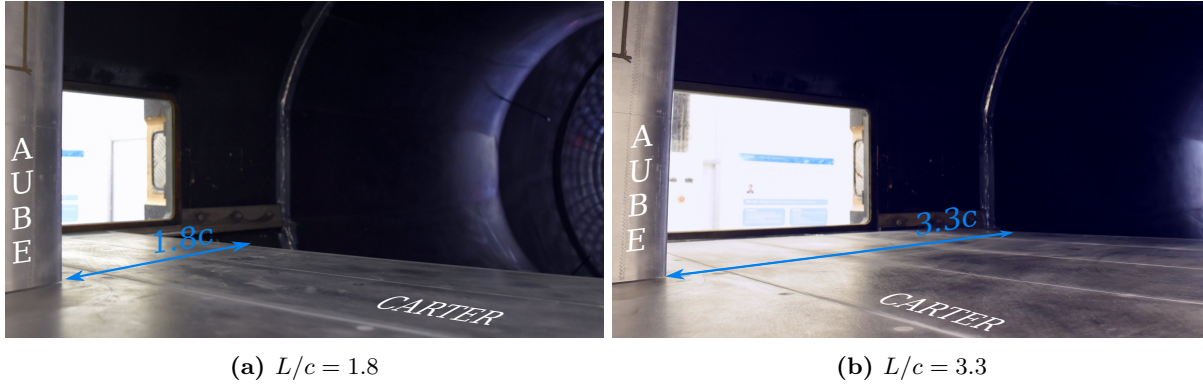


Figure 2.6 – Réglage de la longueur du carter en amont de l'aube

2.1.3 Caractérisation des couches limites

Carter

La transition vers la turbulence de la couche limite au carter est déclenchée en plaçant une bande de transition 15 mm en aval du bord d'attaque de la plaque plane. Cette bande de transition, représentée sur la figure 2.7, est un générateur de turbulence 3D ayant une épaisseur de 125 μm .

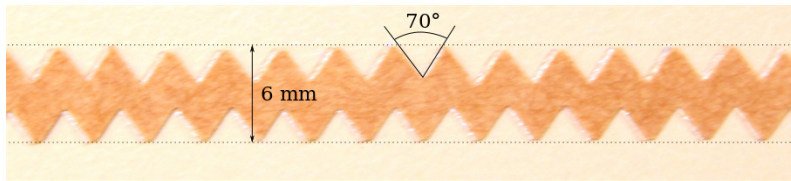


Figure 2.7 – Générateur de turbulence 3D. Épaisseur : 125 μm . Fabriqué par *Glasfaser-Flugzeug-Service*

Les mesures de vitesse dans la couche limite au carter ont été réalisées pour le cas $L/c = 3.3$ avec la LDV 2 composantes, dans le plan $y = 0$. Cette technique de mesure est présentée dans la section 2.2.1. Afin de limiter le gradient de pression imposé par l'aube sur la couche limite au carter, on considère $h/c = 13\%$ et $\alpha = 0^\circ$. Des mesures de pression statique au carter, en amont de l'aube, ont été réalisées pour le cas $\alpha = 10^\circ$. Ces mesures sont tracées sur la figure 2.8, où K_P désigne le coefficient de pression statique. On constate que pour $x < -0.5c$, le gradient de pression statique au carter est faible. Ce constat reste valable pour des angles d'attaque plus faibles, en particulier pour $\alpha = 0^\circ$.

La figure 2.9 représente l'évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche limite $\delta_{0.99}$, de l'épaisseur de déplacement δ^* et de l'épaisseur de quantité de mouvement θ^* , Δx désignant la distance au bord d'attaque de la plaque plane. La ligne pleine correspond à la relation

$$\delta_{0.99}, \delta^*, \theta^* = A \Delta x \left(\frac{U_\infty \Delta x}{\nu} \right)^{-\frac{1}{n}}, \quad (2.5)$$

où A et n sont des coefficients ajustés sur les données expérimentales pour $x < -0.5c$. Dans le tableau 2.2, on compare les valeurs expérimentales de ces coefficients aux valeurs théoriques calculées par Schlichting [73]. Ces valeurs théoriques sont obtenues dans le cas d'une couche limite turbulente sur une plaque plane, sans gradient de

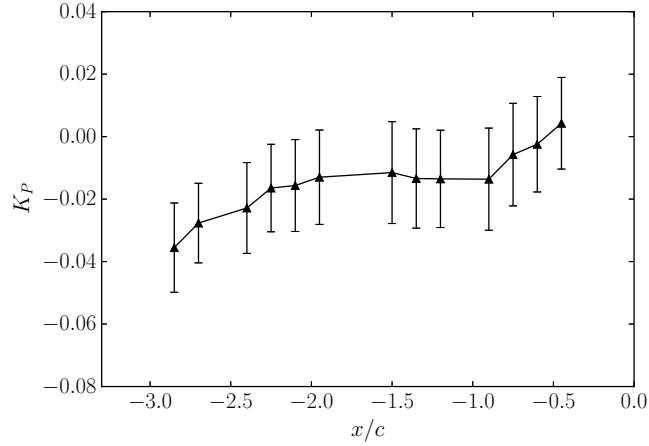


Figure 2.8 – Évolution du coefficient de pression K_P au carter en amont de l'aube ($h/c = 13\%$, $L/c = 3.3$ et $\alpha = 10^\circ$). Les barres verticales indiquent l'écart-type de la mesure

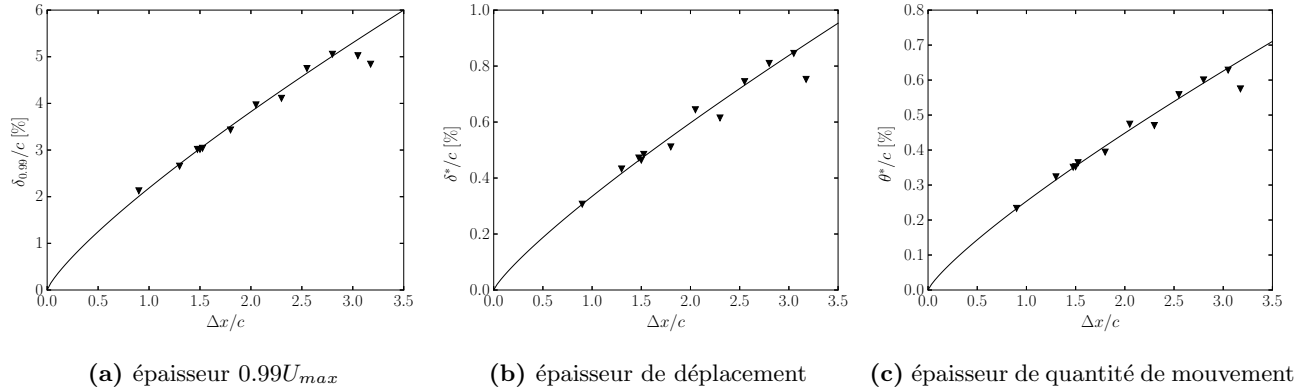


Figure 2.9 – Évolution des propriétés de la couche limite au carter. Symbole \blacktriangledown : mesures LDV. Ligne pleine : courbe analytique (2.5) ajustée sur les données expérimentales pour $x < -0.5c$. Δx désigne la distance au bord d'attaque de la plaque plane

Table 2.2 – Comparaison des valeurs des coefficients A et n de l'équation (2.5) obtenues expérimentalement aux valeurs théoriques estimées par Schlichting [73]

| | LDV | | Théorie | |
|-----------------|-------|------|---------|-----|
| | A | n | A | n |
| $\delta_{0.99}$ | 0.28 | 5.16 | 0.37 | 5.0 |
| δ^* | 0.029 | 6.04 | 0.046 | 5.0 |
| θ^* | 0.027 | 5.63 | 0.036 | 5.0 |

pression et en supposant une loi puissance $1/7$ pour le profil de vitesse. Il y a un accord qualitatif entre les valeurs expérimentales et théoriques des coefficients A et n . Cela signifie que pour $x < -0.5c$, l'évolution de la couche limite au carter est semblable à celle d'une couche limite turbulente canonique sur une plaque plane, sans gradient de pression. Sur la figure 2.9, on observe que pour $x > -0.5c$ ($\Delta x > 2.8c$), la couche limite incidente s'affine à cause de l'accélération de l'écoulement entrant dans le jeu.

Les propriétés de la couche limite au carter en $x = -0.5c$, en dehors de la zone d'influence de l'aube et du jeu, sont présentées dans le tableau 2.3 pour les deux longueurs de plaque considérées. Pour L/c valant 1.8 et 3.3, la position $x = -0.5c$ correspond à une distance Δx valant respectivement $1.3c$ et $2.8c$. On peut voir dans le tableau 2.3 que le facteur de forme H^* vaut 1.3 pour les deux valeurs L , ce qui indique que la couche limite est pleinement turbulente.

Table 2.3 – Propriétés de la couche limite au carter en $x = -0.5c$

| L/c | 1.8 | 3.3 |
|-------------------|--------|--------|
| $\delta_{0.99}/c$ | 2.68 % | 4.95 % |
| δ^*/c | 0.40 % | 0.78 % |
| θ^*/c | 0.33 % | 0.60 % |
| H^* | 1.30 | 1.30 |
| Re_{θ^*} | 1800 | 3400 |

Aube

Une bande de transition, la même que présentée précédemment, est placée de chaque côté de l'aube, à 20% de corde en aval du bord d'attaque. Cette bande de transition influence l'intrados uniquement. Sur l'extrados, la couche limite transitionne naturellement vers la turbulence au voisinage du bord d'attaque. Sur la figure 2.10, on compare la répartition de pression mesurée autour du profil pour $Re = 550\,000$ à celle mesurée pour $Re = 210\,000$ et à celle extraite d'un calcul RANS 2D pour $Re = 550\,000$. Le calcul RANS se base sur le modèle de turbulence $k - \omega$ SST de Menter [53], en faisant l'hypothèse d'un écoulement pleinement turbulent. On peut voir sur la figure 2.10 qu'il y a un bon accord entre les mesures et la simulation. Pour un nombre de Reynolds de 210 000, on constate la présence d'un plateau de pression à proximité du bord d'attaque. Ce plateau est la manifestation d'un bulbe de décollement laminaire, ce qui est illustré sur la figure 2.11. Dans l'insert de la figure 2.10, on peut voir que la répartition de pression pour $Re = 550\,000$ présente également une altération de la pente, indiquant la présence d'un plateau. Cela suggère qu'un petit bulbe de décollement laminaire est présent au voisinage du bord d'attaque. En aval de la séparation laminaire, l'écoulement transitionne vers un régime turbulent avant de recoller à la paroi de l'aube. La transition laminaire-turbulent se produit donc naturellement sur l'extrados, entre $x/c = 2\%$ et $x/c = 5\%$. À cause de l'hypothèse d'écoulement pleinement turbulent, le calcul RANS ne capture pas ce bulbe de décollement laminaire. Cela explique le faible écart entre les mesures et le calcul, que l'on peut voir sur l'insert de la figure 2.10.

Plafond

Des mesures réalisées avec un tube Pitot plat, situé en $(x, y) = (-2.23c, 0)$, ont permis d'obtenir un profil de vitesse dans la couche limite au plafond de la veine. L'épaisseur de la couche limite $\delta_{0.99}$, l'épaisseur de déplacement δ^* et l'épaisseur de quantité de mouvement θ^* valent respectivement 11.45%, 1.45% et 1.15% de corde. Le facteur de forme H^* vaut 1.3, ce qui indique que la couche limite est là aussi pleinement turbulente.

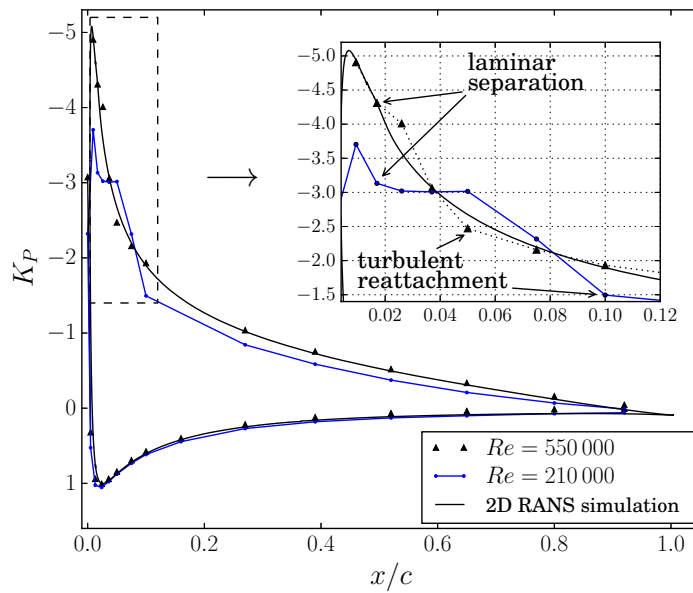


Figure 2.10 – Répartition de pression autour du profil NACA0012 pour $\alpha = 10^\circ$ ($h = 0$). Comparaison entre mesures et simulation RANS pour deux valeurs du nombre de Reynolds. Les prises de pression statique sur l'aube sont situées en $z = 1.7c$

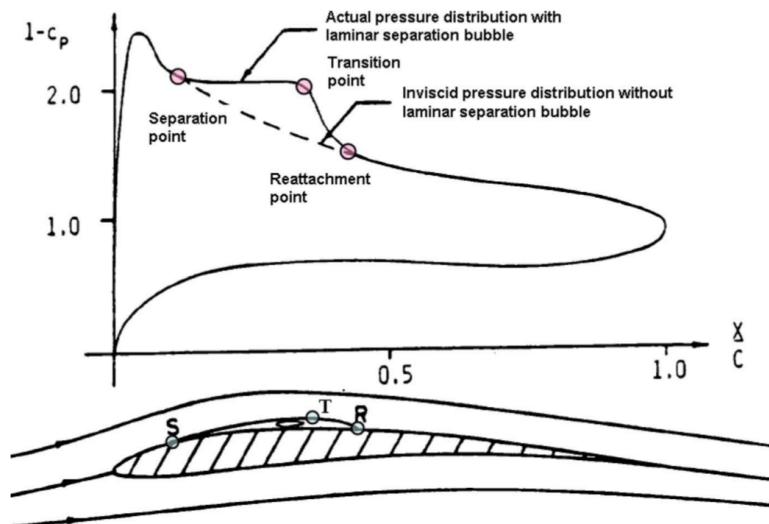


Figure 2.11 – Répartition de pression sur un profil d'aile en présence d'un bulbe de décollement laminaire. Tiré de Hu et Yang [38]

2.2 Présentation des techniques de mesure

La base de données expérimentale est constituée de mesures de pression statique au carter ainsi que de mesures LDV et de sonde cinq trous dans l'écoulement. Cette section vise à présenter les points essentiels de ces techniques de mesure. On décrit également la méthode de mesure fil chaud employée pour évaluer le taux de turbulence résiduelle dans la veine d'essai. Pour plus de détails concernant ces techniques, le lecteur peut se référer à l'ouvrage de Tropea et al [86]. Le positionnement des plans de mesure et des prises de pression statique au carter est schématisé sur la figure 2.12. La discrétisation de ces plans de mesure est donnée dans le tableau 2.4.

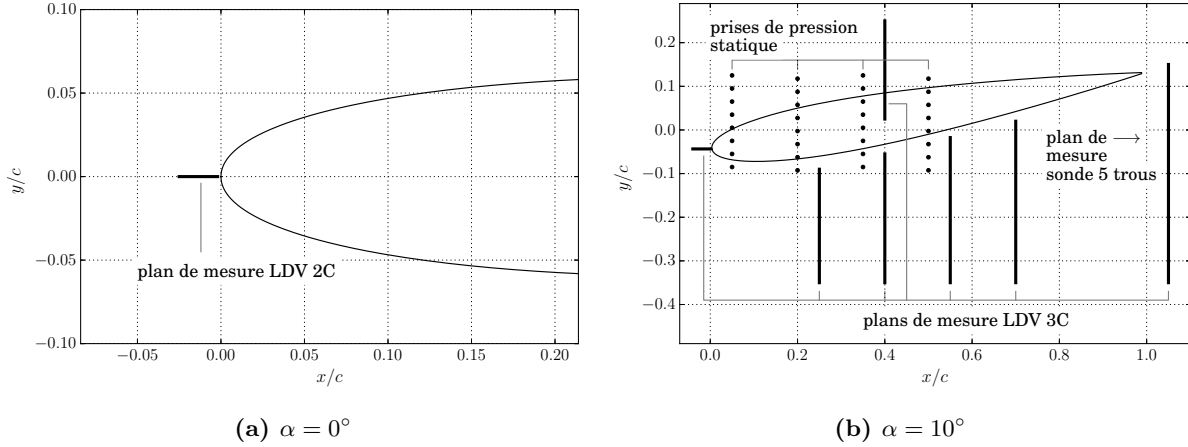


Figure 2.12 – Positionnement des prises de pression statique au carter, des divers plans de mesure LDV et du plan de mesure de sonde 5 trous en $x/c = 1.05$

Table 2.4 – Discrétisation des plans de mesure LDV et sonde 5 trous en fonction de la zone d'étude

| Zone d'étude | $\Delta x/c [\times 10^{-3}]$ | $\Delta y/c [\times 10^{-3}]$ | $\Delta z/c [\times 10^{-3}]$ |
|----------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| Extrados ($y < 0$) | \emptyset | 10 | 5 |
| Intrados ($y > 0$) | \emptyset | 30 | 2 |
| Bord d'attaque ($x < 0$) | 3.5 | \emptyset | 0.6 |

2.2.1 Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)

Principe de mesure

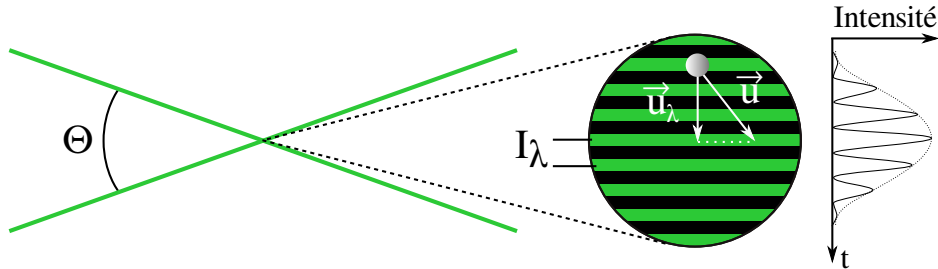


Figure 2.13 – Principe de mesure d'une composante de la vitesse avec la LDV

Le principe de la vélocimétrie laser Doppler est schématisé sur la figure 2.13. L'intersection de deux faisceaux laser cohérents crée un réseau de franges d'interférences. La distance inter-franges I_λ dépend de la longueur d'onde du laser λ et de l'angle Θ entre les faisceaux avec la relation

$$I_\lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\Theta}{2}} \quad (2.6)$$

Lorsqu'une particule entre dans le volume de mesure créé par le croisement des faisceaux, elle traverse alternativement des franges sombres et lumineuses. L'intensité de la lumière diffusée par la particule oscille donc à une fréquence f_s qui dépend de u_λ et I_λ , la composante de la vitesse normale au réseau de franges et la distance inter-franges. Afin de discerner le sens de parcours de la particule, c'est-à-dire le signe de u_λ , un décalage en fréquence ($f_B = 40 \text{ MHz}$) est imposé par une cellule de Bragg. Finalement, pour chaque paire de faisceaux laser de longueur d'onde λ_i , la composante u_{λ_i} est calculée avec la relation

$$u_{\lambda_i} = I_{\lambda_i} (f_{s_i} - f_B) \quad . \quad (2.7)$$

Dans la relation (2.7), la fréquence f_{s_i} est mesurée par un processeur *Dantec BSA* et la distance inter-franges I_{λ_i} est obtenue par la mesure de l'angle Θ_i entre les faisceaux laser. Ensuite un changement de repère est effectué pour obtenir les composantes de vitesse u_i dans le repère de l'étude, soit

$$u_i = C_{ij} u_{\lambda_j} \quad . \quad (2.8)$$

L'orientation des faisceaux laser dans le repère de l'étude est mesurée avec un théodolite, que l'on peut voir sur la figure 2.14. Cela permet de déterminer d'une part les distances inter-franges I_{λ_i} , à partir des angles Θ_i entre les faisceaux, et d'autre part les coefficients C_{ij} de la matrice de passage entre le repère du réseau de franges et le repère de l'étude. L'incertitude sur la mesure de vitesse liée à cette méthode d'étalonnage et aux réglages optiques vaut $\pm 0.1 \text{ m/s}$. Sur l'ensemble des points de mesure, le taux d'acquisition médian vaut 600 Hz . Dans la présente étude, les moments statistiques sont calculés avec la moyenne pondérée par le temps de transit des particules dans le volume de mesure, définie par

$$\langle \bullet \rangle = \frac{\sum_{k=0}^N \bullet_k w_k}{\sum_{k=0}^N w_k} \quad \text{avec} \quad w_k = \frac{1}{\Delta t_k} \quad . \quad (2.9)$$

Dans la relation (2.9), Δt_k désigne le temps de transit de la particule pour le $k^{\text{ème}}$ échantillon.

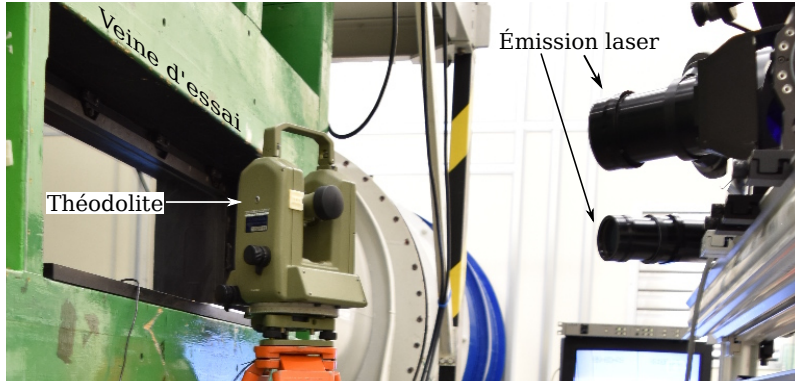


Figure 2.14 – Mesure de l'orientation des faisceaux laser à l'aide d'un théodolite

Mesures 2 composantes (LDV 2C)

La LDV deux composantes a été utilisée pour caractériser l'évolution de la couche limite au carter et pour étudier l'écoulement au bord d'attaque de l'aube avec $\alpha = 0^\circ$ (figure 2.12a). Ces mesures ont été réalisées avec une configuration en diffusion avant qui est schématisée sur la figure 2.15. Les faisceaux sont générés par des sources laser *Coherent Genesis* de 1W. Les faisceaux verts et bleus (514.5 nm et 488 nm) sont acheminés vers une optique d'émission *Dantec Fiberflow*. Un miroir de renvoi permet d'orienter les faisceaux vers la veine d'essai, qui convergent ensuite sur le volume de mesure grâce à une lentille convergente ayant une longueur focale de 750 mm . On peut noter que l'écartement des faisceaux sortant de la tête d'émission laser vaut environ 75 mm . L'optique de réception est constituée d'un télescope Cassegrain conçu en interne (200 mm d'ouverture). Ce télescope est équipé de deux photomultiplicateurs sur lesquels des filtres interférentiels sont montés. Une lame dichroïque est placée avant les photomultiplicateurs pour séparer les couleurs de la lumière diffusée par les particules. Avec cette configuration, la

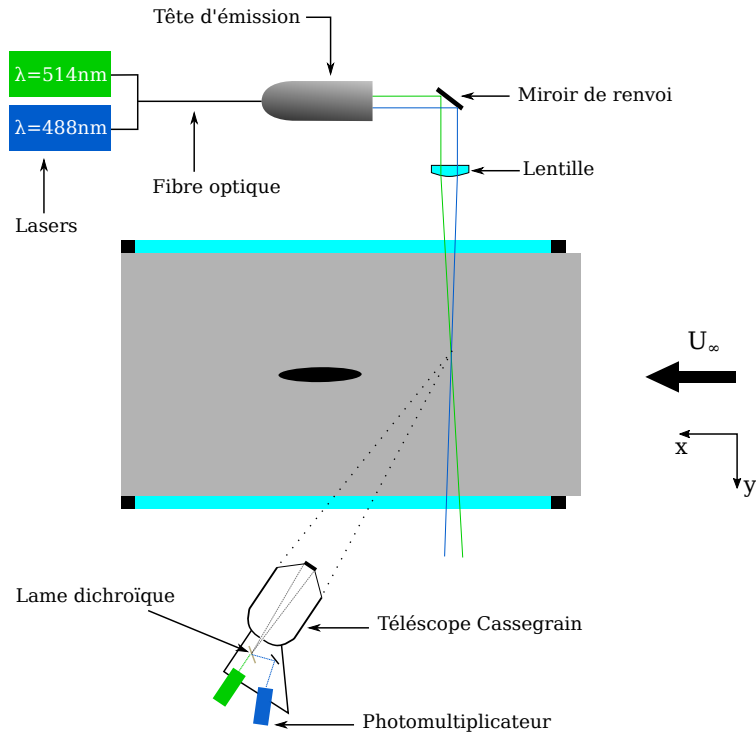


Figure 2.15 – Schéma du montage LDV 2 composantes en diffusion avant

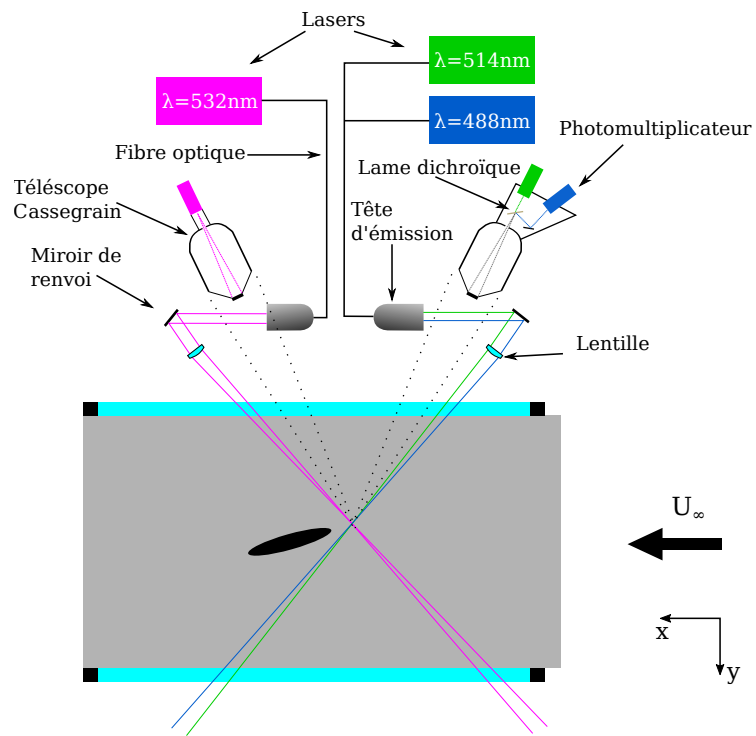


Figure 2.16 – Schéma du montage LDV 3 composantes en rétro-diffusion

résolution spatiale est d'environ 0.10 mm . Par ailleurs, il était possible de mesurer jusqu'à une distance de 0.15 mm au-dessus de la paroi du carter. Pour ces mesures, l'écoulement était ensemencé avec des gouttelettes de DEHS, générées par un atomiseur de type *Laskin nozzle* et injectées au niveau de l'entrée d'air de la soufflerie. Pour ce type de mesure, les moments statistiques sont calculés sur la base de 10 000 échantillons.

Mesures 3 composantes (LDV 3C)

Les mesures LDV trois composantes ont ensuite été réalisées pour $\alpha = 10^\circ$. La présence de l'aube impose l'utilisation d'une configuration en rétro-diffusion pour pouvoir réaliser les mesures dans les plans (y, z) présentés sur la figure 2.12b. Le montage utilisé pour ces mesures est schématisé sur la figure 2.16. Pour les voies 514.5 nm et 488 nm , l'agencement optique est similaire à la configuration LDV 2C. Une troisième paire de faisceaux laser (532 nm) est acheminée vers une deuxième optique d'émission. Un second télescope Cassegrain est dédié à la réception de la lumière pour cette longueur d'onde. Pour cette configuration, la longueur focale des lentilles convergentes est de 1000 mm . La résolution spatiale de ces mesures LDV 3C est de 0.15 mm . À cause de la réflexion des lasers aux parois, il n'était pas possible d'obtenir des mesures à une distance inférieure à 10 mm de l'aube et à 0.3 mm de la paroi du carter. Pour cette configuration, un ensemencement homogène en entrée de la soufflerie était généré par une machine à fumée de spectacle *Magnum* (gouttelettes de glycol). Pour ces mesures, les moments statistiques sont calculés sur la base de 3000 échantillons, ce qui est suffisant pour que l'estimation de la moyenne converge et pour avoir une estimation qualitative des tensions de Reynolds (voir annexe D).

2.2.2 Pression statique et sonde cinq trous

Le carter est équipé de 32 prises de pression statique au carter, au niveau du jeu (voir figure 2.12b). Ces prises de pression sont connectées à un scanner de pression différentielle ESP. L'incertitude sur la mesure de pression est de $\pm 16\text{ Pa}$.

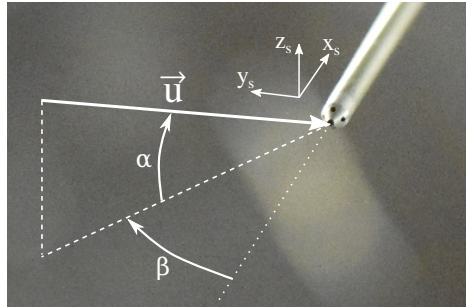


Figure 2.17 – Sonde 5 trous vue de face (1.6 mm de diamètre). (x_s, y_s, z_s) : repère de la sonde. α, β : angles d'incidence et de dérapage dans le repère de la sonde

La sonde cinq trous présentée sur la figure 2.17 a été utilisée pour mesurer la vitesse \vec{u} et la pression totale P_t dans un plan en aval de l'aube (voir figure 2.12b). Cette sonde est également reliée à un scanner de pression différentielle ESP. Le quintuplet de pression (P_1, \dots, P_5) , mesuré avec la sonde, est lié au nombre de Mach local M et aux angles d'incidence et de dérapage α et β , définis sur la figure 2.17, par la relation suivante

$$\left(\frac{P_1}{P_{t\infty}}, \dots, \frac{P_5}{P_{t\infty}} \right) = \mathcal{F}(M, \alpha, \beta) \quad , \quad (2.10)$$

où \mathcal{F} est une fonction quadratique par morceau déterminée par un étalonnage préalable de la sonde. Il faut donc résoudre le système non linéaire (2.10) pour obtenir (M, α, β) à partir des mesures du quintuplet de pression (P_1, \dots, P_5) . La résolution de ce système est effectuée au sein du code ODP (Onera Dafe Probe) développé à l'Onera. Les incertitudes liées à l'étalonnage de la sonde sont de ± 0.001 pour le nombre de Mach local M et de $\pm 0.15^\circ$ pour les angles d'incidence α et de dérapage β . Quant à la pression totale P_t , elle est mesurée à l'aide du port central de la sonde, ce qui est similaire à une mesure réalisée avec un tube Pitot. L'incertitude sur la mesure de P_t et de P_s est de $\pm 16\text{ Pa}$.

2.2.3 Vélométrie fil chaud

Le taux de turbulence résiduel T_u a été mesuré avec un fil chaud (cf section 2.1.1). La tension fournie par le fil chaud a été décomposée en une partie moyenne E et fluctuante E' avec le montage présenté sur la figure 2.18. Les

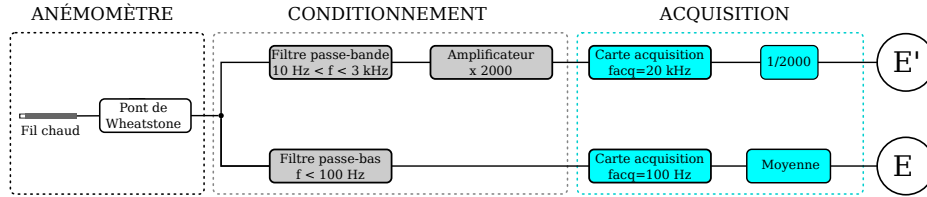


Figure 2.18 – Traitement séparé de la moyenne et des fluctuations de la tension fournie par le fil chaud

valeurs de T_u étant très faibles, cette technique permet d'appliquer un gain élevé à la partie fluctuante du signal pour augmenter le rapport signal sur bruit. La vitesse moyenne U est ensuite calculée avec la relation

$$U = \mathcal{P}(E) \quad , \quad (2.11)$$

où \mathcal{P} est un polynôme d'ordre 3 dont les coefficients sont déterminés avec un étalonnage du fil chaud. Quant à la vitesse fluctuante U' , elle est obtenue avec la relation

$$U' = \left. \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial E} \right|_E \times E' \quad . \quad (2.12)$$

2.3 Description du dispositif d'injection d'air au carter

Le circuit pneumatique du dispositif de contrôle par injection d'air au carter est schématisé sur la figure 2.19. Le circuit est alimenté par le réseau d'air comprimé du site de Meudon. Une vanne proportionnelle, pilotée par une commande en intensité $4 - 20 \text{ mA}$, permet d'ajuster la pression dans le circuit. Les fluctuations liées à la régulation de la vanne proportionnelle sont lissées par un réservoir tampon de 50 l , placé en aval de la vanne. Le circuit se termine par un plenum de 1.3 l environ, sur lequel vient se monter un insert amovible où sont usinés les injecteurs.

Le plenum est équipé d'une prise de pression et d'une sonde de température Pt100 pour mesurer respectivement $P_{t_{inj}}$ et $T_{t_{inj}}$. La prise de pression est raccordée à un capteur de pression absolue *Druck* et la sonde Pt100 est raccordée à un afficheur ITI17. Le débit \dot{m}_{inj} est mesuré avec un débitmètre Venturi conçu pour ce montage. Les incertitudes sur les mesures de débit, de pression et de température valent respectivement $\pm 0.01 \text{ g/s}$, $\pm 150 \text{ Pa}$ et $\pm 0.01 \text{ K}$.

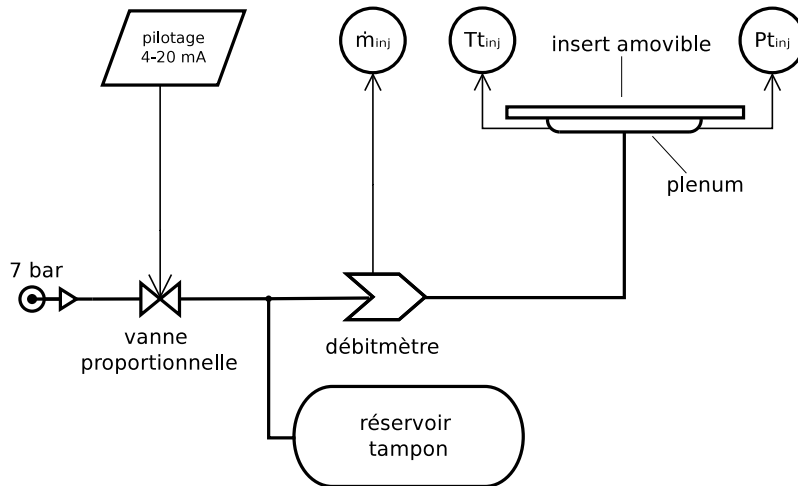


Figure 2.19 – Circuit pneumatique du dispositif d'injection

Méthodes numériques

L'objectif de ce chapitre est de présenter les caractéristiques de la maquette numérique ainsi que les outils de calcul utilisés. Par ailleurs, on s'assure que les simulations reproduisent correctement les conditions d'essai.

| | | |
|------------|-----------------------------------------------------------|-----------|
| 3.1 | Description du banc d'essai numérique | 40 |
| 3.1.1 | Domaine de calcul et conditions aux limites | 40 |
| 3.1.2 | Caractéristiques du maillage | 41 |
| 3.2 | Présentation du modèle numérique | 42 |
| 3.2.1 | Discrétisation des équations RANS | 42 |
| 3.2.2 | Modélisation de la turbulence | 44 |
| 3.3 | Particularités du cas $h/c = 0.5\%$ | 45 |
| 3.3.1 | Défaut de convergence de l'approche du pas de temps local | 45 |
| 3.3.2 | Convection du tourbillon de jeu | 46 |
| 3.4 | Compatibilité entre essais et simulations | 47 |
| 3.4.1 | Chargement de l'aube à jeu nul | 47 |
| 3.4.2 | Couches limites | 47 |
| 3.4.3 | Effet des parois latérales de la veine d'essai | 49 |

3.1 Description du banc d'essai numérique

L'écoulement est simulé avec le code volumes finis *elsA* [13], développé à l'Onera et propriété d'Airbus, de Safran et de l'Onera. Les paramètres géométriques considérés dans l'étude numérique sont présentés dans le tableau 3.1. Les simulations ont permis non seulement de reproduire l'étude paramétrique expérimentale, mais aussi d'étendre cette étude à une gamme plus large de paramètres. Dans cette section, on présente le domaine de calcul, les conditions aux limites ainsi que le maillage.

Table 3.1 – Paramètres de l'étude numérique

| | |
|----------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Re | 550 000 |
| α | 10° + $4^\circ / 6^\circ / 8^\circ$ pour $h/c = 1.0\%$ et $L/c = 3.3$ |
| h/c | de 0.5% à 13% + 0 pour $L/c = 1.8 / 3.3 / 11.0$ + ∞ (aile isolée) |
| L/c | $1.8 / 3.3$ + $5.0 / 7.0 / 11.0$ pour $h/c = 0.5\% / 1.0\%$ + \emptyset (condition de glissement au carter) |

3.1.1 Domaine de calcul et conditions aux limites

Les simulations numériques sont réalisées dans un domaine fluide qui est schématisé sur la figure 3.1. Ces calculs ne tiennent pas compte des parois latérales de la veine d'essai. On considère une aube fixe isolée placée perpendiculairement à un carter semi-infini, dans un domaine fluide parallélépipédique avec des conditions de champ lointain appliquées aux surfaces latérales. L'aube et le carter sont des parois adiabatiques où une condition d'adhérence est appliquée. Le bord d'attaque du carter est modélisé par la limite entre une condition de glissement et d'adhérence sur la surface inférieure du domaine. On traite également le cas d'une condition de glissement appliquée au carter. Le plafond de la veine est représenté par une condition de glissement afin de ne pas prendre compte la couche limite. On peut noter que la hauteur du domaine de calcul est plus petite que celle de la veine d'essai ($2.56c$ au lieu de $2.8c$). Cette différence vient du fait que la géométrie du calcul a été fixée avant la géométrie finale du montage expérimental. Comme la paroi du plafond est assez éloignée de la zone de jeu, cette différence de hauteur n'a pas d'impact significatif sur l'écoulement de jeu.

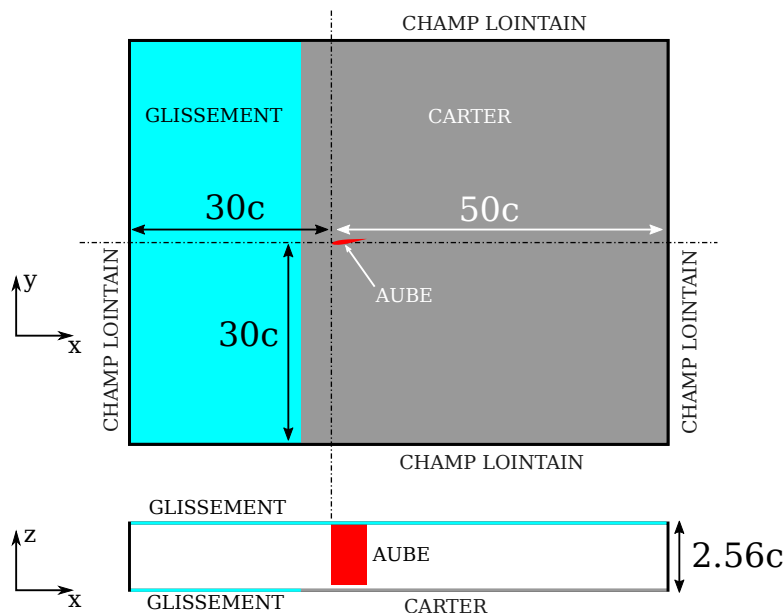


Figure 3.1 – Domaine de calcul et conditions aux limites

Un calcul sur une aile isolée ($h = \infty$) a aussi été réalisé. Le domaine de calcul considéré pour ce cas est présenté sur la figure 3.2. Une condition de champ lointain est appliquée sur la paroi inférieure, qui est placée loin de l'aube. Les autres dimensions de ce domaine sont identiques à celles indiquées sur la figure 3.1. L'envergure de l'aile correspond à celle de l'aube pour une taille de jeu de 13% de corde. Les conditions limites sont présentées plus en détail ci-dessous.

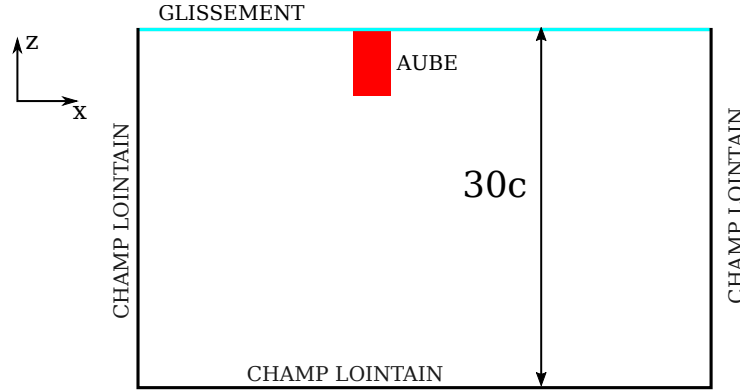


Figure 3.2 – Domaine de calcul et conditions aux limites dans le cas de l'aile isolée ($h = \infty$)

Conditions aux parois

Dans le cas d'une paroi adhérente et adiabatique de normale \vec{n} , on impose les conditions suivantes :

$$\vec{u} = \vec{0} \quad , \quad \tau_{ij} = 0 \quad , \quad \frac{\partial T_s}{\partial \vec{n}} = 0 \quad , \quad (3.1)$$

avec T_s la température statique et $\tau_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j \rangle$ le tenseur de Reynolds.

Quant à la condition de glissement, aussi appelée condition de symétrie, elle est définie par les conditions suivantes :

$$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \rho}{\partial \vec{n}} = 0 \quad , \quad \frac{\partial P_s}{\partial \vec{n}} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \vec{n}} = 0 \quad . \quad (3.2)$$

Conditions de champ lointain

Les conditions de champ lointain dépendent de l'orientation de l'écoulement aux frontières du domaine. Si l'écoulement entre dans le domaine de calcul, on impose $\rho \vec{u}$ et ρE ainsi que les valeurs des variables turbulentes. La grandeur ρE désigne l'énergie totale, c'est-à-dire la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique. Si l'écoulement sort du domaine de calcul, la pression statique $P_{s\infty}$ est imposée et les variables turbulentes sont extrapolées.

3.1.2 Caractéristiques du maillage

Le domaine de calcul est discrétisé avec un maillage structuré multiblocs. Le maillage dans un plan (x, y) autour de l'aube et dans le jeu est présenté sur la figure 3.3. Le maillage 3D est obtenu en extrudant ce maillage dans la direction de l'envergure de l'aube. L'étude de la sensibilité de la solution numérique au raffinement du maillage est détaillée en annexe C. Le maillage retenu contient environ 30 millions de nœuds. La taille de la première maille Δy_1 aux parois du carter et de l'aube vaut $10 \mu m$. On peut voir sur la figure 3.4 que cette taille de maille permet d'obtenir des valeurs de Δy^+ proches de 1 sur l'aube, où

$$\Delta y^+ = \frac{\rho u_\tau}{\mu} \Delta y_1 \quad , \quad (3.3)$$

u_τ étant la vitesse de frottement définie à partir du frottement pariétal τ_w telle que

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad . \quad (3.4)$$

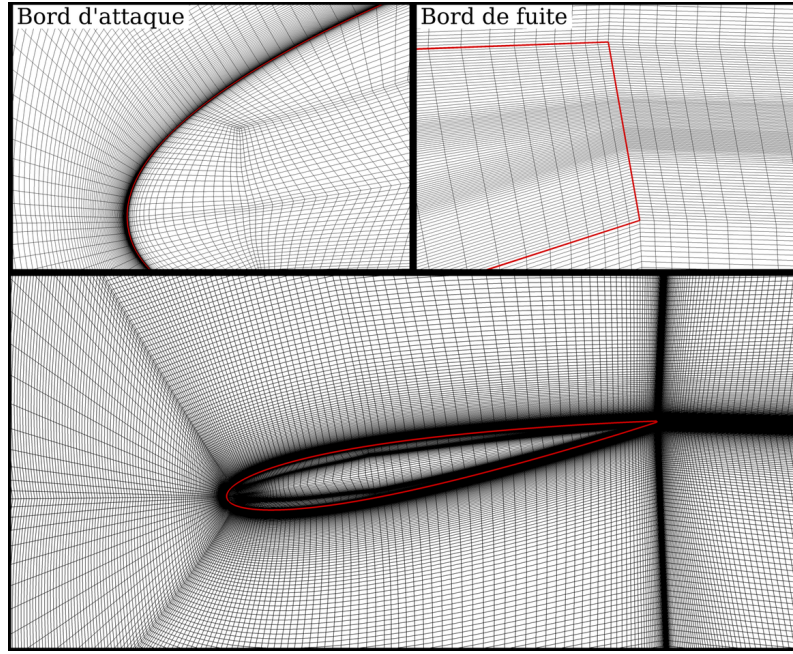


Figure 3.3 – Vue du maillage dans un plan (x, y) . Le profil NACA0012 est tracé en rouge

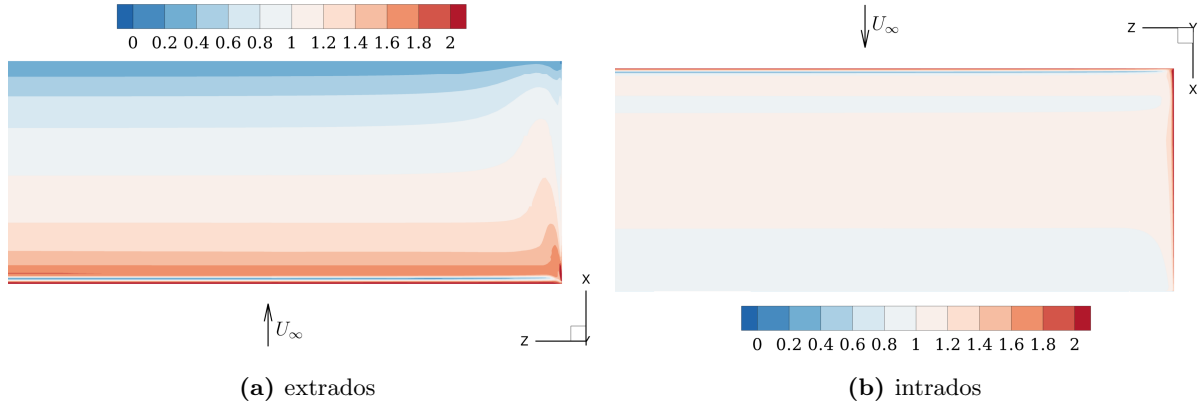


Figure 3.4 – Contours de Δy^+ sur l'aube pour le cas $h/c = 1.0\%$, $L/c = 3.3$ et $\alpha = 10^\circ$

3.2 Présentation du modèle numérique

Cette section vise à présenter les méthodes numériques ainsi que les modèles de turbulence utilisés dans les simulations.

3.2.1 Discrétisation des équations RANS

Les équations RANS intégrées sur un volume \mathcal{V} , délimité par la frontière $\partial\mathcal{V}$, peuvent s'écrire sous la forme

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\mathcal{V}} W \, dV + \iint_{\partial\mathcal{V}} \left(\mathcal{F}_c[W] + \mathcal{F}_d[W] \right) \cdot \vec{n} \, dS = 0 \quad . \quad (3.5)$$

Dans l'équation (3.5) W , \mathcal{F}_c et \mathcal{F}_d désignent respectivement le vecteur des variables conservatives, le terme de flux convectifs et le terme de flux diffusifs, définis par

$$W = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{u} \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \mathcal{F}_c[W] = \begin{pmatrix} \rho \vec{u} \\ \rho \vec{u} \otimes \vec{u} + P_s \bar{\mathbf{1}} \\ (\rho E + P_s) \vec{u} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{F}_d[W] = \begin{pmatrix} 0 \\ -(\bar{\tau}^v + \bar{\tau}) \\ -(\bar{\tau}^v + \bar{\tau}) \cdot \vec{u} + \bar{q} \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

avec ρE l'énergie totale, \vec{q} le flux de chaleur, $\bar{\tau}^v$ le tenseur des contraintes visqueuses et $\bar{\tau}$ le tenseur de Reynolds. L'équation (3.5) est discrétisée avec la méthode des volumes finis. Dès lors, sur un volume élémentaire hexaédrique \mathcal{V}_{ijk} , la relation (3.5) devient

$$\mathcal{V}_{ijk} \frac{d}{dt} W_{ijk} + \underbrace{\sum_{\xi=1}^6 S_{\xi} \left(\mathcal{F}_c|_{ijk,\xi} + \mathcal{F}_d|_{ijk,\xi} \right)}_{\mathcal{R}_{ijk}} \cdot \vec{n}_{\xi} = 0 \quad , \quad (3.7)$$

la quantité \mathcal{R}_{ijk} étant appelée *résidu*. Étant donné que l'on cherche une solution stationnaire, on doit s'assurer que la dérivée temporelle de W_{ijk} soit proche de zéro à la fin du calcul, ce qui équivaut à vérifier que $\mathcal{R}_{ijk} \approx 0$. En pratique, on considère que le calcul a convergé vers une solution stationnaire lorsque le résidu \mathcal{R}_{ijk} a diminué d'au moins trois ordres de grandeur. On s'assure également que les efforts aérodynamiques sur l'aube ne varient plus au cours des itérations.

Calcul des flux convectifs et diffusifs

Les flux convectifs $\mathcal{F}_c|_{ijk,\xi}$ aux interfaces des cellules sont calculés avec le schéma décentré amont AUSM+(P) (*Advection Upstream Splitting Method*) développé par Edwards et Liou [25]. Ce schéma a été retenu pour sa robustesse et pour le préconditionnement basse vitesse intégré à sa formulation. L'utilisation de la méthode MUSCL (*Monotone Upwind Schemes for Conservative Laws*), introduite par Van Leer [87], permet d'augmenter l'ordre de du schéma AUSM+(P), qui atteint alors l'ordre 2. Quant aux flux diffusifs $\mathcal{F}_d|_{ijk,\xi}$, ils sont calculés avec un schéma centré.

Intégration temporelle

L'intégration temporelle est faite avec un schéma d'Euler implicite :

$$W_{ijk}^{n+1} - W_{ijk}^n = - \frac{\Delta t}{\mathcal{V}_{ijk}} \mathcal{R}_{ijk}^{n+1} \quad . \quad (3.8)$$

Afin d'accélérer la convergence du calcul vers une solution stationnaire, on considère un pas de temps local tel que

$$\Delta t = \min(\Delta t_c, \Delta t_d) \quad , \quad (3.9)$$

où Δt_c (resp. Δt_d) est un pas de temps assurant la stabilité du calcul des flux convectifs (resp. diffusifs). Les pas de temps Δt_c et Δt_d dépendent de la taille caractéristique de la cellule (Δh) et nombre de Courant-Friedrich-Levy (*CFL*) avec les relations

$$\Delta t_c = CFL \frac{\Delta h}{\|\vec{u}\| + a} \quad , \quad \Delta t_d = 0.5 CFL \frac{(\Delta h)^2}{\nu + \nu_T} \quad , \quad (3.10)$$

avec a la vitesse du son, ν la viscosité cinématique et ν_T la viscosité turbulente. Dans la présente étude, les simulations ont été réalisées en fixant le nombre *CFL* à 100.

Toutefois, pour le cas $h/c = 0.5\%$ cette approche aboutit à une solution non physique dans le jeu, ce qui est expliqué dans la section 3.3. Pour cette taille de jeu, on considère le schéma temporel implicite :

$$\underbrace{\frac{\mathcal{V}_{ijk}}{\Delta t} \left(\frac{3}{2} W_{ijk}^{n+1} - 2W_{ijk}^n + \frac{1}{2} W_{ijk}^{n-1} \right)}_{\mathcal{H}(W_{ijk}^{n+1})} + \mathcal{R}_{ijk}^{n+1} = 0 \quad , \quad (3.11)$$

où Δt est un pas de temps global. L'équation (3.11) est résolu avec la méthode de Gear, qui est équivalente à la méthode de Newton formulée ainsi :

$$\left(\frac{d\mathcal{H}}{dW} \right)^{m,n} \left(W_{ijk}^{m+1,n} - W_{ijk}^{m,n} \right) = -\mathcal{H} \left(W_{ijk}^{m,n} \right) \quad . \quad (3.12)$$

Dans l'équation (3.12), les exposants \bullet^m et \bullet^n désignent respectivement la sous-itération et l'itération sur le temps physique. Pour les simulations du cas $h/c = 0.5\%$, on utilise la méthode de Gear avec 10 sous-itérations, ce qui est suffisant pour que le terme $\mathcal{H}(W_{ijk}^{m,n})$ décroisse de deux ordres de grandeur entre deux itérations sur le temps physique.

3.2.2 Modélisation de la turbulence

Dans les équations RANS (3.5), le tenseur de Reynolds $\bar{\tau}$ fait apparaître six inconnues supplémentaires, ce qui nécessite l'utilisation d'un modèle de fermeture pour avoir autant d'équations que d'inconnues. Dans la présente étude, on considère des modèles de fermeture au premier et au second ordre.

Les modèles de fermeture au premier ordre s'appuient sur l'hypothèse de Boussinesq. Cette hypothèse permet de relier le tenseur de Reynolds au tenseur des taux de déformation S_{ij} par une loi de comportement linéaire

$$\tilde{\tau}_{ij} = \nu_T S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad , \quad (3.13)$$

avec $\tilde{\tau}_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle$. Dans la relation (3.13), il n'y a plus que l'énergie cinétique turbulente k et la viscosité turbulente ν_T qui sont inconnues. Deux équations supplémentaires sont donc nécessaires pour fermer le système. La première équation de transport est celle de l'énergie cinétique turbulente k . La seconde équation de transport peut être celle d'une échelle de longueur l caractéristique de la turbulence ($\nu_T \propto \sqrt{k}l$), du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε ($\nu_T \propto \frac{k^2}{\varepsilon}$) ou encore celle du taux de dissipation spécifique $\omega \propto \frac{\varepsilon}{k}$ ($\nu_T \propto \frac{k}{\omega}$). Les modèles à deux équations considérés dans la présente étude sont le modèle $k-l$ de Smith [76] ainsi que les modèles $k-\omega$ BSL et SST de Menter [53]. On considère de plus le modèle de Spalart-Allmaras [78], noté SA, qui repose sur une unique équation de transport pour la viscosité turbulente ν_T , l'énergie cinétique turbulente k n'étant pas prise en compte dans la loi de comportement (3.13).

La fermeture au second ordre consiste à résoudre les équations de transport des tensions de Reynolds, à savoir

$$\frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} = P_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} + D_{ij}^t + D_{ij}^v \quad , \quad (3.14)$$

avec $R_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle$ ($R_{ij} = -\tilde{\tau}_{ij}$). Les termes de production P_{ij} et de diffusion visqueuse D_{ij}^v sont exacts et s'écrivent

$$P_{ij} = -R_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - R_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad , \quad D_{ij}^v = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} \right) \quad . \quad (3.15)$$

Quant aux termes de redistribution Π_{ij} , de dissipation ε_{ij} et de diffusion turbulente D_{ij}^t , ils contiennent des termes de fluctuations de vitesse et de pression et doivent donc être modélisés. Dans la présente étude, on utilise le modèle RSM SSG/LRR- ω de Einfeld et Brodersen [26], que l'on note RSM. En plus des six équations de transport des tensions de Reynolds, ce modèle fait intervenir une équation de transport supplémentaire pour le taux de dissipation spécifique ω , soit sept équations au total. Ce modèle de turbulence a été retenu pour mener à bien l'étude numérique de l'écoulement de jeu, ce qui est justifié dans la section 6.1.

3.3 Particularités du cas $h/c = 0.5\%$

3.3.1 Défaut de convergence de l'approche du pas de temps local

La figure 3.5 met en évidence que pour $h/c = 0.5\%$, la solution obtenue avec le schéma d'Euler implicite à pas de temps local n'est pas physique dans le jeu. En effet, des structures tourbillonnaires parasites se développent dans le jeu, ce qui est mis en évidence par les contours colorés de critère Q sur la figure 3.5a. On peut voir sur la figure 3.5b que ces structures parasites perturbent les lignes de frottement au carter et engendrent des oscillations de pression statique de forte amplitude dans le jeu. L'utilisation d'un schéma implicite à pas de temps global permet d'éviter la formation de ces structures parasites, ce qui est montré sur la figure 3.6. Dans ce cas on obtient une bulle de décollement sur l'extrémité de l'aube, qui est visible sur la figure 3.6a. De plus, on constate sur la figure 3.6b que les lignes de frottement au carter sont régulières et parallèles dans le jeu. Enfin, on obtient une répartition de pression statique vraisemblable au carter.

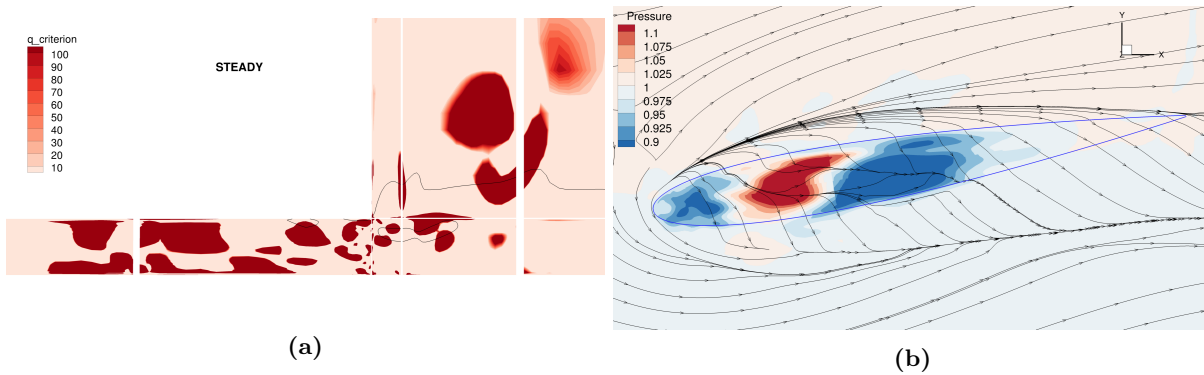


Figure 3.5 – Écoulement dans le jeu obtenu avec le schéma d'Euler implicite à pas de temps local. (a) : contours colorés de critère Q ($Q < 100$) et iso-ligne $u_y = 0$ dans un plan $x = 0.5c$ (l'écoulement va de droite à gauche). (b) : contours colorés de pression statique au carter et lignes de frottement

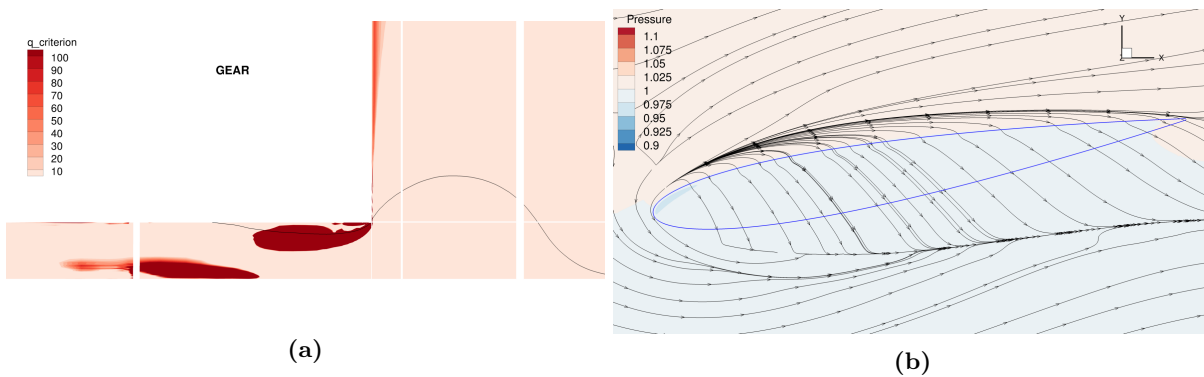
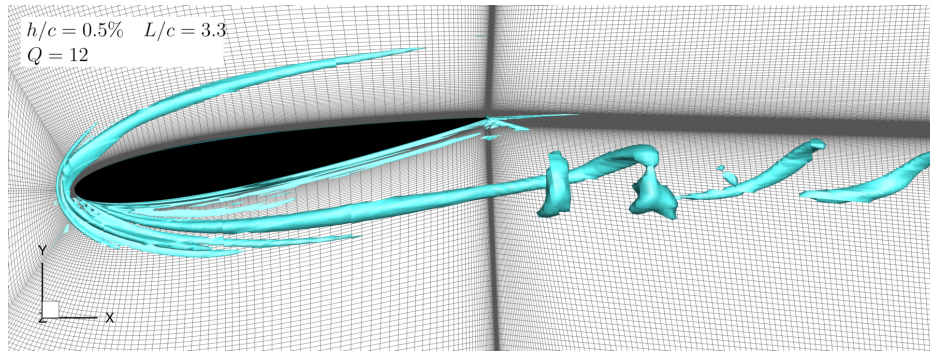


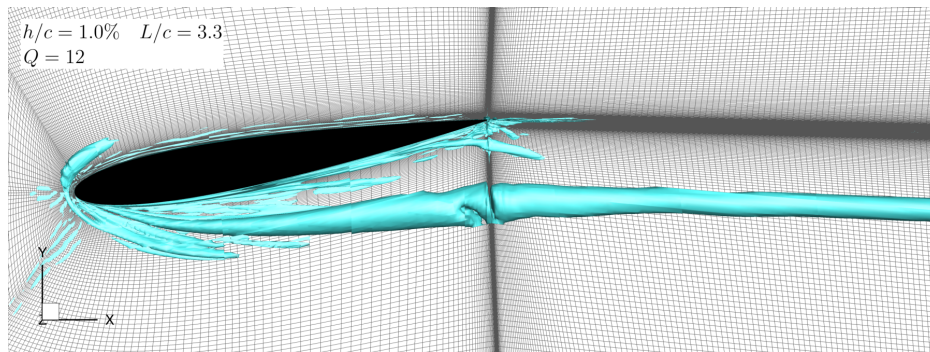
Figure 3.6 – Écoulement dans le jeu obtenu avec un schéma temporel implicite à pas de temps global, associé à la méthode de Gear. (a) : contours colorés de critère Q ($Q < 100$) et iso-ligne $u_y = 0$ dans un plan $x = 0.5c$ (l'écoulement va de droite à gauche). (b) : contours colorés de pression statique au carter et lignes de frottement

3.3.2 Convection du tourbillon de jeu

Le tourbillon de jeu est mis en évidence sur la figure 3.7 avec des iso-surfaces de critère Q . Dans les simulations réalisées pour $h/c = 0.5\%$ avec la méthode de Gear, on constate sur la figure 3.7a que le tourbillon de jeu se disloque en aval de l'aube. Cette déstabilisation du tourbillon de jeu semble provenir des mailles au niveau du bord de fuite de l'aube. Ces mailles ont un rapport d'aspect élevé à cause de la topologie en C du maillage autour de l'aube. On peut voir sur la figure 3.7b que le tourbillon de jeu est également perturbé dans cette région dans le cas du schéma d'Euler à pas de temps local. Toutefois, avec ce schéma temporel, le tourbillon de jeu n'est pas déstabilisé par la présence des ces perturbations au bord de fuite.



(a) Schéma implicite à pas de temps global, associé à la méthode de Gear



(b) Schéma d'Euler implicite avec pas de temps local

Figure 3.7 – Effet du schéma temporel sur la convection du tourbillon de jeu. Iso-surfaces de critère- Q

3.4 Compatibilité entre essais et simulations

3.4.1 Chargement de l'aube à jeu nul

Sur la figure 2.10, on peut voir que la simulation 2D est en accord avec les mesures de pression statique sur l'aube pour $\alpha = 10^\circ$. Cette simulation RANS a été réalisée avec le modèle $k - \omega$ SST. Toutefois la répartition de pression sur le profil NACA0012 est peu sensible au modèle de turbulence. En effet, le tableau 3.2 montre que le modèle de turbulence a peu d'effet sur le coefficient de portance C_L , qui dépend principalement de la répartition de pression sur le profil. On peut noter que le coefficient de traînée C_D du profil NACA0012 est également peu sensible au modèle de turbulence.

Table 3.2 – Effet du modèle de turbulence sur la portance et la traînée du profil NACA0012 pour $\alpha = 10^\circ$

| | SA | $k - l$ | $k - \omega$ BSL | $k - \omega$ SST | RSM |
|------------------------|------|---------|------------------|------------------|------|
| C_L | 1.04 | 1.03 | 1.03 | 1.01 | 1.01 |
| $C_D [\times 10^{-2}]$ | 1.97 | 2.13 | 2.04 | 2.00 | 2.01 |

3.4.2 Couches limites

Aube

Malgré l'hypothèse d'un écoulement pleinement turbulent, la turbulence n'apparaît pas instantanément au sein de la couche limite sur l'aube. On observe donc une transition laminaire-turbulent sur l'aube, même en l'absence de modèle de transition. Sur la figure 3.8, cette transition numérique est mise en évidence par des contours colorés d'énergie cinétique turbulente k (niveaux saturés). Expérimentalement, on estime que la transition se produit entre 2% et 5% de corde sur l'extrados et entre 20% et 23% de corde sur l'intrados (cf section 2.1.3), ce qui est indiqué par les doubles flèches sur la figure 3.8. On constate que la position de la transition laminaire-turbulent obtenue dans la simulation est en accord avec les observations expérimentales.

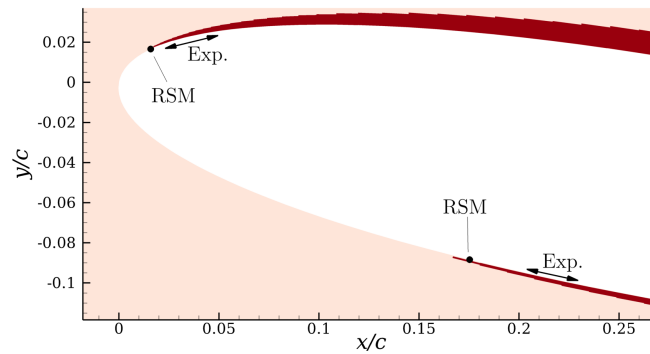


Figure 3.8 – Position de la transition laminaire-turbulent de la couche limite sur l'aube pour $\alpha = 10^\circ$. Simulation RANS 2D avec le modèle RSM. Contours colorés d'énergie cinétique turbulente k : niveaux saturés. Les positions des transitions numériques sont indiquées par les symboles (\bullet). Expérimentalement, on estime que la couche limite sur l'aube transitionne vers état turbulent dans les zones indiquées par les doubles flèches (\longleftrightarrow)

Carter

Pour que la couche limite simulée au carter soit en adéquation avec les données expérimentales, un recalage a été réalisé. La méthode de recalage consiste à ajuster le terme de production P_{ij} dans l'équation de transport des tensions de Reynolds $R_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle$ à l'aide d'un facteur multiplicatif a , c'est-à-dire

$$\frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} = a P_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} + D_{ij}^t + D_{ij}^v \quad , \quad (3.16)$$

les termes de redistribution Π_{ij} , de dissipation ε_{ij} et de diffusion D_{ij} restant inchangés. Cette modification de l'équation de transport de τ_{ij} est appliquée aux cellules se situant à proximité de la paroi du carter. La valeur du

coefficient a dépend de la position x telle que

$$a = \begin{cases} 0 & \text{si } x_{le} < x < x_{le} + 0.075c \\ \gamma & \text{si } x_{le} + 0.075c < x < -0.3c \\ 1 & \text{si } x > -0.3c \end{cases}, \quad (3.17)$$

avec x_{le} désignant la position du bord d'attaque du carter et $x_{le} + 0.075c$ désignant celle du déclencheur de turbulence. On impose $a = 0$ entre le bord d'attaque du carter et le déclencheur de turbulence, ce qui correspond à un écoulement laminaire. Entre le déclencheur de turbulence et $x = -0.3c$, la production de turbulence est ajustée avec le coefficient γ . Pour $x > -0.3c$, on impose $a = 1$ afin de ne pas perturber la génération de l'écoulement de jeu.

La figure 3.9 compare les données expérimentales (symboles) aux simulations RANS sans et avec recalage (resp. courbes noires et rouges). La ligne pointillée sur les figures 3.9a et 3.9b désigne la courbe (2.5) qui est ajustée sur les données expérimentales. On constate qu'en l'absence de recalage, la simulation RANS sous-estime l'épaisseur de la couche limite au carter. Il est important de noter que dans la simulation, le facteur de forme H^* vaut 1.4, ce qui est supérieur à la valeur expérimentale $H^* = 1.3$. Dès lors, il n'était pas possible de recalculer simultanément l'épaisseur de quantité de mouvement θ^* et de déplacement δ^* . Le choix a été fait de recalculer θ^* sur les données expérimentales en imposant $\gamma = 1.2$ (figure 3.9b), car cette grandeur est liée au frottement pariétal. Cela entraîne donc une légère surestimation de δ^* (figure 3.9a). Avec ce recalage, on peut voir sur la figure 3.9c que le profil de vitesse en $x = -0.5c$ obtenu dans la simulation est en accord avec les mesures.

Les propriétés de la couche limite incidente en $x = -0.5c$ sont présentées dans le tableau 3.3 pour les cinq longueurs de plaque L du modèle numérique. La technique de recalage présentée ci-dessus a également été utilisée pour $L > 5.0c$ afin de générer une couche limite très épaisse au carter. Cependant avec cette approche, le facteur de forme H^* augmente avec la longueur L . En d'autres termes, plus L est grand, plus la couche limite se développant au carter est éloignée de la solution canonique de la couche limite turbulente sur une plaque plane, sans gradient de pression.

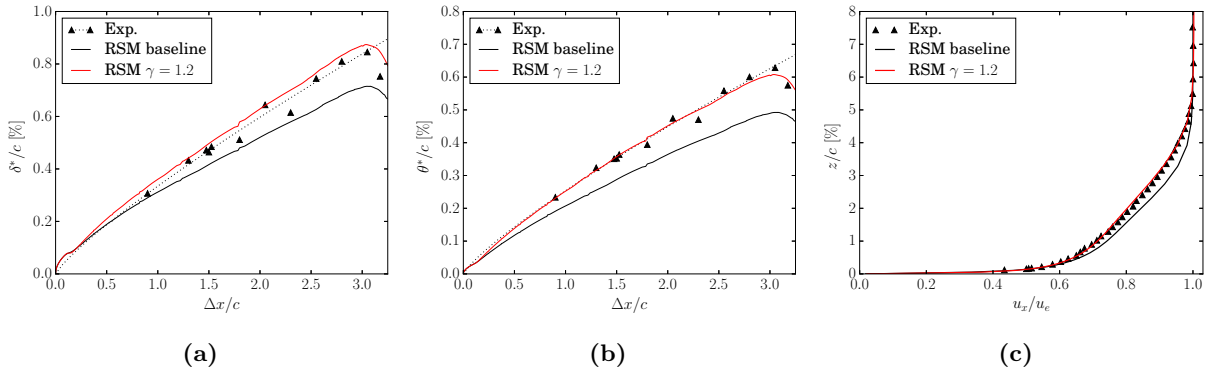


Figure 3.9 – Recalage de la couche limite incidente pour $h/c = 13\%$, $L/c = 3.3$ et $\alpha = 0^\circ$. (a) : épaisseur de déplacement. (b) : épaisseur de quantité de mouvement. (c) profil de vitesse u_x en $x = -0.5c$ ($\Delta x = 2.8c$), normalisée par la vitesse u_e à l'extérieur de la couche limite

Table 3.3 – Propriétés de la couche limite au carter en $x = -0.5c$ dans les simulations RSM SSG/LRR- ω

| L/c | 1.8 | 3.3 | 5.0 | 7.0 | 11.0 |
|-------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $\delta_{0.99}/c$ | 3.00 % | 4.70 % | 5.70 % | 6.60 % | 8.30 % |
| δ^*/c | 0.47 % | 0.85 % | 1.27 % | 1.70 % | 2.51 % |
| θ^*/c | 0.33 % | 0.60 % | 0.81 % | 1.00 % | 1.40 % |
| H^* | 1.40 | 1.40 | 1.50 | 1.60 | 1.80 |
| Re_{θ^*} | 1800 | 3400 | 4600 | 5700 | 8000 |

3.4.3 Effet des parois latérales de la veine d'essai

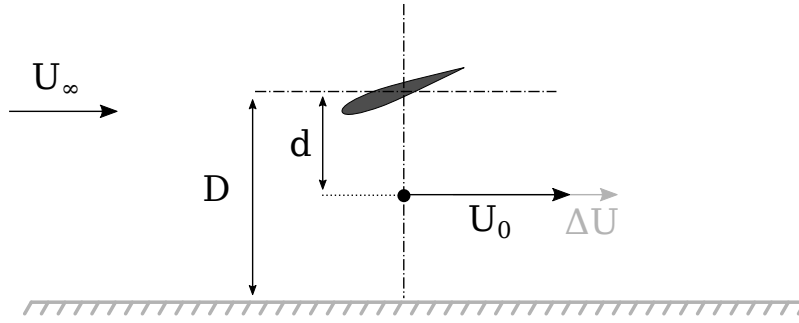


Figure 3.10 – Effet d'une paroi latérale sur la vitesse de l'écoulement à proximité de l'aube

On rappelle que les parois latérales de la soufflerie ne sont pas prises en compte dans les simulations. Or, comme l'illustre la figure 3.10, la vitesse de l'écoulement est plus élevée en présence d'une paroi latérale située à une distance D de l'aube. On note ΔU la différence de vitesse en un point situé à une distance d de l'aube telle que $d \ll D$. De plus, ΔU est liée à un écart de coefficient de pression ΔK_P . Connaissant le coefficient de portance de l'aube C_L ainsi que la distance D entre l'aube et la paroi, on peut estimer ΔU et ΔK_P avec

$$\frac{\Delta U}{U_\infty} = \frac{C_L}{8\pi \left(\frac{D}{c}\right)}, \quad \Delta K_P = -2 \frac{\Delta U}{U_\infty}, \quad (3.18)$$

ce qui est démontré en annexe B, en supposant l'écoulement non visqueux. En prenant $C_L = 1.0$ et $D = 2.3c$, on obtient $\Delta K_P = -0.07$ et $\Delta U = 0.035$. Cette estimation est proche des valeurs constatées en pratique, à savoir $\Delta K_P = -0.1$ et $\Delta U = 0.05$. Finalement, afin de pouvoir comparer les résultats des calculs RANS aux mesures en soufflerie, les données expérimentales sont translatées de $+0.1$ pour K_P et de -0.05 pour u_x .

Deuxième partie

Étude expérimentale

Étude de l'écoulement non contrôlé

Dans ce chapitre on cherche à évaluer l'impact de la taille du jeu et de l'épaisseur de la couche limite au carter sur l'écoulement de jeu, en particulier sur sa topologie et sur les pertes qu'il génère. Pour cela, des mesures en soufflerie sont réalisées afin de dresser un portrait détaillé de cet écoulement. Ensuite, un modèle analytique est construit afin de prédire l'évolution des pertes en fonction de la taille du jeu.

| | | |
|------------|------------------------------------------------------------------|-----------|
| 4.1 | Description de l'écoulement de jeu | 53 |
| 4.1.1 | Structure de l'écoulement au bord d'attaque | 53 |
| 4.1.2 | Écoulement traversant le jeu | 56 |
| 4.1.3 | Tourbillon de jeu | 59 |
| 4.2 | Analyse des pertes | 63 |
| 4.2.1 | Répartition locale | 63 |
| 4.2.2 | Évaluation globale | 64 |
| 4.3 | Modèle pour estimer les pertes liées au tourbillon de jeu | 68 |
| 4.3.1 | Description du modèle | 69 |
| 4.3.2 | Confrontation du modèle aux mesures | 70 |
| 4.4 | Conclusion | 70 |

4.1 Description de l'écoulement de jeu

4.1.1 Structure de l'écoulement au bord d'attaque

Un tourbillon en fer à cheval peut être présent pour des petites tailles de jeu, ce qui a été observé par Kang et Hirsch [44] qui ont visualisé les lignes de frottement au carter. Ici on veut déterminer si un tourbillon en fer à cheval est présent en analysant le champ de vitesse en amont du bord d'attaque de l'aube, dans un plan (x, z) qui est représenté sur la figure 2.12. On prend le cas du jeu nul comme étant la configuration de référence pour la formation du tourbillon en fer à cheval. Dans son ouvrage, Millikan [54] explique que la formation de cette structure tourbillonnaire vient de la réorientation autour d'un obstacle de la vorticité contenue dans la couche limite incidente.

On fait varier ci-après les paramètres fondamentaux de ce problème, à savoir la taille du jeu, qui est compar  e à l'épaisseur de quantité de mouvement via le ratio h/θ^* , ainsi que le chargement de l'aube. Afin de faciliter la mesure, on considère une couche limite épaisse au carter, dans la mesure où pour un ratio h/θ^* donné, on obtient

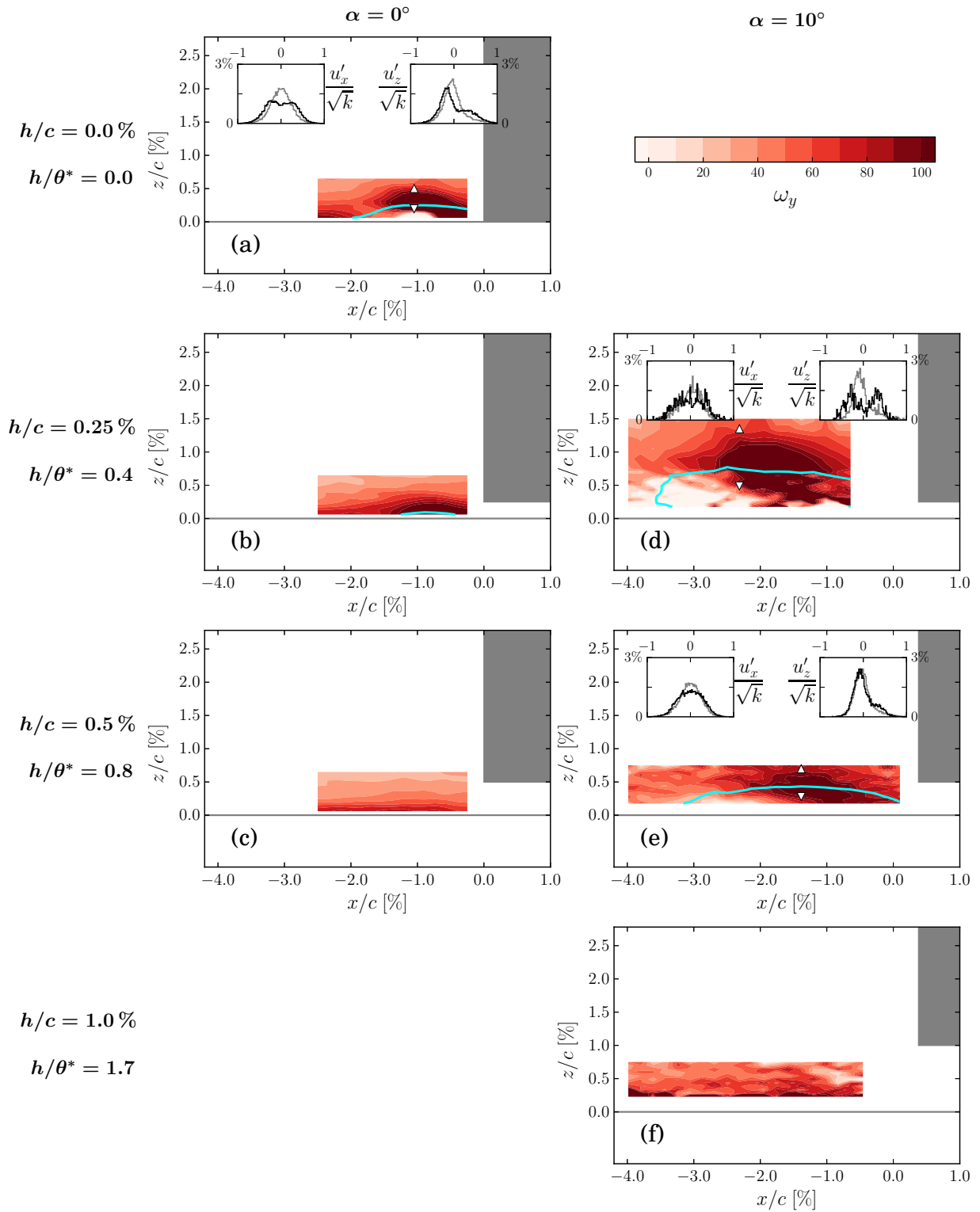


Figure 4.1 – Description de l'écoulement dans la région du bord d'attaque de l'aube. Contours colorés de vorticité ω_y dans le plan du bord d'attaque. L'iso-ligne $u_x = 0$ est tracée en bleu. Les inserts montrent les p.d.f. des fluctuations de vitesse à l'intérieur de la zone d'écoulement de retour, à la position indiquée par (∇), avec les courbes noires, et à l'extérieur de cette zone, à la position indiquée par (\triangle), avec les courbes grises

de plus grosses structures par rapport à la couche limite fine. L'analyse s'appuie sur les champs de vorticité obtenus par les mesures LDV, qui sont présentés sur la figure 4.1. Les lignes et colonnes représentent respectivement la taille du jeu et le chargement de l'aube. L'axe vertical est décrit par h/c et h/θ^* . Lorsqu'une zone d'écoulement de retour est présente, celle-ci est délimitée par l'iso-ligne $u_x = 0$, tracée en bleu.

On observe un tourbillon en fer à cheval dans le cas limite $h = 0$, qui est équivalent à une jonction aile-fuselage. Il y a un bon accord entre la structure que l'on peut voir sur la figure 4.1a et les mesures de Hasan et al [34], Devenport et Simpson [21] et Bloxham et al [8]. En effet l'écoulement présente une zone d'écoulement de retour à proximité du carter ainsi qu'une région d'intense vorticité ω_y , ce qui est similaire aux mesures PIV réalisées par Bloxham et al [8] en amont d'une jonction entre un cylindre et une plaque plane. On constate également que le tourbillon en fer à cheval oscille entre deux états préférentiels au cours du temps, ce qui a un impact sur la forme des densités de probabilité (p.d.f.) au niveau de la zone d'écoulement de retour. En dehors de cette zone, à la position indiquée par (Δ), les p.d.f. de u'_x et u'_z ont toutes les deux la forme d'une courbe Gaussienne. À l'intérieur de cette zone, à la position indiquée par (∇), la p.d.f. de u'_x présente deux maxima locaux, de même que la p.d.f. de u'_z qui a un second pic moins marqué. Ces densités de probabilité à deux pics, qui sont généralement associées à un caractère bimodal, ont déjà été observées dans plusieurs études concernant le tourbillon en fer à cheval [21, 63, 93]. Il semble donc que le caractère bimodal soit une propriété générique des tourbillons en fer à cheval. Bien que l'état actuel de nos connaissances ne permette pas de valider stricto sensu cette propriété, il est utile de la voir comme un marqueur de la présence du tourbillon en fer à cheval. En effet, il est difficile de différencier un tourbillon d'une simple bulle de recirculation en se basant uniquement sur le champ moyen.

Les conditions favorisant l'apparition d'un tourbillon en fer à cheval pour une taille finie de jeu sont ensuite analysées sur le reste de la figure 4.1. Pour les plus grandes tailles de jeu, sur les figures 4.1c and 4.1f, aucun écoulement de retour n'est visible, la couche limite reste donc attachée au carter. Un écoulement de retour apparaît lorsque l'on réduit le ratio h/θ^* en deçà de 0.4 pour $\alpha = 0^\circ$ et de 0.8 pour $\alpha = 10^\circ$ (figures 4.1b et 4.1e). Lorsque l'on réduit davantage le ratio h/θ^* , les zones d'écoulement de retour et de vorticité intense s'élargissent (figures 4.1a et 4.1d). De plus, l'effet de l'angle d'incidence de l'aube indique qu'une augmentation du chargement accroît la taille de jeu critique en-deçà de laquelle un décollement de la couche limite au carter apparaît.

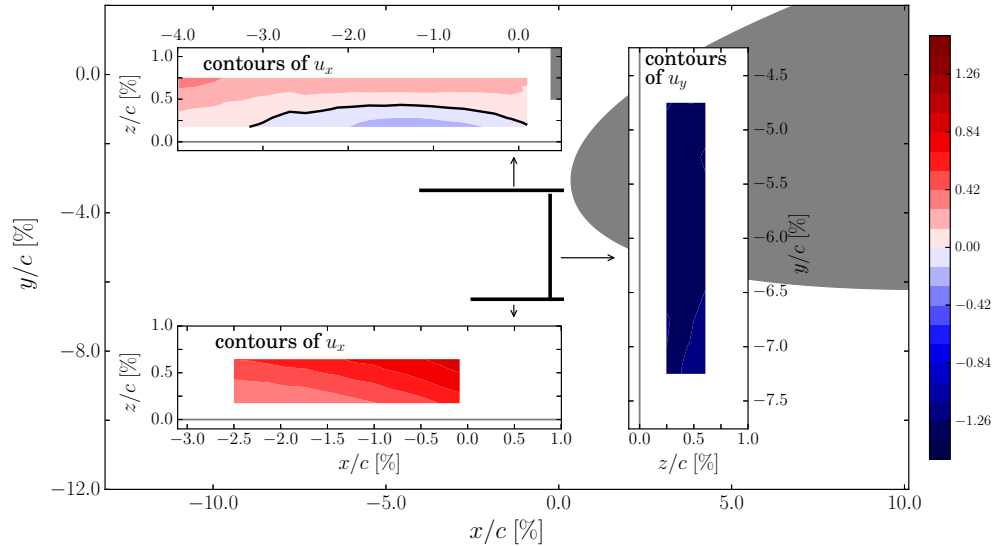


Figure 4.2 – Champ de vitesse dans la région du bord d'attaque pour $h/c = 0.5\%$ ($h/\theta^* = 0.8$) et $\alpha = 10^\circ$. La position des trois plans de mesure est indiquée au centre de la figure. Les inserts de gauche représentent les contours de u_x dans des plans (x, z) , là où l'écoulement va principalement de gauche à droite. L'insert de droite représente les contours de u_y dans un plan (y, z) , là où l'écoulement va essentiellement de haut en bas

Afin de vérifier la présence d'un tourbillon en fer à cheval pour le cas $\alpha = 10^\circ$ et $h/\theta^* = 0.8$, présenté sur la figure 4.1e, des mesures LDV supplémentaires ont été réalisées dans des plans verticaux, adjacents au bord d'attaque de

l'aube. Ces plans de mesure sont représentés sur la figure 4.2. On constate que la zone d'écoulement de retour est visible uniquement dans le plan en amont du bord d'attaque, ce qui signifie que cette zone est restreinte à la région en amont de l'aube, entre les plans de mesure. Cela suggère que l'écoulement de retour observé sur la figure 4.1e correspond à une petite bulle de décollement. De plus la figure 4.1e montre que les p.d.f. de u'_x et de u'_z à l'intérieur et à l'extérieur de la zone d'écoulement de retour sont similaires et ont la forme d'une courbe Gaussienne. Bien que la densité de probabilité de u'_z à l'intérieur de cette zone semble avoir un second pic de faible amplitude, elle demeure très proche de la p.d.f de u'_z en dehors de cette zone. Dès lors cet écoulement n'a pas de caractère bimodal notable. À partir de l'approche décrite précédemment, l'écoulement pour $\alpha = 10^\circ$ et $h/\theta^* = 0.8$ ne semble pas être un tourbillon en fer à cheval. En revanche, pour le cas $\alpha = 10^\circ$ et $h/\theta^* = 0.4$ présenté sur la figure 4.1d, la p.d.f. de u'_z dans la zone d'écoulement de retour a deux maxima, révélant la présence d'une dynamique bimodale, ce qui suggère que cette structure correspond à un tourbillon en fer à cheval.

Le schéma de la figure 4.3 récapitule l'évolution de la topologie de l'écoulement au niveau du bord d'attaque de l'aube, en fonction du chargement de l'aube et du ratio h/θ^* . Lorsque le ratio h/θ^* est grand, il n'y a pas de décollement, la couche limite au carter reste donc attachée. En réduisant h/θ^* en dessous d'un seuil $(h/\theta^*)_s$, une bulle de décollement apparaît et gagne en intensité lorsque l'on réduit davantage h/θ^* . Le cas limite $h/\theta^* = 0$ correspond au cas d'un écoulement de jonction où un tourbillon en fer à cheval est présent. Enfin, accroître le chargement augmente la valeur du seuil $(h/\theta^*)_s$.

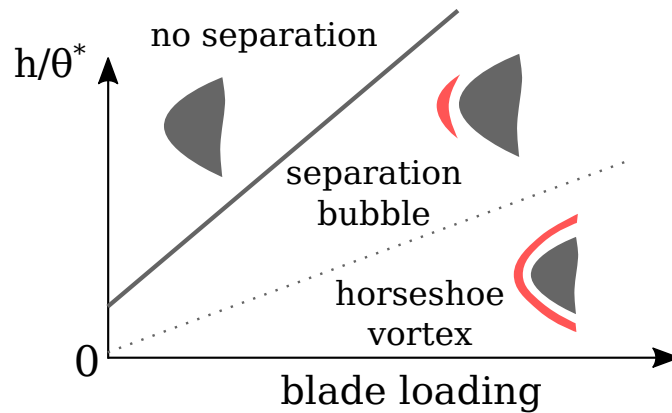


Figure 4.3 – Schéma de la topologie de l'écoulement en fonction du chargement de l'aube et du ratio h/θ^* , réalisé à partir des présentes observations

4.1.2 Écoulement traversant le jeu

La différence de pression entre l'intrados et l'extrados de l'aube génère un écoulement à travers le jeu. La quantité de mouvement de cet écoulement est perdue du point de vue de l'aérodynamique de l'aube et contribue à la formation d'un écoulement secondaire du côté de l'extrados. Les caractéristiques de cet écoulement transverse dans la région du jeu sont analysées pour le cas d'une taille de jeu de 6.0% de corde, ce qui est suffisamment large pour obtenir des mesures LDV à l'intérieur du jeu. Ces mesures LDV, ainsi que des mesures de pression statique au carter, sont présentées sur la figure 4.4 pour $x/c = 40\%$. Afin de faciliter la lecture, l'axe horizontal est le même pour l'ensemble de la figure 4.4. On peut voir sur la figure 4.4a que l'écoulement subit une forte accélération en direction du jeu. L'évolution du maximum de chacune des composantes de la vitesse en fonction de y est représentée sur la figure 4.4b. On constate que ce sont les composantes transverses de la vitesse, u_y et u_z , qui sont impactées par l'accélération du fluide à travers le jeu, la composante longitudinale u_x n'étant quasiment pas affectée. Cette observation est importante dans la mesure où elle suggère que les composantes transverses de la vitesse peuvent être analysées indépendamment de la composante longitudinale, ce qui est une hypothèse fondamentale de l'analyse théorique de Rains [68].

On peut également observer sur la figure 4.4a la présence d'une bulle de décollement en extrémité d'aube qui est causée par l'arête vive du côté de l'intrados. Cette zone décollée réduit la section de passage efficace, qui atteint un minimum en une position généralement nommée *vena-contracta*, ici située en $y/h = -1$. L'accélération de l'écoulement à travers le jeu induit également une chute de pression statique au carter. Cette dernière est mise en

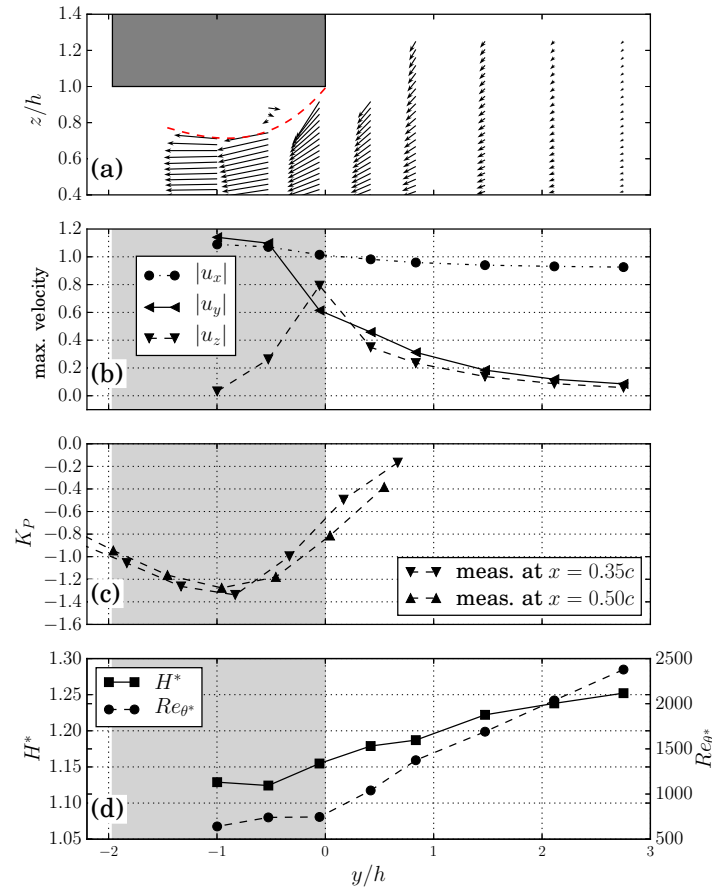


Figure 4.4 – Topologie de l'écoulement entrant dans le jeu pour $h/c = 6.0\%$ et $x/c = 0.40$. (---) : frontière approximative de la bulle de recirculation. L'origine de l'axe y est déplacé à l'entrée du jeu. L'écoulement va de droite à gauche. (a) montre l'écoulement transverse par les vecteurs (u_y, u_z) . (b) montre l'évolution du maximum de chacune des composantes de vitesse dans la direction transverse. (c) montre l'évolution du coefficient de pression statique dans la direction transverse. (d) montre l'évolution du facteur de forme et du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite longitudinale au carter, lorsque celle-ci pénètre dans le jeu

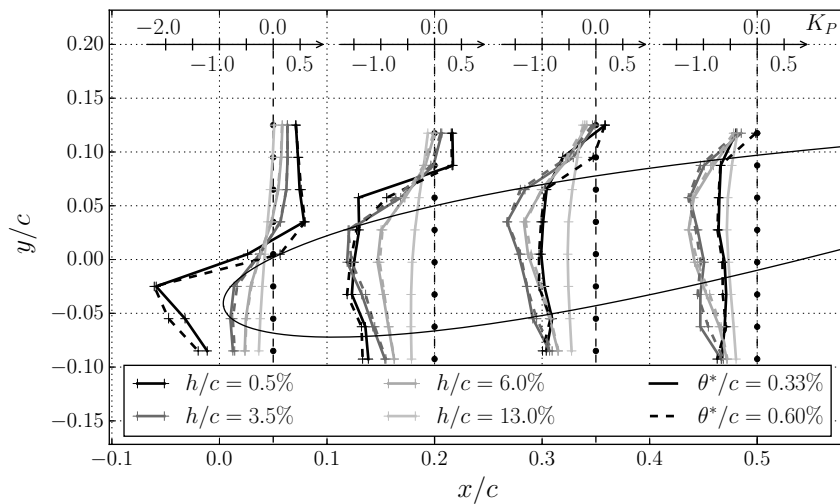


Figure 4.5 – Répartition transversale de pression statique au carter au niveau du jeu, en plusieurs positions longitudinales et pour plusieurs tailles de jeu

évidence par la répartition du coefficient de pression statique K_P tracée sur la figure 4.4c, avec

$$K_P = \frac{P_s - P_{s\infty}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}. \quad (4.1)$$

Dans la relation (4.1), P_s et $P_{s\infty}$ représentent respectivement la pression statique locale et de référence. En comparant les figures 4.4a et 4.4c, on constate que la position du minimum de pression statique correspond à celle de la *vena-contracta*, ce qui est en accord avec les travaux de Moore et Tilton [56].

Afin d'analyser l'effet de l'écoulement de jeu sur la couche limite longitudinale au carter, l'évolution en fonction de y du facteur de forme H^* et du nombre de Reynolds Re_{θ^*} , calculés à partir des profils de u_x , sont représentés sur la figure 4.4d. On peut observer qu'en progressant vers la *vena-contracta*, H^* et Re_{θ^*} diminuent respectivement de 1.25 à 1.13 et de 2300 à 640. Cette tendance, en accord avec les mesures de Julien et al [42], est typique d'une couche limite soumise à un gradient de pression favorable, qui est imposé par l'accélération de l'écoulement à travers le jeu.

Les autres tailles de jeu n'ont pas fait l'objet de mesures LDV dans le jeu, en particulier les plus petites pour lesquelles ce type de mesure n'était pas faisable, et sont examinées à travers la répartition de pression statique mesurée au carter. La figure 4.5 montre les effets de la taille du jeu sur cette répartition de pression, pour deux épaisseurs de couche limite incidente. En effet, on a vu précédemment que l'évolution de la pression statique à travers le jeu reflétait l'évolution de la quantité de mouvement transversale. Le résultat principal réside dans l'évolution de la position du maximum de quantité de mouvement transversale, ou minimum de pression statique, qui se décale vers le bord de fuite de l'aube lorsqu'on élargit le jeu. Pour $h/c = 0.5\%$, le minimum de pression statique est proche du bord d'attaque, alors qu'il se situe autour de $x/c = 0.2$ pour $h/c = 3.5\%$ et de $x/c = 0.35$ pour $h/c = 6.0\%$. Il est important de noter que l'épaisseur de la couche limite incidente n'a quasiment aucune influence sur cette dynamique.

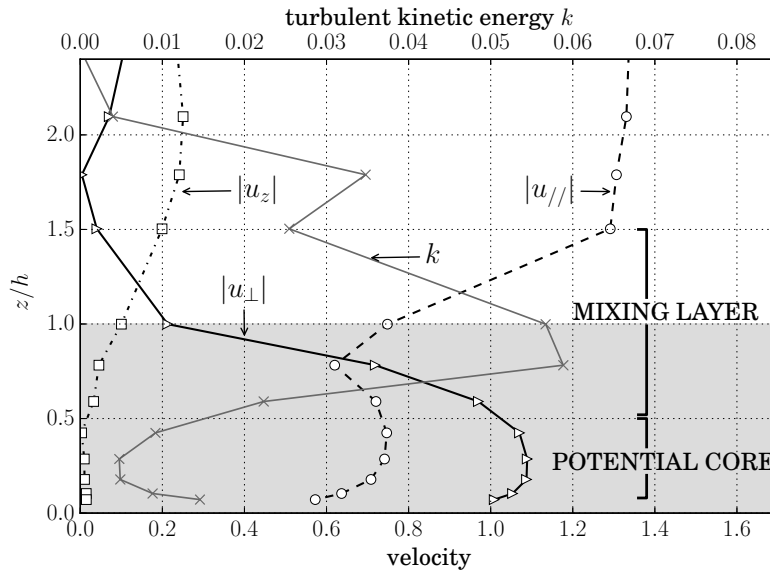


Figure 4.6 – Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente en sortie du jeu pour $h/c = 3.5\%$ en $(x, y) = (0.55c, -0.02c)$. $u_{//}$ (resp. u_{\perp}) désigne la composante de vitesse parallèle (resp. normale) à la corde

Les mesures LDV réalisées dans plusieurs plans au niveau de l'extrados de l'aube (voir figure 2.12b) permettent de décrire finement l'écoulement sortant du jeu. Les profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente à proximité du jeu sont tracés sur la figure 4.6 pour $h/c = 3.5\%$ et $x/c = 0.55$, où $u_{//}$ (resp. u_{\perp}) désigne la composante parallèle (resp. normale) à la corde. L'intense écoulement transverse à travers le jeu génère un écoulement similaire à un jet du côté de l'extrados. Cela apparaît clairement sur les profils de la composante transverse de la vitesse u_{\perp} et d'énergie cinétique turbulente k , qui sont similaires aux profils d'un jet libre tels que présentés par exemple par Pope [62]. En particulier on observe la présence d'un cœur potentiel et d'une couche de mélange. On reconnaît le cœur potentiel comme étant la zone où k est faible et où u_{\perp} est élevé. Quant à la couche de mélange, elle correspond

à la région où k et le gradient de u_{\perp} sont importants. Par ailleurs, l'écoulement quitte le jeu en étant parallèle au carter puisque la vitesse verticale dans la région du jeu, c'est-à-dire $z/h < 1$, est proche de zéro. Enfin on peut observer que le profil de $u_{//}$ présente un déficit au niveau de la couche de mélange. Ce déficit est la conséquence des pertes induites par le cisaillement des couches de fluide. De toute évidence cet écoulement de jet interagit avec l'écoulement principal, ce qui est plus communément appelé jet dans un écoulement transverse. Cette interaction cause l'enroulement du jet en un tourbillon de jeu, qui est examiné dans la section suivante.

4.1.3 Tourbillon de jeu

Des iso-lignes de vorticité longitudinale, dans un plan transverse en aval de l'aube ($x/c = 1.05$), sont trac es sur la figure 4.7. La zone de vorticité négative correspond au tourbillon de jeu décrit précédemment. La proximité de la paroi du carter engendre une poche de vorticité oppos e, qui est la conséquence du décollement de la couche limite induit par le tourbillon de jeu, ce qui est expliqué plus en détail en 1.1.3. Cette section vise à analyser l'effet de la taille du jeu et de l'épaisseur de la couche limite au carter sur la trajectoire du tourbillon de jeu, sa circulation ainsi que la vitesse axiale en son cœur.

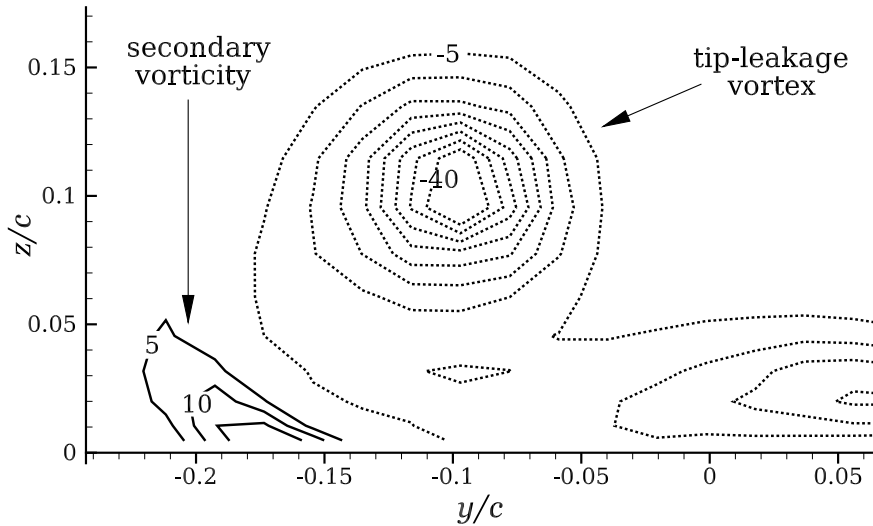


Figure 4.7 – Description du tourbillon de jeu. Iso-lignes de vorticité longitudinale en $x/c = 1.05$ pour $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$. Les valeurs négatives sont repr sent es par les lignes pointill es

Trajectoire

Les sondages LDV en différents plans permettent d'avoir une estimation de la trajectoire du centre du tourbillon $\vec{X}_v(x) = (y_v, z_v)$, repr sent e par des symboles pleins sur la figure 4.8. En chaque x , la position du tourbillon \vec{X}_v est obtenue en prenant le barycentre de vorticité longitudinale dans le tourbillon de jeu, tel que

$$\vec{X}_v = \frac{\int_{S_{tlv}} \vec{X} \omega_x dydz}{\int_{S_{tlv}} \omega_x dydz}, \quad (4.2)$$

où S_{tlv} est la région associ e au tourbillon de jeu, identifi e ici comme étant une zone de vorticité ω_x négative et de critère Q positif, le critère Q étant défini par

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij} \Omega_{ij} - S_{ij} S_{ij}), \quad (4.3)$$

avec Ω_{ij} le tenseur tourbillon défini par

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.4)$$

Ce critère Q est calculé à partir des données LDV. La localisation des régions où ce critère est positif est une des méthodes pour identifier les structures tourbillonnaires (voir par exemple Wu [92]). Cependant dans certains cas,

à cause d'un ensemencement insuffisant ou de la réflexion des lasers sur les parois, l'intégralité du plan n'a pas pu être couvert par les mesures LDV. Pour ces cas pathologiques, représentés par des symboles vides sur la figure 4.8, on estime la position du centre du tourbillon comme étant celle du centre de courbure des pseudo lignes de courant dans le plan de mesure. On appelle pseudo ligne de courant les lignes de courant apparentes dans le plan (y, z) et qui ne prennent pas en compte la composante de la vitesse selon x .

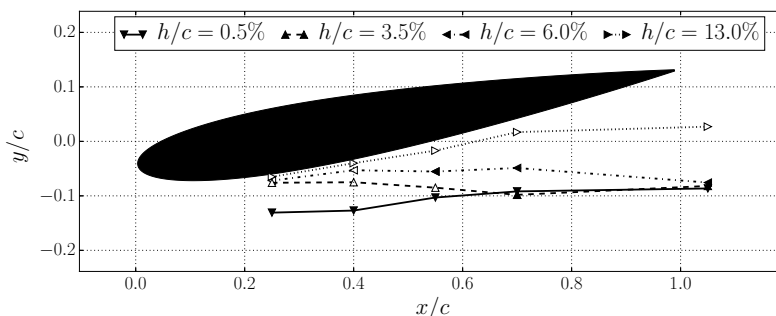


Figure 4.8 – Trajectoire du centre du tourbillon de jeu pour plusieurs tailles de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$). Le centre du tourbillon est obtenu à partir des mesures LDV réalisées le long de l'aube. Les symboles pleins désignent le barycentre de vorticité longitudinale. Les symboles vides désignent le centre de courbure des pseudo lignes de courant, ce qui permet d'estimer la position du centre du tourbillon en l'absence de données LDV en son cœur

On constate sur la figure 4.8 que la taille du jeu a un impact significatif sur la trajectoire du tourbillon de jeu. Conformément à ce qui a été déjà observé dans la littérature [24, 28, 48], le tourbillon de jeu reste attaché à l'aube sur une plus grande portion de corde lorsque la taille du jeu augmente. En effet, le tourbillon de jeu se détache de l'aube à environ 70% de corde pour $h/c = 13\%$, alors que pour les plus petites tailles de jeu la trajectoire du tourbillon est nettement plus éloignée de l'aube. Dans tous les cas, contrairement au cas d'un tourbillon marginal d'une aile isolée, le tourbillon de jeu finit par s'éloigner de l'aube à cause de l'effet de son image spéculaire à la paroi du carter. La condition d'adhérence mise à part, il est expliqué dans la section 1.1.3 que du point de vue d'un écoulement non visqueux, la présence du carter revient à considérer le tourbillon de jeu et son image à la paroi. Le système tourbillonnaire résultant *dérive* parallèlement au carter, ce qui éloigne le tourbillon de jeu de l'aube.

Les effets de la taille du jeu et de l'épaisseur de la couche limite incidente sur les positions latérales et verticales du tourbillon de jeu sont présentés respectivement sur les figures 4.9 et 4.10. On peut voir sur la figure 4.9 que la position latérale du tourbillon en fonction de h/c n'est pas monotone, la pente étant positive pour $h/c < 2.0\%$ et négative pour $h/c > 4.5\%$. Ces tendances opposées sont la conséquence des effets contradictoires du tourbillon se détachant d'autant plus en aval du bord d'attaque de l'aube que le jeu est grand, et de l'accentuation de la *dérive* du tourbillon de jeu pour les petites tailles de jeu, qui est liée à un tourbillon plus proche du carter et à un effet plus important du tourbillon image. Ces tendances semblent également affecter la position verticale du tourbillon, représentée sur la figure 4.10. Pour les tailles de jeu inférieures à 4% de corde, la position verticale du tourbillon augmente plus rapidement que h/c , alors que pour les tailles de jeu plus grandes que 8% de corde elle semble augmenter comme h/c .

Les figures 4.9 et 4.10 montrent que la couche limite incidente n'a quasiment aucun effet sur la position verticale du tourbillon de jeu mais a une influence notable sur sa position latérale. Épaissir la couche limite au carter accroît la position latérale du tourbillon de jeu, ce qui est cohérent avec les simulations numériques de Brandt et al [11]. Il est possible d'expliquer cet effet, au moins pour les petites tailles de jeu, en remarquant, comme précédemment, que l'écoulement quittant le jeu est similaire à un jet dans un écoulement transverse. Or comme le montrent par exemple Fearn et Weston [27], la distance de pénétration du jet dans l'écoulement transverse est pilotée par le ratio $\mathcal{R} = U_j^2/U_0^2$, avec U_0 et U_j désignant respectivement la vitesse de l'écoulement principal et de l'écoulement en sortie du jeu. Par ailleurs la relation (1.2) montre que la vitesse en sortie du jeu est principalement dirigée par la différence de pression entre l'intrados et l'extrados de l'aube, cette dernière ne dépendant pas de l'épaisseur de la couche limite incidente (voir figure 4.5). Dès lors, une couche limite plus épaisse diminue U_0 sans changer U_j , augmentant ainsi le ratio \mathcal{R} . Cela signifie que le jet pénètre plus loin dans l'écoulement principal et donc que le tourbillon de jeu est plus éloigné de l'aube.

Du point de vue d'un compresseur, réduire l'épaisseur de la couche limite au carter pourrait permettre d'étendre la marge au pompage en réduisant la position latérale du tourbillon, retardant ainsi l'apparition du pompage

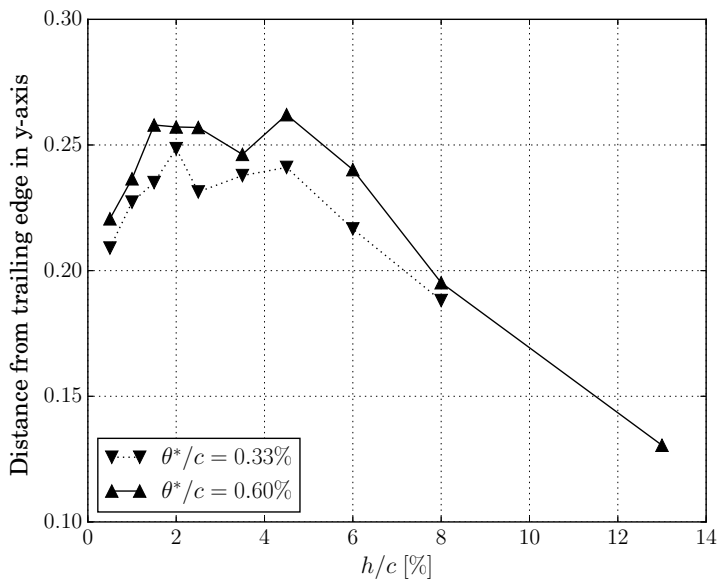


Figure 4.9 – Évolution de la position latérale du tourbillon de jeu, exprimée comme une distance au bord de fuite de l'aube, en fonction de la taille du jeu en $x/c = 1.05$. La position du tourbillon est obtenue à partir des mesures de sonde 5 trous

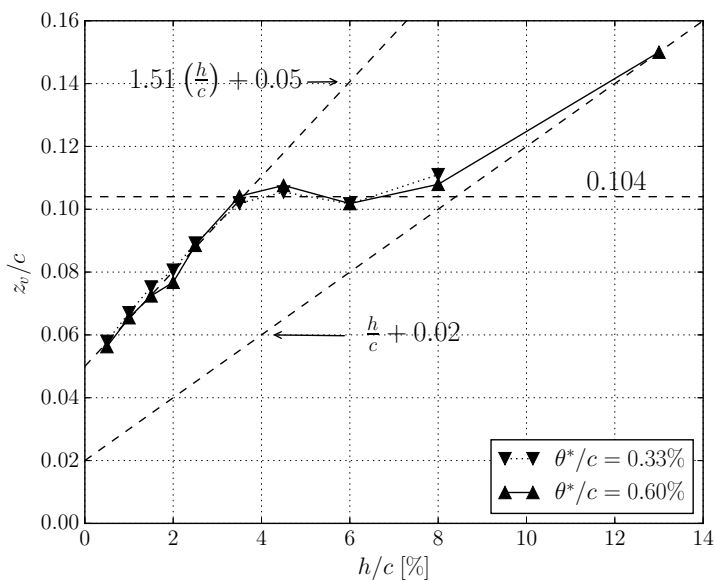


Figure 4.10 – Évolution de la position verticale du tourbillon de jeu en fonction de la taille du jeu, en $x/c = 1.05$. La position du tourbillon est obtenue à partir des mesures de sonde 5 trous

lié à l'alignement du tourbillon de jeu sur le bord d'attaque de l'aube adjacente. En général les compresseurs axiaux ont des tailles de jeu inférieures à 3% de corde, ce qui correspond au premier régime décrit précédemment. Par conséquent, un accroissement de la taille du jeu ou de l'épaisseur de la couche limite au carter entraîne une augmentation de la position latérale du tourbillon de jeu, ce qui pourrait causer une détérioration de la marge au pompage.

Circulation

Pour calculer la circulation du tourbillon de jeu, on distingue ce dernier de la poche de vorticité secondaire, également présente dans l'écoulement comme on peut le voir sur la figure 4.7. On introduit donc Γ et Γ'' qui correspondent respectivement aux circulations du tourbillon de jeu et de la poche de vorticité secondaire, avec

$$\Gamma = \iint_{\omega_x < 0} \omega_x dS \quad \text{et} \quad \Gamma'' = \iint_{\omega_x > 0} \omega_x dS . \quad (4.5)$$

Dans l'équation (4.5), le domaine d'intégration est déterminé par le signe de la vorticité. Afin de vérifier la précision de cette approche, on confronte la circulation totale $\Gamma_{tot} = \Gamma + \Gamma''$ estim e avec la relation (4.5)   celle calcul e à partir de l'intégrale de la vitesse sur un contour fermé \mathcal{C} telle que

$$\Gamma_{tot} = \oint_{\mathcal{C}} \vec{u} \cdot d\vec{l} . \quad (4.6)$$

On constate que l'écart sur la valeur de Γ_{tot} entre ces deux approches est inférieur à 2%. En d'autres termes, la précision de l'estimation de la circulation bas e sur la somme de la vorticité ω_x (4.5) est comparable à celle bas e sur l'intégrale de la vitesse sur un contour fermé (4.6).

Les évolutions de Γ et Γ'' en fonction de h/c sont trac es sur la figure 4.11 pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. Ces deux circulations augmentent avec la taille du jeu jusque $h/c = 8\%$ et sont insensibles à l'épaisseur de la couche limite au carter. Dans le cas de la couche limite épaisse, on observe une réduction de la circulation pour h/c compris entre 8% et 13%, la donn e pour $h/c = 13\%$ n'étant pas disponible pour la couche limite fine.  largir le jeu accroît le débit le traversant, ce qui renforce le tourbillon de jeu et augmente sa circulation, renforçant en contrepartie la zone de vorticité secondaire.

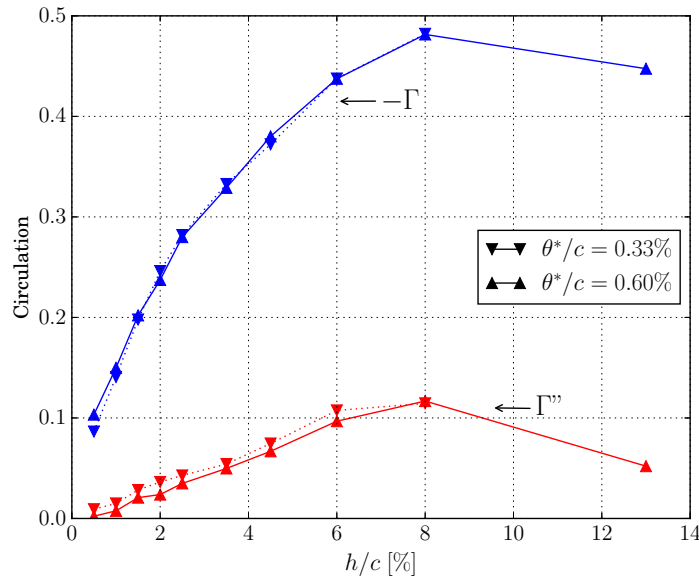


Figure 4.11 –  volution de la circulation du tourbillon de jeu et de la vorticité secondaire en fonction de la taille du jeu, pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. Ces données se basent sur les mesures de sonde 5 trous en $x/c = 1.05$

Vitesse axiale

Au centre du tourbillon de jeu, où en première approximation on a $u_y, u_z \simeq 0$, le théorème de Bernoulli permet de relier la vitesse axiale à la chute de pression statique $\Delta P_s = P_{s\infty} - P_s$ et aux pertes de pression totale ΔP_t , tel que

$$\frac{u_x}{U_\infty} = \left(1 + \frac{\Delta P_s}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} - \frac{\Delta P_t}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.7)$$

La figure 4.12 compare, en fonction de h/c , la valeur de u_x mesurée au centre du tourbillon à l'estimation non visqueuse obtenue avec la relation (4.7) en prenant $\Delta P_t = 0$. On constate que la vitesse axiale augmente avec la taille du jeu. Par ailleurs, l'épaisseur de la couche limite incidente n'a pas d'effet significatif sur l'évolution de u_x en fonction de h/c . Le tourbillon de jeu contient un déficit de vitesse axiale en son cœur pour h/c en deçà de 4% et un surplus au-delà. L'estimation non visqueuse fournit une bonne estimation de la sensibilité de la vitesse axiale à la taille du jeu. En revanche, à cause de la présence de pertes de pression totale ($\Delta P_t > 0$), cette estimation non visqueuse de u_x est bien plus élevée que la valeur de u_x mesurée au centre du tourbillon.

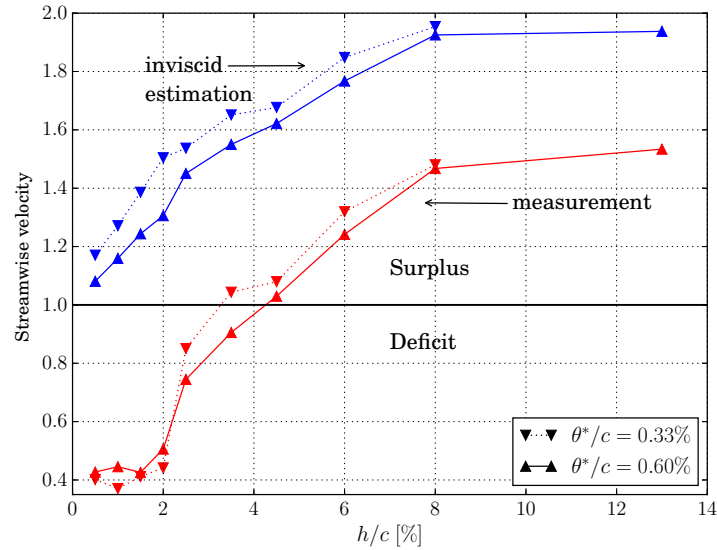


Figure 4.12 – Évolution de la vitesse axiale dans le centre du tourbillon de jeu en fonction de la taille du jeu en $x/c = 1.05$, pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. En rouge : mesures de sonde 5 trous. En bleu : estimation de u_x par le théorème de Bernoulli (4.7) en prenant $\Delta P_t = 0$

4.2 Analyse des pertes

Dans la section précédente, on a vu dans quelle mesure la taille du jeu et l'épaisseur de la couche limite incidente affectaient l'écoulement de jeu. On s'intéresse à présent aux pertes générées par cet écoulement qui, en se basant sur l'analyse théorique de Denton [19], sont caractérisées par une augmentation de l'entropie. En effet, dans un compresseur on peut le plus souvent négliger les transferts de chaleur, ce qui signifie que l'entropie augmente essentiellement à cause des phénomènes irréversibles dans l'écoulement. De plus, l'entropie est indépendante du référentiel, ce qui signifie que l'analyse réalisée sur l'aube fixe isolée peut, dans une certaine mesure, être extrapolée au cas d'un compresseur réel, dans un référentiel attaché aux aubes en rotation.

4.2.1 Répartition locale

On identifie les régions de création de pertes comme étant les zones où une particule de fluide voit son entropie augmenter, c'est-à-dire où le taux de création d'entropie par unité de masse \dot{s} est positive. Dans cette analyse, on se place du point de vue du champ moyen et on considère un taux de création d'entropie équivalent \dot{s}_m défini par

$$\dot{s}_m = u_i \frac{\partial s}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle u_i' s' \rangle - \frac{1}{T_{t\infty}} \langle u_i' e' \rangle \right) \quad , \quad (4.8)$$

avec s l'entropie moyenne et u_i la vitesse moyenne. Pour un écoulement stationnaire et incompressible, il est possible de calculer cette quantité à partir des mesures LDV avec la relation

$$\dot{s}_m = \frac{1}{T_{t\infty}} (2\nu S_{ij} S_{ij} + P_k) \quad \text{où} \quad P_k = \tilde{\tau}_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (4.9)$$

ce qui est démontré en annexe A.1. Dans l'équation (4.9), S_{ij} et $\tilde{\tau}_{ij}$ représentent respectivement le tenseur des taux de déformation et le tenseur de Reynolds cinétique $\tilde{\tau}_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle$. La relation (4.9) signifie que le taux de création d'entropie \dot{s}_m correspond à la somme de la production d'énergie cinétique turbulente P_k et de la dissipation visqueuse $2\nu S_{ij} S_{ij}$. On estime, à partir des mesures réalisées, qu'au niveau du tourbillon de jeu les dérivées selon y et z dans la relation (4.9) dominant d'environ trois ordres de grandeur celles selon x , ce qui permet de négliger les dérivées selon x dans le calcul de \dot{s}_m .

La répartition de \dot{s}_m au niveau du tourbillon de jeu est représentée sur la figure 4.13 pour $h/c = 3.5\%$ et une couche limite épaisse au carter. On peut voir sur la figure 4.13a que l'entropie est créée principalement dans la couche de mélange (JML) du jet venant du jeu ainsi que une zone à gauche du tourbillon (SML). Cette zone SML semble provenir du décollement de la couche limite au carter induit par le tourbillon de jeu (cf section 1.1.3), c'est pourquoi elle a été nommée couche de mélange de décollement (separation mixing layer). En progressant vers l'aval de l'aube, on observe sur la figure 4.13b que ces zones de pertes JML et SML voient l'intensité de \dot{s}_m en leur sein diminuer. On peut noter que de l'entropie est également créée dans le sillage de l'aube (BW), cependant cette région n'a pas été sondée par LDV pour cette taille de jeu.

L'effet de la taille de jeu sur la répartition de \dot{s}_m est présentée sur la figure 4.14. Sauf pour le cas $h/c = 13\%$, le sillage de l'aube (BW) est en dehors du plan de mesure et est repéré par la ligne traits-points. Pour $h/c = 0.5\%$ (figure 4.14a), l'entropie est principalement créée dans la couche de mélange de décollement (SML). Pour $h/c = 6.0\%$ (figure 4.14b), l'entropie semble venir autant de la couche de mélange de jet (JML) que de la couche de mélange de décollement (SML). Enfin la plus grande taille de jeu, $h/c = 13\%$, est présentée sur la figure 4.14c. Dans ce cas, il n'y a pas de jet en sortie du jeu et la majeure partie de l'entropie est créée dans le sillage (BW), qui s'enroule autour du tourbillon.

En résumé, on a mis en évidence trois régions de création d'entropie qui sont le sillage de l'aube, la couche de mélange de jet et une couche de mélange au voisinage du tourbillon de jeu, qui est liée au décollement de la couche limite au carter induit par ce tourbillon.

4.2.2 Évaluation globale

À présent, on se demande quel est l'impact global des zones de création d'entropie, qui ont été identifiées dans la section précédente. Pour cela, on définit les pertes globales \mathcal{L} comme étant l'augmentation moyenne d'entropie par unité de masse se produisant en amont d'un plan S_0 , soit

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\dot{m}} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV \quad . \quad (4.10)$$

Dans la relation (4.10), \dot{m} représente le débit massique traversant Σ , le tube de courant allant d'une région éloignée en amont de l'aube, où l'écoulement est uniforme, et arrivant au plan S_0 après avoir traversé le jeu. On montre dans l'annexe A.2 que \mathcal{L} est lié aux pertes de pression totale avec

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{U_{\infty}^2}{T_{t\infty}} C_{Pt}^m \quad . \quad (4.11)$$

Dans la relation (4.11), C_{Pt}^m représente la moyenne pondérée par le débit du coefficient de pertes de pression totale définie par

$$C_{Pt}^m = \frac{\iint_{S_0} C_{Pt} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS}{\iint_{S_0} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS} \quad , \quad \text{où} \quad C_{Pt} = \frac{P_{t\infty} - P_t}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \quad , \quad (4.12)$$

\vec{n} étant la normale au plan d'intégration S_0 . L'effet global des phénomènes dissipatifs se produisant en amont du plan S_0 est donc quantifié par C_{Pt}^m . Dans cette étude, le plan S_0 est situé en $x/c = 1.05$ et est défini par $y/c \in [-0.35, 0.15]$ et $z/c \in [0.015, 0.325]$, où des mesures de sonde 5 trous sont réalisées.

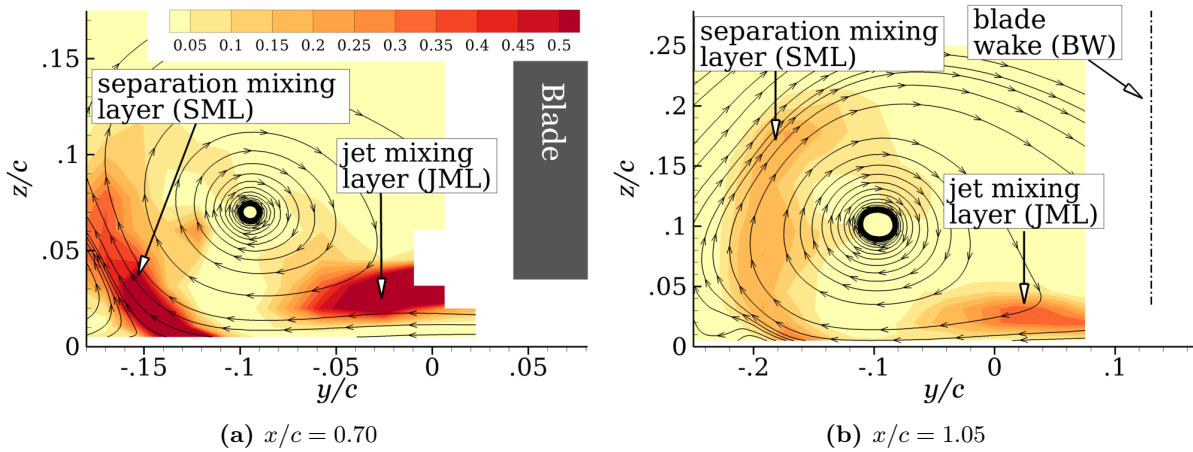


Figure 4.13 – Contours colorés du taux de création d’entropie du champ moyen \dot{s}_m et pseudo lignes de courant de l’écoulement transverse au niveau du tourbillon de jeu pour $h/c = 3.5\%$ et la couche limite épaisse au carter

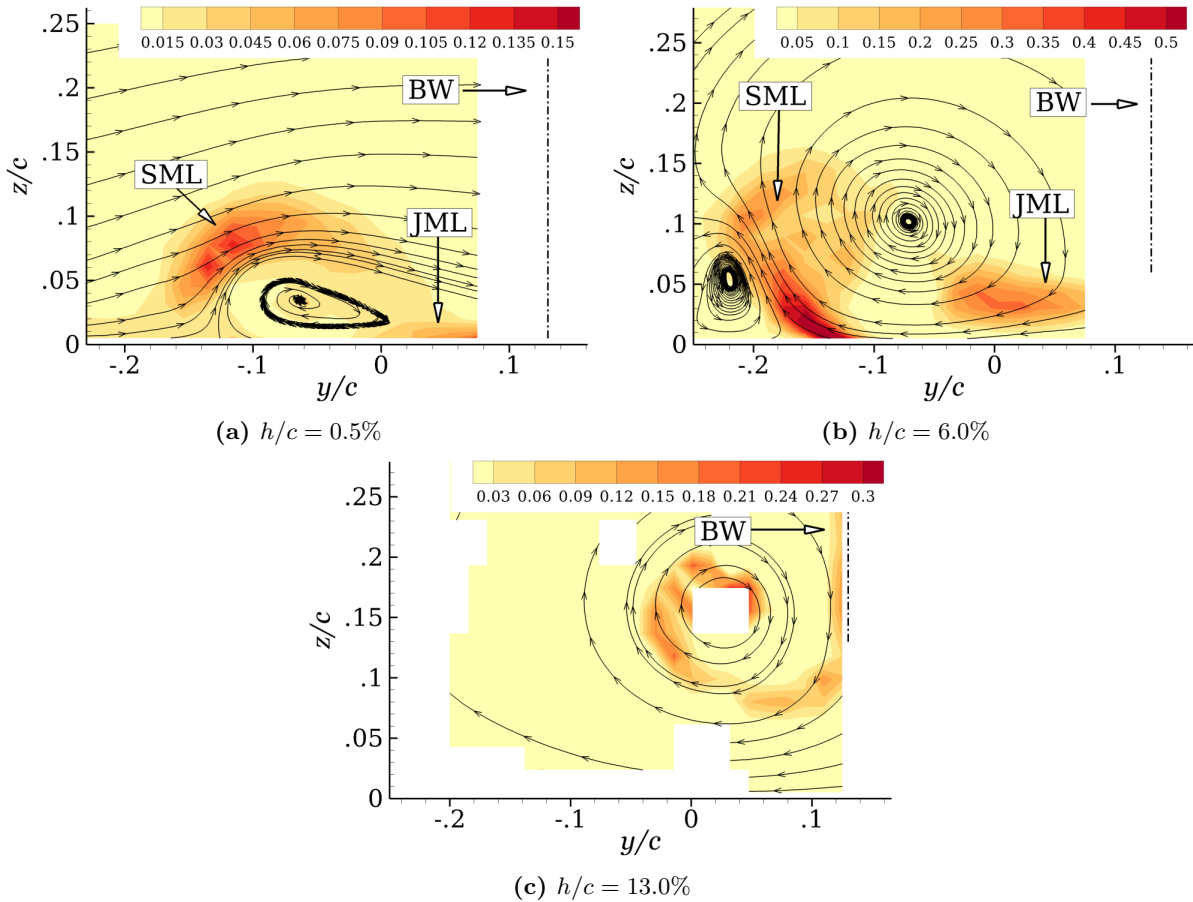


Figure 4.14 – Effet de la taille du jeu sur le taux de création d’entropie \dot{s}_m dans un plan transverse situé en $x/c = 1.05$, pour la couche limite épaisse au carter. Des pseudo lignes de courant sont tracées pour visualiser les différentes structures

Pour distinguer la contribution de l'écoulement transverse (tourbillon de jeu) de celle de l'écoulement longitudinal (sillage) dans les pertes de pression totale, on décompose C_{Pt} comme la somme de C_{vortex} et C_{wake} , définis par

$$C_{Pt} = \underbrace{\left[\frac{P_{s\infty} - P_s}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} - \frac{(u_y^2 + u_z^2)}{U_\infty^2} \right]}_{C_{vortex}} + \underbrace{\left[1 - \left(\frac{u_x}{U_\infty} \right)^2 \right]}_{C_{wake}} . \quad (4.13)$$

Les répartitions de C_{vortex} et de C_{wake} dans la région du tourbillon de jeu, en aval de l'aube, sont représentées sur la figure 4.15 pour $h/c = 3.5\%$. Les valeurs de C_{wake} sont élevées dans le sillage de l'aube, la couche limite au carter ainsi que dans la zone de déficit de vitesse longitudinale au sein de tourbillon de jeu. Ce coefficient, qui est lié à la notion de blocage utilisée par les turbomachinistes, est nommé par la suite *coefficient de pertes de sillage*. Quant à C_{vortex} , on constate sur la figure 4.15 que cette grandeur est concentrée dans le cœur du tourbillon de jeu et atteint son maximum au centre du tourbillon. Cette quantité, qui est liée à l'écoulement secondaire induit par le tourbillon de jeu, est appelée *coefficient de pertes de tourbillon*.

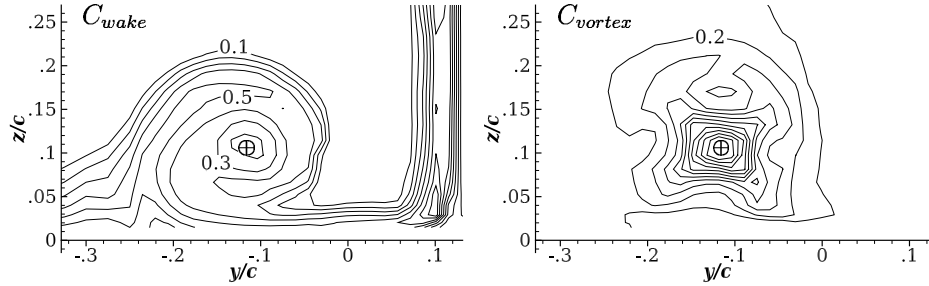


Figure 4.15 – Répartition de C_{wake} et C_{vortex} dans un plan transverse en $x/c = 1.05$, pour $h/c = 3.5\%$ et une couche limite épaisse au carter ($\theta^*/c = 0.60\%$). L'incrément entre les iso-lignes de C_{wake} et de C_{vortex} est de 0.1. Le symbole \oplus permet de situer le centre du tourbillon de jeu

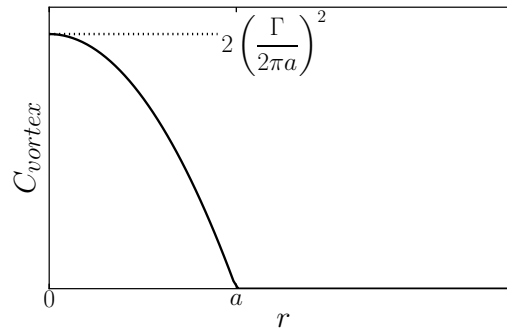


Figure 4.16 – Répartition radiale du coefficient de pertes de tourbillon C_{vortex} dans un tourbillon de Rankine de circulation Γ avec un cœur de rayon a

En modélisant le tourbillon de jeu par un tourbillon de Rankine de circulation Γ avec un cœur de rayon a , il est démontré en annexe A.4 que C_{vortex} dépend de Γ^2 et de a . La répartition radiale de C_{vortex} obtenue avec le modèle de Rankine est tracée sur la figure 4.16. Le coefficient C_{vortex} atteint son maximum au centre du tourbillon et est nul en dehors du cœur, ce qui est semblable aux observations faites sur la figure 4.15. La moyenne surfacique du coefficient de pertes de tourbillon C_{vortex}^s , définie par

$$C_{vortex}^s = \frac{\iint_{S_0} C_{vortex} dS}{\iint_{S_0} dS} , \quad (4.14)$$

est indépendant de a , le rayon du cœur du tourbillon. Cette quantité dépend donc uniquement du carré de la circulation, on a alors

$$C_{vortex}^s = \frac{A}{S_0} \Gamma^2 \quad \text{avec} \quad A = \frac{1}{4\pi} \approx 0.080 . \quad (4.15)$$

Sur la figure 4.17, la moyenne de l'incrément de coefficient de pertes de tourbillon $\Delta C_{vortex}^{s,m}$, pondérée par la surface (exposant \bullet^s) ou par le débit (exposant \bullet^m), est tracée en fonction du carré de la circulation du tourbillon de jeu Γ^2 , où

$$\Delta C_{vortex}^{s,m} = C_{vortex}^{s,m} - C_{vortex}^{s,m}|_{h=0} \quad (4.16)$$

Le terme $C_{vortex}^{s,m}|_{h=0}$ désigne la valeur du coefficient de pertes de tourbillon pour un jeu nul et est extrapolée à partir des données expérimentales. On peut observer que la moyenne surfacique de l'incrément de pertes de tourbillon ΔC_{vortex}^s (symboles vides) augmente linéairement avec Γ^2 , ce qui est en accord avec le modèle de Rankine. De plus, le coefficient de proportionnalité A tiré des données expérimentales, valant environ 0.10, est proche de la valeur prédite par cette analyse théorique, soit environ 0.08. L'augmentation de ΔC_{vortex}^m (symboles pleins) est semblable à celle de ΔC_{vortex}^s jusqu'à $\Gamma^2 = 0.18$. Au-delà de cette valeur critique de Γ^2 , la loi linéaire sous-estime légèrement ΔC_{vortex}^m . Cette déviation est liée à l'apparition d'une survitesse axiale intense dans le cœur du tourbillon (voir figure 4.12). En effet, cette survitesse accentue le poids de cette région, où C_{vortex} est élevé, dans le calcul de la moyenne pondérée par le débit.

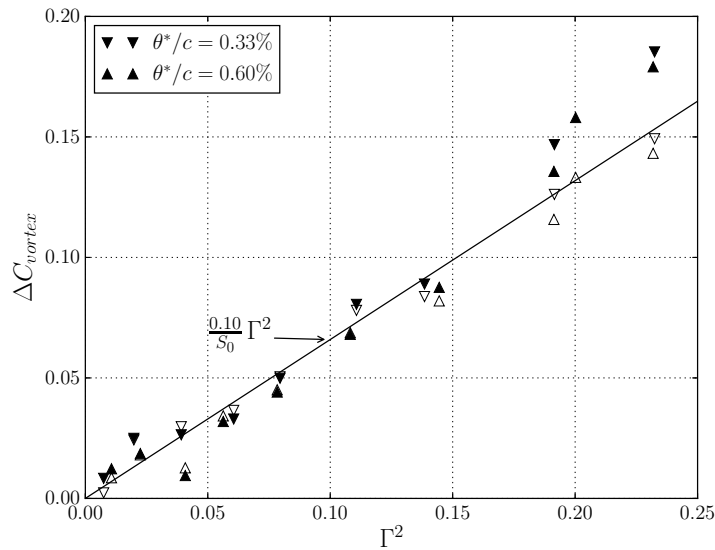


Figure 4.17 – Incrément de pertes de tourbillon $\Delta C_{vortex}^{s,m}$ en fonction du carré de la circulation du tourbillon de jeu $x/c = 1.05$ pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. Symboles vides : moyenne pondérée par la surface ΔC_{vortex}^s . Symboles pleins : moyenne pondérée par le débit ΔC_{vortex}^m

Les effets de la taille du jeu et de l'épaisseur de couche limite incidente sur C_{Pt}^m , C_{vortex}^m et C_{wake}^m sont exposés sur la figure 4.18. On constate que ces coefficients augmentent avec la taille du jeu, puis diminuent au-delà d'un certain seuil. L'évolution de C_{Pt}^m en fonction de h/c est similaire à celle de C_{vortex}^m , la décroissance se produisant pour $h/c > 8\%$, alors que la décroissance de C_{wake}^m apparaît plus tôt, pour $h/c < 4\%$. Premièrement, cela montre que la sensibilité des pertes de pression totale C_{Pt}^m à la taille du jeu vient principalement des pertes de tourbillon C_{vortex}^m . Deuxièmement, la décroissance de C_{wake}^m entraîne une réduction du taux de croissance de C_{Pt}^m en fonction de h/c pour les tailles de jeu allant de 4% à 8% de corde. Troisièmement, la contribution des pertes de tourbillon C_{vortex}^m aux pertes de pression totale C_{Pt}^m est prépondérante pour les jeux larges, alors qu'elle est comparable à celle des pertes de sillage C_{wake}^m pour les petites tailles de jeu. La réduction de C_{vortex}^m pour $h/c > 8\%$ est la conséquence d'une diminution de la circulation du tourbillon de jeu, ce que l'on peut observer sur la figure 4.11. Quant à la diminution de C_{wake}^m , elle provient de l'apparition d'un surplus de vitesse axiale dans le cœur du tourbillon de jeu (voir figure 4.12).

On s'intéresse à présent à l'effet de l'épaisseur de la couche limite incidente sur la figure 4.18. Bien que la sensibilité des différents coefficients de pertes à la taille du jeu soit peu affectée par l'épaisseur de la couche limite incidente, les valeurs absolues de C_{vortex}^m et de C_{wake}^m sont impactées de manière contradictoire. Une couche limite plus épaisse tend à renforcer C_{wake}^m et à affaiblir C_{vortex}^m . L'épaississement de la couche limite considéré ici augmente également la valeur la valeur de C_{Pt}^m d'environ 0.011, ce qui met en évidence les pertes supplémentaires générées dans l'écoulement de jeu par une couche limite plus épaisse.

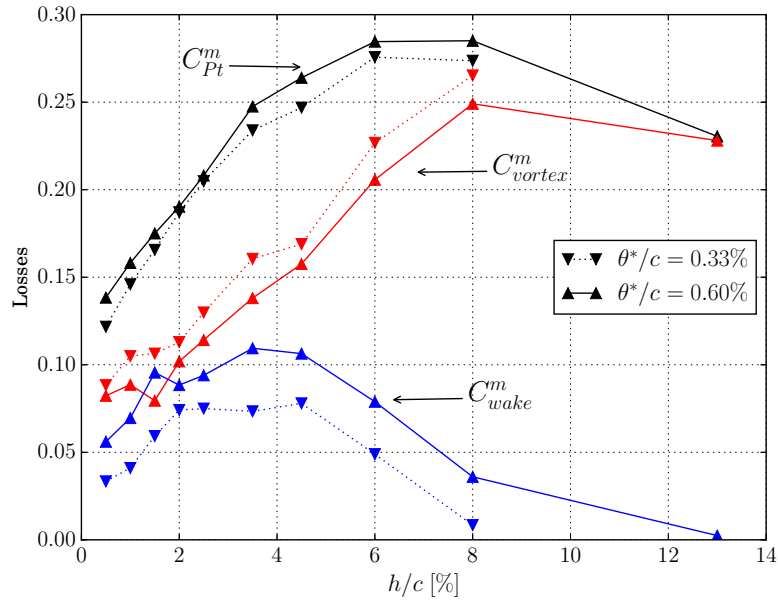


Figure 4.18 – Évolution de la moyenne pondérée par le débit des coefficients de perte C_{Pt}^m , C_{vortex}^m et C_{wake}^m en $x/c = 1.05$

4.3 Modèle pour estimer les pertes liées au tourbillon de jeu

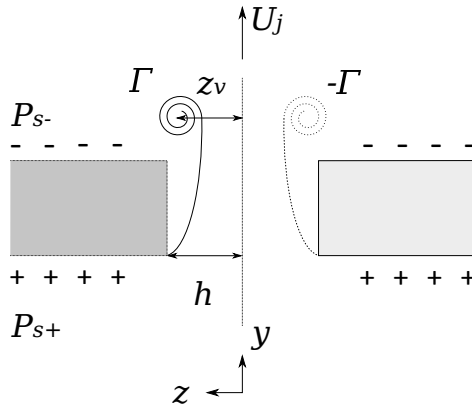


Figure 4.19 – Paire d'aubes symétriques par rapport à la paroi du carter, considérée pour modéliser l'écoulement de jeu comme un jet dans un écoulement transverse qui s'enroule en une paire de tourbillons contra-rotatifs

L'objectif ici est de construire un modèle pour estimer la sensibilité des pertes de pression totale à la taille du jeu. On a vu dans la section précédente que l'augmentation des pertes de pression totale C_{Pt}^m avec la taille du jeu, peu sensible à l'épaisseur de la couche limite incidente, était principalement due aux pertes de tourbillon C_{vortex}^m . De plus, l'incrément relatif au jeu nul de C_{vortex}^m augmente avec le carré de la circulation du tourbillon de jeu, ce que l'on peut voir sur la figure 4.17. Cette augmentation est linéaire pour $\Gamma^2 < 0.18$ et dévie faiblement de cette loi linéaire seulement pour les valeurs les plus élevées de Γ . C'est pourquoi on cherche tout d'abord à construire un modèle pour estimer la circulation du tourbillon de jeu. L'incrément de pertes de tourbillon ΔC_{vortex}^m est ensuite calculé à partir de la relation (4.15) en prenant $A = 0.1$. Le modèle pour estimer la circulation se base sur l'analogie entre l'écoulement de jeu et un jet dans un écoulement transverse, qui est justifiée par le constat expérimental et phénoménologique exposé en 4.1.2.

Le jet en écoulement transverse génère une paire de tourbillons contra-rotatifs qui s'aligne sur la direction de l'écoulement transverse [27, 41, 46]. Dans la présente analogie, un tourbillon de la paire représente le tourbillon de jeu, l'autre représente le tourbillon généré par le symétrique de l'aube par rapport au carter, ce qui est schématisé sur la figure 4.19. On considère une condition de glissement à la paroi du carter, c'est-à-dire que l'on ne tient pas

compte de la couche limite.

4.3.1 Description du modèle

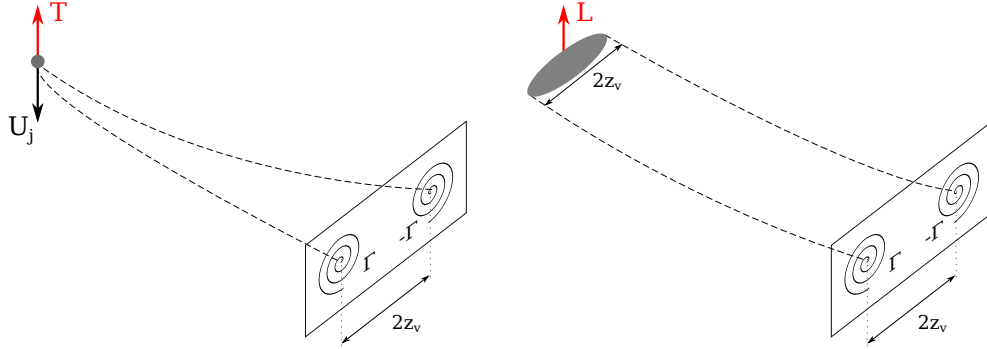


Figure 4.20 – Génération d’une paire de tourbillon contra-rotatif de circulation Γ par un jet en écoulement transverse (à gauche) et par une aile d’envergure finie (à droite). U_j , T et L désignent respectivement la vitesse en sortie du jet, la poussée du jet et la portance de l’aile

L’approche de Jacquin [41] permet de relier la circulation de la paire de tourbillons contra-rotatifs aux caractéristiques du jet. Pour cela on considère que ces tourbillons ont été créés par une aile isolée fictive dont l’envergure est égale à la distance entre les centres des deux tourbillons générés par l’enroulement du jet, soit $2z_v$ (voir figure 4.20). On assimile donc la poussée du jet T à la portance de l’aile fictive tel que

$$T = \rho \overline{U_j^2} A_j = \rho U_\infty \int \Gamma dz = 2\rho U_\infty \Gamma z_v \quad , \quad (4.17)$$

où A_j et $\overline{U_j^2}$ désignent respectivement la section du jet (égal à $2hc$) et la valeur moyenne du carré de la vitesse du jet. On réorganise ensuite l’équation (4.17) de sorte à exprimer la circulation Γ en fonction de la taille du jeu h , de la distance z_v entre le centre du tourbillon et le carter ainsi que de la vitesse de jet en sortie du jeu U_j , ce qui donne

$$\frac{\Gamma}{cU_\infty} = \frac{h}{z_v} \frac{\overline{U_j^2}}{U_\infty^2} \quad . \quad (4.18)$$

La vitesse en sortie du jeu peut être reliée à la portance du profil de l’aube C_L en utilisant la relation (1.2) qui est basée sur l’approche de Rains [68]. Cette approche, qui suppose que l’écoulement transverse dans le jeu est indépendant de l’écoulement longitudinal, est justifiée par les mesures LDV qui montrent que la composante longitudinale de la vitesse est peu sensible à l’accélération de l’écoulement entrant dans le jeu (voir la figure 4.4b). En une position ξ de la corde on a alors

$$\frac{U_j(\xi)}{U_\infty} = \chi_D \sqrt{\frac{P_{s+}(\xi) - P_{s-}(\xi)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}} \quad . \quad (4.19)$$

Ensuite on prend la moyenne du carré de la relation (4.19), ce qui donne

$$\frac{\overline{U_j^2}}{U_\infty^2} = \chi_D^2 \underbrace{\int_0^c \frac{P_{s+}(\xi) - P_{s-}(\xi)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 c} d\xi}_{\approx C_L} \quad . \quad (4.20)$$

Dans la relation (4.20), en faisant l’hypothèse d’un profil mince à faible incidence, la différence moyenne de pression entre l’intrados et l’extrados peut être assimilée à la portance du profil de l’aube. Finalement, en remplaçant $\overline{U_j^2}$ dans (4.18) par l’expression (4.20) et en normalisant la circulation Γ par la corde c et la vitesse U_∞ , on obtient

$$\Gamma = \frac{h}{z_v} \chi_D^2 C_L \quad . \quad (4.21)$$

L’incrément de pertes de tourbillon est ensuite estimé en insérant (4.21) dans (4.15) et en prenant $A = 0.1$, ce qui donne

$$\Delta C_{vortex}^m = \frac{0.1}{S_0} \left(\frac{h}{z_v} \right)^2 \chi_D^4 C_L^2 \quad . \quad (4.22)$$

4.3.2 Confrontation du modèle aux mesures

Le coefficient de portance du profil C_L , qui vaut 1.0, est obtenu à partir des mesures de pression à mi-envergure. La position verticale z_v du tourbillon de jeu est décrite comme une fonction de la taille du jeu affine par morceau

$$\frac{z_v}{c} = \begin{cases} 1.51 \left(\frac{h}{c}\right) + 0.05 & \text{for } \frac{h}{c} \leq 3.5\% \\ 0.104 & \text{for } 3.5\% \leq \frac{h}{c} \leq 8.5\% \\ \frac{h}{c} + 0.02 & \text{for } \frac{h}{c} \geq 8.5\% \end{cases}, \quad (4.23)$$

qui est ajustée sur les données expérimentales de la figure 4.10.

La figure 4.21 compare les prédictions de ce modèle à la circulation Γ du tourbillon de jeu, calculée à partir des mesures de sonde 5 trous en intégrant la vorticité négative uniquement. Il y a un bon accord entre le modèle et les mesures pour des tailles de jeu inférieures à 3.5% de corde. Il est important de souligner qu'ici le coefficient de décharge χ_D est pris égal à 1. Pour $h/c > 3.5\%$, le modèle surestime largement la circulation, ce qui indique que l'analogie entre l'écoulement de jeu et un jet dans un écoulement transverse n'est plus valable si le jeu est trop grand.

Sur la figure 4.22, les valeurs de ΔC_{vortex}^m sont compar  es aux données expérimentales, pour lesquelles on soustraite la valeur extrapol  e en $h = 0$. Cette approche donne une prédiction satisfaisante de la sensibilité de C_{vortex}^m    la taille du jeu, ce qui permet de capturer l'essentiel de l'incrément de C_{Pt}^m . Pour améliorer la prédiction de la sensibilité des pertes de pression totale à la taille du jeu, le coefficient de pertes de sillage C_{wake}^m devra être pris en compte.

On remarquera que la relation (4.23) entre z_v et h n'est valable que dans le plan $x/c = 1.05$, puisque les coefficients a priori dépendent de x . De plus, pour un jet dans un écoulement transverse, la vitesse du jet a un impact sur l'écartement des tourbillons [27], ce qui suggère que z_v devrait également dépendre de U_j et donc du chargement de l'aube. Ensuite, le coefficient de décharge χ_D considéré dans ce modèle vaut 1, ce qui est supérieur à la valeur de 0.84 généralement utilis  e dans la littérature [56, 68, 82]. Il est possible que cette valeur plus   lev  e de χ_D compense un plus grand z_v causé par le *rebound* du tourbillon qui est présenté en 1.1.3. Les limites de ce modèle sont examin  es plus finement dans le chapitre 7, en s'appuyant sur les simulations RANS de l'écoulement de jeu.

4.4 Conclusion

En réalisant des mesures d  taill  es de l'écoulement de jeu pour une aube fixe isol  e, on a pu décrire finement la topologie de cet écoulement ainsi que sa sensibilité à la taille du jeu et à l'épaisseur de la couche limite incidente. Au bord d'attaque de l'aube, un tourbillon en fer à cheval se forme si la taille du jeu est assez petite relativement à l'épaisseur de la couche limite incidente et si le chargement de l'aube est assez élevé. Ensuite, en entrant dans le jeu côté intrados, l'écoulement subit une forte accélération qui affecte principalement les composantes transverses (y, z) de la vitesse. Par ailleurs, à cause de la forte déviation impos  e par le coin entre l'intrados et l'extrémité de l'aube, l'écoulement décolle en ce point, formant ainsi une bulle de recirculation dans le jeu. L'accélération de l'écoulement dans le jeu s'accompagne aussi d'une chute de pression statique que l'on peut mesurer à la paroi du carter, le minimum étant atteint à la *vena-contracta*, c'est-à-dire la position du maximum d'épaisseur de la bulle de recirculation. Il apparaît que ce minimum de pression statique au carter, situé proche du bord d'attaque pour les petits jeux, se décale vers le bord de fuite quand on augmente la taille du jeu. Du côté extrados de l'aube, l'écoulement quitte le jeu tel un jet dans un écoulement transverse, qui s'enroule par la suite en un tourbillon de jeu. La circulation du tourbillon de jeu, insensible à l'épaisseur de la couche limite incidente, augmente avec la taille du jeu. Au centre du tourbillon, un déficit de vitesse longitudinale est présent pour les petites tailles de jeu. Ce déficit se réduit en augmentant la taille du jeu, puis une survitesse apparaît pour les tailles de jeu au-delà de 4% de corde. Enfin, pour des jeux plus petits que 2% de corde, le tourbillon s'éloigne de l'aube lorsque l'on élargit le jeu ou qu'on épaissit la couche limite incidente. Cela suggère qu'un élargissement du jeu ou un épaississement de la couche limite au carter détériore l'opérabilité des compresseurs axiaux, dans la mesure où le décrochage se produit lorsque le tourbillon de jeu s'éloigne de l'aube pour s'aligner sur le bord d'attaque de l'aube voisine.

Ensuite, la notion de perte a été définie à partir de l'entropie vue du champ moyen. Localement, les pertes sont définies par le taux de création d'entropie massique du champ moyen \dot{s}_m , qui est calculé à partir des mesures LDV. On constate que les pertes se concentrent dans trois zones : le sillage de l'aube, la couche de mélange de jet et une couche de mélange li  e au décollement de la couche limite au carter. Globalement, les pertes \mathcal{L} sont définies comme étant l'augmentation moyenne d'entropie massique dans un tube de courant, qui part d'une zone   loign  e en amont

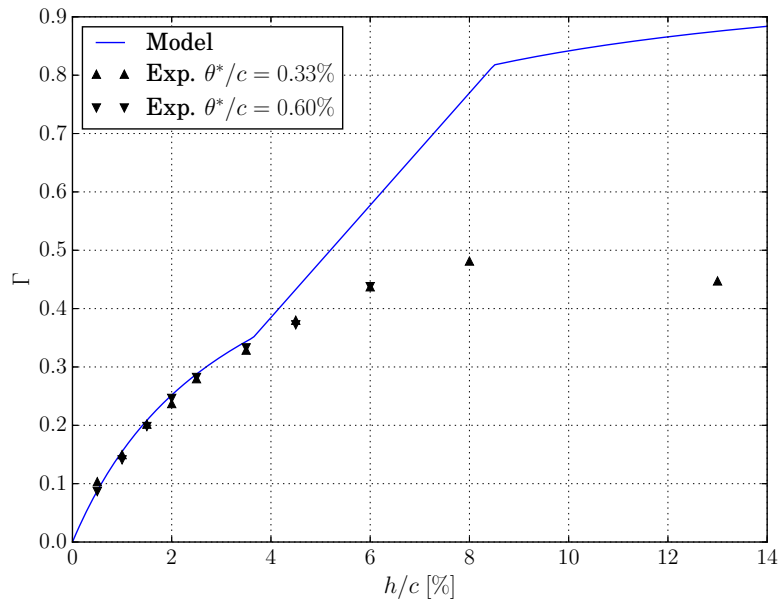


Figure 4.21 – Comparaison de circulation Γ prédite par le modèle (trait) par rapport aux données expérimentales (symboles), en fonction de la taille du jeu, pour les deux épaisseurs de couche limite au carter

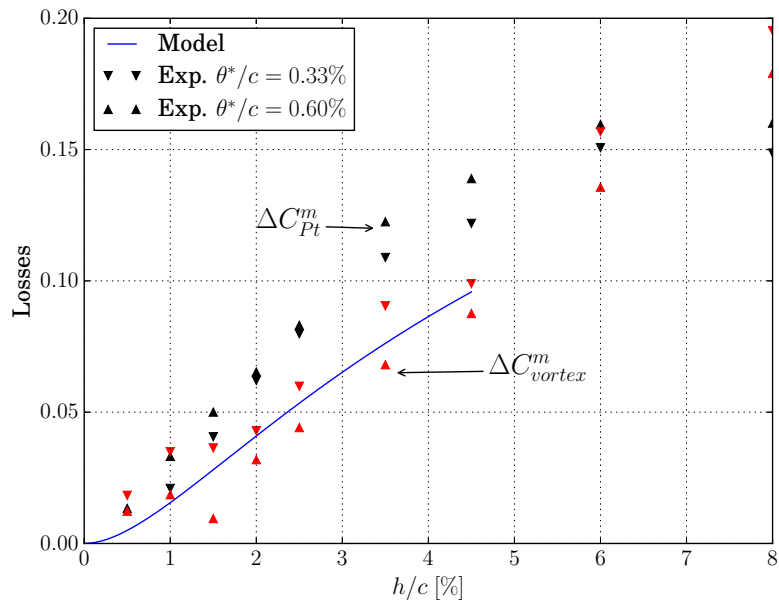


Figure 4.22 – Incrément de pertes de pression totale et de pertes de tourbillon en fonction de la taille du jeu, pour les deux épaisseurs de couche limite au carter. Comparaison entre le modèle (trait) et les données expérimentales (symboles)

de l'aube et qui arrive sur le plan de mesure de la sonde cinq trous. Les pertes globales \mathcal{L} sont proportionnelles à C_{Pt}^m , la moyenne pondérée par le débit du coefficient de pertes de pression totale. Ce coefficient C_{Pt} a été décomposé en la somme de C_{wake} et C_{vortex} , appelés respectivement *pertes de sillage* et *pertes de tourbillon*. Il s'avère que la moyenne pondérée par la surface ou le débit de C_{vortex} augmente linéairement avec le carré de la circulation du tourbillon de jeu. De plus, l'augmentation des pertes de pression totale C_{Pt}^m avec la taille du jeu vient principalement du terme C_{vortex}^m . Épaissir la couche limite incidente induit une augmentation des pertes de sillage et une réduction des pertes de tourbillon, ce qui globalement accroît les pertes de pression totale. Toutefois l'épaisseur de la couche limite n'impacte pas le taux d'accroissement des pertes avec la taille du jeu.

Enfin, l'écoulement de jeu a été modélisé comme un jet dans un écoulement transverse, de sorte à pouvoir estimer la sensibilité des pertes de pression totale à la taille du jeu. La circulation du tourbillon de jeu prédite par ce modèle est en accord avec les données expérimentales pour des tailles de jeu inférieures à 3.5% de corde, ce qui est pertinent pour représenter l'écoulement de jeu dans un compresseur axial. De là on obtient une estimation correcte de la sensibilité des pertes de pression totale C_{Pt}^m en calculant l'incrément de pertes de tourbillon C_{vortex}^m , qui est proportionnel au carré de la circulation du tourbillon de jeu.

À partir de mesures en soufflerie, l'écoulement de jeu a été décrit en détail, ce qui a permis d'analyser sa sensibilité à la taille du jeu et à l'épaisseur de la couche limite au carter. Dans la suite, on cherche à caractériser la réceptivité de l'écoulement de jeu aux paramètres d'une injection continue d'air au carter. Plus tard, au chapitre 6, on s'appuie sur cette base de données expérimentale pour évaluer la représentativité de la simulation numérique de l'écoulement de jeu. Enfin, les simulations sont exploitées dans le chapitre 7 pour compléter l'étude expérimentale.

Analyse de l'effet de l'injection continue d'air au carter

Dans ce chapitre, on cherche à contrôler l'écoulement de jeu à l'aide d'une injection continue d'air au carter. On s'intéresse plus particulièrement à un dispositif visant une réduction du coefficient de décharge via une injection normale au carter dans le jeu. La sensibilité de l'écoulement de jeu au débit d'injection est analysée pour trois tailles de jeu et deux valeurs du nombre de Reynolds.

| | | |
|------------|-------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 5.1 | Présentation de la démarche | 73 |
| 5.1.1 | Définition des objectifs du contrôle | 73 |
| 5.1.2 | Conception des injecteurs | 74 |
| 5.1.3 | Choix de la configuration d'injection | 74 |
| 5.2 | Caractérisation de la configuration d'injection sélectionnée | 76 |
| 5.2.1 | Courbes caractéristiques | 76 |
| 5.2.2 | Profil de vitesse en sortie du jet | 77 |
| 5.3 | Analyse des effets de l'injection sur l'écoulement de jeu | 78 |
| 5.3.1 | Coefficient de décharge | 78 |
| 5.3.2 | Position latérale du tourbillon | 79 |
| 5.3.3 | Pertes de pression totale | 80 |
| 5.3.4 | Homogénéité de l'écoulement | 81 |
| 5.4 | Conclusion | 82 |

5.1 Présentation de la démarche

5.1.1 Définition des objectifs du contrôle

Du point de vue d'un compresseur axial, on souhaite contrôler l'écoulement de jeu afin de retarder l'apparition du décrochage et d'augmenter le taux de compression ou le rendement. Toutefois ces objectifs ne sont pas directement transposables à une configuration fixe. On doit donc trouver des objectifs équivalents.

Premièrement, on considère qu'étendre la marge au pompage d'un compresseur équivaut à rapprocher le tourbillon de jeu de l'aube d'une configuration fixe. En effet, on a vu en introduction que l'apparition du décrochage du compresseur était liée à l'alignement de la trajectoire du tourbillon de jeu sur le bord d'attaque de l'aube adjacente. Par conséquent, rapprocher le tourbillon de jeu de l'aube permettrait de repousser cet alignement, ce qui retarderait

l'apparition du décrochage.

Deuxièmement, une amélioration du taux de compression ou du rendement d'un compresseur axial est équivalent à une réduction de la moyenne pondérée par le débit des pertes de pression totale C_{Pt}^m pour une configuration fixe. En effet, le taux de compression et le rendement sont limités par l'augmentation d'entropie à travers le compresseur. Dans le cas d'une configuration fixe avec un dispositif d'injection, il est démontré en annexe A.3 que la part d'augmentation moyenne d'entropie massique \mathcal{L} (définie par (4.10)), qui n'est pas compensée par l'injection de fluide, est proportionnelle à C_{Pt}^m , soit

$$\frac{1}{2} \frac{U_\infty^2}{T_\infty} C_{Pt}^m = \mathcal{L} - \frac{\dot{m}_{inj}}{\dot{m}} \frac{P_{t_{inj}}}{\rho T_\infty} . \quad (5.1)$$

Dans la relation (5.1), \dot{m}_{inj} et $P_{t_{inj}}$ représentent respectivement le débit et la pression totale d'injection, \dot{m} désignant le débit traversant le plan d'intégration considéré dans le calcul de C_{Pt}^m .

Troisièmement, il convient de s'intéresser à l'inhomogénéité de l'écoulement en aval du rotor. En effet, le tourbillon de jeu du rotor est perçu comme une perturbation périodique par le stator, ce qui peut dégrader les performances du stator ainsi que la tenue mécanique des aubes. Un écoulement plus homogène en aval du rotor permettrait donc de limiter les effets néfastes des interactions rotor-stator. Dans la présente étude, on quantifie l'inhomogénéité d'une grandeur ξ avec l'écart-type $\sigma_s[\xi]$, défini par

$$\sigma_s[\xi] = \sqrt{((\xi - \xi^s)^2)^s} , \quad (5.2)$$

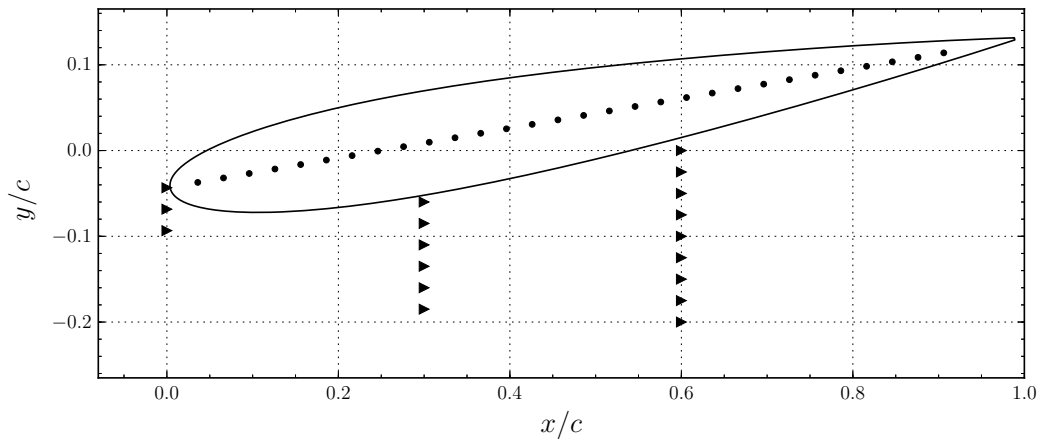
où l'exposant \bullet^s désigne la moyenne surfacique. L'indicateur $\sigma_s[\xi]$ est d'autant plus grand que la grandeur ξ est inhomogène. À l'inverse, $\sigma_s[\xi]$ tend vers zéro quand ξ s'homogénéise. En particulier, comme on souhaite *lisser* le tourbillon de jeu ainsi que les zones de pertes, on s'intéresse aux écarts-types de la vorticité $\sigma_s[\omega_x]$ et des pertes de pression totale $\sigma_s[C_{Pt}]$.

5.1.2 Conception des injecteurs

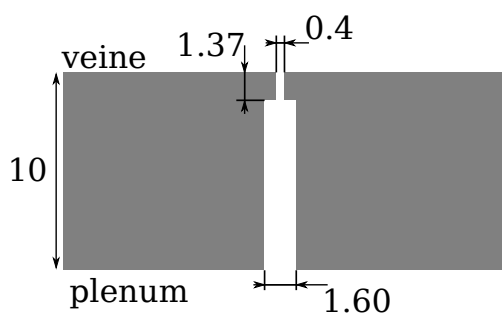
L'étude bibliographique pr  sent  e en 1.4 a mis en évidence deux types de stratégie pour contrôler l'écoulement de jeu, à savoir la réduction du débit traversant le jeu ou l'atténuation directe du tourbillon de jeu. Afin de réduire le débit dans le jeu, on cherche à diminuer le coefficient de décharge χ_D en injectant de l'air dans le jeu, perpendiculairement au carter. Ce premier type d'injecteur, de section circulaire, est repéré par le symbole (\bullet) sur la figure 5.1a et est schématisé sur la figure 5.1b. Ensuite, on vise à réduire le déficit de vitesse longitudinale au sein du tourbillon de jeu via une injection d'air vers l'aval, en considérant le même angle que Bae et al [2] entre le jet et le carter, soit 25° . Ce second type d'injecteur, également de section circulaire, est repéré par le symbole (\blacktriangleright) sur la figure 5.1a et est représenté sur la figure 5.1c. Afin de limiter les coûts et les délais de fabrication, tous ces injecteurs sont usinés sur le même insert amovible, qui est fixé sur un plenum et placé en-dessous de l'aube. On ajuste ensuite la configuration d'injection en bouchant les injecteurs que l'on ne souhaite pas utiliser. L'air est acheminé vers le plenum par un circuit pneumatique qui est présenté dans la section 2.3.

5.1.3 Choix de la configuration d'injection

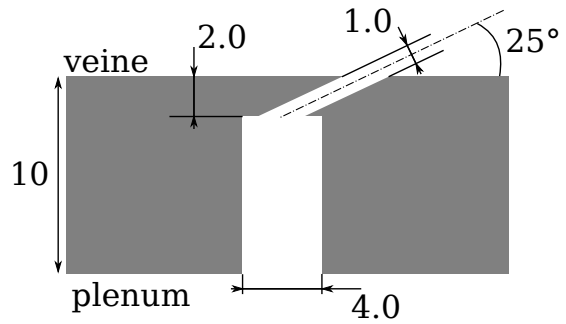
Dans la présente thèse, on a choisi de commencer par l'étude d'une configuration d'injection normale au carter dans le jeu. Cette configuration est repr  sent  e sur la figure 5.2, dont les symboles ont la même signification que dans la figure 5.1, avec les injecteurs actifs qui sont représentés par des symboles pleins et ceux inactifs par des symboles vides. L'injection normale est r  alis  e avec les sept premiers injecteurs en partant du bord d'attaque, car ceux-ci se trouvent dans la zone la plus pertinente pour réduire le coefficient de décharge χ_D . Ce choix a été orienté par les conclusions d'une étude préliminaire r  alis  e par Barrier dans le cadre du projet NumERICCS. Par ailleurs, on a vu en 4.1.2 que pour des tailles de jeu inférieures à 3.5% de corde, le minimum de pression statique au carter, lié au maximum de vitesse dans le jeu, est situé entre le bord d'attaque de l'aube et 25% de corde, ce qui justifie également le choix de placer les injecteurs dans la région du bord d'attaque de l'aube. Quant à l'étude de l'injection orient  e vers l'aval sur l'écoulement de jeu, elle devra être men  e ultérieurement.



(a) Position des injecteurs au carter. (●) : Injection normale. (▶) : Injection orientée vers l'aval



(b) ● : Injection normale



(c) ▶ : Injection orientée vers l'aval

Figure 5.1 – Position et géométrie des injecteurs usinés dans l'insert amovible du carter. Pour (b) et (c), les cotes sont exprimées en millimètres

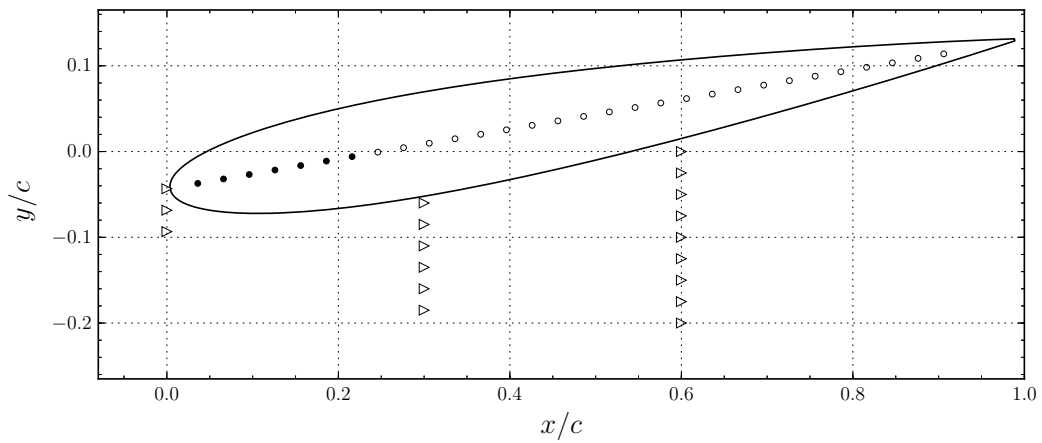


Figure 5.2 – Configuration d'injection sélectionnée. Symbole plein : injecteur actif. Symbole vide : injecteur inactif

5.2 Caractérisation de la configuration d'injection sélectionnée

Afin de déterminer les propriétés de l'injection présentée en 5.1.3, des mesures ont été réalisées en laboratoire.

5.2.1 Courbes caractéristiques

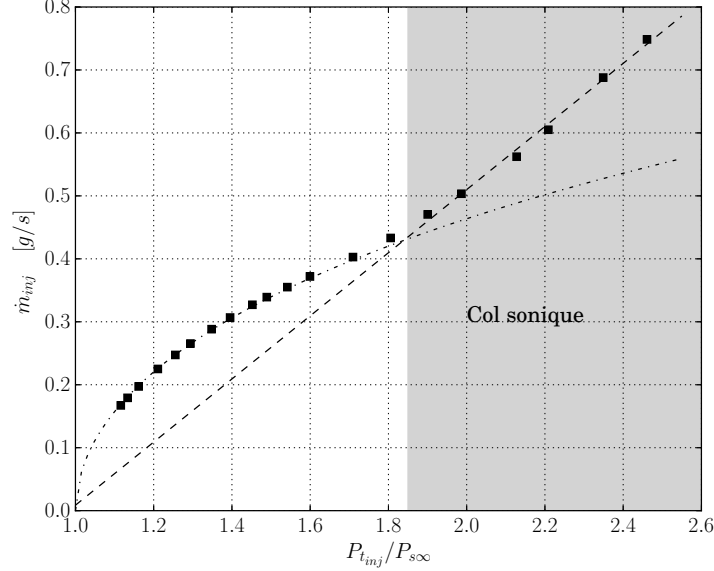


Figure 5.3 – Évolution du débit en fonction du rapport de pression d'injection. Dans la zone grisée, l'écoulement devient sonique en sortie d'injecteur

Si on modélise les injecteurs comme des tuyères convergentes monodimensionnelles, en considérant un écoulement non visqueux on peut relier le débit d'injection \dot{m}_{inj} à la pression totale $P_{t_{inj}}$ dans le plenum et à la pression statique à l'extérieur $P_{s_{\infty}}$. Tout d'abord, supposons qu'en sortie d'injecteur l'écoulement soit subsonique ($M < 1$) et que la pression statique soit égale à $P_{s_{\infty}}$. Dans ce cas \dot{m}_{inj} dépend de $P_{t_{inj}}$ via la relation

$$\dot{m}_{inj} \propto \sqrt{\left(\frac{P_{t_{inj}}}{P_{s_{\infty}}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left[\left(\frac{P_{t_{inj}}}{P_{s_{\infty}}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right]}, \quad (5.3)$$

avec $\gamma = 1.4$, le rapport des capacités calorifiques. Supposons à présent que l'écoulement en sortie d'injecteur soit sonique ($M = 1$). Dans ce cas, on peut montrer que le débit d'injection \dot{m}_{inj} augmente linéairement avec la pression totale $P_{t_{inj}}$, soit

$$\dot{m}_{inj} \propto P_{t_{inj}}. \quad (5.4)$$

Le circuit pneumatique d'injection, qui est décrit en détail dans la section 2.3, est instrumenté de sorte à pouvoir mesurer le débit d'injection \dot{m}_{inj} ainsi que la pression totale dans le plenum $P_{t_{inj}}$. On mesure également la pression statique à l'extérieur $P_{s_{\infty}}$. L'évolution de \dot{m}_{inj} en fonction de $P_{t_{inj}}/P_{s_{\infty}}$ est tracée sur la figure 5.3, où la courbe $(-.-)$ représente la tendance donnée par la relation (5.3) et la courbe $(--)$, celle donnée par la relation (5.4). Pour les rapports de pression d'injection inférieurs à 1.85, les mesures suivent la tendance donnée par la relation (5.3), ce qui suggère que l'écoulement est entièrement subsonique dans l'injecteur. En revanche, pour des rapports de pression supérieurs à 1.85, dans la zone grisée, les mesures suivent la tendance linéaire donnée par la relation (5.4). Cela indique la présence d'un col sonique dans l'injecteur, qui correspond probablement à la section de sortie.

La température totale $T_{t_{inj}}$ est également mesurée dans le plenum et est comparée à la température totale à l'extérieur $T_{t_{\infty}}$. L'incertitude sur la mesure de ces températures est de $\pm 0.01 K$. L'évolution $T_{t_{inj}} - T_{t_{\infty}}$ en fonction de $P_{t_{inj}}/P_{s_{\infty}}$ est tracée sur la figure 5.4. On constate que la différence de température totale entre le fluide dans le plenum et en veine est peu sensible à la pression totale d'injection. En effet, les variations de température sont inférieures à $0.3 K$.

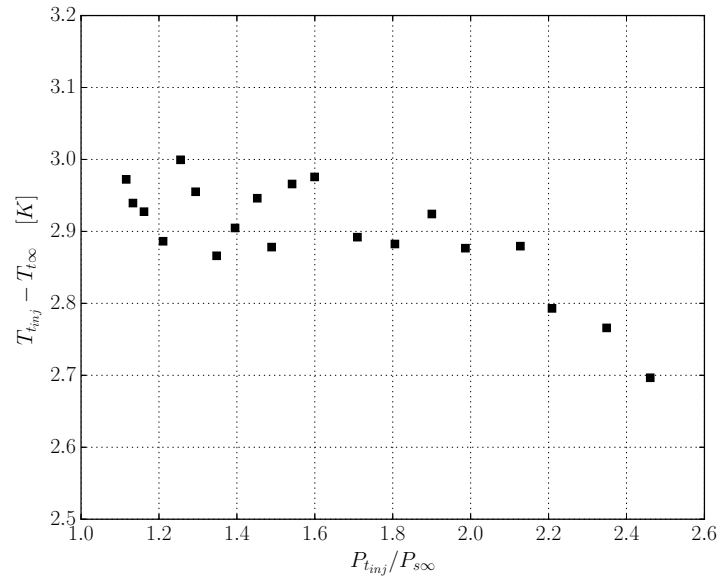


Figure 5.4 – Évolution de la différence entre la température totale d'injection et la température totale à l'extérieur en fonction du rapport de pression d'injection. L'incertitude sur la mesure de température est de $\pm 0.01 K$

5.2.2 Profil de vitesse en sortie du jet

La vitesse en sortie d'un jet a été mesurée à l'aide d'un fil chaud à une distance d'environ 10 mm du carter. Le profil obtenu pour un rapport de pression $P_{inj}/P_{s\infty} = 1.76$ est tracé sur la figure 5.5. Ce profil a la forme d'une courbe Gaussienne, ce qui est attendu dans le cas d'un jet libre. De plus, les fluctuations de vitesse sont faibles relativement à la vitesse maximale du jet. En effet, le taux de turbulence au centre du jet vaut environ 8%. Cela suggère que le réservoir tampon remplit bien son rôle, qui est de lisser les fluctuations liées à la régulation de la vanne proportionnelle. Toutefois, seule une analyse qualitative peut être faite à partir de ces mesures fil chaud. En effet l'étalonnage du fil chaud a été réalisé dans veine la d'essai de la soufflerie S2L, où l'écoulement atteint 40 m/s au maximum. Cela signifie qu'une part importante du profil tracé sur la figure 5.5 est obtenu par extrapolation de la loi d'étalonnage de ce fil chaud, on ne peut donc pas garantir la justesse des valeurs obtenues.

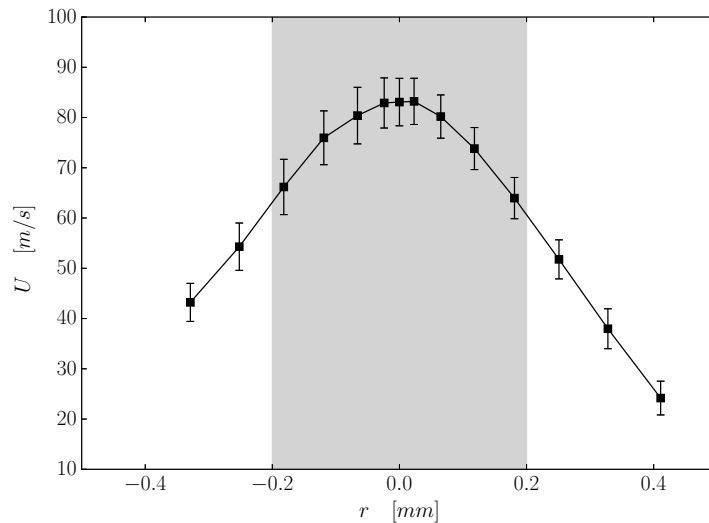


Figure 5.5 – Profil de vitesse en sortie de l'injecteur à proximité du bord d'attaque de l'aube. Mesures fil chaud à environ 10 mm du carter pour $P_{inj} = 1.76P_{s\infty}$. La zone grise délimite la section de sortie de l'injecteur. Les écarts-types de vitesse sont représentés par les barres verticales. r : distance au centre du jet

5.3 Analyse des effets de l'injection sur l'écoulement de jeu

Dans la section 5.1.3, on a sélectionné une configuration d'injection visant à réduire le coefficient de décharge χ_D . Par ailleurs, pour les raisons mentionnées en 5.1.1, cette stratégie de contrôle peut être intéressante si elle permet de rapprocher de tourbillon de jeu de l'aube, de réduire les pertes de pression totale ou d'homogénéiser l'écoulement. C'est pourquoi on s'intéresse aux évolutions du coefficient de décharge χ_D , de la position latérale du tourbillon de jeu y_v , des pertes de pression totale C_{Pt}^m et des écarts-types $\sigma_s[\omega_x]$ et $\sigma_s[C_{Pt}]$ en fonction du débit d'injection \dot{m}_{inj} . Le débit \dot{m}_{inj} est comparé à \dot{m}_{jeu} , le débit de l'écoulement traversant le jeu, grâce au coefficient de débit c_{mh} défini par

$$c_{mh} = \frac{\dot{m}_{inj}}{\dot{m}_{jeu}} \quad \text{où} \quad \dot{m}_{jeu} = \rho h c U_j \quad , \quad (5.5)$$

avec U_j qui représente la vitesse transversale moyenne dans le jeu en l'absence de contrôle. En pratique, U_j est une grandeur difficile à mesurer, mais on peut tout de même l'estimer à partir de la relation (4.20). En première approximation, on ne tient pas compte du coefficient de décharge χ_D , on a alors

$$U_j = U_\infty \sqrt{C_L} \quad . \quad (5.6)$$

L'effet du dispositif d'injection sur l'écoulement de jeu est mesuré dans un plan en aval de l'aube, en $x/c = 1.05$, avec une sonde 5 trous. L'angle d'attaque de l'aube est fixé à 10° et on se place dans le cas de la couche limite épaisse au carter. On considère les tailles de jeu de 0.5%, 1.0% et 1.5% de corde. Quant au nombre de Reynolds, il est fixé à 2.8×10^5 ou 5.5×10^5 . Pour chacun des cas étudiés, on peut estimer le débit traversant le jeu \dot{m}_{jeu} à partir de la relation (5.6), ce qui est représenté dans le tableau 5.1. Ces cas ont été choisis afin de pouvoir étudier les effets du dispositif d'injection à h , Re ou \dot{m}_{jeu} fixés.

| | | Re | |
|-------|-----------------|-------------------|----------------------------|
| | \dot{m}_{jeu} | 5.5×10^5 | 2.8×10^5 |
| h/c | 0.5% | \dot{m}_{ref} | - |
| | 1.0% | - | \dot{m}_{ref} |
| | 1.5% | $3\dot{m}_{ref}$ | $\frac{3}{2}\dot{m}_{ref}$ |

Table 5.1 – Estimation du débit traversant le jeu \dot{m}_{jeu} pour les cas étudiés. \dot{m}_{ref} : débit traversant le jeu pour $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$

5.3.1 Coefficient de décharge

Le coefficient de décharge χ_D compare le débit traversant le jeu de l'écoulement réel à celui de l'écoulement théorique non visqueux en l'absence de vena-contracta. Comme le débit théorique dépend du différentiel de pression entre l'intrados et l'extrados, on peut estimer χ_D avec

$$\chi_D = \frac{\dot{m}_{jeu}}{\rho h U_\infty \int_0^c \sqrt{K_{P+}(\xi) - K_{P-}(\xi)} d\xi} \quad , \quad (5.7)$$

où ξ désigne l'abscisse curviligne le long de la ligne de cambrure de l'aube. En pratique, \dot{m}_{jeu} est calculé à partir des mesures de vitesse en sortie du jeu, ce qui a été fait par Moore et Tilton [56] ainsi que Booth et al [9] pour estimer le coefficient de décharge. Cependant, les tailles de jeu que l'on considère sont inférieures à 3 mm, par conséquent il n'est pas possible, avec les moyens disponibles, de mesurer la vitesse en sortie de jeu. On ne peut donc pas estimer χ_D en se basant sur la définition usuelle (5.7).

Dans le présent travail, l'estimation du coefficient de décharge s'appuie sur le modèle développé en 4.3. Ce modèle, qui a été validé pour $h/c < 3.5\%$ et $\alpha = 10^\circ$, relie χ_D à la circulation du tourbillon de jeu Γ et à son altitude z_v via la relation (4.21), que l'on peut réorganiser ainsi

$$\frac{\Gamma z_v}{\chi_D^2} = h C_L \quad . \quad (5.8)$$

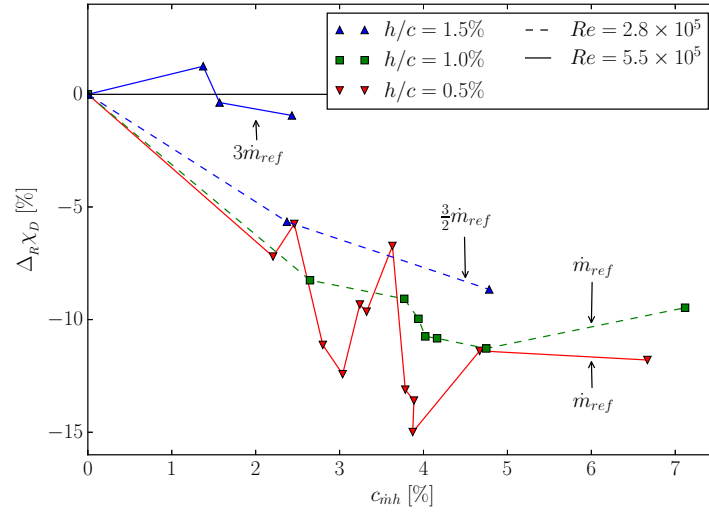


Figure 5.6 – Évolution du coefficient de décharge en fonction du coefficient de débit

En supposant que le chargement de l'aube C_L soit peu affecté par l'injection dans le jeu, la relation (5.8) indique que le rapport entre Γz_v et χ_D^2 est constant. On peut donc calculer l'écart relatif de χ_D par rapport au cas non contrôlé avec la relation

$$\Delta_R \chi_D = \sqrt{\frac{\Gamma z_v}{\Gamma_0 z_{v_0}}} - 1 \quad , \quad (5.9)$$

$$\Delta_{R \bullet} = \frac{\bullet - \bullet_0}{\bullet_0} \quad . \quad (5.10)$$

Dans la relation (5.9), les grandeurs Γ et Γ_0 , ainsi que z_v et z_{v_0} sont estimées à partir des mesures de sonde cinq trous en $x/c = 1.05$. L'évolution de $\Delta_R \chi_D$ en fonction du coefficient de débit c_{mh} est tracée sur la figure 5.6. On constate que le dispositif d'injection étudié permet effectivement de diminuer le coefficient de décharge, la réduction pouvant aller jusqu'à 15%. Toutefois l'injection semble perdre en efficacité lorsque le débit traversant le jeu \dot{m}_{jeu} augmente. Pour $h/c = 1.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$, on observe même une augmentation du coefficient de décharge, ce qui indique que pour ce cas, l'injection renforce le débit traversant le jeu. Pour le cas $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$, on constate que χ_D a une évolution avec c_{mh} qui n'est pas monotone et admet deux minima locaux en $c_{mh} = 3.0\%$ et $c_{mh} = 3.9\%$.

5.3.2 Position latérale du tourbillon

L'évolution de la position latérale du tourbillon de jeu en fonction du coefficient de débit c_{mh} est représentée sur la figure 5.7. La position du bord de fuite de l'aube est indiquée pour faciliter la lecture de cette figure. Pour le cas $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$, on constate que l'injection dans le jeu permet de rapprocher de tourbillon de jeu de l'aube, ce qui pourrait permettre d'augmenter la marge au pompage des compresseurs axiaux. Le dispositif de contrôle impacte fortement la position latérale du tourbillon pour c_{mh} entre 3.6% et 3.9%, la distance entre le tourbillon de jeu et le bord de fuite de l'aube étant quasiment divisée par deux. En dehors de cet intervalle, l'injection a une influence plus faible sur la position latérale du tourbillon. On observe la même tendance pour le cas $h/c = 1.0\%$ et $Re = 2.8 \times 10^5$, mais avec un décalage moins important du tourbillon de jeu. Il semblerait donc qu'un élargissement du jeu réduise l'impact de ce dispositif d'injection sur la position latérale du tourbillon. En ce qui concerne la taille de jeu de 1.5%, à cause de la plage de débit limitée du système d'injection, la plage de c_{mh} correspondante n'est pas assez étendue pour permettre de conclure à propos de l'impact du contrôle sur la position latérale du tourbillon. On peut noter que pour $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$, les minima locaux de χ_D en $c_{mh} = 3.0\%$ et 3.9% (voir figure 5.6) correspondent à des minima locaux de la distance entre l'aube et le tourbillon de jeu.

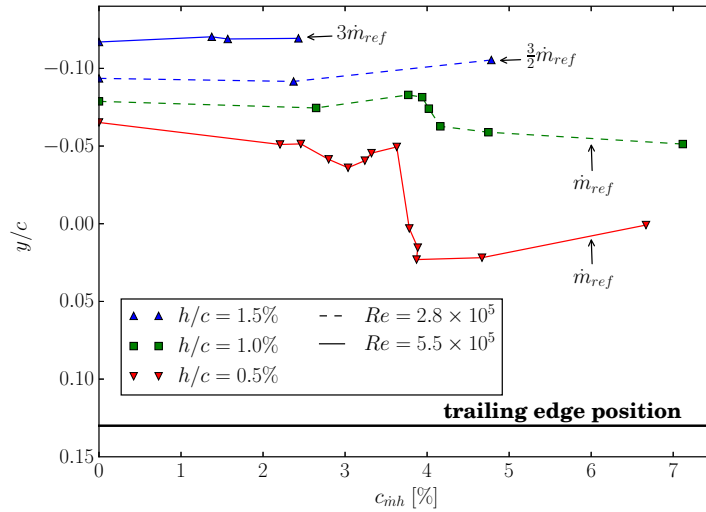


Figure 5.7 – Évolution de la position latérale du tourbillon de jeu en fonction du coefficient de débit, mesurée en $x/c = 1.05$

5.3.3 Pertes de pression totale

L'évolution des pertes de pression totale C_{Pt}^m en fonction de c_{inh} est tracée sur la figure 5.8. On constate que le dispositif de contrôle dégrade les pertes de pression totale en aval de l'aube, l'augmentation de C_{Pt}^m pouvant aller jusqu'à 9%. Pour le cas $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$, la pénalité sur les pertes de pression totale augmente pour des valeurs de c_{inh} comprises entre 3.0% et 3.6%, puis retombe à une valeur proche de zéro pour $c_{inh} = 3.9\%$. Cela signifie que pour ce cas, il est possible de rapprocher significativement le tourbillon de jeu de l'aube (voir figure 5.7) sans augmenter les pertes de pression totale en aval de l'aube en prenant $c_{inh} = 3.9\%$. Par ailleurs, pour cette valeur de c_{inh} , on obtient une réduction du coefficient de décharge de 15% par rapport au cas non contrôlé (voir figure 5.6).

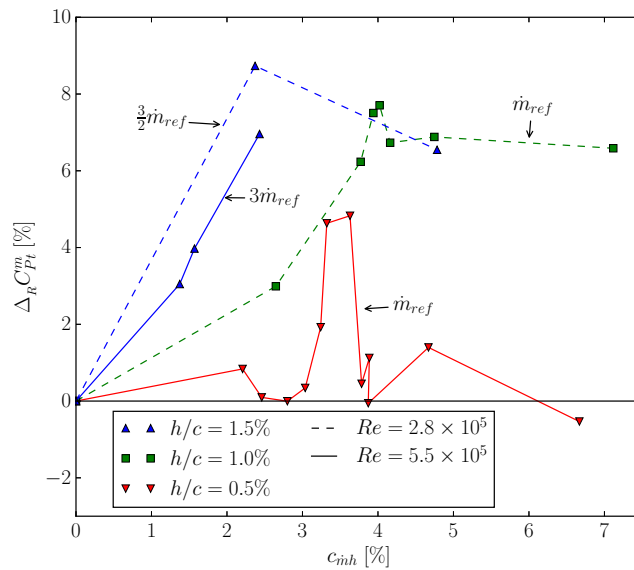


Figure 5.8 – Évolution des pertes de pression totale en fonction du coefficient de débit

On a vu en 5.3.1 que le dispositif de contrôle permettait de réduire le coefficient de décharge χ_D , pourtant on constate sur la figure 5.8 non pas une atténuation, mais une augmentation des pertes de pression totale. Cela met en évidence que le système d'injection accentue un phénomène lié à la génération des pertes. On rappelle que

localement, les régions où les pertes sont générées sont identifiées par un taux de création d'entropie \dot{s} positif (cf section 4.2.1). On peut donc voir l'injection comme étant une zone de création de pertes supplémentaire, nommée *zone de mélange de l'injection* (IMZ) sur la figure 5.9. On suppose que cette zone, dont la forme reste à préciser, est la cause commune de la réduction du coefficient de décharge et de l'augmentation des pertes de pression totale. La diminution de χ_D serait causée par la partie de l'IMZ contenue dans le jeu. Quant aux pertes de pression totale C_{Pt}^m , liées aux zones de création de pertes identifiées en 4.2.1, elles seraient accentuées par la partie de l'IMZ située à l'extérieur du jeu.

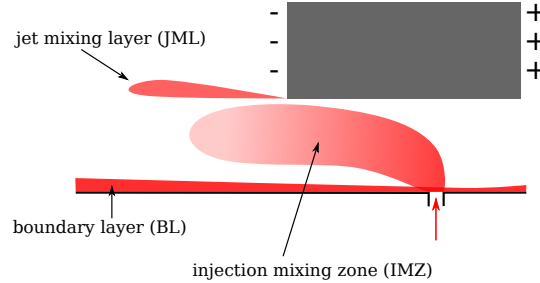


Figure 5.9 – Schéma des zones de création d'entropie massique ($\dot{s} > 0$) en présence d'injecteurs dans le jeu. L'écoulement traverse le jeu de droite à gauche

5.3.4 Homogénéité de l'écoulement

Homogénéiser l'écoulement pourrait permettre de limiter les interactions instationnaires entre le rotor et le stator. On quantifie l'inhomogénéité de l'écoulement de deux manières. D'une part on considère l'écart-type de la vorticité $\sigma_s [\omega_x]$ pour quantifier l'homogénéisation du tourbillon de jeu. D'autre part on s'appuie sur l'écart-type des pertes de pression totale $\sigma_s [C_{Pt}]$ pour quantifier l'homogénéisation des zones de pertes.

Analysons tout d'abord l'évolution de $\sigma_s [\omega_x]$ en fonction de c_{mh} , tracée sur la figure 5.10a. On constate que le dispositif d'injection est particulièrement efficace pour homogénéiser l'écoulement induit par le tourbillon de jeu, avec une réduction de $\sigma_s [\omega_x]$ allant jusqu'à 30% pour $h/c = 0.5\%$ et jusqu'à 15% pour $h/c = 1.5\%$.

Considérons à présent l'évolution de $\sigma_s [C_{Pt}]$ en fonction de c_{mh} , représentée sur la figure 5.10b. Pour le cas $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$, l'injection induit une réduction de l'écart-type de C_{Pt} allant jusqu'à 6% environ. Pour des jeux plus larges, l'inhomogénéité des pertes de pression totale a tendance à s'accroître avec c_{mh} , ce qui correspond à une augmentation de $\sigma_s [C_{Pt}]$ pouvant aller jusqu'à 13%.

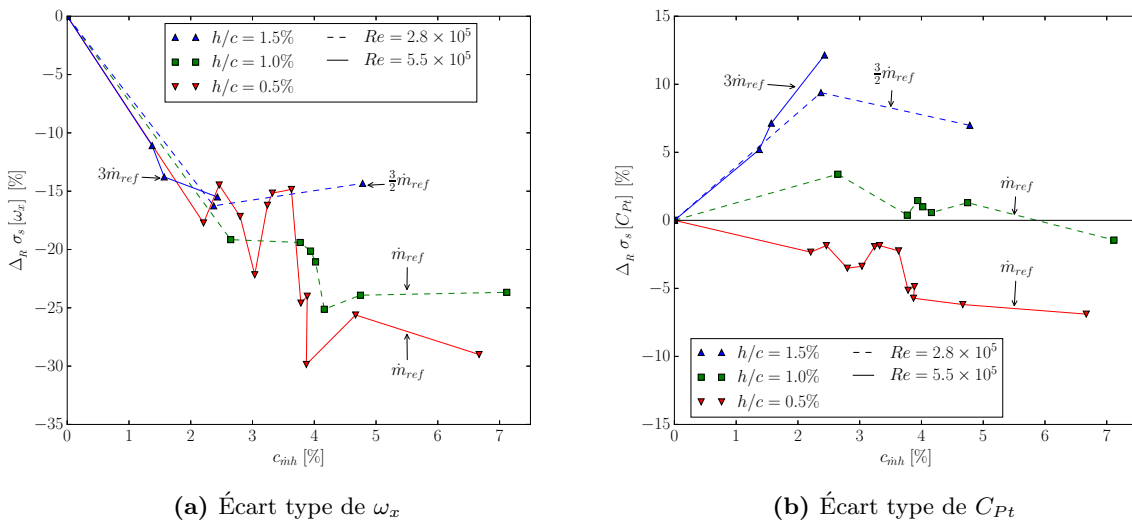


Figure 5.10 – Évolution de l'inhomogénéité de l'écoulement en fonction du coefficient de débit

5.4 Conclusion

Deux types d'injecteurs ont été usinés au carter. Le premier type vise à réduire le coefficient de décharge χ_D via une injection normale au carter dans le jeu. Quant au second type d'injecteur, son objectif est de combler le déficit de vitesse u_x dans le cœur du tourbillon de jeu via une injection orientée vers l'aval. On a analysé en détail une configuration d'injection, constituée de sept injecteurs du premier type dans le jeu, pour trois tailles de jeu et deux valeurs du nombre de Reynolds. L'écoulement en aval de l'aube été cartographié en $x/c = 1.05$ à l'aide d'une sonde cinq trous.

Premièrement, cette configuration d'injection permet effectivement de diminuer le coefficient de décharge. La réduction de χ_D , estimée à partir du modèle présenté en 4.3, peut aller jusqu'à 15%. Deuxièmement, l'injection rapproche le tourbillon de jeu de l'aube, ce qui pourrait permettre d'étendre la marge au pompage des compresseurs axiaux. En particulier, pour $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$, le contrôle permet de diviser quasiment par deux la distance entre le centre du tourbillon de jeu et le bord de fuite de l'aube. Troisièmement, ce dispositif d'injection permet d'homogénéiser le tourbillon de jeu, ce qui se traduit par une diminution de l'écart-type de la vortacité $\sigma_s [\omega_x]$ allant jusqu'à 30%. Cela pourrait permettre de modérer les effets néfastes des interactions rotor-stator. Cependant cette configuration d'injection tend à accroître les pertes de pression totale moyennes C_{Pt}^m ainsi que leur écart-type $\sigma_s [C_{Pt}]$, l'augmentation maximale pouvant atteindre respectivement 9% et 13%. Le cas $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$ est plus favorable du point de vue des pertes de pression totale. Dans ce cas, en injectant 4% de \dot{m}_{jeu} , le débit traversant le jeu, il n'y a pas d'augmentation de C_{Pt}^m et l'écart-type $\sigma_s [C_{Pt}]$ diminue d'environ 6%. Enfin, on constate que l'efficacité de ce dispositif de contrôle s'atténue lorsqu'on élargit le jeu.

L'objectif de ce chapitre était de caractériser les effets d'une injection continue sur l'écoulement de jeu. On a analysé plus particulièrement un dispositif d'injection normale au carter dans le jeu. Cette stratégie de contrôle pourrait permettre non seulement d'augmenter la marge au pompage des compresseurs axiaux, mais aussi d'atténuer les interactions rotor-stator. Les chapitres suivants sont consacrés à l'étude numérique de l'écoulement de jeu non contrôlé.

Troisième partie

Étude numérique

Évaluation de la fiabilité de la simulation numérique

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer la fiabilité des prédictions de la simulation numérique en les comparant aux données expérimentales présentées dans le chapitre 4. Dans un premier temps, on veut sélectionner un modèle de turbulence adapté au problème de l'écoulement de jeu. Ensuite, on veut vérifier si le modèle retenu permet de reproduire l'effet des paramètres, d'une part sur l'écoulement de jeu, et d'autre part sur les pertes.

| | | |
|------------|-------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 6.1 | Choix du modèle de turbulence | 86 |
| 6.1.1 | Prédiction de l'écoulement traversant le jeu | 87 |
| 6.1.2 | Prédiction du tourbillon de jeu | 88 |
| 6.1.3 | Conclusion | 88 |
| 6.2 | Effets des paramètres sur l'écoulement de jeu | 90 |
| 6.2.1 | Structure de l'écoulement au bord d'attaque de l'aube | 90 |
| 6.2.2 | Écoulement traversant le jeu | 90 |
| 6.2.3 | Tourbillon de jeu | 93 |
| 6.3 | Effets des paramètres sur les pertes dans l'écoulement | 96 |
| 6.3.1 | Répartition locale | 96 |
| 6.3.2 | Évaluation globale | 97 |
| 6.3.3 | Amélioration de la prédiction des pertes de pression totale | 98 |
| 6.4 | Conclusion | 99 |

6.1 Choix du modèle de turbulence

Après avoir vérifié l'indépendance des solutions numériques au niveau de raffinement du maillage, ce qui est détaillé en annexe C, on souhaite choisir un modèle de turbulence permettant de reproduire fidèlement l'écoulement de jeu. En particulier, on cherche à prédire correctement l'écoulement traversant le jeu ainsi que le tourbillon de jeu. Pour cela, on compare les résultats des simulations aux mesures de pression statique au carter ainsi qu'aux mesures de vitesse et de pression obtenues avec la sonde cinq trous en $x/c = 1.05$. Les modèles de turbulence évalués, présentés en 3.2.2, sont Spalart-Allmaras (SA), $k-l$ de Smith, $k-\omega$ BSL et SST de Menter et RSM SSG/LRR- ω de Eisfeld et Brodersen (RSM).

On considère le cas d'une taille de jeu de 1% de corde avec un angle d'attaque $\alpha = 10^\circ$. Dans cette étude préliminaire, l'épaisseur de la couche limite incidente au carter n'a pu être recalée sur les mesures expérimentales, car celles-ci ont été réalisées ultérieurement. Par ailleurs, dans ces simulations, la distance L entre les bords d'attaque du carter et de l'aube vaut 3 cordes, ce qui diffère de la valeur réelle $L/c = 3.3$. Les grandeurs caractéristiques de la couche limite incidente de ces simulations sont comparées aux données expérimentales dans le tableau 6.1. Le modèle de turbulence a peu d'influence sur les valeurs des épaisseurs de déplacement δ^* et de quantité de mouvement θ^* . Par ailleurs, la valeur de θ^* prédite par ces simulations est plus faible de 17% par rapport aux mesures.

On a vu dans le chapitre 4 que la répartition de pression statique dans le jeu ainsi que la circulation du tourbillon de jeu étaient peu sensibles à l'épaisseur de la couche limite incidente. De plus, pour $h/c = 1\%$, un épaissement de la couche limite incidente ne change quasiment pas la vitesse longitudinale u_x au centre du tourbillon de jeu. Toutefois, pour que la comparaison entre la simulation et les mesures ait du sens, on doit vérifier quel est l'impact de θ^* sur l'étalement du tourbillon. Pour cela on introduit alors les aires caractéristiques du tourbillon S_{vortex} et du sillage S_{wake} définies par

$$S_{vortex} = \{(y, z) \in S_0 \text{ tels que } \omega_x < 0\} \quad \text{et} \quad S_{wake} = \{(y, z) \in S_0 \text{ tels que } u_x < 0.99U_\infty\} \quad , \quad (6.1)$$

où S_0 représente le plan de mesure, ici en $x/c = 1.05$. On peut souligner que pour un tourbillon de Rankine avec un cœur de rayon a , on a $S_{vortex} = \pi a^2$. Quant à S_{wake} , sa définition est analogue à celle de l'épaisseur de couche limite $\delta_{0.99}$. Les évolutions de S_{vortex} et de S_{wake} en fonction de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite incidente sont présentées dans le tableau 6.2. On observe qu'un épaissement de la couche limite incidente accroît l'aire caractéristique du sillage S_{wake} et a peu d'influence sur celle du tourbillon S_{vortex} . En interpolant ces valeurs pour $\theta^*/c = 0.50\%$, on obtient $S_{vortex}/c^2 = 1.83 \times 10^{-2}$ et $S_{wake}/c^2 = 6.78 \times 10^{-2}$, ce qui représente respectivement un écart de 1% et 4% par rapport au cas $\theta^*/c = 0.60\%$. Finalement, on peut conclure que les caractéristiques du tourbillon de jeu pour $\theta^*/c = 0.50\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$ sont assez proches pour que l'on puisse comparer les résultats des simulations aux données expérimentales.

Table 6.1 – Prédiction des grandeurs caractéristiques de la couche limite incidente en $x/c = -0.5$, en l'absence de recalage. Les intervalles $\pm \bullet$ indiquent la dispersion des valeurs pour l'ensemble des modèles de turbulence évalués

| | δ^*/c [%] | θ^*/c [%] | H^* |
|--------|------------------|------------------|-----------------|
| Mesure | 0.78 | 0.60 | 1.30 |
| Calcul | 0.71 ± 0.01 | 0.50 ± 0.01 | 1.43 ± 0.02 |

Table 6.2 – Effet de l'épaisseur de la couche limite incidente sur l'étalement du tourbillon. Mesures sonde cinq trous en $x/c = 1.05$

| θ^*/c | S_{vortex}/c^2 [$\times 10^{-2}$] | S_{wake}/c^2 [$\times 10^{-2}$] |
|--------------|---------------------------------------|-------------------------------------|
| 0.33% | 1.80 | 6.34 |
| 0.60% | 1.84 | 7.04 |

6.1.1 Prédiction de l'écoulement traversant le jeu

On a vu en 4.1.2 que l'écoulement entrant dans le jeu subit une forte accélération. Cette accélération se traduit par une chute brutale de pression statique au carter, qui atteint un minimum à la vena-contracta. Dès lors, une bonne prédiction de la répartition de pression statique au carter indique que la simulation reproduit correctement le champ de vitesse dans le jeu ainsi que la bulle de décollement sur l'extrémité de l'aube. L'évolution du coefficient de pression statique K_P à travers le jeu est tracée sur la figure 6.1. On constate que les simulations numériques sont en accord avec les données expérimentales. Toutefois, la répartition de K_P à l'entrée du jeu, qui est liée au décollement sur l'extrémité de l'aube, dépend fortement du modèle de turbulence. Ce décollement est caractérisé par le coefficient de contraction σ à la vena-contracta et par la longueur de rattachement Δy , définis sur la figure 6.2. L'influence du modèle de turbulence sur σ et Δy est présentée dans le tableau 6.3. Avec les modèles SA, $k-\omega$ SST et RSM, on obtient des valeurs de σ en accord avec la valeur théorique 0.611 (cf section 1.1.1), avec un écart d'au plus 3%. Alors qu'avec le modèle $k-l$, le coefficient de contraction est surestimé de 14% environ. Les plus grandes longueurs de recollement Δy sont obtenues avec les modèles $k-\omega$ SST et RSM, et la plus courte est obtenue avec le modèle $k-l$.

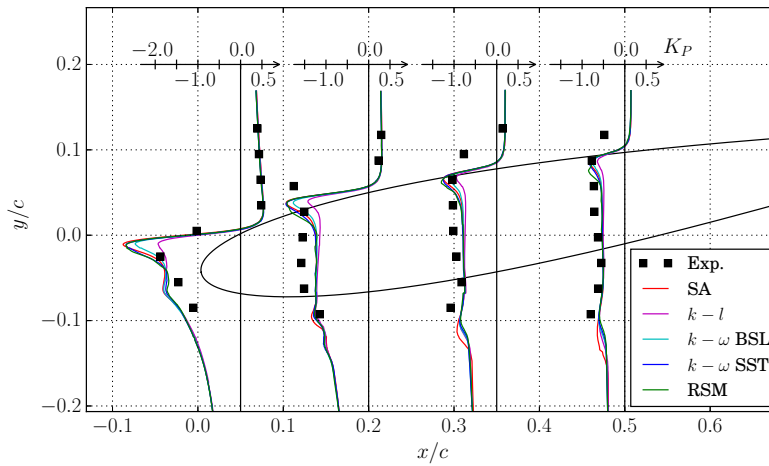


Figure 6.1 – Effet du modèle de turbulence sur l'évolution du coefficient de pression K_P à travers le jeu ($h/c = 1.0\%$)

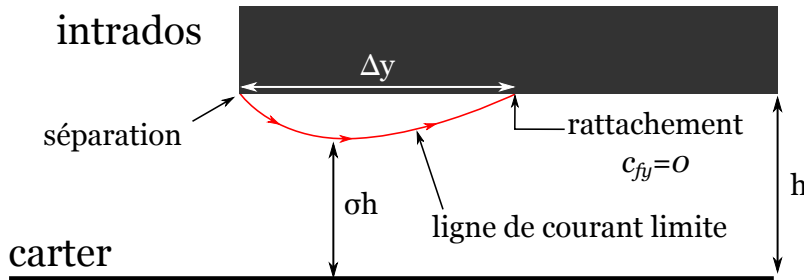


Figure 6.2 – Définition du coefficient de contraction σ et de la longueur de recollement Δy . c_{fy} : coefficient de frottement dans la direction y

Table 6.3 – Effet du modèle de turbulence sur les caractéristiques de la bulle de décollement sur l'extrémité de l'aube, en $x/c = 0.20$ ($h/c = 1.0\%$). σ : coefficient de contraction à la vena-contracta. L'écart relatif de σ à la valeur théorique est indiqué entre parenthèses. Δy : longueur de la bulle de recirculation

| | Théorie | SA | $k-l$ | $k-\omega$ BSL | $k-\omega$ SST | RSM |
|--------------|---------|--------------|---------------|----------------|----------------|--------------|
| σ | 0.611 | 0.62 (+1.5%) | 0.70 (+14.6%) | 0.65 (+6.4%) | 0.63 (+3.1%) | 0.63 (+3.1%) |
| $\Delta y/h$ | - | 2.68 | 1.68 | 2.50 | 3.18 | 3.12 |

6.1.2 Prédiction du tourbillon de jeu

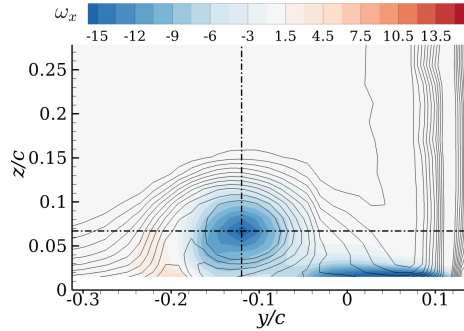


Figure 6.3 – Position des profils par rapport au tourbillon de jeu, mis en évidence par les contours colorés de vorticité ω_x et les iso-lignes de vitesse longitudinale u_x . Les profils sont repérés par les lignes $(-\cdot-)$. Les iso-lignes de vitesse u_x vont de 0.45 à 1.0, par incrément de 0.05. Mesures sonde cinq trous en $x/c = 1.05$ pour $h/c = 1.0\%$, $\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$

Afin de faciliter la comparaison des prédictions de vitesse et de pression aux mesures dans le tourbillon de jeu, on considère les profils verticaux et horizontaux passant par le centre du tourbillon, ce qui est illustré sur la figure 6.3. Sur cette figure, le tourbillon de jeu est visualisé par les contours colorés de vorticité ω_x et les iso-lignes de vitesse u_x . Dans ces simulations, le tourbillon de jeu est plus proche de l’aube par rapport aux mesures. Dès lors, pour comparer les profils expérimentaux et numériques relativement au centre du tourbillon, les profils obtenus dans les simulations sont décalés $-0.06c$ selon y . On rappelle que les parois latérales de la soufflerie ne sont pas prises en compte dans les simulations. Or il est expliqué en 3.4.3 que du côté de l’extrados de l’aube, la présence des parois de la soufflerie induit une vitesse longitudinale plus élevée et une pression statique plus faible par rapport au cas non confiné. Dès lors, pour compenser cet effet de confinement, les profils expérimentaux de K_P et de u_x sont translatés respectivement de $+0.1$ et de -0.05 . On rappelle que la vitesse u_i est normalisée par U_∞ , la vitesse infini amont.

Les profils verticaux et horizontaux sont respectivement tracés sur les figures 6.4 et 6.5. On constate sur les figures 6.4a et 6.5a que le modèle RSM offre la meilleure prédiction de vitesse transverse dans le tourbillon de jeu. Il y a également un accord satisfaisant entre les données expérimentales et les profils obtenus avec les modèles $k-\omega$ BSL et SST. En revanche, les modèles SA et $k-l$ prédisent un tourbillon plus diffus par rapport aux données expérimentales. On tire les mêmes conclusions concernant la répartition de pression statique dans le tourbillon, tracée sur les figures 6.4b et 6.5b, puisque celle-ci est liée au champ de vitesse transverse induit par le tourbillon à travers l’équation de l’équilibre radial. La vitesse longitudinale u_x dans le tourbillon est tracée sur les figures 6.4c et 6.5c. Les profils obtenus avec les modèles RSM, $k-\omega$ BSL et $k-\omega$ SST suivent le profil expérimental, mais sous-estiment d’environ 15% la valeur de u_x au centre du tourbillon de jeu. On peut voir sur la figure 6.5c que les modèles SA et $k-l$ ne permettent pas de reproduire les profils expérimentaux de u_x . En particulier, le modèle $k-l$ prédit une zone de déficit de vitesse longitudinale trop large par rapport aux mesures.

6.1.3 Conclusion

Afin de choisir un modèle de turbulence adapté à l’écoulement de jeu, on a comparé les prédictions de différents modèles de turbulence aux données expérimentales pour le cas $h/c = 1.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$. En particulier on a évalué la représentativité des modèles Spalart-Allmaras (SA), $k-l$ de Smith, $k-\omega$ BSL et SST de Menter et RSM SSG/LRR- ω de Eisfeld et Brodersen (RSM). Ces modèles sont classés sur la figure 6.6 selon leur capacité à reproduire l’écoulement traversant le jeu et le tourbillon de jeu. Le modèle de turbulence le plus adéquat pour simuler l’écoulement de jeu est donc le modèle RSM, que l’on retiendra pour la suite de l’étude. On peut tout de même souligner que le modèle $k-\omega$ SST est un bon compromis entre représentativité et temps de calcul. En effet, les prédictions de ce modèle sont assez proches des mesures, pour un coût de calcul deux fois moins important que celui du modèle RSM. À l’inverse, les prédictions de l’écoulement de jeu obtenues avec les modèles Spalart-Allmaras et $k-l$ de Smith sont les plus éloignées des données expérimentales.

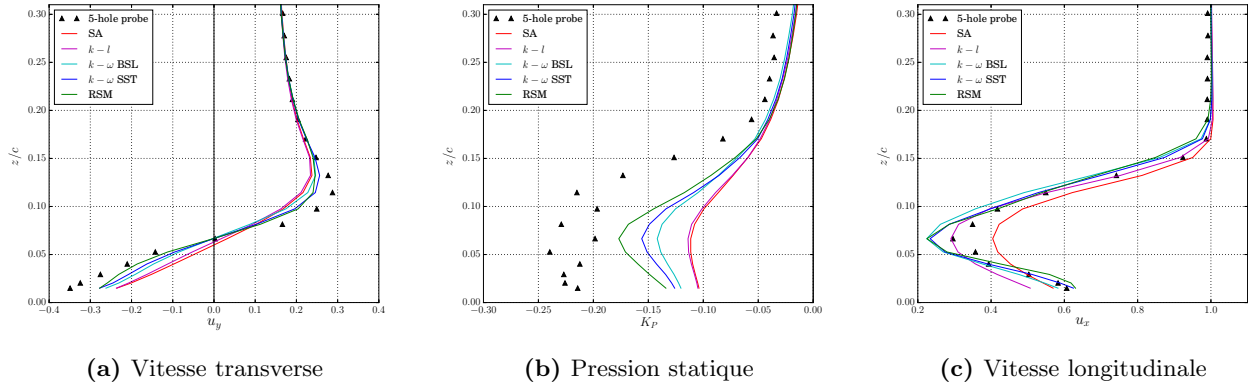


Figure 6.4 – Effet du modèle de turbulence sur les profils verticaux dans le tourbillon de jeu ($y/c = -0.12$, voir figure 6.3). Les profils obtenus dans la simulation sont translatés de -0.06 selon y . Pour compenser l’effet des parois latérales de la soufflerie, les valeurs expérimentales sont translatées de $+0.1$ pour K_P et de -0.05 pour u_x

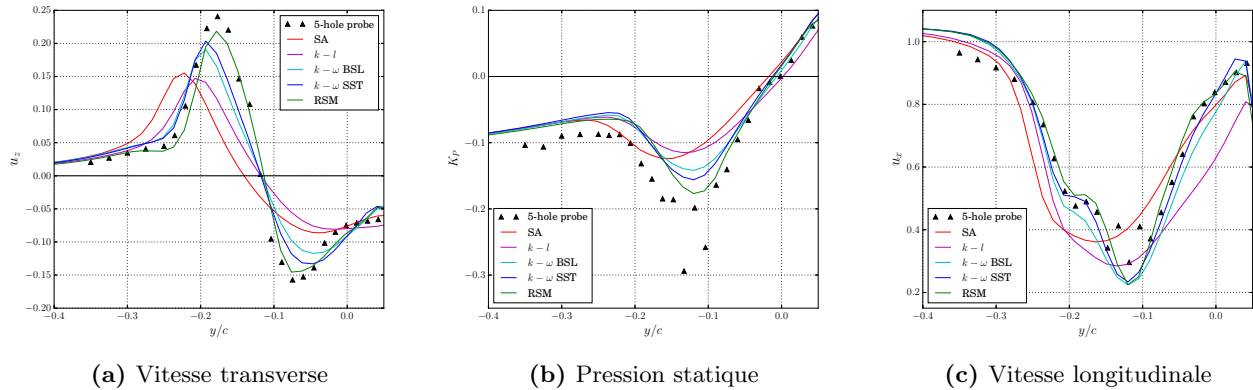


Figure 6.5 – Effet du modèle de turbulence sur les profils horizontaux dans le tourbillon de jeu ($z/c = 0.067$, voir figure 6.3). Les profils obtenus dans la simulation sont translatés de -0.06 selon y . Pour compenser l’effet des parois latérales de la soufflerie, les valeurs expérimentales sont translatées de $+0.1$ pour K_P et de -0.05 pour u_x

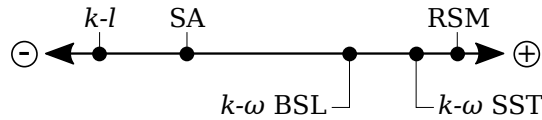


Figure 6.6 – Classement qualitatif des modèles de turbulence en fonction de leur capacité à reproduire l’écoulement de jeu, sur la base de l’ensemble des éléments apportés par la présente analyse

6.2 Effets des paramètres sur l'écoulement de jeu

À présent, on veut savoir si le modèle numérique reproduit correctement l'évolution de l'écoulement avec la taille du jeu et l'épaisseur de la couche limite incidente. Les calculs sont réalisés avec le modèle de turbulence RSM SSG/LRR- ω de Eisfeld et Brodersen, dont le choix a été justifié dans la section précédente. Il est important de noter que dans les simulations, un recalage a été réalisé pour que la couche limite incidente ait la même épaisseur de quantité de mouvement θ^* que dans les essais en soufflerie. La méthode de recalage utilisée est présentée dans la section 3.4.2.

6.2.1 Structure de l'écoulement au bord d'attaque de l'aube

La figure 6.7 compare le champ de vorticité ω_y obtenu dans la simulation aux mesures LDV r alis es dans un plan (x, z) en amont de l'aube (voir la figure 2.12). Les zones d'écoulement de retour ($u_x < 0$) sont d limit es par les lignes noires. On constate qu'il y a un accord qualitatif entre les simulations et les mesures. En effet, pour $h/c = 0.5\%$, on observe sur les figures 6.7a et 6.7b qu'une zone d'écoulement de retour est présente à proximité du carter, et que celle-ci est accompagn e d'une zone quasiment circulaire où la vorticité ω_y est  lev e. Ces zones disparaissent lorsqu'on élargit le jeu à 1.0% de corde, ce que l'on peut constater sur les figures 6.7c et 6.7d. Le modèle numérique permet donc de reproduire, au moins qualitativement, l'effet de la taille du jeu sur l'écoulement au bord d'attaque de l'aube.

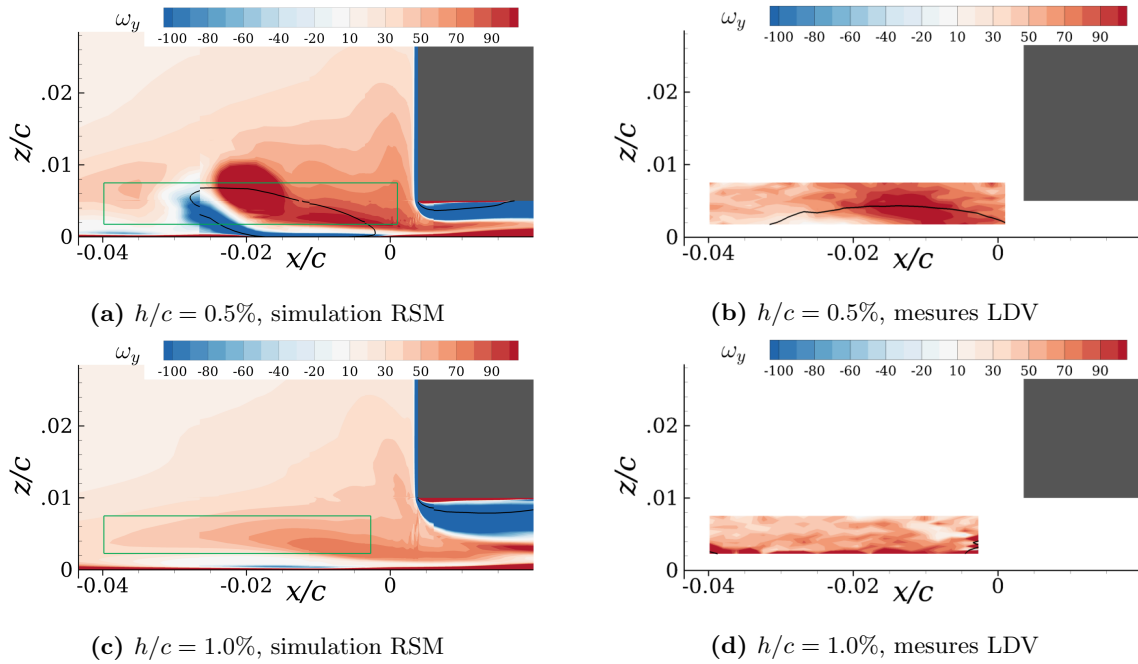


Figure 6.7 – Confrontation des simulations aux mesures dans la région du bord d'attaque de l'aube ($\theta^*/c = 0.60\%$). Contours de vorticité ω_y . Les iso-lignes $u_x = 0$ sont trac es en noir. La zone de mesure est mat rialis e par le rectangle vert sur les figures (a) et (c)

6.2.2  coulement traversant le jeu

On s'intéresse à présent à la prédiction de l'écoulement traversant le jeu. On analyse tout d'abord le cas $h/c = 6.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, pour lequel on dispose de mesures LDV dans le jeu, en $x/c = 0.40$. On peut donc comparer ces mesures aux prédictions de la simulation numérique. Dans un premier temps, on compare les profils des vitesses transverses u_y et u_z , qui sont tracés sur la figure 6.8. On peut voir qu'il y a un très bon accord entre la simulation et les mesures. Sur la figure 6.8a, on observe tout de même que dans la simulation, les gradients de u_y dans la bulle de recirculation sont plus faibles par rapport aux données expérimentales. En d'autres termes, la recirculation obtenue dans la simulation est moins intense que celle mesur e avec la LDV. Dans un second temps, sur la figure 6.9, on compare l'évolution des épaisseurs de déplacement δ^* et de quantité de mouvement θ^* , calcul es à partir des profils de u_x . On observe que la couche limite s'affine à mesure que l'on se rapproche du jeu. Par

ailleurs, on constate en $x/c = 0.40$ que les valeurs de θ^* prédites par la simulation sont en accord avec les mesures. En revanche, on observe que la simulation surestime δ^* , ce qui est lié à la méthode de recalage présentée en 3.4.2. En effet, cette méthode a permis de recalibrer l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite incidente sur les données expérimentales, mais n'a pas eu d'effet sur le facteur de forme, qui se maintient à 1.4 alors que la valeur expérimentale est de 1.3. Finalement, la simulation prédit correctement l'écoulement traversant le jeu pour le cas $h/c = 6.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$.

Pour les autres cas étudiés, on ne dispose pas de mesures de vitesse dans le jeu. On compare donc les résultats des simulations aux mesures de pression statique au carter, ce qui est présenté sur la figure 6.10. En particulier, pour le cas $h/c = 6.0\%$, la figure 6.10e confirme que reproduire correctement l'écoulement traversant le jeu s'accompagne d'une bonne prédiction de la répartition de pression statique au carter. En d'autres termes, une prédiction fidèle de la répartition de pression au carter est un bon indicateur de la fiabilité de la simulation dans le jeu. Sur l'ensemble des tailles de jeu considérées, la simulation reproduit correctement la répartition de pression expérimentale. On peut donc dire que les résultats des simulations sont fiables dans le jeu.

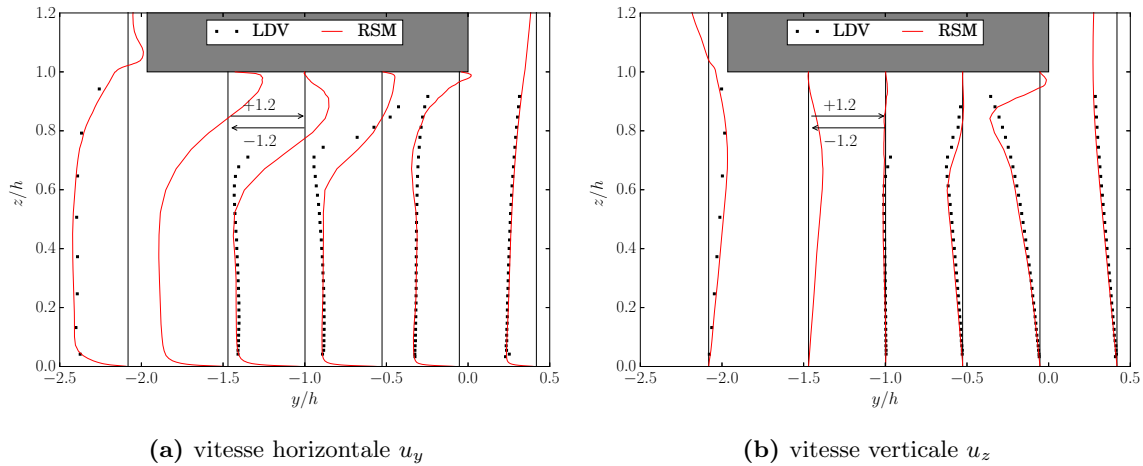


Figure 6.8 – Comparaison des profils de vitesse transverse dans le jeu en $x/c = 0.40$, pour $h/c = 6.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$. L'écoulement va de la droite vers la gauche. Les vitesses négatives (resp. positives) se situent à gauche (resp. à droite) de chaque ligne verticale indiquant la position du profil. L'échelle de vitesse est indiquée sur les figures. Ici, l'origine du repère de l'axe y correspond à l'entrée du jeu

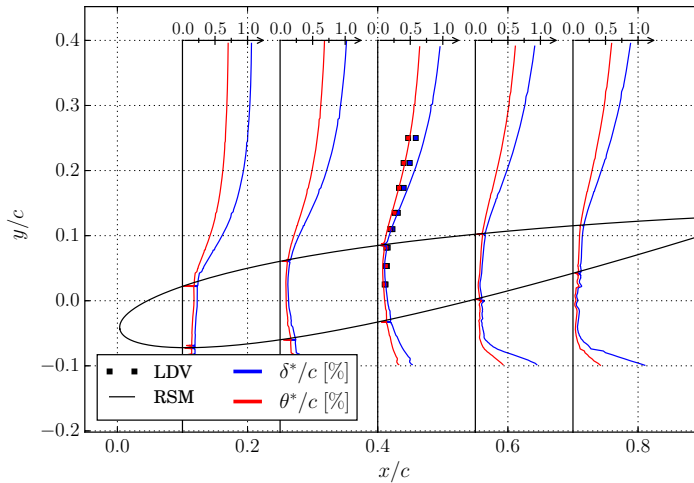


Figure 6.9 – Prédiction de l'évolution de la couche limite longitudinale au carter pour $h/c = 6.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$

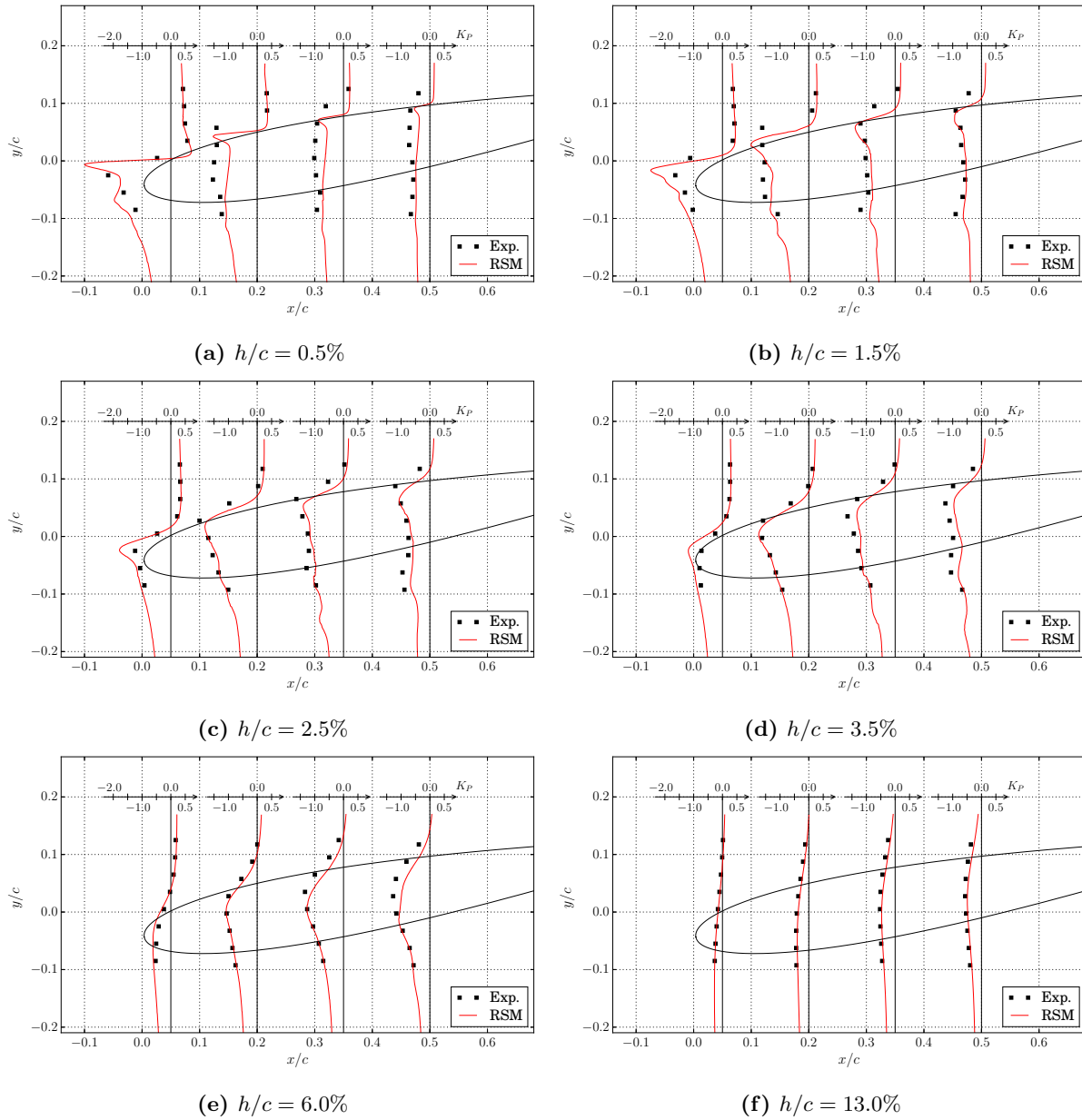


Figure 6.10 – Comparaison des profils de coefficient de pression statique K_P dans le jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$)

6.2.3 Tourbillon de jeu

Dans cette section, on veut évaluer la fiabilité de la simulation à prédire le tourbillon de jeu. En particulier, on s'intéresse à la trajectoire du tourbillon, à sa circulation, au diamètre du cœur ainsi qu'à des grandeurs d'intérêt en son centre, à savoir la pression statique et la vitesse axiale.

Trajectoire

La figure 6.11 compare la trajectoire du tourbillon de jeu obtenue dans la simulation à celle estimée à partir des mesures LDV présentées dans la section 4.1.3. On rappelle que la position du centre du tourbillon, définie par la relation (4.2), correspond au barycentre de vorticité ω_x . On constate que la simulation reproduit fidèlement la trajectoire du tourbillon pour les tailles de jeu de 3.5%, 6.0% et 13% de corde. En ce qui concerne le cas $h/c = 0.5\%$, la trajectoire prédite par la simulation coïncide avec les données expérimentales pour $x/c < 0.70\%$. En aval de l'aube on observe une oscillation de la trajectoire du tourbillon simulé, ce qui induit une déviation importante par rapport aux mesures en $x/c = 1.05$. Ce problème est lié à l'utilisation d'un schéma temporel instationnaire, qui est nécessaire pour assurer la convergence des calculs à la taille de jeu $h/c = 0.5\%$. Les particularités des simulations pour le cas $h/c = 0.5\%$ sont exposées en 3.3.

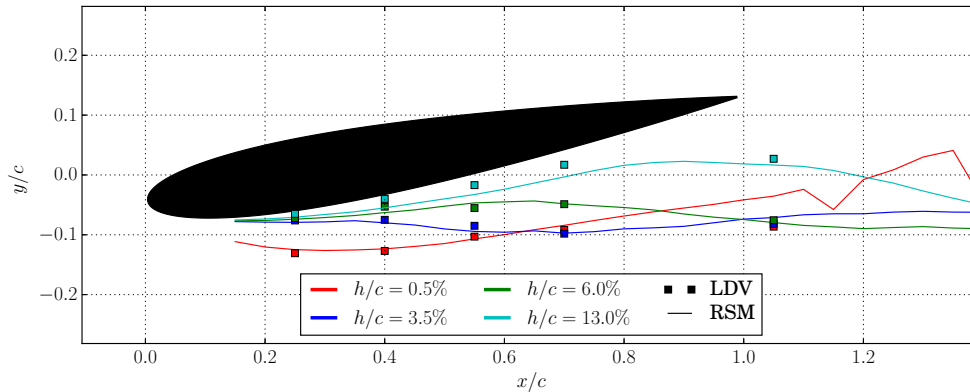


Figure 6.11 – Effet de la taille du jeu sur la trajectoire du tourbillon de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$)

Grâce aux mesures de sonde cinq trous en aval de l'aube, on a mis en évidence les effets de la taille de jeu et de l'épaisseur de la couche limite incidente sur la position du tourbillon en $x/c = 1.05$ (cf section 4.1.3). Sur la figure 6.12, on compare donc la position du tourbillon de jeu obtenue dans la simulation à ces mesures. On a vu précédemment que pour $h/c = 0.5\%$, la prédiction de la position du tourbillon en aval de l'aube par la simulation n'était pas fiable, c'est pourquoi cette taille de jeu n'est pas prise en compte dans la présente analyse. On peut observer sur la figure 6.12 que la simulation reproduit convenablement l'évolution de la position du tourbillon avec la taille du jeu. En particulier, on constate sur la figure 6.12a que la position verticale z_v du tourbillon croît linéairement avec la taille du jeu pour $h/c < 3.5\%$ ainsi que pour $h/c > 8.0\%$. Pour les tailles de jeu comprises entre 3.5% et 8.0% de corde, la simulation surestime z_v d'environ 20%. Sur la figure 6.12b, on peut voir que dans la simulation, le tourbillon de jeu est plus proche de l'aube par rapport aux mesures. Ensuite, dans la simulation, élargir le jeu a peu d'effet sur la position latérale du tourbillon pour $h/c < 6.0\%$, alors qu'expérimentalement on observe que le tourbillon s'éloigne de l'aube pour $h/c < 2.0\%$. Pour les grandes tailles de jeu, le tourbillon se rapproche de l'aube avec un élargissement du jeu. Cette tendance apparaît expérimentalement pour $h/c > 4.5\%$ et pour $h/c > 6.0\%$ dans la simulation. Enfin, on peut voir que la simulation prédit correctement l'effet de l'épaisseur de la couche limite incidente. En effet, on observe bien dans la simulation qu'en épaississant la couche limite incidente, le tourbillon s'éloigne de l'aube sans que sa position verticale ne soit affectée.

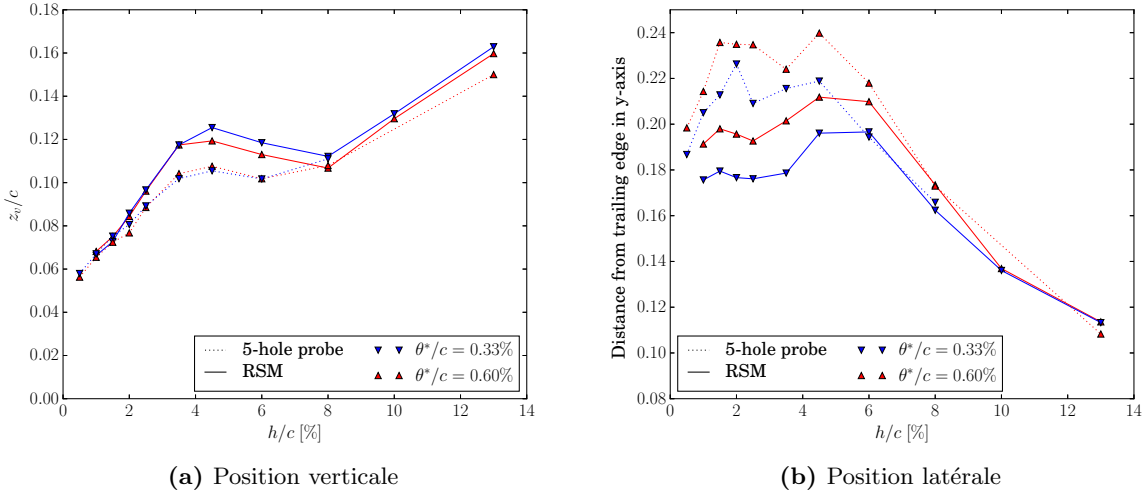


Figure 6.12 – Évolution de la position du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$, en fonction de la taille du jeu et de l'épaisseur de la couche limite incidente. Les données expérimentales sont translattées en y afin que le sillage de l'aube soit à la même position que dans les simulations

Circulation

La figure 6.13 représente l'évolution de la circulation du tourbillon de jeu Γ et de la vorticité secondaire totale Γ'' , définies par la relation (4.5), en fonction de la taille du jeu et de l'épaisseur de la couche limite incidente. On constate que la simulation prédit des évolutions de Γ et Γ'' en fonction de h qui sont en accord avec les données expérimentales. Par ailleurs, les valeurs de la circulation du tourbillon de jeu obtenues dans les simulations sont proches des valeurs expérimentales, l'écart maximum étant d'environ 0.04 sur l'ensemble des tailles de jeu étudiées. En revanche, on constate que la vorticité secondaire Γ'' est surestimée dans la simulation.

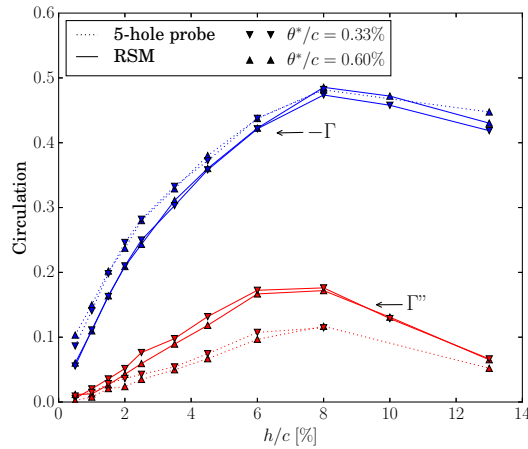


Figure 6.13 – Prédiction de la circulation du tourbillon de jeu et de la vorticité secondaire en $x/c = 1.05$

Diamètre du cœur

On a vu dans le paragraphe précédent que la simulation prédisait correctement l'évolution de la circulation du tourbillon de jeu en fonction de la taille du jeu. Toutefois, une bonne prédiction de la circulation n'est pas suffisante pour affirmer que la simulation reproduit correctement le tourbillon de jeu. En effet, on doit également vérifier si le diamètre du cœur du tourbillon de jeu obtenu dans la simulation est en accord avec les données expérimentales. En première approximation, le diamètre du cœur correspond à la distance entre les extrema de vitesse transverse dans

le tourbillon. C'est pourquoi sur la figure 6.14, ainsi que sur la figure 6.5a (modèle RSM), on compare les profils de vitesse transverse obtenus dans la simulation aux mesures LDV et de sonde cinq trous. Cette comparaison étant faite à relativement au centre du tourbillon, le profil obtenu dans la simulation est translaté en y . Sur l'ensemble de tailles de jeu étudiées, on constate que cette distance entre les extrema de vitesse transverse dans le tourbillon simulé coïncide avec les données expérimentales. Le diamètre du cœur du tourbillon de jeu est donc correctement prédit dans les simulations.

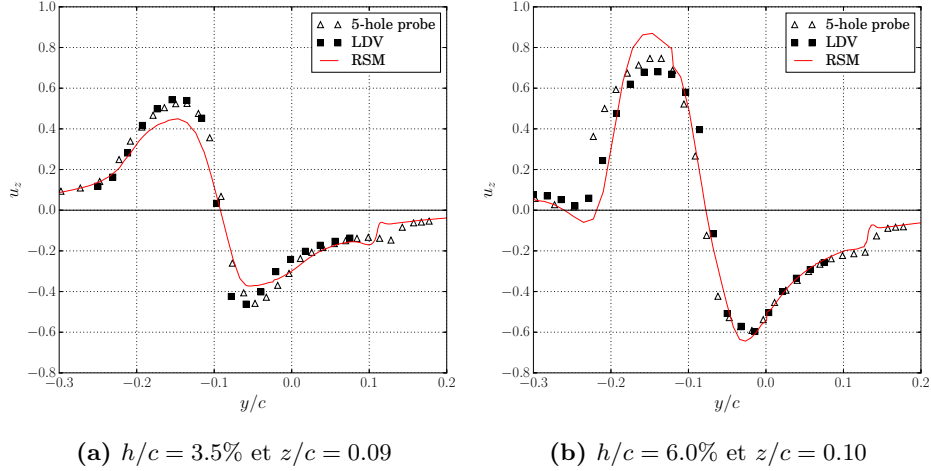


Figure 6.14 – Comparaison des profils de vitesse transverse passant par le centre du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$ ($\theta^*/c = 0.60\%$). Pour le cas $h/c = 3.5\%$, le profil obtenu dans la simulation est translaté de $-0.025c$ selon y . Pour le cas $h/c = 6.0\%$, le profil obtenu dans la simulation ne nécessite pas de translation en y

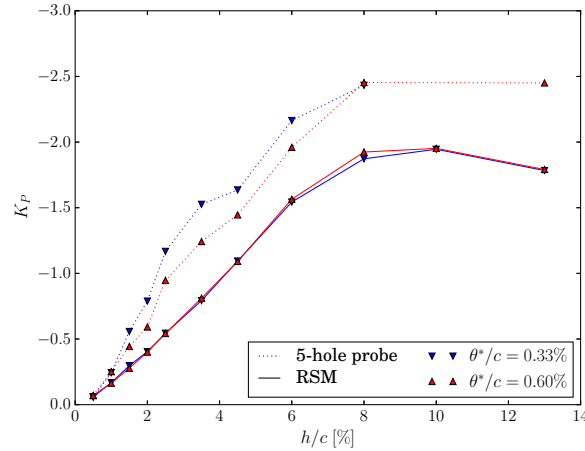


Figure 6.15 – Prédiction du coefficient de pression statique K_P au centre du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$. Pour compenser l'effet des parois latérales de la soufflerie, les valeurs expérimentales de K_P sont translatées de $+0.1$

Pression statique

L'évolution du coefficient de pression statique au centre du tourbillon, en fonction de la taille de jeu et de l'épaisseur de la couche limite incidente, est tracée sur la figure 6.15. Afin de compenser l'effet de confinement de la veine d'essai, les valeurs mesurées de K_P sont translatées de $+0.1$ (cf section 3.4.3). On peut voir que l'épaisseur de la couche limite incidente n'a pas d'effet sur l'évolution de K_P en fonction de h . Ensuite, on constate que la dépression au centre du tourbillon de jeu est fortement sous-estimée dans la simulation. Au centre du tourbillon, l'écart de K_P entre la simulation et les mesures augmente avec la taille du jeu et vaut au maximum 0.8. Une piste pour améliorer les prédictions de pression statique serait d'augmenter l'ordre du schéma utilisé pour calculer le terme de flux convectifs, qui dans la présente étude est d'ordre 2 (cf section 3.2.1).

Vitesse axiale

On s'intéresse à présent aux effets de la taille de jeu et de la couche limite incidente sur la vitesse axiale au centre du tourbillon, ce qui est illustré sur la figure 6.16. Pour compenser l'effet de confinement de la veine d'essai, les valeurs expérimentales de u_x sont translatées de -0.05 (cf section 3.4.3). On observe que la simulation reproduit fidèlement l'évolution de u_x au centre du tourbillon en fonction de la taille de jeu. En particulier, on peut voir que u_x est peu sensible à la taille du jeu pour $h/c < 2.0\%$ et qu'une survitesse apparaît dans le cœur du tourbillon pour $h/c > 4.0\%$. Enfin, on observe que l'épaisseur de la couche limite incidente n'affecte pas l'évolution de la vitesse axiale en fonction de h .

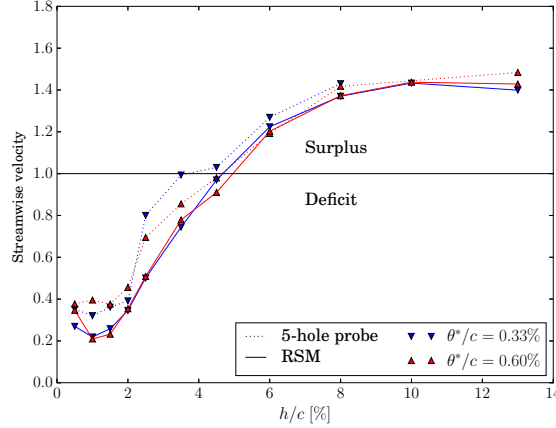


Figure 6.16 – Prédiction de la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$. Pour compenser l'effet des parois latérales de la soufflerie, les valeurs expérimentales de u_x sont translatées de -0.05

6.3 Effets des paramètres sur les pertes dans l'écoulement

Dans la section précédente, on a vu que la simulation permettait de reproduire les effets de la taille de jeu et de l'épaisseur de la couche limite incidente sur l'écoulement de jeu. On s'intéresse à présent aux effets de ces paramètres sur les pertes locales et globales au sein de cet écoulement.

6.3.1 Répartition locale

On rappelle que localement, on identifie les zones de création de pertes comme étant les régions où le taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m est positif. On rappelle que \dot{s}_m est estimé avec la relation

$$\dot{s}_m = \frac{1}{T_{t\infty}} (2\nu S_{ij} S_{ij} + P_k) \quad , \quad (6.2)$$

avec P_k la production d'énergie cinétique turbulente et $2\nu S_{ij} S_{ij}$ la dissipation visqueuse.

La distribution expérimentale de \dot{s}_m en aval de l'aube est comparée à celle obtenue dans les simulations sur la figure 6.17. Des pseudo lignes de courant sont également tracées pour visualiser les différentes structures dans l'écoulement. La comparaison des pseudo lignes de courant montre que la simulation reproduit qualitativement la topologie de l'écoulement en aval de l'aube. La simulation reproduit également les différentes zones de production de pertes qui ont été identifiées expérimentalement. On notera toutefois que dans la zone SML, pour les tailles de jeu de 3.5% et 6.0% de corde, le taux de création d'entropie \dot{s}_m prédit par la simulation est environ trois fois plus faible que celui estimé à partir des mesures LDV. Cet écart de prédiction de \dot{s}_m est lié à une sous-estimation des tensions de Reynolds dans la simulation (voir annexe E).

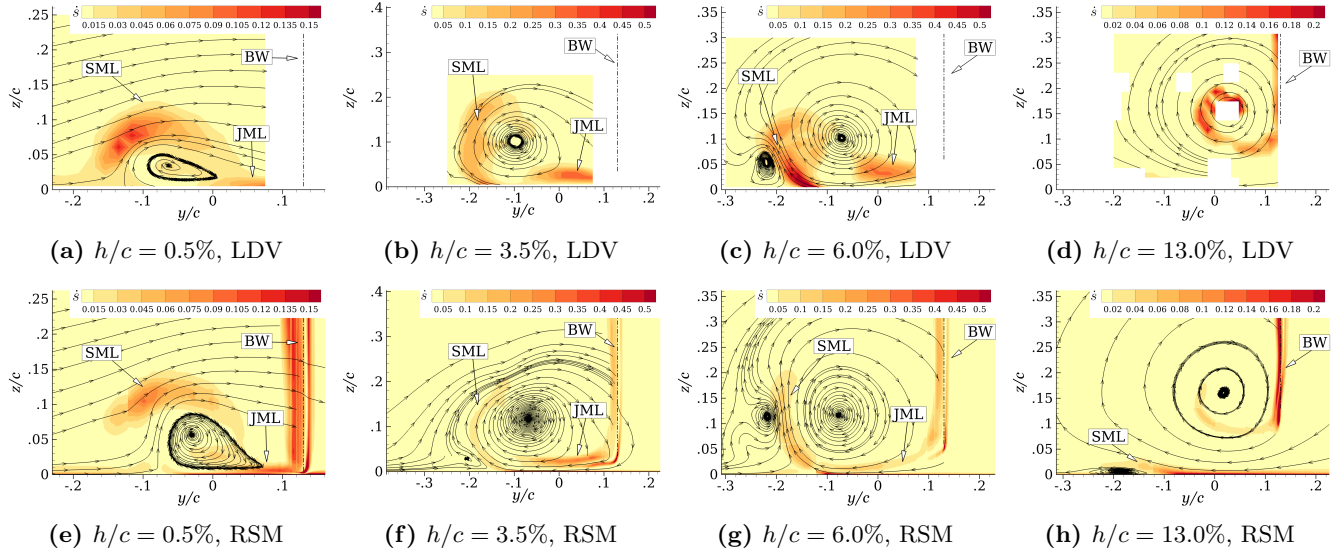


Figure 6.17 – Comparaison du taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m dans un plan transverse situé en $x/c = 1.05$, pour différentes tailles de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$). Des pseudo lignes de courant sont tracées pour visualiser les différentes structures. La position du sillage est indiquée par la ligne $(- \cdot -)$. Figures du haut : mesures LDV. Figures du bas : simulations RSM

6.3.2 Évaluation globale

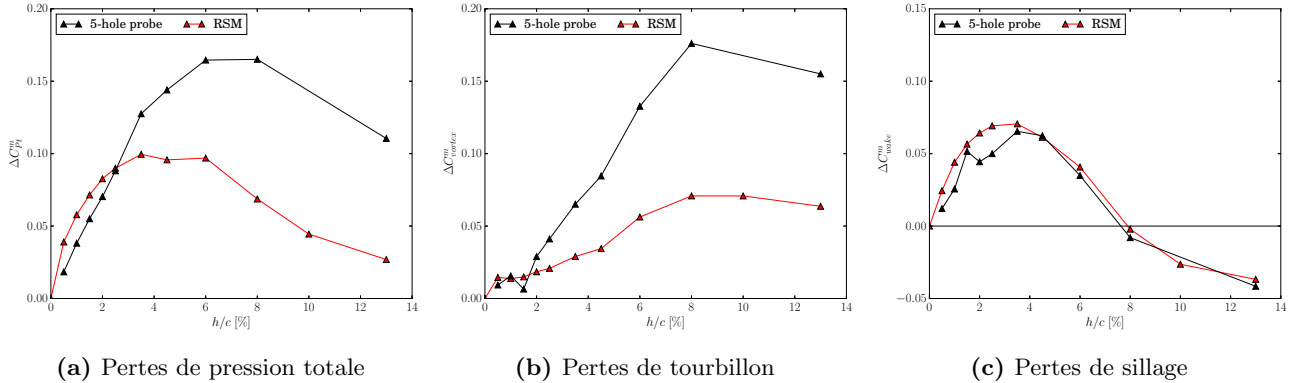


Figure 6.18 – Prédiction de l'incrément des pertes de pression totale ΔC_{Pt}^m , de sillage ΔC_{wake}^m et de tourbillon ΔC_{vortex}^m en $x/c = 1.05$ ($\theta^*/c = 0.60\%$)

On s'intéresse maintenant à l'effet de la taille de jeu sur les pertes globales dans l'écoulement. On rappelle que ces pertes globales sont quantifiées par la moyenne pondérée par le débit des pertes de pression totale C_{Pt}^m (voir la section 4.2.2). Par ailleurs, le coefficient C_{Pt} peut être décomposé comme la somme de coefficients de pertes de sillage C_{wake} et de pertes de tourbillon C_{vortex} , qui sont définis par l'équation (4.13). Les incréments de ces coefficients de pertes en fonction de la taille de jeu sont tracés sur la figure 6.18, qui compare les prédictions de la simulation aux données expérimentales. L'incrément $\Delta \bullet$ est défini par

$$\Delta \bullet = \bullet - \bullet|_{h=0} \quad , \quad (6.3)$$

où $\bullet|_{h=0}$ représente la valeur de la grandeur \bullet pour le cas d'un jeu nul. Le cas du jeu nul n'ayant pas fait l'objet de mesures de sonde cinq trous, on extrapole donc la valeur expérimentale de $\bullet|_{h=0}$ à partir des données obtenues pour $h > 0$. On peut voir sur la figure 6.18a que la simulation reproduit qualitativement l'évolution des pertes de pression totale en fonction de la taille du jeu. En effet, ΔC_{Pt}^m augmente avec la taille du jeu, atteint un maximum, puis diminue pour les grandes tailles de jeu. Cependant, le maximum de ΔC_{Pt}^m est sous-estimé de 40% environ dans la simulation. De plus, la simulation place ce maximum en $h/c = 3.5\%$, alors que les données expérimentales

montrent que celui-ci est atteint pour une taille de jeu comprise entre 6% et 8% de corde. Afin de comprendre l'origine de ces écarts, on analyse les évolutions des pertes de tourbillon et de sillage en fonction de la taille de jeu, respectivement tracées sur les figures 6.18b et 6.18c. On constate que l'accroissement des pertes de tourbillon avec la taille du jeu est plus faible dans la simulation par rapport aux mesures. Cette mauvaise prédiction de l'évolution de ΔC_{vortex}^m est liée à la surestimation de la pression statique dans le cœur du tourbillon de jeu, qui est mise en évidence sur la figure 6.15. Quant aux pertes de sillage, on observe sur la figure 6.18c que la simulation reproduit fidèlement l'évolution de ΔC_{wake}^m en fonction de h/c . En résumé, à cause de la mauvaise prédiction de la pression statique dans le cœur du tourbillon de jeu, les pertes de tourbillon C_{vortex}^m sont sous-évaluées dans la simulation. C'est pourquoi l'évolution des pertes de pression totale C_{Pt}^m avec la taille du jeu n'est pas fiable. En revanche, on peut s'appuyer sur les simulations RANS pour prédire l'évolution des pertes de sillage C_{wake}^m en fonction de la taille du jeu.

On se penche à présent sur la sensibilité des pertes globales à l'épaisseur de la couche limite incidente. Le tableau 6.4 compare les évolutions des coefficients de pertes C_{Pt}^m , C_{wake}^m et C_{vortex}^m prédites par la simulation à celles observées expérimentalement, lorsque la couche limite incidente est épaissie. Les valeurs présentées dans ce tableau représentent la moyenne, sur l'ensemble des tailles de jeu évaluées, de la différence entre les valeurs des coefficients pour $\theta^*/c = 0.60\%$ et pour $\theta^*/c = 0.33\%$. On constate que la simulation prédit une augmentation des pertes de pression totale qui est en accord avec les données expérimentales. Toutefois, l'augmentation des pertes de sillage C_{wake}^m est plus faible dans la simulation par rapport aux mesures. De plus, dans la simulation on observe une légère augmentation des pertes de tourbillon C_{vortex}^m , alors qu'expérimentalement, un épaississement de la couche limite incidente entraîne une diminution de C_{vortex}^m . Finalement, on peut dire que la simulation reproduit qualitativement l'effet de l'épaisseur de la couche limite incidente sur le coefficient de pertes de sillage C_{wake}^m .

Table 6.4 – Effet de l'épaississement de la couche limite incidente au carter sur les pertes de pression totale, de sillage et de tourbillon en $x/c = 1.05$. θ^*/c va de 0.33% à 0.60%

| $\nearrow \theta^*$ | C_{Pt}^m | C_{wake}^m | C_{vortex}^m |
|---------------------|------------|--------------|----------------|
| Exp. | +0.011 | +0.027 | -0.016 |
| RSM | +0.016 | +0.012 | +0.004 |

6.3.3 Amélioration de la prédiction des pertes de pression totale

Dans un compresseur, la taille du jeu n'est pas figée. En particulier, l'usure des aubes a tendance à l'élargir. Il est donc indispensable de savoir comment évoluent les pertes de pression totale avec la taille du jeu dès la phase de conception. Pourtant, on a vu dans la section précédente que la simulation n'était pas en mesure de reproduire cette évolution. L'objectif ici est donc d'améliorer les prédictions de l'évolution des pertes de pression totale ΔC_{Pt}^m en s'appuyant sur les observations expérimentales. D'une part, la section précédente a mis en évidence que la mauvaise estimation de l'évolution de ΔC_{Pt}^m venait d'une sous-estimation des pertes de tourbillon ΔC_{vortex}^m . D'autre part, on a montré en 4.2.2 que ΔC_{vortex}^m était proportionnel au carré de la circulation du tourbillon de jeu Γ^2 , pour $\Gamma^2 < 0.18$. Cette loi linéaire sous-estime faiblement ΔC_{vortex}^m pour $\Gamma^2 > 0.18$. L'idée est donc de remplacer ΔC_{vortex}^m par cette loi linéaire, c'est-à-dire

$$\Delta C_{Pt}^m|_{corr.} = \frac{A}{S_0} \Gamma^2 + \Delta C_{wake}^m \quad \text{avec} \quad A = 0.1 \quad . \quad (6.4)$$

Dans la relation (6.4), $\Delta C_{Pt}^m|_{corr.}$ désigne l'incrément de pertes de pression totale corrigé, S_0 étant la surface du plan d'intégration considéré pour le calcul de la moyenne pondérée par le débit \bullet^m . La circulation du tourbillon de jeu Γ ainsi que l'incrément de pertes de sillage ΔC_{wake}^m sont extraits de la simulation, qui reproduit fidèlement l'évolution de ces grandeurs en fonction de la taille du jeu. Sur la figure 6.19, on compare l'incrément de pertes de pression totale corrigé $\Delta C_{Pt}^m|_{corr.}$ (en bleu) aux prédictions de la simulation ΔC_{Pt}^m (en rouge) et aux données expérimentales (en noir). On observe que la correction permet d'améliorer significativement la prédiction de l'évolution des pertes de pression totale avec la taille du jeu. En particulier, $\Delta C_{Pt}^m|_{corr.}$ atteint un maximum, environ 0.15, en $h/c = 6.0\%$, ce qui est cohérent avec les mesures.

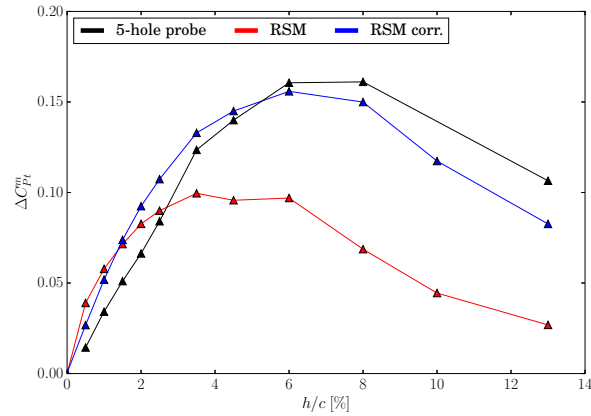


Figure 6.19 – Correction de l’incrément des pertes de pression totale ($x/c = 1.05$ et $\theta^*/c = 0.60\%$)

6.4 Conclusion

On a évalué la capacité des simulations RANS à reproduire l’écoulement de jeu en les confrontant aux mesures réalisées en soufflerie. Dans un premier temps, on a voulu choisir un modèle de turbulence permettant de reproduire fidèlement l’écoulement traversant le jeu ainsi que le tourbillon de jeu. On a donc comparé les mesures aux prédictions obtenues avec les modèles Spalart-Allmaras, $k-l$ de Smith, $k-\omega$ BSL et SST de Menter et RSM SSG/LRR- ω de Eisfeld et Brodersen. Les prédictions les plus proches des données expérimentales sont obtenues avec le modèle RSM et les plus éloignées sont obtenues avec le modèle $k-l$. Le modèle RSM a donc été retenu dans la suite de l’étude.

Dans un second temps, on a reproduit l’étude paramétrique expérimentale afin d’évaluer la capacité de la simulation à prédire l’évolution de l’écoulement de jeu en fonction de la taille de jeu et de l’épaisseur de la couche limite incidente. L’écoulement traversant le jeu est fidèlement prédit par la simulation, de même que le champ de vitesse au niveau du tourbillon de jeu. En particulier, la simulation reproduit correctement la trajectoire, la circulation et le rayon du cœur du tourbillon de jeu ainsi que la vitesse axiale en son centre. Cette estimation correcte de la vitesse axiale dans le tourbillon de jeu s’accompagne d’une bonne prédiction de l’évolution des pertes de sillage C_{wake}^m avec la taille du jeu. Ensuite, la simulation reproduit qualitativement l’effet de la taille de jeu sur l’écoulement au bord d’attaque de l’aube et sur la répartition locale du taux de création d’entropie du champ moyen \dot{s}_m . Enfin, l’évolution des pertes de tourbillon C_{vortex}^m avec la taille du jeu n’est pas fiable. En effet, l’incrément des pertes de tourbillon ΔC_{vortex}^m est sous-estimée, ce qui fausse l’évolution des pertes de pression totale avec la taille du jeu. Cette sous-estimation de ΔC_{vortex}^m est probablement liée à une surestimation de la pression statique dans le cœur du tourbillon de jeu. Ce défaut de prédiction des pertes de pression totale peut être corrigé en remplaçant les pertes de tourbillon ΔC_{vortex}^m par une fonction linéaire de Γ^2 , établie en 4.2.2, Γ étant la circulation du tourbillon de jeu.

Ce chapitre visait à évaluer la fiabilité des simulations RANS en les comparant aux données expérimentales. On a montré que les simulations étaient en mesure de reproduire l’écoulement de jeu. Toutefois, les pertes de pression totale tirées des simulations ne sont pas fiables. Ce défaut peut tout de même être corrigé en s’appuyant sur les observations expérimentales. Connaissant à présent la fiabilité et les limites des simulations RANS, on peut compléter l’étude expérimentale à l’aide de l’outil numérique, ce qui fait l’objet du chapitre suivant.

Analyse complémentaire de l'écoulement non contrôlé

Ce chapitre vise à compléter l'étude expérimentale présentée dans le chapitre 4. Pour cela on s'appuie sur des simulations RANS, dont la fiabilité a été vérifiée dans le chapitre précédent. Ces simulations numériques donnent accès à l'ensemble de l'écoulement, ce qui permet d'explorer des zones inaccessibles expérimentalement, en particulier dans le jeu. De plus, la simulation offre une plus grande liberté dans le choix des paramètres par rapport aux essais en soufflerie.

| | | |
|------------|------------------------------------------------------|------------|
| 7.1 | Convection du tourbillon en fer à cheval | 101 |
| 7.2 | Écoulement traversant le jeu | 103 |
| 7.2.1 | Évolution du coefficient de décharge | 103 |
| 7.2.2 | Chargement de l'aube | 104 |
| 7.2.3 | Répartition locale des pertes | 106 |
| 7.3 | Tourbillon de jeu | 108 |
| 7.3.1 | Trajectoire | 108 |
| 7.3.2 | Circulation | 110 |
| 7.3.3 | Vitesse axiale | 111 |
| 7.4 | Évolution de la répartition locale des pertes | 113 |
| 7.5 | Conclusion | 115 |

7.1 Convection du tourbillon en fer à cheval

Dans la section 4.1.1, on a mis en évidence qu'un tourbillon en fer à cheval pouvait se former au bord d'attaque de l'aube si la taille du jeu h était assez petite devant l'épaisseur de quantité de mouvement θ^* de la couche limite incidente. Étant donné que cette analyse expérimentale se limite à une zone proche du bord d'attaque de l'aube, on se base sur les simulations RANS pour analyser la convection vers l'aval de ce tourbillon en fer à cheval ainsi que son interaction avec le tourbillon de jeu.

Ces simulations ne permettent pas d'identifier le tourbillon en fer à cheval à partir de son caractère bimodal, comme ce qui a été fait dans le chapitre 4. En effet, cela nécessite de tracer les histogrammes des fluctuations instantanées de vitesse u'_i , qui sont inaccessibles dans les calculs RANS puisqu'elles sont éliminées des équations avec cette approche. Ce tourbillon est donc identifié dans la simulation seulement par sa forme particulière de fer à cheval.

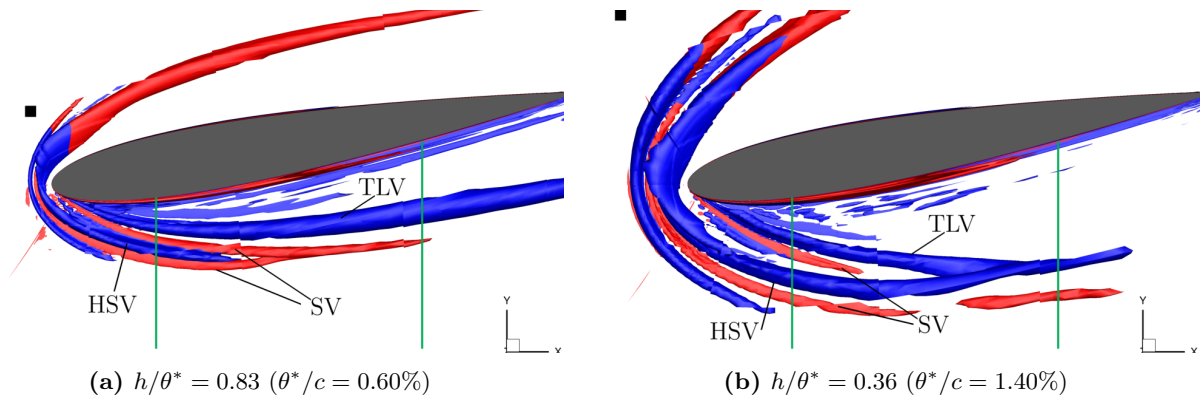


Figure 7.1 – Effet de l'épaisseur de la couche limite incidente sur la convection du tourbillon en fer à cheval pour $h/c = 0.5\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($C_L = -0.97$). Iso-surface critère Q ($Q = 10$) colorée par le signe de l'hélicité \mathcal{H} : en bleu $\mathcal{H} < 0$ et en rouge $\mathcal{H} > 0$. (■) : point selle au carter. Les plans transverses indiqués par les lignes vertes sont représentés sur la figure 7.2

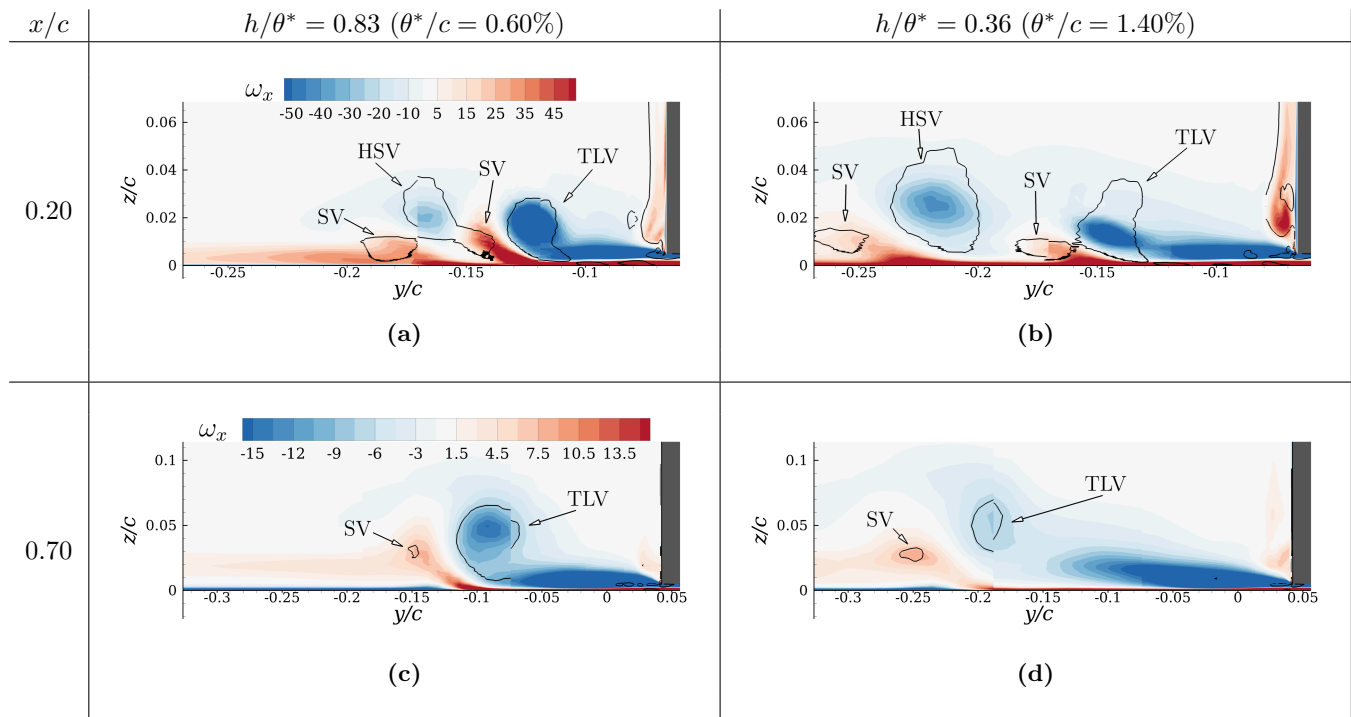


Figure 7.2 – Contours colorés de vorticité ω_x et iso-lignes de critère Q ($Q = 10$) dans les plans transverses indiqués sur la figure 7.1 ($h/c = 0.5\%$, $\alpha = 10^\circ$). Les figures (a) et (b) ont les mêmes niveaux de ω_x , de même que les figures (c) et (d)

Sur la figure 7.1, les structures tourbillonnaires sont mises en évidence par des iso-surfaces de critère Q ($Q = 10$), défini par la relation (4.3). Ces iso-surfaces sont colorées par le signe de l'hélicité \mathcal{H} , définie par

$$\mathcal{H} = \vec{u} \cdot \vec{\omega} \quad . \quad (7.1)$$

Le signe de l'hélicité est utilisé ici pour déterminer le sens de rotation des tourbillons. La figure 7.2 représente les contours colorés de vorticité ω_x et iso-lignes de critère Q ($Q = 10$) dans les plans (y, z) , indiqués sur la figure 7.1 par les lignes vertes. Du côté de l'extrados, on constate sur la figure 7.1 (resp. 7.2) que le tourbillon en fer à cheval (HSV) a une hélicité \mathcal{H} (resp. vorticité ω_x) de même signe que le tourbillon de jeu (TLV), ce qui signifie que ces deux tourbillons sont co-rotatifs. On observe également des tourbillons secondaires (SV) qui sont contra-rotatifs au tourbillon de jeu. Pour le cas $h/\theta^* = 0.83$, on peut voir sur les figures 7.1a, 7.2a et 7.2c que le tourbillon en fer à cheval progresse parallèlement au tourbillon de jeu, puis disparaît sans que ces deux tourbillons s'intersectent. Par conséquent, pour $h/\theta^* = 0.83$, le tourbillon en fer à cheval affecte peu le tourbillon de jeu et disparaît rapidement. En revanche, on constate sur les figures 7.1b, 7.2b et 7.2d que réduire le rapport h/θ^*   0.36 accroît l'intensité du tourbillon en fer à cheval et éloigne le tourbillon de jeu de l'aube. La combinaison de ces effets fait que la trajectoire du tourbillon en fer à cheval intersecte celle du tourbillon de jeu, entraînant ainsi la fusion de ces deux structures tourbillonnaires. Sur la figure 7.1, on peut noter que pour ces deux valeurs de h/θ^* , la branche intrados du tourbillon en fer à cheval progresse vers l'aval sans être aspir e dans le jeu. Par ailleurs, le changement de signe de l'hélicité que l'on peut voir sur la branche intrados du tourbillon en fer à cheval est lié à la présence d'un point selle au carter, qui est indiqué par le symbole (■) sur la figure 7.1. Au voisinage de ce point selle, la vitesse \vec{u} change de sens sans que la vorticité $\vec{\omega}$ ne soit affect e, ce qui change le signe de l'hélicité.

7.2  coulement traversant le jeu

7.2.1  volution du coefficient de décharge

On s'intéresse à présent à l'écoulement traversant le jeu. En particulier, on veut évaluer la sensibilité du coefficient de décharge χ_D   la taille du jeu, au chargement de l'aube et à l'épaisseur de la couche limite incidente. On rappelle que le coefficient de décharge, défini à partir de la relation (1.2), représente le rapport entre le débit réel traversant le jeu \dot{m}_{jeu} et le débit théorique \dot{m}_{th} , qui correspond au débit d'un écoulement non visqueux, bidimensionnel autour de l'aube et en l'absence de décollement sur l'extrémité de l'aube, soit

$$\chi_D = \frac{\dot{m}_{jeu}}{\dot{m}_{th}} \quad \text{avec} \quad \dot{m}_{th} = \rho h U_\infty \int_0^c \sqrt{K_{P_+}(\xi) - K_{P_-}(\xi)} d\xi \quad , \quad (7.2)$$

où $K_{P_+}(\xi)$ (resp. $K_{P_-}(\xi)$) désigne le coefficient de pression côté intrados (resp. extrados), en une position ξ de la corde. Ces coefficients de pression sont extraits des calculs RANS **2D** de l'écoulement autour du profil NACA0012, ils sont donc indépendants de la taille du jeu. Quant au débit réel \dot{m}_{jeu} , il est calculé sur un plan vertical S_{jeu} de normale \vec{n} , situé dans le jeu et parallèle à la corde, avec la relation suivante

$$\dot{m}_{jeu} = \iint_{S_{jeu}} \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS \quad . \quad (7.3)$$

Tout d'abord, on analyse sur la figure 7.3a l'effet de la taille de jeu sur le coefficient de décharge, pour l'épaisseur de couche limite incidente $\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$. On observe que la taille du jeu a un effet marqué sur χ_D , qui augmente avec la taille du jeu pour $h/c < 2\%$ puis diminue au-delà, en passant par un plateau pour des tailles de jeu comprises entre 4.5% et 8% de corde. Pour $h/c < 10\%$ on obtient des valeurs de χ_D incluses dans l'intervalle 0.80 ± 0.06 , ce qui représente un écart maximal de $\pm 7.5\%$. Pour $h/c = 13\%$, le coefficient de décharge est plus faible et vaut environ 0.71. Ensuite, on s'intéresse aux effets du chargement de l'aube et de l'épaisseur de la couche limite incidente, qui sont respectivement montrés sur les figures 7.3b et 7.3c, pour $h/c = 1\%$. Pour cette taille de jeu, on constate que χ_D est compris dans l'intervalle 0.82 ± 0.02 , ce qui correspond à un écart maximal de $\pm 2.5\%$. Le coefficient de décharge est donc peu sensible au chargement de l'aube et à l'épaisseur de la couche limite incidente.

Afin de comprendre l'évolution du coefficient de décharge χ_D en fonction de la taille du jeu, il est important de noter qu'avec la définition (7.2), en plus des phénomènes dissipatifs dans le jeu, χ_D prend aussi en compte l'altération du chargement de l'aube venant des effets tridimensionnels. C'est pourquoi on analyse le chargement de l'aube dans la section qui suit.

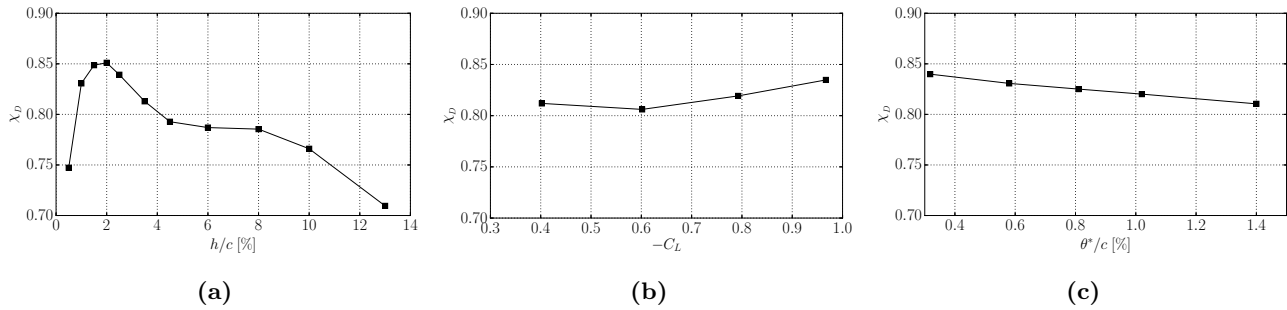


Figure 7.3 – Sensibilité du coefficient de décharge aux paramètres de l'étude. (a) : effet de la taille du jeu pour $\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$. (b) : effet du chargement de l'aube pour $h/c = 1.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$. (c) : effet de l'épaisseur de la couche limite incidente pour $h/c = 1.0\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($C_L = -0.97$)

7.2.2 Chargement de l'aube

Dans cette section, on veut savoir si l'effet de la taille du jeu sur le chargement de l'aube permet d'expliquer l'évolution du coefficient de décharge en fonction de h/c (voir figure 7.3a). On compare donc, sur la figure 7.4, les répartitions linéiques de portance $c_l(z)$ pour plusieurs tailles de jeu. En l'absence d'effets 3D, on aurait une répartition uniforme de portance $c_l(z)$, qui est tracée en bleu. À l'inverse, dans le cas d'une aile isolée ($h = \infty$), la vitesse induite par le tourbillon marginal réduit l'angle d'attaque local, ce qui altère fortement la répartition de $c_l(z)$ (voir figure 1.18). Dans ce cas limite, la portance diminue progressivement lorsqu'on se rapproche de l'extrémité de l'aile. Pour les plus petites tailles de jeu, on peut observer une répartition de portance quasiment uniforme. Cela indique que l'écoulement autour de l'aube est essentiellement bidimensionnel, l'influence du tourbillon de jeu étant limitée à l'extrémité de l'aube. En augmentant la taille du jeu, la répartition de portance tend vers la limite de l'aile isolée. Dès lors, si le jeu devient assez large, la vitesse induite par le tourbillon de jeu devient suffisamment élevée pour altérer la répartition de $c_l(z)$ sur toute l'envergure de l'aube. En résumé, augmenter la taille du jeu tend à renforcer l'effet de la vitesse induite par le tourbillon de jeu sur l'aube, ce qui réduit le chargement global. Cette diminution du chargement de l'aube semble être la cause de la baisse du coefficient de décharge avec l'élargissement du jeu, que l'on peut observer sur la figure 7.3a pour $h/c > 2\%$.

Sur la figure 7.4, on observe la présence d'un pic de portance au voisinage de l'extrémité de l'aube, en $z/c = h/c + 0.045$. Ce pic de portance, particulièrement marqué pour $h/c = 6\%$, est lié à une accentuation de la dépression du côté extrados de l'aube, qui est induite par le tourbillon de jeu. Ce phénomène est mis en évidence sur la figure 7.5, qui confronte la répartition de pression statique sur l'aube au champ de vorticités ω_x dans l'écoulement. En élargissant le jeu, le tourbillon de jeu se rapproche de l'aube et sa circulation augmente. Ces deux effets combinés font que l'aube est affectée par la dépression au cœur du tourbillon de jeu, ce qui se traduit par une augmentation de portance en extrémité d'aube.

Sur la figure 7.6, on compare l'évolution de la portance en $z/c = h/c + 0.045$ (tip lift), où se situe le pic de portance induit par le tourbillon de jeu, à celle de la portance à l'emplanture de l'aube (root lift), en fonction de la taille du jeu. La portance du profil 2D est indiquée par la ligne bleue. On observe qu'un élargissement du jeu entraîne la diminution de la portance au niveau de l'emplanture, ce qui est la conséquence de l'accentuation de l'effet de la vitesse induite par le tourbillon de jeu sur l'aube. Quant à la portance au voisinage de l'extrémité de l'aube, on observe qu'elle est peu sensible à la taille du jeu pour $h/c < 4.5\%$. En revanche pour $h/c > 4.5\%$, la portance augmente jusqu'à atteindre un maximum pour des tailles de jeu comprises entre 6% et 8% de corde, puis diminue pour les tailles de jeu plus grandes que 8% de corde. Pour des tailles de jeu comprises entre 4.5% et 8% de corde, l'augmentation de la portance induite par le tourbillon de jeu en extrémité d'aube semble être suffisante pour compenser localement la diminution du chargement global de l'aube. Cela peut expliquer la présence du plateau de χ_D que l'on peut voir sur la figure 7.3a, pour h/c allant de 4.5% à 8% .

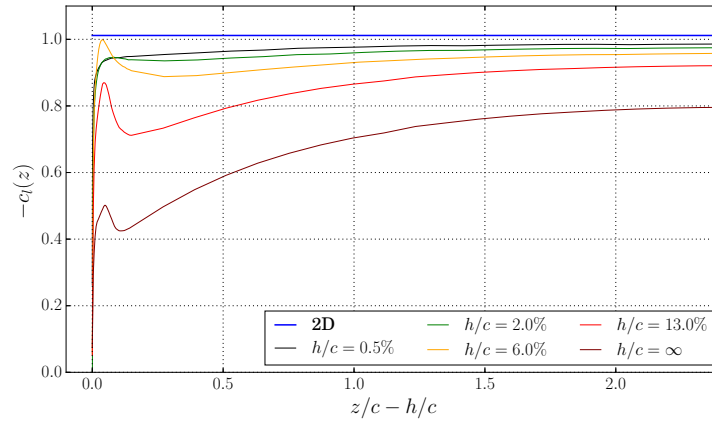


Figure 7.4 – Effet de la taille du jeu sur la répartition linéique de portance ($\alpha = 10^\circ$ et $\theta^*/c = 0.60\%$)

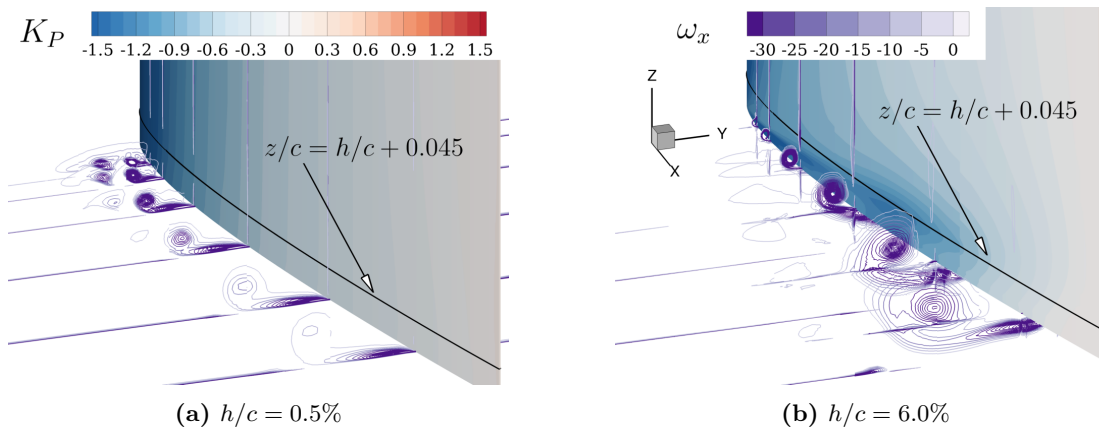


Figure 7.5 – Influence du tourbillon de jeu sur la répartition de pression sur l’aube ($\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$). Contours colorés de coefficient de pression statique K_P sur l’aube. Iso-lignes de vorticité ω_x dans l’écoulement, pour ω_x allant de -5 à -150 par incrément de 5

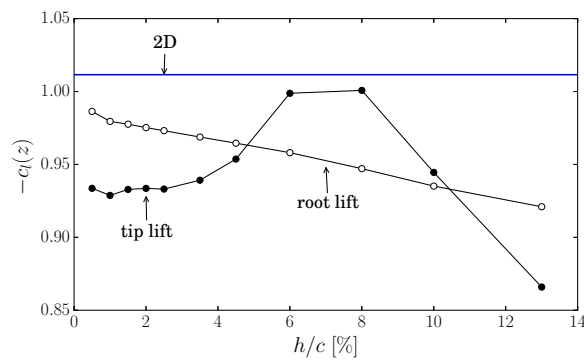


Figure 7.6 – Évolution, en fonction de la taille du jeu, de la portance à l’emplacement de l’aube (root lift) et en $z/c = h/c + 0.045$ (tip lift), où se situe le pic de portance induit par le tourbillon de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$ et $\alpha = 10^\circ$)

7.2.3 Répartition locale des pertes

On a vu dans la section précédente que le chargement global de l'aube diminuait en élargissant le jeu, ce qui permet d'expliquer la baisse du coefficient de décharge pour $h/c > 2\%$. Toutefois, l'effet de la taille du jeu sur le chargement de l'aube ne permet pas d'expliquer l'augmentation de χ_D pour les tailles de jeu en deçà de 2% de corde. C'est pourquoi dans cette section, on s'intéresse aux pertes dans le jeu, qui ont également un impact sur l'évolution du coefficient de décharge. On rappelle que localement, on définit les pertes comme étant le taux de création d'entropie par unité de masse \dot{s}_m .

La répartition de \dot{s}_m dans le jeu est représentée sur la figure 7.7, pour plusieurs tailles de jeu. Pour faciliter la comparaison entre les différents cas présentés sur la figure 7.7, l'origine de l'axe y est translatée à l'entrée du jeu, côté intrados, et les coordonnées sont normalisées par la taille du jeu h . Considérons tout d'abord le cas $h/c = 0.5\%$, présenté sur la figure 7.7a. On peut voir que la couche de cisaillement de la bulle de recirculation est la principale zone de pertes dans le jeu. Les pertes sont également générées dans la couche limite au carter, sous la bulle de recirculation. En augmentant la taille du jeu à 1% et 2% de corde, on observe sur les figures 7.7b et 7.7c, que relativement aux dimensions de la bulle de recirculation, la zone de production de pertes associée à la couche de cisaillement de cette bulle rétrécit et perd en intensité. Par ailleurs, on constate sur la figure 7.7d que cette zone devient difficilement visible pour le cas $h/c = 4.5\%$. En résumé, les pertes associées à la couche de cisaillement de la bulle de recirculation sont atténuées lorsqu'on élargit le jeu, ce qui tend à augmenter le coefficient de décharge, tendance que l'on observe sur la figure 7.3a pour $h/c < 2\%$. Finalement, il apparaît que l'évolution du coefficient de décharge χ_D avec la taille du jeu est pilotée par les pertes dans le jeu pour $h/c < 2\%$ et par le chargement de l'aube pour $h/c > 2\%$ (voir figure 7.3a).

La figure 7.7 permet également d'analyser l'effet de la taille du jeu sur la forme de la bulle de décollement en extrémité d'aube. Dans la section 4.1.2, à partir des mesures dans le jeu en $x/c = 0.40$ pour $h/c = 6.0\%$, on a observé que la vena-contracta était située en $y/h = -1$, l'origine de l'axe y étant placée à l'entrée du jeu, côté intrados. On constate sur la figure 7.7 que la vena-contracta est également située au voisinage de $y/h = -1$ pour les tailles de jeu inférieures à 6% de corde et en $x/c = 0.20$. Ensuite, la plus petite longueur de recollement, qui est obtenue avec $h/c = 4.5\%$ (figure 7.7d), vaut environ $2h$. En d'autres termes, pour $h/c < 4.5\%$, l'écoulement a des chances de recoller en extrémité d'aube si l'épaisseur du profil e est supérieure à $2h$, c'est-à-dire $h/e < 0.5$. Cette observation rejoint celle de Storer [80], qui obtient 0.4 comme valeur limite pour h/e . Finalement, on peut dire que relativement à la taille du jeu, les dimensions de la bulle de décollement en extrémité d'aube varient peu avec h .

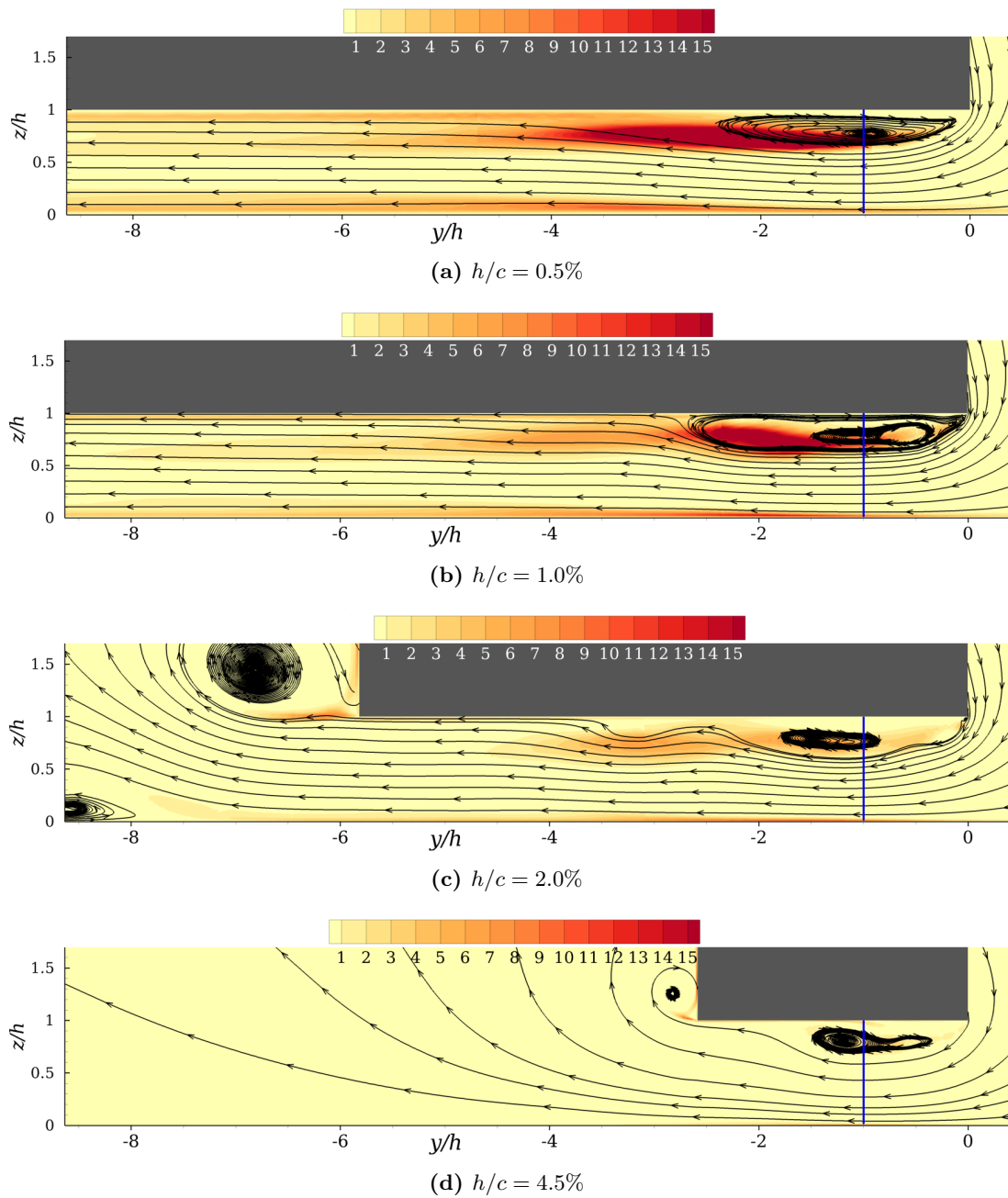


Figure 7.7 – Effet de la taille du jeu sur la répartition locale des pertes dans le jeu, en $x/c = 0.20$ ($\alpha = 10^\circ$ et $\theta^*/c = 0.60\%$). Contours colorés du taux de création d'entropie \dot{s}_m . Des pseudo lignes de courant sont tracées pour visualiser la bulle de décollement en extrémité d'aube. L'origine de l'axe y correspond ici à l'entrée du jeu. La ligne bleue indique $y/h = -1$

7.3 Tourbillon de jeu

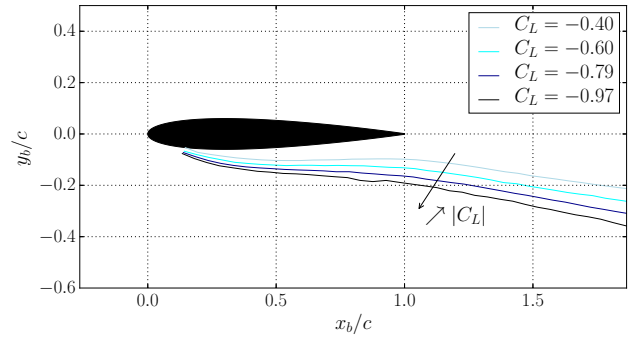
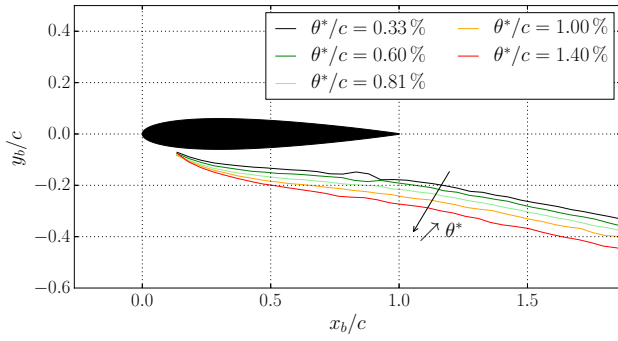
Dans cette section, on veut utiliser les simulations RANS pour compléter l'analyse expérimentale de la section 4.1.3 et pour évaluer les limites du modèle présenté dans la section 4.3. L'étude expérimentale repose principalement sur les mesures de sonde cinq trous réalisées dans un plan situé en $x/c = 1.05$, pour $\alpha = 10^\circ$. C'est pourquoi on s'intéresse ici à l'évolution des propriétés du tourbillon de jeu en fonction de la position x et du chargement de l'aube. On souhaite également comprendre quel est l'impact de la condition d'adhérence au carter sur le tourbillon de jeu, par rapport à une condition de glissement.

7.3.1 Trajectoire

On analyse tout d'abord l'évolution de la trajectoire du tourbillon de jeu dans le plan (x, y) . Les effets de l'épaisseur de la couche limite incidente, du chargement de l'aube et de la condition à la paroi du carter sur cette trajectoire sont présentés sur la figure 7.8. Quant à l'effet de la taille du jeu, il a été étudié en détail dans la section 4.1.3. Dans cette section, on a fait l'hypothèse que l'écoulement de jeu était similaire à un jet dans un écoulement transverse. Cette hypothèse implique que la position latérale du tourbillon est pilotée par le rapport $\mathcal{R} = U_j^2/U_0^2$, U_j et U_0 désignant respectivement la vitesse de l'écoulement en sortie de jeu et de l'écoulement principal. En particulier, le tourbillon de jeu s'éloigne de l'aube avec un accroissement de \mathcal{R} , obtenu par exemple en épaississant la couche limite incidente, ce qui diminue U_0 , ou en augmentant le chargement de l'aube, ce qui accroît U_j . Cette hypothèse est étayée par les figures 7.8a et 7.8b qui montrent que le tourbillon de jeu s'éloigne effectivement de l'aube lorsqu'on épaissit la couche limite incidente ou qu'on augmente le chargement de l'aube. La condition au carter a également un effet significatif sur la trajectoire du tourbillon de jeu, comme le montre la figure 7.8c. Pour les petites tailles de jeu, ici $h/c = 1.0\%$, le tourbillon de jeu s'éloigne plus rapidement de l'aube dans le cas d'une condition de glissement au carter (ligne trait-point) par rapport au cas d'une condition d'adhérence (ligne pleine). Cela indique que la condition d'adhérence au carter atténue la dérive latérale du tourbillon, phénomène qui est présentée en 1.1.3. On peut noter que cette observation concorde avec l'analyse expérimentale de Brion [12]. Pour les très grandes tailles de jeu, ici $h/c = 13\%$, la condition à la paroi du carter n'a plus d'influence sur la trajectoire du tourbillon. On observe de plus que pour la taille de jeu de 8% de corde, la trajectoire du tourbillon de jeu n'est pas impactée par la condition à la paroi du carter en amont du bord de fuite, c'est-à-dire pour $x/c < 1$.

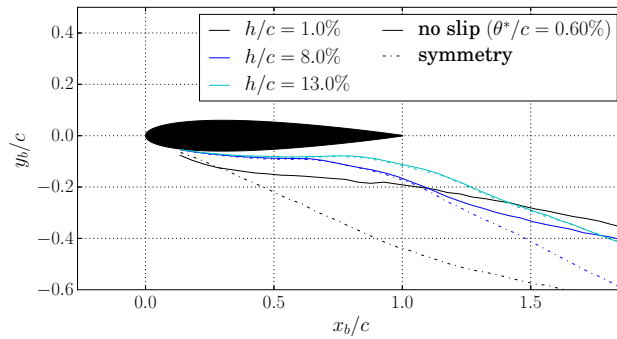
On s'intéresse à présent à l'évolution de la position verticale z_v du tourbillon de jeu, qui est tracée sur la figure 7.9. La figure 7.9a met en évidence l'effet de la taille du jeu sur la position verticale du tourbillon, en plusieurs positions x en aval de l'aube. En $x/c = 1.05$, on compare l'évolution de z_v obtenue avec une condition d'adhérence au carter (ligne pleine) à celle obtenue avec une condition de glissement (ligne trait-point). Pour $h/c < 8\%$, le tourbillon de jeu est plus éloigné du carter dans le cas de la paroi adhérente par rapport au cas de la paroi glissante. Lorsqu'on élargit le jeu, cet écart s'accroît pour $h/c < 3.5\%$ puis se réduit pour les tailles de jeu comprises entre 3.5% et 8% de corde. Cet éloignement est causé par le phénomène de rebond du tourbillon de jeu, qui est lié à la présence d'une couche limite sur la paroi adhérente du carter (cf section 1.1.3). L'effet de ce phénomène de rebond sur les valeurs de z_v doit donc être compensé dans le modèle présenté en 4.3, car celui-ci s'appuie sur l'hypothèse d'une condition de glissement au carter. En pratique cette compensation est faite en ajustant la valeur du coefficient de décharge χ_D . Dans le cas de la condition de glissement au carter, la position verticale du tourbillon augmente quasiment linéairement avec la taille du jeu, la courbe de tendance étant indiquée sur la figure 7.9a. Avec la condition d'adhérence au carter, z_v augmente linéairement avec h pour les tailles de jeu inférieures à 3.5% de corde, la courbe de tendance étant également indiquée sur la figure 7.9a. Ensuite, pour les jeux plus larges que 8% de corde, z_v suit la même tendance que dans le cas de la condition de glissement au carter, la transition entre les deux tendances se faisant pour h/c compris entre 3.5% et 8% de corde. On constate que ces tendances sont peu sensibles à la position x . En revanche, lorsque x augmente, la transition entre ces deux tendances linéaires se décale vers les jeux plus larges.

La figure 7.9b montre l'évolution de la position verticale du tourbillon de jeu en fonction du chargement de l'aube. On observe que le z_v augmente linéairement avec le coefficient de portance C_L . Le tourbillon de jeu est donc d'autant plus éloigné du carter que le chargement est élevé. Bien que z_v augmente en progressant selon x en aval de l'aube, la sensibilité de z_v au coefficient de portance C_L varie peu avec la position x .



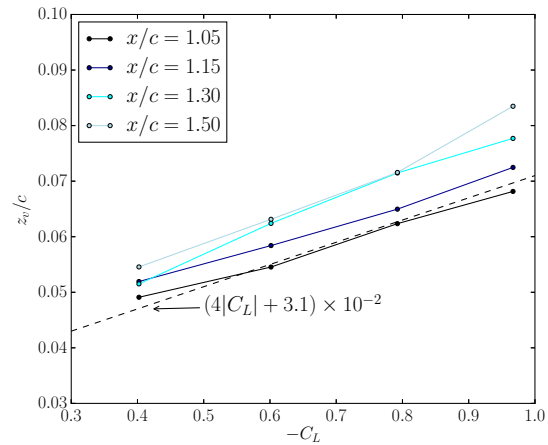
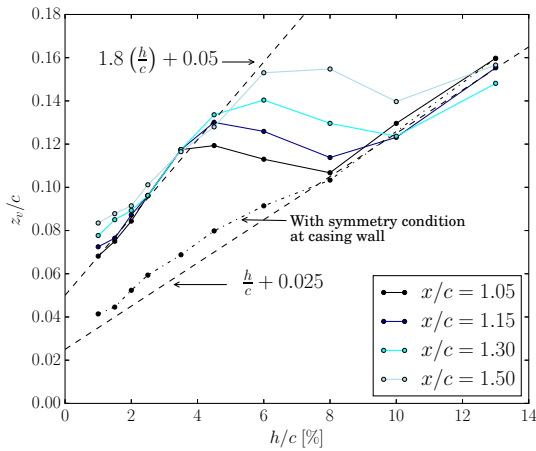
(a) Effet de l'épaisseur de la couche limite incidente pour $h/c = 1.0\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($C_L = -0.97$)

(b) Effet du chargement de l'aube pour $h/c = 1.0\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$



(c) Effet de la condition à la paroi du carter pour $\alpha = 10^\circ$

Figure 7.8 – Évolution de la trajectoire du tourbillon de jeu dans le repère de l'aube (x_b, y_b)



(a) Effet de la taille du jeu ($\alpha = 10^\circ, C_L = -0.97$)

(b) Effet du chargement de l'aube ($h/c = 1.0\%$)

Figure 7.9 – Évolution de la position verticale du tourbillon de jeu en plusieurs positions en aval de l'aube ($\theta^*/c = 0.60\%$)

7.3.2 Circulation

Les effets de la taille du jeu et du chargement de l'aube sur la circulation du tourbillon de jeu Γ sont respectivement représentés sur les figures 7.10a et 7.10b, en plusieurs positions en aval de l'aube. On a vu dans la section 4.1.3 que la circulation du tourbillon de jeu était indépendante de l'épaisseur de la couche limite incidente au carter, c'est pourquoi on considère uniquement le cas $\theta^*/c = 0.60\%$. La circulation du tourbillon de jeu dans le cas d'une condition de glissement ainsi que celle du tourbillon marginal ($h = \infty$) sont également tracées sur la figure 7.10a, pour $x/c = 1.05$. Comme dans l'analyse expérimentale, la circulation Γ est calculée avec la relation (4.5), dans des plans (y, z) tels que $z/c \in [0.015, 0.325]$. On constate sur la figure 7.10a que dans le cas d'une condition d'adhérence au carter, on obtient des valeurs de Γ plus faibles par rapport au cas d'une condition de glissement. Pour $h/c > 8\%$, la condition au carter n'a plus d'effet sur la circulation du tourbillon de jeu, en cohérence avec le constat sur sa position verticale (voir figure 7.9a). Par ailleurs, pour $h/c > 8\%$, Γ diminue avec un élargissement du jeu, le cas limite de l'aile isolée $h = \infty$ étant indiqué sur la figure. Cette baisse de circulation pour les grandes tailles de jeu est la conséquence de la diminution du chargement de l'aube, qui est causée par une accentuation de la vitesse induite par le tourbillon de jeu (cf section 7.2.2). Ensuite, on peut observer que pour $h/c > 1\%$, la circulation du tourbillon de jeu diminue en aval de l'aube. Cette diminution est particulièrement marquée pour les tailles de jeu allant de 2% à 10% de corde. Pour le cas $h/c = 0.5\%$, la circulation du tourbillon de jeu augmente en aval de l'aube. Or pour cette taille de jeu, on a vu en 3.3.2 que le tourbillon de jeu était déstabilisé en aval de l'aube, on peut donc avoir des doutes quant à la réalité physique de cette augmentation de circulation. Enfin, on constate sur la figure 7.10b que pour $h/c = 1\%$, la circulation du tourbillon de jeu augmente linéairement avec le coefficient de portance C_L . Pour cette taille de jeu, les valeurs de Γ sont peu sensibles à la position x en aval de l'aube.

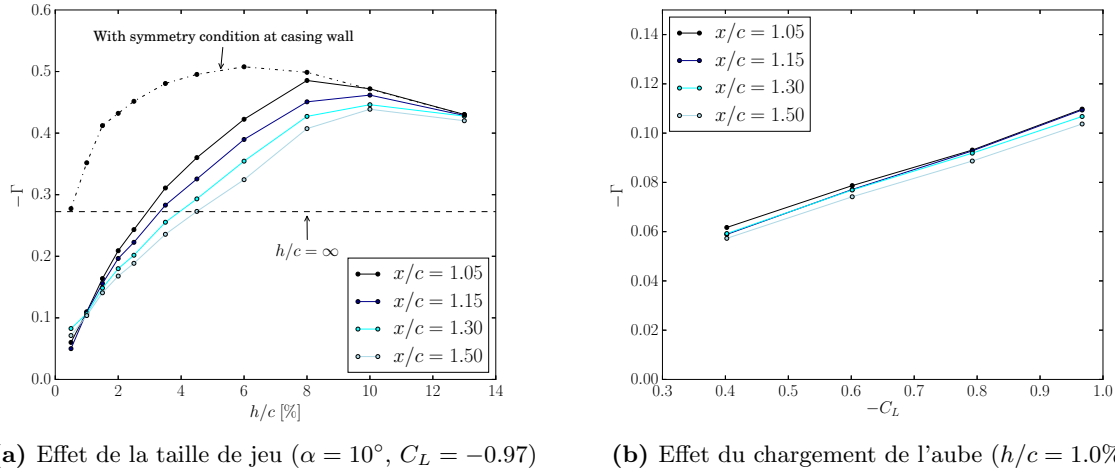


Figure 7.10 – Évolution de la circulation du tourbillon de jeu en plusieurs positions en aval de l'aube ($\theta^*/c = 0.60\%$)

À présent on souhaite vérifier si l'effet du chargement sur la circulation du tourbillon de jeu est correctement capturé par le modèle présenté en 4.3. On rappelle que ce modèle permet d'estimer la circulation du tourbillon de jeu avec la relation

$$\Gamma = \frac{h}{z_v} \chi_D^2 C_L \quad . \quad (7.4)$$

Ici, la position verticale z_v ainsi que la portance de l'aube C_L sont extraits des simulations RANS. Le coefficient de décharge χ_D est ajusté à 0.88 afin de recalibrer le modèle sur la valeur de Γ pour le cas $h/c = 1\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($C_L = -0.97$). Les prédictions de ce modèle sont comparées aux solutions des simulations RANS sur la figure 7.11a, en $x/c = 1.05$ et pour une taille de jeu de 1% de corde. Dans un premier temps, on considère que z_v est constant et vaut environ $0.058c$, ce qui correspond à la valeur de z_v pour $\alpha = 10^\circ$ (courbe rouge). Bien que la sensibilité de z_v au chargement de l'aube ne soit pas prise en compte, on observe que le modèle reproduit qualitativement l'évolution de la circulation du tourbillon de jeu en fonction de C_L . Cependant avec cette approche, Γ est sous-estimé par le modèle, l'écart pouvant aller jusqu'à 25%. Prendre en compte l'évolution de z_v en fonction du chargement (courbe bleue) améliore les prédictions du modèle, l'écart avec la simulation étant alors limité à 10%.

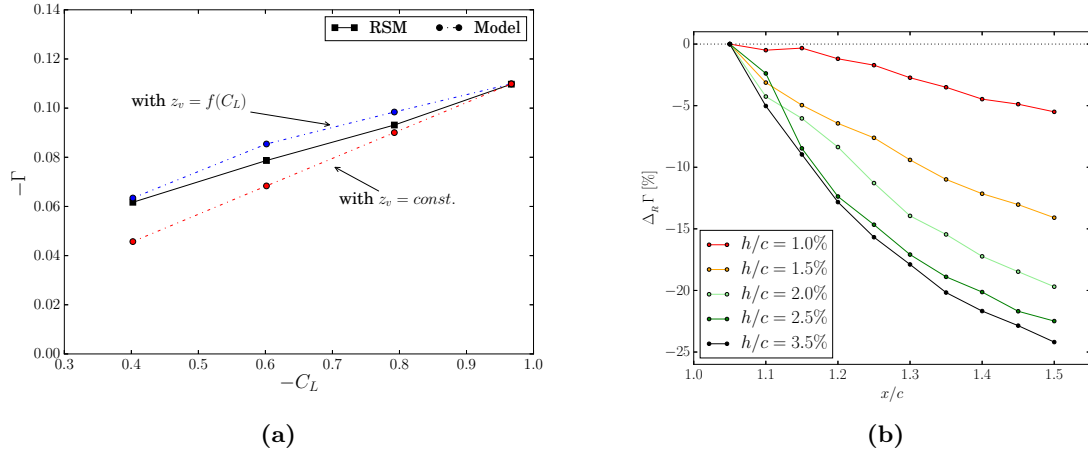


Figure 7.11 – Évaluation des limites du modèle présenté en 4.3 ($\theta^*/c = 0.60\%$). (a) : Prédiction de l’effet du chargement de l’aube sur la circulation du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$, pour $h/c = 1.0\%$. (b) : Sensibilité à la position x de l’écart relatif de la circulation du tourbillon de jeu par rapport au cas $\alpha = 10^\circ$ et $x/c = 1.05$

Étant donné que le modèle présenté en 4.3 a été recalé à partir des données expérimentales en $x/c = 1.05$, on cherche à évaluer l’erreur de prédiction commise si on se place en une autre position x en aval de l’aube. On estime cette erreur avec l’écart relatif $\Delta_R \Gamma$, défini par

$$\Delta_R \Gamma = \frac{\Gamma - \Gamma_0}{\Gamma_0} \quad , \quad (7.5)$$

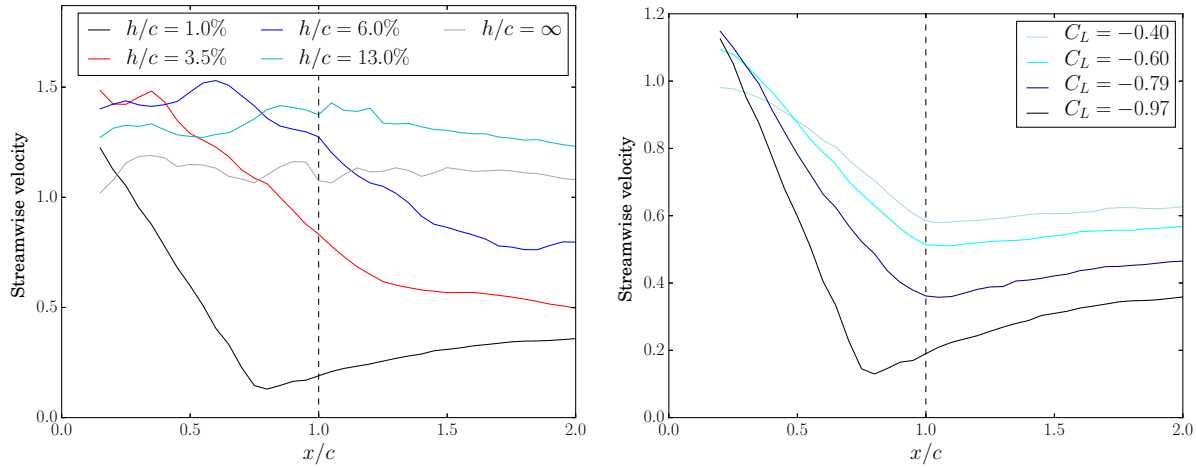
où Γ_0 désigne la circulation du tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$ pour $\alpha = 10^\circ$ ($C_L = -0.97$). L’évolution de $\Delta_R \Gamma$ en fonction de x est tracée sur la figure 7.11b, pour des tailles de jeu inférieures à 3.5% de corde. Puisque la circulation du tourbillon de jeu diminue en aval de l’aube lorsque x augmente, on peut affirmer que le modèle surestime Γ pour $x > 1.05c$. L’écart de prédiction atteint 25% sur l’intervalle de positions x considéré. Cette erreur de prédiction peut être limitée à 10% si on se restreint à des positions $x < 1.15c$.

En résumé, le modèle présenté en 4.3 permet d’estimer la circulation du tourbillon de jeu Γ à partir de la taille du jeu h et du coefficient de portance C_L . Ce modèle ayant été recalé sur les essais réalisés en $x/c = 1.05$ pour $\alpha = 10^\circ$, l’évolution de Γ avec la taille du jeu est correctement prédite dans ce cas, pour des tailles de jeu inférieures à 3.5% de corde. Bien que l’évolution de la circulation du tourbillon de jeu en fonction du chargement de l’aube soit qualitativement reproduite par ce modèle, les écarts de prédiction peuvent atteindre 25%. Ensuite, le modèle ne prend pas en compte l’évolution de Γ avec la position x en aval de l’aube. En pratique, cela n’est pas gênant dans la mesure où on cherche à caractériser le tourbillon de jeu à proximité du bord de fuite de l’aube. La circulation du tourbillon de jeu est donc surestimée de 10% au maximum si on se restreint à des positions x comprises entre $1.05c$ et $1.15c$. Finalement, pour améliorer les prédictions du modèle, on doit prendre en compte l’effet du chargement sur la position verticale du tourbillon de jeu z_v . Pour cela, il est nécessaire de compléter la base de données expérimentale en faisant varier l’angle d’attaque α pour plusieurs tailles de jeu.

7.3.3 Vitesse axiale

L’évolution de la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu en fonction de x est tracée sur la figure 7.12. On peut voir sur la figure 7.12a que la taille du jeu a une forte influence sur la vitesse axiale au centre du tourbillon. Considérons tout d’abord le cas $h/c = 1\%$, qui est représentatif des petites tailles de jeu. On observe que la vitesse axiale diminue jusque $x/c = 0.7$, cette diminution étant la manifestation des pertes produites par l’interaction de l’écoulement de jeu avec l’écoulement principal. Au-delà de $0.7c$, u_x augmente, ce qui peut s’expliquer par la diffusion du tourbillon. Pour les jeux très larges, ici $h/c = 13\%$, la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu évolue peu avec la position longitudinale x , ce qui est semblable au cas du tourbillon marginal d’une aile isolée ($h = \infty$). Pour les tailles de jeu intermédiaires, ici $h/c = 3.5\%$, on constate que la diminution de la vitesse axiale se poursuit au-delà du bord de fuite de l’aube ($x/c > 1$). Cette diminution de u_x peut provenir des pertes induites par l’interaction entre le tourbillon et le carter en aval de l’aube. Elle peut également être causée par la décroissance de la circulation Γ en aval de l’aube, que l’on peut voir sur la figure 7.10a pour $h/c = 3.5\%$. En effet, la pression au

centre du tourbillon augmente lorsque la circulation diminue, entraînant ainsi une baisse de vitesse axiale. On peut voir sur la figure 7.12b que le chargement de l'aube a également un effet significatif sur la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu. La décroissance de u_x pour $x/c < 1$ est d'autant plus marquée que le chargement de l'aube est élevé, ce qui indique une accentuation de l'interaction entre l'écoulement de jeu et l'écoulement principal.



(a) Effet de la taille de jeu ($\alpha = 10^\circ$, $C_L = -0.97$)

(b) Effet du chargement de l'aube ($h/c = 1.0\%$)

Figure 7.12 – Évolution longitudinale de la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu ($\theta^*/c = 0.60\%$)

L'effet de la condition limite au carter sur la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu est représenté sur la figure 7.13. Un déficit de vitesse axiale est également présent dans le cas de la condition de glissement au carter (ligne trait-point), pour $h/c < 4\%$. Cela montre que l'interaction de l'écoulement de jeu avec l'écoulement principal contribue à l'apparition d'un déficit de vitesse axiale dans le cœur du tourbillon de jeu. Ce déficit est accentué avec la présence d'une couche limite au carter induite par la condition d'adhérence (ligne pleine). La condition limite au carter n'affecte plus la vitesse axiale au centre du tourbillon pour $h/c > 8\%$, ce qui va dans le sens des observations faites dans les sections 7.3.1 et 7.3.2.

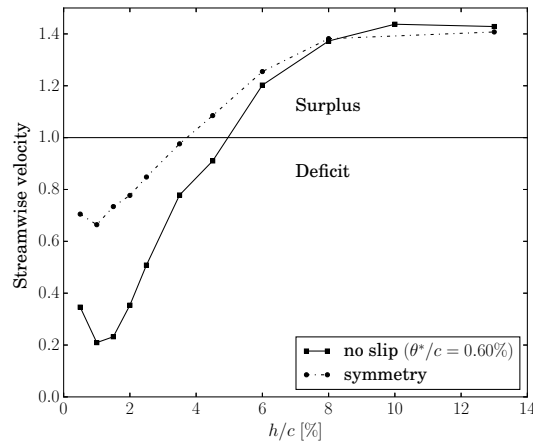


Figure 7.13 – Effet de la condition limite au carter sur l'évolution de la vitesse axiale au centre du tourbillon de jeu, en fonction de la taille du jeu ($x/c = 1.05$, $\alpha = 10^\circ$ et $\theta^*/c = 0.60\%$)

7.4 Évolution de la répartition locale des pertes

Localement, les pertes sont créées dans les zones où le taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m est positif. Dans la section 4.2.1, on a mis en évidence l'effet de la taille du jeu sur la répartition locale de \dot{s}_m , qui a été calculée à partir des mesures LDV. Dans la présente section, on s'appuie sur les simulations RANS pour évaluer l'influence du chargement de l'aube et de l'épaisseur de la couche limite incidente sur la répartition de \dot{s}_m . On se penche également sur l'effet de la condition à la paroi du carter.

Les contours colorés de \dot{s}_m sont tracés sur la figure 7.14, dans le cas d'une taille de jeu de 1% de corde. Sur cette figure, les lignes représentent la position x . On analyse l'effet du chargement de l'aube en comparant la première et la deuxième colonne. Comparer la seconde et la troisième colonne permet d'analyser l'effet de l'épaisseur de la couche limite incidente. Tout d'abord, on se place en $x = 0.70c$ et on analyse l'impact de la condition à la paroi du carter en comparant les figures 7.14e et 7.14g. Dans le cas de la condition de glissement au carter (figure 7.14g), on peut identifier la couche de mélange de jet (JML) ainsi que la couche limite sur l'extrados de l'aube (BL : boundary layer). En revanche, la zone de pertes SML, visible sur la figure 7.14e dans le cas de la condition d'adhérence au carter, est absente de l'écoulement dans le cas de la condition de glissement. Ce constat suggère que la zone SML est effectivement liée au décollement de la couche limite au carter induit par le tourbillon de jeu.

En comparant les figures 7.14a et 7.14d aux figures 7.14b et 7.14e, on constate que le principal effet d'un chargement plus élevé est d'accroître le taux de création d'entropie \dot{s}_m . Toutefois, la topologie globale de \dot{s}_m n'est pas fondamentalement altérée par le chargement de l'aube. En comparant les figures 7.14b et 7.14c, on observe qu'un épaissement de la couche limite incidente fait apparaître un tourbillon en fer à cheval (HSV) en $x/c = 0.25$. Au voisinage de ce tourbillon en fer à cheval, on observe la présence d'une zone supplémentaire de création d'entropie. Cependant, épaissir la couche limite incidente a peu d'effet sur la topologie globale des pertes en $x/c = 0.70$. Finalement, accroître le chargement de l'aube ou épaissir la couche limite au carter modifie les niveaux du taux de création d'entropie local \dot{s}_m , sans changer fondamentalement la topologie des pertes dans l'écoulement.

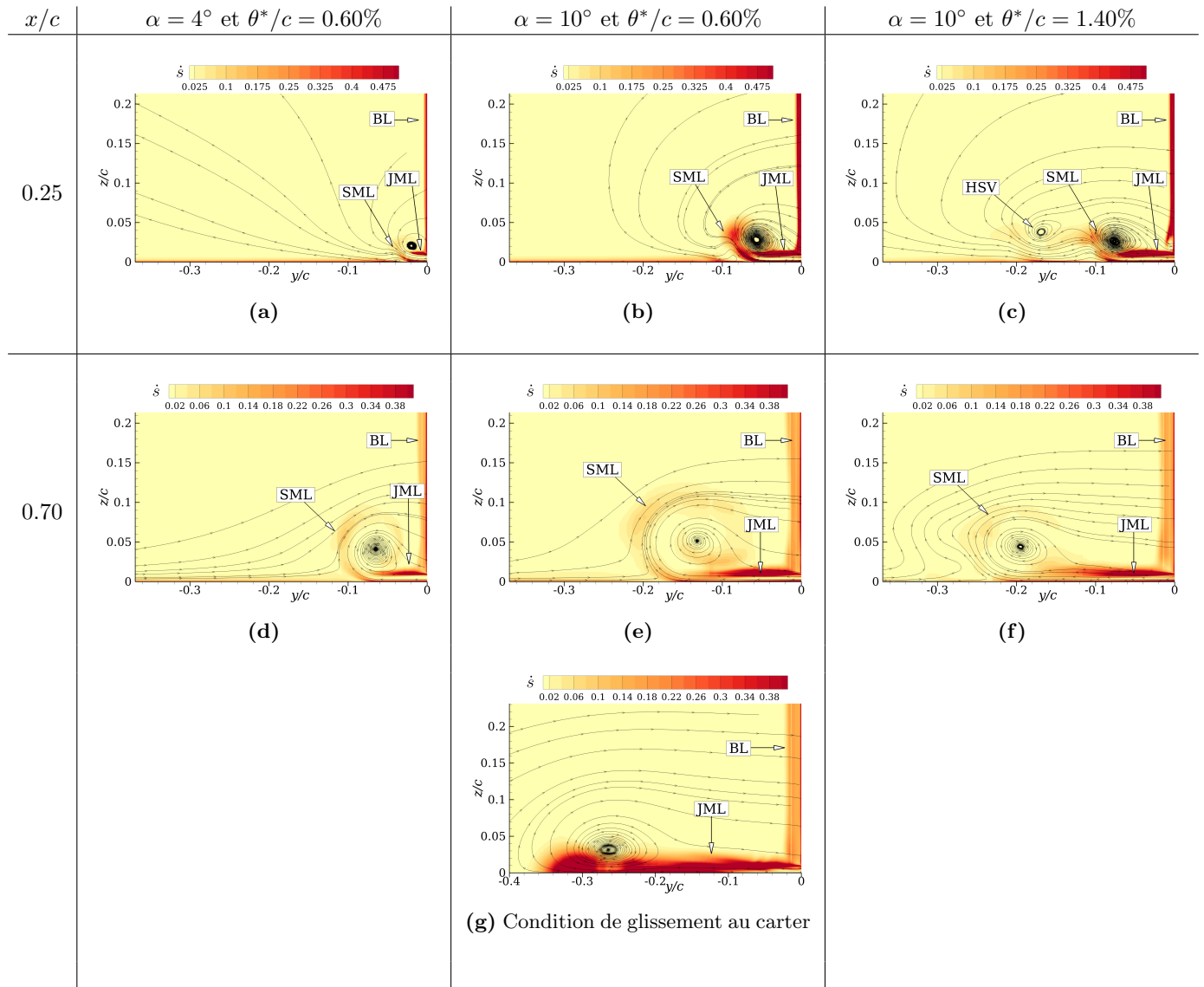


Figure 7.14 – Effet du chargement de l'aube et de l'épaisseur de la couche limite incidente sur la distribution locale des pertes pour $h/c = 1.0\%$. Contours colorés du taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m et pseudo lignes de courant. Ici l'origine de l'axe y correspond à la sortie du jeu, côté extrados

7.5 Conclusion

Dans ce chapitre, on a complété l'analyse expérimentale de l'écoulement de jeu, présentée dans le chapitre 4. Pour cela on a analysé les solutions de calculs RANS, dont la fiabilité a été vérifiée dans le chapitre 6. On s'est tout d'abord intéressé à la convection du tourbillon en fer à cheval et à son interaction avec le tourbillon de jeu. On observe que si la taille du jeu est assez petite devant l'épaisseur de la couche limite incidente, ces deux tourbillons peuvent interagir et fusionner. Dans le cas contraire, le tourbillon en fer à cheval disparaît avant une possible interaction avec le tourbillon de jeu.

Le coefficient de décharge χ_D a été calculé directement à partir du champ de vitesse dans le jeu. On définit χ_D comme étant le rapport entre le débit réel traversant le jeu et le débit théorique estimé à partir de simulations 2D. Pour les tailles de jeu inférieures à 10%, on obtient $\chi_D = 0.80 \pm 0.06$. Par ailleurs, on constate que χ_D est plus sensible à la taille du jeu par rapport au chargement de l'aube ou à l'épaisseur de la couche limite incidente. En augmentant la taille du jeu, on observe d'une part une diminution des pertes dans le jeu et d'autre part une réduction du chargement de l'aube, qui est causée par une accentuation de la vitesse induite du tourbillon de jeu. Le premier mécanisme prédomine pour $h/c < 2\%$, entraînant ainsi une augmentation du coefficient de décharge avec la taille du jeu. Pour des jeux plus larges que 2% de corde, le second mécanisme devient prépondérant et χ_D diminue avec la taille du jeu.

Les simulations RANS ont également permis de compléter l'analyse des caractéristiques du tourbillon de jeu, à savoir sa trajectoire, sa circulation et la vitesse axiale en son centre. On observe que, comme pour un jet dans un écoulement transverse, le tourbillon est d'autant plus éloigné de l'aube que le ratio $\mathcal{R} = U_j^2/U_0^2$ est grand, avec U_j la vitesse de l'écoulement en sortie du jeu, qui dépend du chargement de l'aube, et U_0 la vitesse de l'écoulement principal, qui est liée à l'épaisseur de la couche limite incidente. Ensuite, on constate que la condition à la paroi du carter a un effet significatif sur les propriétés du tourbillon de jeu pour $h/c < 8\%$. Pour les tailles de jeu au-delà de 8% de corde, il n'y a quasiment plus d'écart entre la condition d'adhérence et de glissement au carter. Par ailleurs, pour cette taille de jeu particulière, l'évolution de la circulation du tourbillon de jeu Γ en fonction de h change de sens. Un élargissement du jeu entraîne une augmentation de Γ pour $h/c < 8\%$, puis une diminution pour $h/c > 8\%$. Cette analyse de la circulation du tourbillon de jeu a également permis d'évaluer les limites du modèle introduit dans la section 4.3. Pour améliorer les prédictions de ce modèle, il faut prendre en compte la sensibilité de la position verticale du tourbillon de jeu z_v au chargement de l'aube, ce qui nécessite de compléter la base de données expérimentale en faisant varier l'angle d'attaque α , pour plusieurs tailles de jeu. Enfin, l'apparition du déficit de vitesse longitudinale au centre du tourbillon de jeu semble provenir des interactions entre l'écoulement de jeu et l'écoulement principal. La présence d'une couche limite au carter vient accentuer ce déficit.

Pour finir, on a analysé la répartition locale des pertes en calculant le taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m dans l'écoulement. Dans le jeu, les pertes sont principalement localisées dans la couche de cisaillement de la bulle de recirculation en extrémité de l'aube. Par ailleurs, en normalisant par h , les dimensions de cette bulle de recirculation varient peu avec la taille du jeu. Au voisinage du tourbillon de jeu, épaissir la couche limite incidente ou augmenter le chargement de l'aube change les niveaux de \dot{s}_m , sans altérer fondamentalement la répartition des pertes dans l'écoulement.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était de réaliser une description détaillée de l'écoulement de jeu généré par une aube fixe isolée pour un nombre de Reynolds de 550 000, afin de comprendre plus finement les effets des paramètres de conception et de dispositifs de contrôle par injection d'air sur cet écoulement. Cette étude s'appuie sur la complémentarité des essais en soufflerie et des simulations numériques. D'une part, on a cherché à caractériser la sensibilité de l'écoulement de jeu aux paramètres de conception, en particulier à la taille du jeu et à l'épaisseur de la couche limite incidente au carter. D'autre part on a évalué l'effet d'un dispositif de contrôle par injection continue d'air au carter sur cet écoulement. Au cours de cette étude, on a donc exploré les trois thèmes présentés ci-dessous.

Analyse de l'écoulement de jeu

Synthèse

En amont du bord d'attaque de l'aube, on observe qu'un tourbillon en fer à cheval peut se former si la taille du jeu h est assez petite devant l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite incidente θ^* et si le chargement de l'aube est suffisamment élevé. Par ailleurs, si le ratio h/θ^* est suffisamment petit devant 1, ce tourbillon en fer à cheval peut interagir et fusionner avec le tourbillon de jeu, sinon il disparaît avant une possible interaction entre ces deux tourbillons.

Côté intrados, l'accélération de l'écoulement entrant dans le jeu se répercute essentiellement sur les composantes transverses de la vitesse, la composante longitudinale n'étant quasiment pas affectée. Cette observation offre une justification supplémentaire à l'approche théorique de Rains, qui consiste à analyser la vitesse transverse dans le jeu indépendamment de la vitesse longitudinale. Au carter, l'accélération de l'écoulement se traduit par une chute de pression statique et une diminution de l'épaisseur de la couche limite. On observe également une bulle de recirculation sur l'extrémité de l'aube, dont les dimensions sont quasiment proportionnelles à la taille du jeu. Par ailleurs, les mesures confirment que la position de la vena-contracta correspond à la position du minimum de pression statique au carter. On constate de plus que le minimum de pression statique au carter se situe à proximité du bord d'attaque pour les petites tailles de jeu, puis se décale vers le bord de fuite de l'aube lorsqu'on élargit le jeu.

Côté extrados, l'écoulement quitte le jeu tel un jet dans un écoulement transverse, puis s'enroule pour former le tourbillon de jeu. Pour les tailles de jeu inférieures à 2% de corde, un élargissement du jeu, un épaississement de la couche limite au carter ou une augmentation du chargement de l'aube éloignent le tourbillon de jeu de l'aube, ce qui pourrait avoir comme conséquence une réduction de la marge au pompage des compresseurs. Élargir le jeu entraîne une augmentation de la circulation du tourbillon de jeu, qui atteint un maximum pour une taille de jeu de 8% de corde, puis diminue au-delà. Cette baisse de la circulation avec la taille du jeu est la conséquence d'une diminution du chargement de l'aube, qui est causée par l'accentuation de l'effet de la vitesse induite du tourbillon sur l'aube. On peut noter que la circulation du tourbillon de jeu ne dépend pas de l'épaisseur de la couche limite au carter. Pour les tailles de jeu inférieures à 4% de corde, un déficit de vitesse longitudinale est présent au centre du tourbillon de jeu. Ce déficit, qui est renforcé par la présence d'une couche limite au carter, semble provenir des interactions entre l'écoulement de jeu et l'écoulement principal.

Ensuite, les pertes dans l'écoulement ont été définies à partir de la notion d'entropie. Localement, les pertes correspondent à un taux de création d'entropie massique du champ moyen \dot{s}_m qui est positif. Plusieurs zones de pertes ont ainsi été identifiées au voisinage du tourbillon de jeu, en particulier la couche de mélange du jet sortant du jeu et une couche de mélange liée au décollement de la couche limite au carter. Dans le jeu, les pertes viennent principalement de la couche de cisaillement de la bulle de recirculation en extrémité d'aube. Globalement, on définit

les pertes \mathcal{L} comme étant l'augmentation moyenne d'entropie massique dans un tube de courant, partant d'une zone éloignée en amont de l'aube et débouchant sur le plan de mesure. Ces pertes globales \mathcal{L} sont proportionnelles à la moyenne pondérée par le débit des pertes de pression totale C_{Pt}^m . Le coefficient C_{Pt} a été décomposé en la somme d'un coefficient de *pertes de sillage* C_{wake} et d'un coefficient de *pertes de tourbillon* C_{vortex} . Le terme de pertes de tourbillon augmente linéairement avec le carré de la circulation du tourbillon de jeu. De plus, on constate que c'est principalement ce terme qui entraîne une augmentation des pertes de pression totale C_{Pt}^m avec la taille du jeu.

Enfin, l'écoulement de jeu a été modélisé comme un jet dans un écoulement transverse. Ce modèle permet d'estimer la circulation du tourbillon de jeu à partir de la taille du jeu, du coefficient de portance de l'aube et d'un coefficient de décharge. Les coefficients empiriques de ce modèle ont été ajustés à partir des mesures de sonde cinq trous dans un plan en aval de l'aube, pour un angle d'attaque $\alpha = 10^\circ$. Ce modèle prédit correctement l'évolution de la circulation avec la taille du jeu pour des jeux inférieurs à 3.5% de corde. Cependant, le modèle ne reproduit que qualitativement la sensibilité au coefficient de portance de l'aube. De plus, il est important de noter que ce modèle n'est valable qu'à proximité du bord de fuite de l'aube. À partir de ce modèle, on peut aussi estimer les pertes de tourbillon C_{vortex}^m , qui sont proportionnelles au carré de la circulation du tourbillon de jeu.

Perspectives

L'impact du chargement de l'aube sur l'écoulement de jeu n'a pas été étudié expérimentalement, l'angle d'attaque de l'aube étant fixé à 10° . La base de donnée expérimentale pourrait donc être complétée en faisant varier l'angle d'attaque de l'aube pour plusieurs tailles de jeu. Cela fournirait des pistes pour améliorer la capacité du modèle à prédire la sensibilité de la circulation du tourbillon de jeu au chargement de l'aube.

Ensuite, l'interaction entre le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon de jeu a été analysée sur la base des calculs RANS. Vérifier cette prédiction empiriquement demande de réaliser plusieurs plans de mesures LDV, pour des petites valeurs du ratio h/θ^* , de sorte à capturer le tourbillon en fer à cheval ainsi que son interaction avec le tourbillon de jeu.

Enfin, avec la configuration de l'aube fixe isolée, on ne tient pas compte de la périodicité ni du mouvement relatif entre l'aube et le carter. La sensibilité de l'écoulement de jeu à ces paramètres pourrait être étudiée à l'aide de simulations numériques. Une telle étude permettrait de caractériser les limites de l'analyse de l'écoulement de jeu sur cette aube fixe isolée.

Contrôle de l'écoulement de jeu par injection d'air au carter

Synthèse

On a évalué les effets d'une configuration d'injection continue d'air sur l'écoulement de jeu. L'idée était de réduire le coefficient de décharge en utilisant 7 injecteurs dans le jeu, orientés perpendiculairement au carter. On observe une réduction du coefficient de décharge pouvant aller jusqu'à 15%. De plus, on constate qu'avec le contrôle, le tourbillon de jeu se rapproche de l'aube, ce qui pourrait permettre d'étendre la marge au pompage des compresseurs en retardant l'interaction du tourbillon de jeu avec l'aube adjacente. Ensuite, cette solution de contrôle homogénéise le champ de vorticité, entraînant ainsi une baisse de l'écart-type de cette grandeur. La réduction de l'écart-type de la vorticité peut atteindre 30%. Un champ de vorticité plus homogène pourrait permettre de limiter les interactions rotor-stator. Toutefois, cette injection normale au carter détériore la moyenne et l'écart-type des pertes de pression totale, qui peuvent, pour certaines configurations, augmenter respectivement de 9% et 13%. Les meilleurs gains sont obtenus pour le cas $h/c = 0.5\%$ et $Re = 5.5 \times 10^5$. En effet, en injectant 4% du débit traversant le jeu, la distance entre le tourbillon de jeu et le bord de fuite de l'aube est divis e par deux, l'écart-type de la vorticité et des pertes de pression totale diminuent respectivement de 30% et 6%, cela sans augmenter la moyenne des pertes de pression totale. Enfin, on constate que le contrôle perd en efficacité quand le jeu s'élargit.

Perspectives

En résumé, cette étude a permis de mettre en évidence la sensibilité de l'écoulement de jeu au débit d'une injection normale au carter dans le jeu. D'autres configurations de contrôle devront être  tudi es, en particulier l'injection orient e vers l'aval. Ensuite, cette analyse s'appuie uniquement sur des mesures de sonde cinq trous en

aval de l'aube. Afin de mieux comprendre l'interaction entre le dispositif de contrôle et l'écoulement de jeu, ces mesures pourraient être complétées par des visualisations des lignes de frottement par enduit visqueux ou encore par des mesures LDV. Enfin, pour compléter cette analyse expérimentale, les essais avec dispositif de contrôle devront être reproduits par des simulations numériques. Ces simulations permettront ensuite d'explorer un plus grand espace de configurations de contrôle par injection d'air au carter.

Représentativité des simulations numériques

Synthèse

On a évalué la capacité des simulations RANS à reproduire l'écoulement de jeu en les confrontant aux données expérimentales. Après avoir vérifié l'indépendance des solutions au raffinement du maillage, on a voulu choisir un modèle de turbulence adapté au problème de l'écoulement de jeu. Pour cela, on a comparé les mesures aux solutions obtenues avec les modèles Spalart-Allmaras, $k-l$ de Smith, $k-\omega$ BSL et SST de Menter et RSM SSG/LRR- ω de Eisfeld et Brodersen. Cette étude préliminaire a été réalisée pour une taille de jeu de 1% de corde. L'écoulement obtenu avec le modèle RSM est le plus proche des mesures, c'est pourquoi ce modèle de turbulence a été retenu pour reproduire l'étude paramétrique expérimentale. L'écoulement de jeu est correctement reproduit dans la simulation, sauf les pertes de pression totale qui sont fortement sous-estimées. Ce problème semble venir d'une surestimation de la pression statique dans le cœur du tourbillon de jeu. Il est possible de corriger ce défaut de prédiction des pertes de pression totale en remplaçant le coefficient de pertes de tourbillon par le carré de la circulation du tourbillon de jeu, multiplié par un coefficient empirique.

Perspectives

Pour améliorer la prédiction du champ de pression statique dans le cœur du tourbillon, plusieurs pistes sont possibles. Dans cette thèse, les flux convectifs sont calculés avec un schéma d'ordre 2. Une première piste consiste donc à augmenter l'ordre de ce schéma afin de limiter la dissipation numérique. Une seconde piste serait de raffiner davantage le maillage au voisinage du tourbillon de jeu. Enfin, une troisième piste consiste à utiliser une modélisation avancée de la turbulence comme la LES ou la ZDES. Des simulations ZDES de l'aube fixe isolée sont réalisées dans le cadre du projet ANR NumERICCS. Cela permettra d'évaluer l'apport de la ZDES par rapport à l'approche RANS. Par ailleurs, il est possible d'extraire des signaux de vitesse et de pression instantanées des simulations LES et ZDES. Afin de vérifier la fiabilité du champ instationnaire prédit par ce type de simulation, il est nécessaire d'enrichir la base de données expérimentale avec des mesures de pression instationnaire au carter et de vitesse instantanée au voisinage du tourbillon de jeu.

Annexes

Analyse théorique des pertes

A.1 Répartition locale et création d'entropie

A.1.1 Relation de Gibbs-Duhem pour le champ moyen

L'objectif de cette section est d'explicitier, pour le champ moyen, le lien entre le taux de création d'entropie, l'enthalpie totale et la pression totale. Cette démonstration repose sur les hypothèses suivantes :

1. Le fluide est un gaz parfait : $P = \rho RT$
2. L'écoulement est stationnaire et incompressible : $\text{div}(\vec{u}) = 0$ et $M \ll 1$ (dans la présente étude on a $M = 0.1$)
3. Les variations de pression et température totales sont petites, c'est-à-dire $|P_t - P_{t\infty}| \ll P_{t\infty}$ et $|T_t - T_{t\infty}| \ll T_{t\infty}$ (les mesures en soufflerie montrent que $|P_t - P_{t\infty}| < 10^{-2} \times P_{t\infty}$)

On part de la relation de Gibbs-Duhem qui exprime l'entropie en fonction de l'enthalpie totale h_t et de la pression totale avec P_t avec

$$T_t ds = dh_t - RT_t \frac{dP_t}{P_t} . \quad (\text{A.1})$$

La relation (A.1) est ici exprimée pour le champ *instantané*. En supposant que $|P_t - P_{t\infty}| \ll P_{t\infty}$ et $|T_t - T_{t\infty}| \ll T_{t\infty}$ on a

$$T_{t\infty} ds = dh_t - \underbrace{\frac{RT_{t\infty}}{P_{t\infty}}}_{1/\rho_{t\infty}} dP_t . \quad (\text{A.2})$$

Puisque le nombre de Mach est faible ($M = 0.1$), on suppose de plus que $\rho_{t\infty} \approx \rho$, on a alors

$$T_{t\infty} \frac{ds}{dt} = \frac{dh_t}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dP_t}{dt} \quad \text{avec} \quad \frac{d\bullet}{dt} = \frac{\partial\bullet}{\partial t} + u_i \frac{\partial\bullet}{\partial x_i} . \quad (\text{A.3})$$

Dans le cas d'un écoulement stationnaire on a

$$T_{t\infty} \dot{s} = T_{t\infty} u_i \frac{\partial s}{\partial x_i} = u_i \frac{\partial h_t}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} u_i \frac{\partial P_t}{\partial x_i} . \quad (\text{A.4})$$

On applique ensuite la décomposition de Reynolds à (A.4) en utilisant l'hypothèse d'un écoulement incompressible, on obtient alors

$$T_{t\infty} \left(\langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle s \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle u'_i s' \rangle - \frac{1}{T_{t\infty}} \langle u'_i e' \rangle \right) \right) = \langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle h_t \rangle - \frac{1}{\rho} \langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle P_t \rangle , \quad (\text{A.5})$$

avec e l'énergie interne et $\langle \bullet \rangle$ la moyenne de Reynolds de la grandeur \bullet . En faisant une analogie entre l'équation du champ instantané (A.4) et l'équation RANS (A.5), on introduit un taux de création d'entropie équivalent \dot{s}_m

pour le champ moyen défini par

$$\dot{s}_m = \langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle s \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\langle u'_i s' \rangle - \frac{1}{T_{t\infty}} \langle u'_i e' \rangle \right) \quad . \quad (\text{A.6})$$

Finalement, l'équation (A.5) devient

$$T_{t\infty} \dot{s}_m = \langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle h_t \rangle - \frac{1}{\rho} \langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle P_t \rangle \quad . \quad (\text{A.7})$$

A.1.2 Calcul du taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m

Dans cette section, on cherche à expliciter le lien entre le taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m , le champ de vitesse moyenne $\langle u_i \rangle$ et les tensions de Reynolds cinétiques $\tilde{\tau}_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle$, grandeurs que peut fournir la mesure LDV. En plus des hypothèses formulées dans la section précédente, on suppose que la puissance thermique est négligeable. Afin d'alléger la notation dans la suite de cette analyse, on omet le symbole $\langle \bullet \rangle$ pour désigner une grandeur du champ moyen.

On considère d'une part l'équation RANS de l'enthalpie totale :

$$u_j \frac{\partial h_t}{\partial x_j} = (2\nu S_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_i \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad , \quad (\text{A.8})$$

et d'autre part l'équation RANS de la puissance cinétique :

$$\frac{1}{\rho} u_i \frac{\partial P_t}{\partial x_i} = u_i \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}) \quad . \quad (\text{A.9})$$

Dans les équations (A.8) et (A.9), on considère les grandeurs du champ moyen. Par ailleurs, la dérivation de l'équation de la puissance cinétique (A.9) est détaillée à la fin de cette section. En faisant la différence de (A.8) et (A.9) on a

$$u_j \frac{\partial h_t}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} u_i \frac{\partial P_t}{\partial x_i} = (2\nu S_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad . \quad (\text{A.10})$$

Finalement en insérant cette relation dans l'équation (A.7), on obtient une relation analogue à celle démontrée par Chassaing [15] :

$$T_{t\infty} \dot{s}_m = (2\nu S_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad . \quad (\text{A.11})$$

Cette relation peut également s'exprimer ainsi :

$$T_{t\infty} \dot{s}_m = 2\nu S_{ij} S_{ij} + P_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad \text{avec} \quad P_k = \tilde{\tau}_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad . \quad (\text{A.12})$$

En d'autres termes, le taux de création d'entropie du champ moyen \dot{s}_m correspond à la somme de la dissipation visqueuse ($2\nu S_{ij} S_{ij}$), de la production d'énergie cinétique turbulente (P_k) et de la puissance thermique ($\text{div}(\vec{q})$). Si on néglige la puissance thermique, on se ramène à la relation

$$\dot{s}_m = \frac{1}{T_{t\infty}} (2\nu S_{ij} S_{ij} + P_k) \quad , \quad (\text{A.13})$$

qui ne dépend que des gradients du champ de vitesse moyen u_i et du tenseur de Reynolds cinétique $\tilde{\tau}_{ij}$. On peut donc estimer \dot{s}_m à partir des mesures LDV.

Dérivation de l'équation de la puissance cinétique

On considère l'équation RANS de conservation de quantité de mouvement

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_s}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}) \quad , \quad (\text{A.14})$$

que l'on multiplie par la vitesse moyenne u_i pour obtenir l'équation RANS de la puissance cinétique

$$\frac{1}{\rho} u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho u_i u_i}{2} \right) = -\frac{1}{\rho} u_i \frac{\partial P_s}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}) . \quad (\text{A.15})$$

En déplaçant le gradient de pression vers le membre de gauche on obtient

$$\frac{1}{\rho} u_j \frac{\partial P_t}{\partial x_j} = u_i \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}) \quad \text{avec} \quad P_t = P_s + \frac{\rho u_i u_i}{2} . \quad (\text{A.16})$$

Cette relation montre l'équivalence entre les gradients de pression totale et la divergence des tenseurs des contraintes visqueuses et turbulentes.

A.2 Évaluation globale et pertes de pression totale

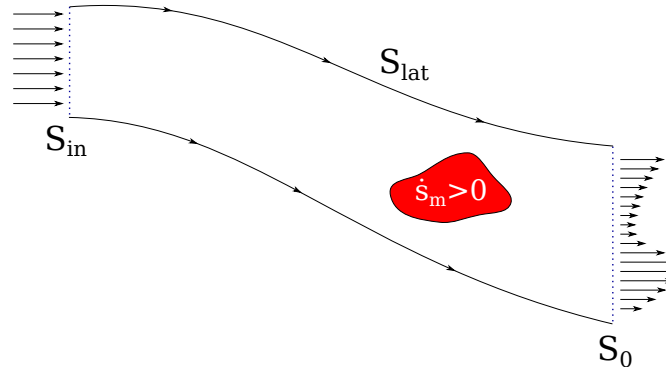


Figure A.1 – Tube de courant Σ contenant les zones de pertes où $\dot{s}_m > 0$. S_{in} , S_0 et S_{lat} désignent respectivement les surfaces d'entrée, de sortie et surface latérale du tube de courant.

Cette section vise à démontrer l'équivalence entre la moyenne pondérée par le débit des pertes de pression totale $C_{P_t}^m$ et l'intégrale volumique du taux de création d'entropie du champ moyen $\rho \dot{s}_m$ dans un tube de courant. On part de l'équation (A.7) et avec l'hypothèse d'un écoulement incompressible, on a

$$T_{t\infty} \rho \dot{s}_m = \text{div}(\vec{u} \cdot \rho h_t) - \text{div}(\vec{u} \cdot P_t) . \quad (\text{A.17})$$

Cette relation est intégrée sur un tube de courant Σ , schématisé sur la figure A.1. Ce tube de courant est composé d'une surface d'entrée S_{in} , de sortie S_0 et latérale S_{lat} . La surface d'entrée est prise loin en amont de l'aube, là où l'écoulement et les conditions thermodynamiques sont homogènes. La surface latérale S_{lat} est caractérisée par $\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$, où \vec{n} désigne la normale locale sortante de cette surface. En appliquant le théorème de la divergence à l'intégrale de (A.17), on a

$$T_{t\infty} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV = \iint_{S_{in}} P_{t\infty} U_{\infty} (\vec{e}_x \cdot \vec{n}) dS - \iint_{S_0} P_t (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS + \Delta H_t , \quad (\text{A.18})$$

avec

$$\Delta H_t = \iint_{S_0} \rho h_t (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS - \iint_{S_{in}} \rho h_{t\infty} U_{\infty} (\vec{e}_x \cdot \vec{n}) dS . \quad (\text{A.19})$$

Puisque le débit est conservé entre S_{in} and S_0 , l'équation (A.18) devient

$$T_{t\infty} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV = \iint_{S_0} (P_{t\infty} - P_t) (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS + \Delta H_t . \quad (\text{A.20})$$

On introduit ensuite la moyenne pondérée par le débit des pertes de pression totale $C_{P_t}^m$ dans l'équation (A.20), avec

$$C_{P_t}^m = \frac{1}{\dot{m}} \iint_{S_0} C_{P_t} \rho (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS , \quad (\text{A.21})$$

où \dot{m} représente le débit dans le tube de courant Σ , et avec

$$C_{Pt} = \frac{P_{t\infty} - P_t}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad . \quad (\text{A.22})$$

Étant donné que l'on considère une configuration fixe et adiabatique, le travail utile ainsi que les transferts de chaleur sont nuls, par conséquent $\Delta H_t = 0$. On obtient alors

$$\iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV = \frac{1}{2} \frac{U_\infty^2}{T_{t\infty}} \dot{m} C_{Pt}^m \quad . \quad (\text{A.23})$$

Ensuite, on définit l'augmentation moyenne d'entropie par unité de masse \mathcal{L} par

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\dot{m}} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV \quad , \quad (\text{A.24})$$

que l'on introduit dans la relation (A.23), ce qui donne finalement

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{U_\infty^2}{T_{t\infty}} C_{Pt}^m \quad . \quad (\text{A.25})$$

La relation (A.25) montre l'équivalence entre la moyenne pondérée par le débit des pertes de pression totale et l'augmentation moyenne d'entropie par unité de masse.

A.3 Prise en compte d'un dispositif d'injection

Dans cette section, on veut adapter la relation (A.25) pour prendre en compte l'effet d'un dispositif de contrôle par injection. La démarche est identique à celle de la section précédente. On considère que le tube de courant Σ est constitué d'une surface supplémentaire S_{inj} pour les injecteurs. La conservation du débit dans le tube de courant impose que

$$\dot{m}_{in} + \dot{m}_{inj} = \dot{m}_0 \quad , \quad (\text{A.26})$$

avec \dot{m}_{in} le débit entrant par S_{in} , \dot{m}_0 le débit sortant par S_0 et \dot{m}_{inj} le débit injecté à travers S_{inj} . On suppose que le débit injecté \dot{m}_{inj} est très petit devant \dot{m}_{in} et \dot{m}_0 , ce qui revient à écrire

$$\dot{m}_{in} = \dot{m}_0 = \dot{m} \quad . \quad (\text{A.27})$$

Ainsi, en présence d'un dispositif d'injection, l'équation (A.20) devient

$$T_{t\infty} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV = \iint_{S_0} (P_{t\infty} - P_t)(\vec{u} \cdot \vec{n}) dS - \iint_{S_{inj}} P_t (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS + \Delta H_t \quad , \quad (\text{A.28})$$

avec

$$\Delta H_t = \iint_{S_0} \rho h_t (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS + \iint_{S_{inj}} \rho h_t (\vec{u} \cdot \vec{n}) - \iint_{S_{in}} \rho h_{t\infty} U_\infty (\vec{e}_x \cdot \vec{n}) dS \quad . \quad (\text{A.29})$$

On suppose de plus que la pression totale P_t est uniforme sur S_{inj} et vaut $P_{t_{inj}}$. On a alors

$$\iint_{S_{inj}} P_t (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS = -\frac{1}{\rho} \dot{m}_{inj} P_{t_{inj}} \quad , \quad (\text{A.30})$$

avec un signe négatif car \vec{n} est une normale sortante. Ensuite, on remplace l'intégrale sur S_{inj} de la relation (A.28) par l'expression (A.30). Le reste de la démonstration est identique à celle de la section précédente, avec en particulier $\Delta H_t = 0$. On obtient alors

$$\mathcal{L} - \frac{\dot{m}_{inj}}{\dot{m}} \frac{P_{t_{inj}}}{\rho T_{t\infty}} = \frac{1}{2} \frac{U_\infty^2}{T_{t\infty}} C_{Pt}^m \quad . \quad (\text{A.31})$$

La relation montre que C_{Pt}^m est équivalent à l'augmentation moyenne d'entropie par unité de masse qui n'a pas été compensée par le dispositif de contrôle par injection.

A.4 Pertes de pression totale dans un tourbillon de Rankine

Cette section a pour but de démontrer la relation entre le coefficient de pertes de tourbillon C_{vortex} , défini par l'équation (4.13), et la circulation Γ du tourbillon de jeu. Dans un repère cylindrique (x, r, θ) , C_{vortex} est défini par

$$C_{vortex} = \frac{P_{s\infty} - P_s}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} - \frac{u_\theta^2}{U_\infty^2} \quad . \quad (\text{A.32})$$

On considère ici une vitesse radiale u_r nulle. On se place dans le cas d'un écoulement axisymétrique, qui est donc soumis à l'équilibre radial

$$\frac{\partial P_s}{\partial r} = \rho \frac{u_\theta^2}{r} \quad . \quad (\text{A.33})$$

En intégrant l'équation (A.33) selon le rayon, on obtient

$$\frac{P_{s\infty} - P_s}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} = \frac{2}{U_\infty^2} \int_r^\infty \frac{u_\theta^2}{\xi} d\xi \quad . \quad (\text{A.34})$$

Cette relation est ensuite introduite dans l'expression de C_{vortex} (A.32), ce qui donne

$$C_{vortex} = \frac{2}{U_\infty^2} \int_r^\infty \frac{u_\theta^2}{\xi} d\xi - \frac{u_\theta^2}{U_\infty^2} \quad . \quad (\text{A.35})$$

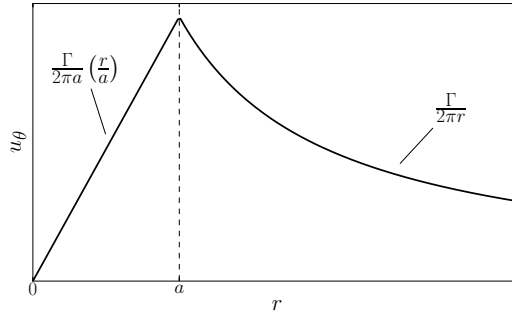


Figure A.2 – Profil radial de vitesse dans un tourbillon de Rankine

Considérons à présent un tourbillon de Rankine, dont le profil radial de vitesse est tracé sur la figure A.2. La vitesse azimutale de ce tourbillon est définie par morceau telle que

$$u_\theta(r) = \begin{cases} \frac{\Gamma}{2\pi a} \left(\frac{r}{a}\right), & r < a \\ \frac{\Gamma}{2\pi r}, & r \geq a \end{cases} \quad , \quad (\text{A.36})$$

avec a désignant le rayon du cœur et Γ la circulation du tourbillon. En se basant sur ce modèle, le coefficient C_{vortex} devient

$$C_{vortex}(r) = \begin{cases} \frac{2}{U_\infty^2} \left(\frac{\Gamma}{2\pi a}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right], & r < a \\ 0, & r \geq a \end{cases} \quad . \quad (\text{A.37})$$

Cette relation montre que C_{vortex} atteint un maximum au centre du tourbillon et vaut zéro en dehors du cœur du tourbillon.

On définit la moyenne surfacique de C_{vortex} sur un disque de rayon R par

$$C_{vortex}^s = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R C_{vortex}(r) \cdot 2\pi r dr \quad . \quad (\text{A.38})$$

Si le cœur du tourbillon est inclus dans la surface d'intégration ($R > a$), on a

$$C_{vortex}^s = \frac{A}{S_0} \frac{\Gamma^2}{U_\infty^2}, \quad S_0 = \pi R^2, \quad A = \frac{1}{4\pi}, \quad R > a \quad . \quad (\text{A.39})$$

L'équation (A.39) montre que la moyenne surfacique de C_{vortex} est proportionnelle au carré de la circulation du tourbillon, divisée par l'aire de la surface d'intégration. Cette relation ne dépend pas du rayon du cœur a . Dans la relation (A.39), on remplace ensuite S_0 par $l^2 S_0^*$ et Γ par $l U_\infty \Gamma^*$, l'exposant \bullet^* désignant les grandeurs adimensionnées par la vitesse U_∞ et une longueur de référence l . Finalement, en omettant la notation \bullet^* , la relation (A.39) devient

$$C_{vortex}^s = \frac{A}{S_0} \Gamma^2 \quad . \quad (\text{A.40})$$

Effet des parois latérales de la soufflerie

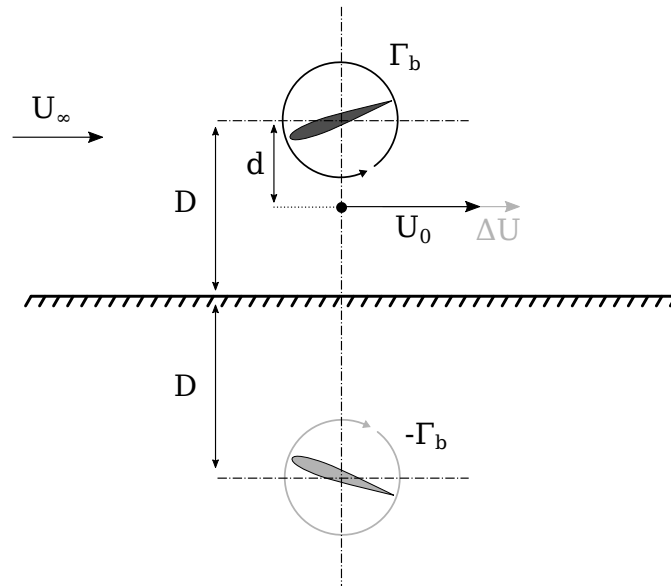


Figure B.1 – Modélisation non visqueuse de l'aube à proximité d'une paroi de la soufflerie

Dans les simulations RANS, on ne tient pas compte des parois latérales de la soufflerie. Afin de pouvoir comparer les solutions de ces calculs aux mesures réalisées en soufflerie, on veut évaluer l'effet des parois latérales sur le champ de vitesse et de pression à proximité de l'aube. On considère un profil 2D situé à une distance D d'une paroi, ce qui est schématisé sur la figure B.1. On suppose que l'écoulement est non visqueux, ce qui permet de modéliser la paroi comme un plan de symétrie. L'effet du profil sur l'écoulement est caractérisé par la circulation attachée Γ_b . La vitesse de l'écoulement en un point situé à une distance d de l'aube vaut U_0 en l'absence de la paroi et $U_0 + \Delta U$ en sa présence. On suppose de plus que

1. le profil affecte peu l'écoulement principal, c'est-à-dire : $U_0 \approx U_\infty$ et $\Delta U \ll U_\infty$
2. la paroi latérale est éloignée de l'aube avec $D \gg d$.

Le symétrique du profil par rapport à la paroi latérale induit un écart de vitesse ΔU qui vaut

$$\Delta U = \frac{\Gamma_b}{2\pi(2D - d)} \quad . \quad (\text{B.1})$$

On simplifie cette relation avec l'hypothèse $D \gg d$, ce qui donne

$$\Delta U = \frac{\Gamma_b}{4\pi D} \quad . \quad (\text{B.2})$$

Par ailleurs, la circulation attachée Γ_b est liée à la portance de l'aube à travers la relation de Kutta-Joukowski, à savoir

$$\frac{1}{2} \rho c U_\infty^2 C_L = \rho U_\infty \Gamma_b \quad . \quad (\text{B.3})$$

En insérant cette relation dans l'équation (B.2), on obtient

$$\frac{\Delta U}{U_\infty} = \frac{C_L}{8\pi \left(\frac{D}{c}\right)} \quad . \quad (\text{B.4})$$

L'écart de pression statique est lié à celui de la vitesse via le théorème de Bernoulli. Ainsi, en notant ΔK_P l'écart de coefficient de pression statique causé par la présence de la paroi, on a

$$\Delta K_P = \left(\frac{U_0}{U_\infty}\right)^2 - \left(\frac{U_0 + \Delta U}{U_\infty}\right)^2 \quad . \quad (\text{B.5})$$

Avec les hypothèses $U_0 \approx U_\infty$ et $\Delta U \ll U_\infty$, on peut simplifier la relation (B.5), qui devient

$$\Delta K_P = -\frac{2\Delta U}{U_\infty} \quad . \quad (\text{B.6})$$

En résumé on peut estimer les écarts ΔU et ΔK_P avec la relation suivante :

$$\frac{\Delta U}{U_\infty} = \frac{C_L}{8\pi \left(\frac{D}{c}\right)} \quad , \quad \Delta K_P = -2 \frac{\Delta U}{U_\infty} \quad . \quad (\text{B.7})$$

Cette relation montre que, par rapport au cas non confiné, la présence de la paroi latérale induit un écart de vitesse et de pression qui dépendent de la portance de l'aube C_L et de la distance D entre l'aube et la paroi.

Dépendance des calculs au raffinement du maillage

C.1 Présentation de la topologie du maillage et de la démarche

La topologie du maillage est schématisée sur la figure C.1. Dans le plan du profil, le maillage a une topologie en C à proximité du profil et en H dans le reste du domaine (figure C.1a). Le maillage dans le jeu est également réalisé avec une topologie en C (figure C.1c). Le maillage dans le plan du profil est ensuite extrudé dans la direction de l'envergure de l'aube.

L'étude de la sensibilité des simulations RANS au raffinement du maillage a été réalisée en deux temps. Tout d'abord, on a cherché à obtenir l'indépendance de la solution au maillage dans le cas de calculs 2D autour du profil NACA0012, ce qui est présenté dans la section C.2. On a ensuite étudié l'effet du raffinement du maillage sur les calculs 3D, ce qui fait l'objet de la section C.3. Le niveau de raffinement retenu pour l'étude numérique est décrit dans le tableau C.1. Les contraintes sur la qualité des mailles dans le jeu font que la discrétisation de l'arête n_j dépend de n_{t1} , n_{t2} et n_n . Les calculs présentés ici ont été réalisés avec le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras.

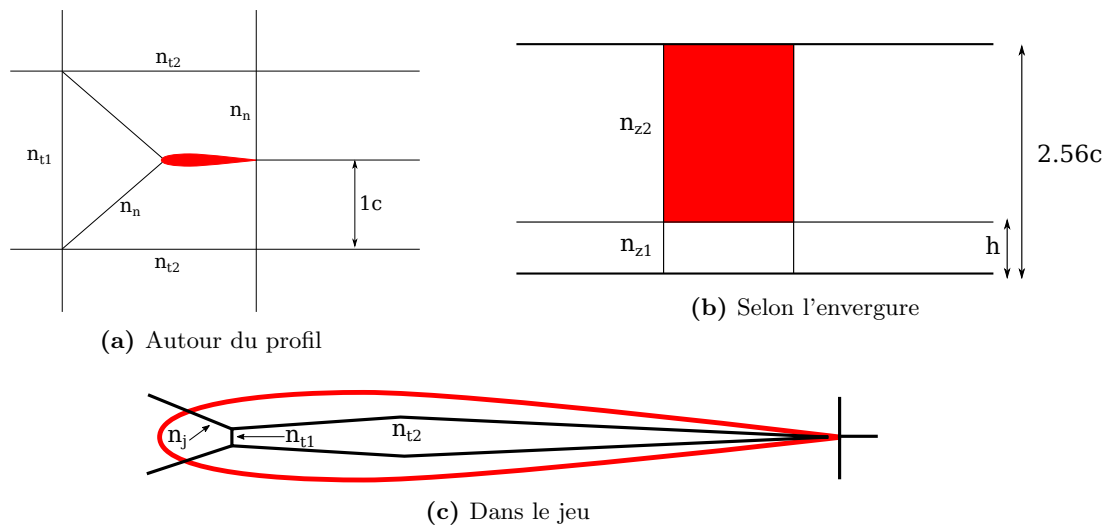


Figure C.1 – Topologie du maillage au voisinage de l'aube

Table C.1 – Niveau de raffinement du maillage retenu pour l'étude. Les arêtes correspondantes sont indiquées sur la figure C.1

| n_{t1} | n_{t2} | n_n | n_{z1} | n_{z2} | n_j | Nombre de nœuds |
|----------|----------|-------|----------|----------|-------|------------------|
| 41 | 105 | 225 | 41 | 65 | 29 | 30×10^6 |

C.2 Raffinement du maillage autour du profil NACA0012 2D

Les différents niveaux de raffinement du maillage autour du profil 2D sont définis dans le tableau C.2. La portance et la traînée du profil obtenues pour chacun de ces niveaux sont indiquées dans le tableau C.3. On constate qu'il n'y a que 0.4% d'écart sur la valeur de la traînée entre les niveaux M3 et M4. Quant à la portance, elle ne varie plus à partir du niveau M2. La solution ne variant plus au-delà du niveau de raffinement M3, ce niveau de raffinement est retenu dans la suite de l'étude.

Table C.2 – Niveaux de raffinement du maillage autour du profil NACA0012 2D. Les arêtes correspondantes sont indiquées sur la figure C.1a

| Niveau | n_{t1} | n_{t2} | n_n | Nombre de nœuds |
|--------|----------|----------|-------|-------------------|
| M1 | 21 | 41 | 75 | 70×10^3 |
| M2 | 41 | 69 | 151 | 190×10^3 |
| M3 | 41 | 105 | 225 | 380×10^3 |
| M4 | 61 | 129 | 301 | 680×10^3 |

Table C.3 – Effet du raffinement du maillage autour de l'aube sur la portance et la traînée du profil NACA0012 2D ($\alpha = 13^\circ$). L'écart relatif au maillage le plus fin M4 est indiqué par le pourcentage entre parenthèses

| Niveau | C_L | $C_D [\times 10^{-2}]$ |
|--------|--------------|------------------------|
| M1 | 1.25 (-2.3%) | 3.38 (+21%) |
| M2 | 1.28 | 2.87 (+2.5%) |
| M3 | 1.28 | 2.81 (+0.4%) |
| M4 | 1.28 | 2.80 |

C.3 Raffinement du maillage 3D

L'étude de raffinement du maillage 3D a été réalisée pour le cas $h/c = 1.0\%$, $L/c = 3.0$ et $\alpha = 10^\circ$. Le choix du niveau de raffinement repose sur l'analyse de la circulation du tourbillon de jeu Γ ainsi que les pertes de pression totale moyennes $C_{P_t}^m$ en aval de l'aube. Une analyse plus détaillée du champ de vitesse et de pression dans le tourbillon de jeu est également réalisée.

C.3.1 Circulation du tourbillon de jeu et des pertes moyennes

Les niveaux de raffinement du maillage selon l'envergure de l'aube sont définis dans le tableau C.4. L'effet du niveau de raffinement sur les valeurs de Γ et de $C_{P_t}^m$ est présenté dans le tableau C.5, pour deux positions x en aval de l'aube. On constate que la circulation du tourbillon de jeu est insensible au raffinement du maillage. De plus, on observe un écart de seulement 0.7% sur la valeur des pertes $C_{P_t}^m$ entre les niveaux M3-2 et M3-3. Afin de vérifier que la solution ne varie plus pour le niveau de raffinement M3-2, on définit dans le tableau C.6 un niveau M3-2-1 avec plus de mailles dans la direction normale à l'aube. On peut voir dans le tableau C.7 que Γ et $C_{P_t}^m$ ne varient pas lorsque l'on raffine davantage selon la normale à l'aube. Finalement, la solution ne varie plus au-delà du niveau de raffinement M3-2, qui est considéré pour mener à bien l'étude numérique.

Table C.4 – Niveaux de raffinement du maillage 3D selon l’envergure de l’aube. Les arêtes correspondantes sont indiquées sur la figure C.1b

| Niveau | n_{z1} | n_{z2} | Nombre de nœuds |
|--------|----------|----------|------------------|
| M3-1 | 21 | 37 | 15×10^6 |
| M3-2 | 41 | 65 | 30×10^6 |
| M3-3 | 61 | 93 | 43×10^6 |

Table C.5 – Effet du raffinement du maillage selon l’envergure de l’aube sur la circulation du tourbillon de jeu Γ et sur les pertes de pression totale C_{Pt}^m ($h/c = 1.0\%$, $\alpha = 10^\circ$). L’écart relatif au maillage le plus fin M3-3 est indiqué par le pourcentage entre parenthèses

| Niveau | Γ | | $C_{Pt}^m [\times 10^{-1}]$ | |
|--------|-------------|------------|-----------------------------|--------------|
| | $x = 1.05c$ | $x = 2.0c$ | $x = 1.05c$ | $x = 2.0c$ |
| M3-1 | -0.23 | -0.14 | 1.50 (+8.7%) | 1.54 (+7.7%) |
| M3-2 | -0.23 | -0.14 | 1.39 (+0.7%) | 1.44 (+0.7%) |
| M3-3 | -0.23 | -0.14 | 1.38 | 1.43 |

Table C.6 – Niveaux de raffinement du maillage 3D dans la direction normale à l’aube. Les arêtes correspondantes sont indiquées sur la figure C.1a

| Niveau | n_n | Nombre de nœuds |
|--------|-------|------------------|
| M3-2 | 225 | 30×10^6 |
| M3-2-1 | 337 | 40×10^6 |

Table C.7 – Effet du raffinement du maillage dans la direction normale à l’aube sur la circulation du tourbillon de jeu Γ et sur les pertes de pression totale C_{Pt}^m ($h/c = 1.0\%$, $\alpha = 10^\circ$)

| Niveau | Γ | | $C_{Pt}^m [\times 10^{-1}]$ | |
|--------|-------------|------------|-----------------------------|------------|
| | $x = 1.05c$ | $x = 2.0c$ | $x = 1.05c$ | $x = 2.0c$ |
| M3-2 | -0.23 | -0.14 | 1.39 | 1.44 |
| M3-2-1 | -0.23 | -0.14 | 1.39 | 1.44 |

C.3.2 Profils de vitesse et de pression dans le tourbillon de jeu

On s'intéresse à présent au champ de vitesse et de pression dans le tourbillon de jeu, en $x = 1.05c$. Les profils horizontaux et verticaux, passant par le centre du tourbillon de jeu, sont respectivement tracés sur les figures C.2 et C.3. On observe peu de différences entre les niveaux de raffinement M3-2, M3-2-1 et M3-3. L'écart le plus important est visible sur la figure C.2a, le maximum de vitesse transverse étant légèrement plus élevé avec le niveau M3-2-1. Finalement, cette analyse confirme que le niveau de raffinement M3-2 convient à l'étude numérique de l'écoulement de jeu.

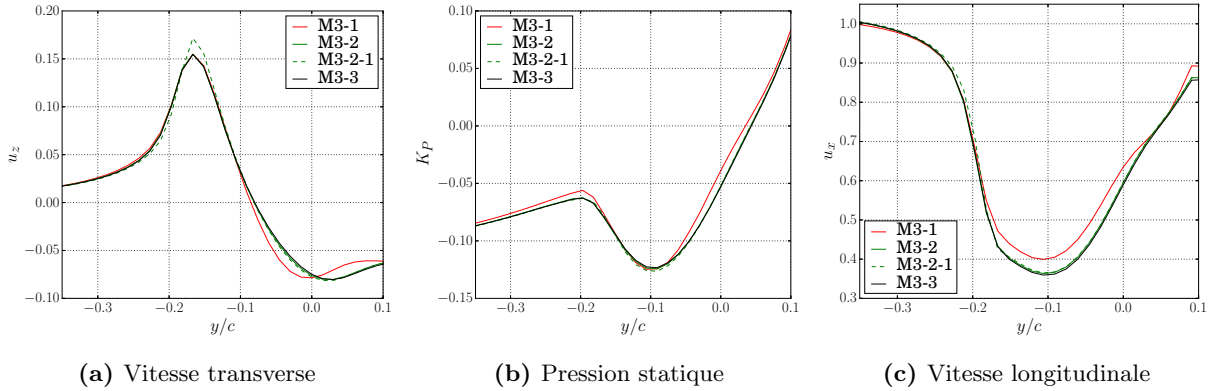


Figure C.2 – Effet du niveau de raffinement du maillage sur les profils horizontaux dans le tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$ pour $h/c = 1.0\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($z/c = 0.06$). Les niveaux de raffinement sont définis dans les tableaux C.4 et C.6

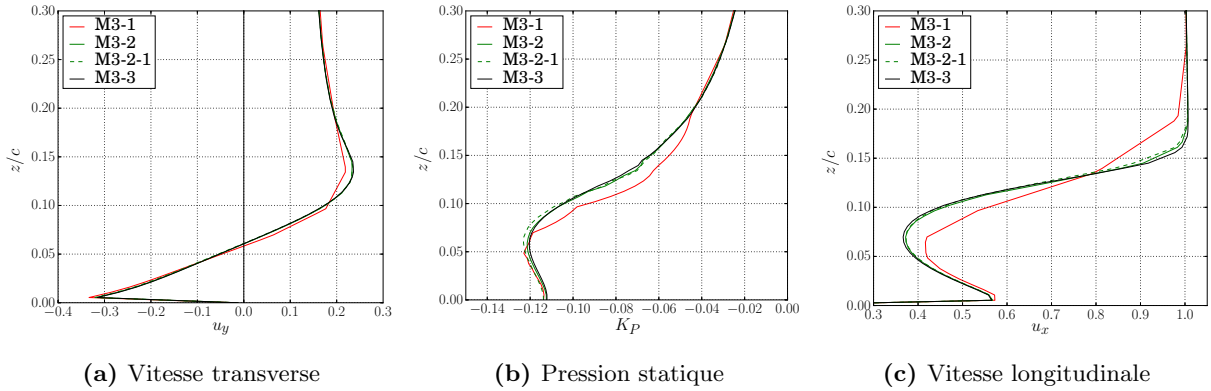


Figure C.3 – Effet du niveau de raffinement du maillage sur les profils verticaux dans le tourbillon de jeu en $x/c = 1.05$ pour $h/c = 1.0\%$ et $\alpha = 10^\circ$ ($y/c = -0.08$). Les niveaux de raffinement sont définis dans les tableaux C.4 et C.6

Mesures LDV : convergence des statistiques

La convergence de la vitesse moyenne $\langle u_i \rangle$ et des tensions de Reynolds $\langle u'_i u'_j \rangle$ en fonction du nombre d'échantillons sont respectivement tracés sur les figures D.1 et D.2, pour le cas $h/c = 3.5\%$, $\theta^*/c = 0.60\%$, dans un plan en aval de l'aube ($x/c = 1.05$). On rappelle que les moments statistiques sont calculés avec la moyenne pondérée par le temps de transit des particules dans le volume de mesure. Sur les figures D.1 et D.2, on considère trois zones de l'écoulement :

- Figures de gauche : zone où le taux de turbulence est faible
- Figures du milieu : couche de mélange de jet (JML)
- Figures de droite : couche de mélange de décollement (SML)

Les figures du bas représentent l'évolution de la variation relative ε_k en fonction du nombre d'échantillons, avec ε_k qui est défini par

$$\varepsilon_k = \frac{\bullet_k - \bullet_{k-1}}{\bullet_k} \quad . \quad (D.1)$$

On peut noter que cette variation relative ε_k est élevée lorsque la quantité considérée est proche de zéro (figures du milieu). Si on omet ces quantités quasiment nulles, pour avoir $\varepsilon_k = \pm 0.5\%$, on constate qu'il suffit d'acquérir 500 échantillons pour la vitesse moyenne $\langle u_i \rangle$ et 1000 échantillons pour les tensions de Reynolds $\langle u'_i u'_j \rangle$.

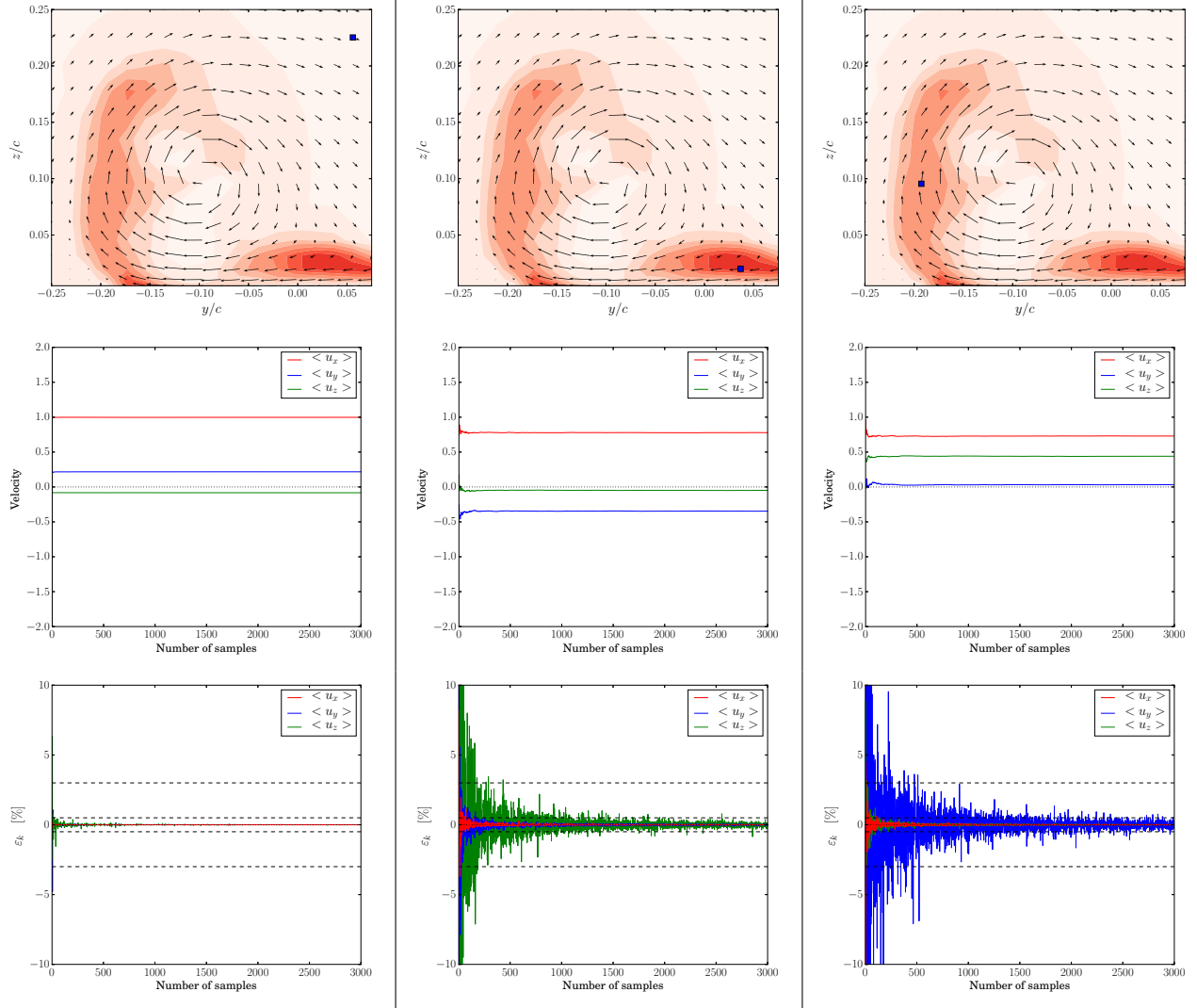


Figure D.1 – Convergence de la vitesse moyenne pour $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, en $x/c = 1.05$. **Figures du haut** : contours colorés de production d'énergie cinétique turbulente P_k et champ de vitesse (u_y, u_z). Le point de mesure est indiqué par \blacksquare . **Figures du milieu** : convergence de $\langle u_i \rangle$ en valeur absolue. **Figures du bas** : variation relative ε_k . Les lignes (--) indiquent $\pm 0.5\%$ et $\pm 3\%$

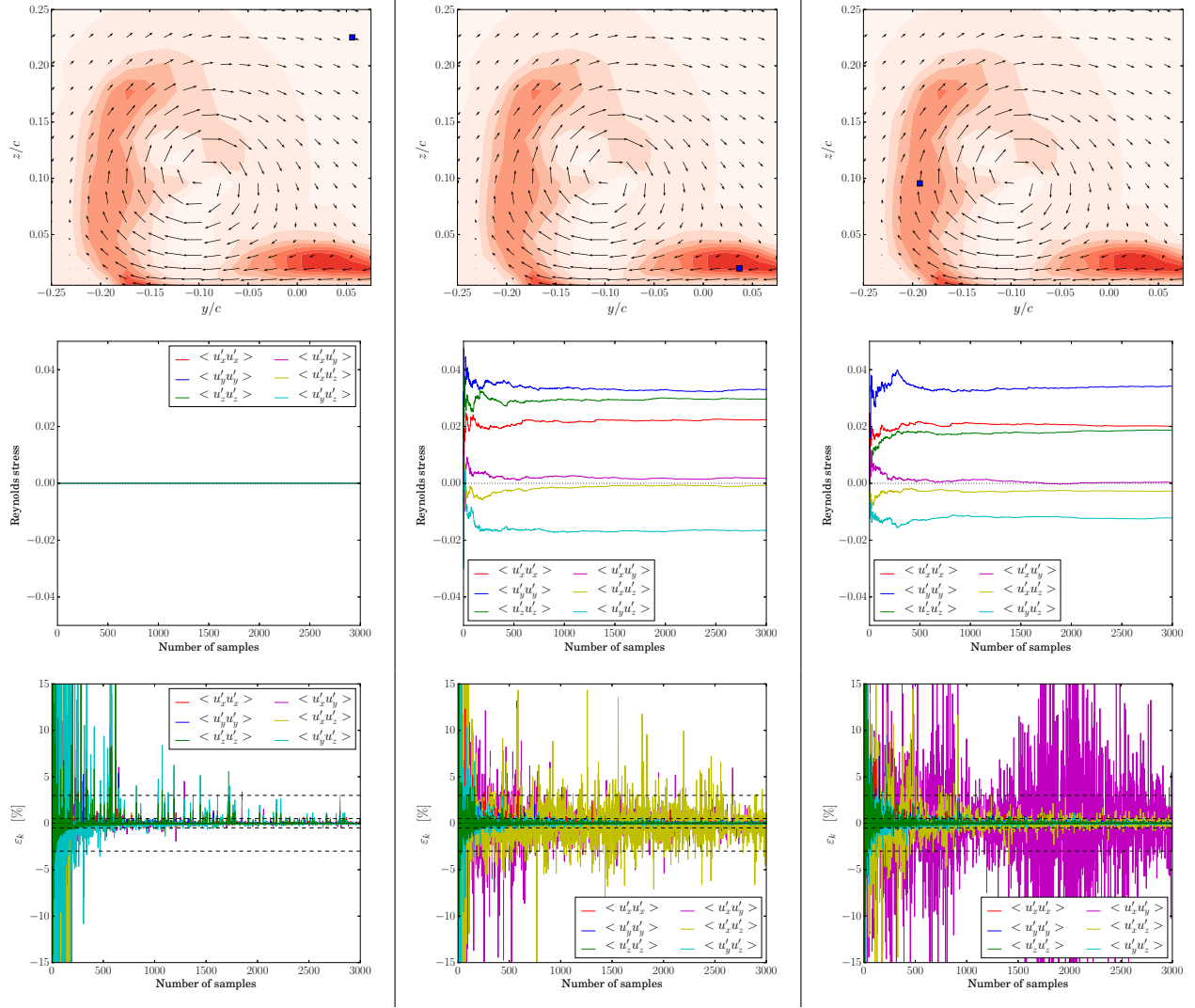


Figure D.2 – Convergence des tensions de Reynolds pour $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, en $x/c = 1.05$. **Figures du haut** : contours colorés de production d'énergie cinétique turbulente P_k et champ de vitesse (u_y, u_z). Le point de mesure est indiqué par \blacksquare . **Figures du milieu** : convergence de $\langle u'_i u'_j \rangle$ en valeur absolue. **Figures du bas** : variation relative ε_k . Les lignes (--) indiquent $\pm 0.5\%$ et $\pm 3\%$

Prédiction des tensions de Reynolds dans la simulation

Dans cette annexe, on compare la répartition des tensions de Reynolds obtenues dans les simulations aux mesures LDV, pour le cas $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, dans un plan en aval de l'aube ($x/c = 1.05$). On rappelle que dans ces simulations, on utilise le modèle de turbulence RSM SSG/LRR- ω de Eisfeld et Brodersen [26]. Les tensions de Reynolds normales et croisées sont respectivement tracées sur les figures E.1 et E.2. On constate que qualitativement, il y a un bon accord entre la simulation et les mesures LDV. En revanche, la simulation prédit des tensions de Reynolds qui sont environ trois fois plus faibles que celles obtenues avec les mesures LDV. Les travaux futurs pourront s'orienter sur une analyse plus approfondie des tensions de Reynolds afin de mettre en évidence des pistes d'amélioration pour la prédiction de l'écoulement de jeu avec l'approche RANS.

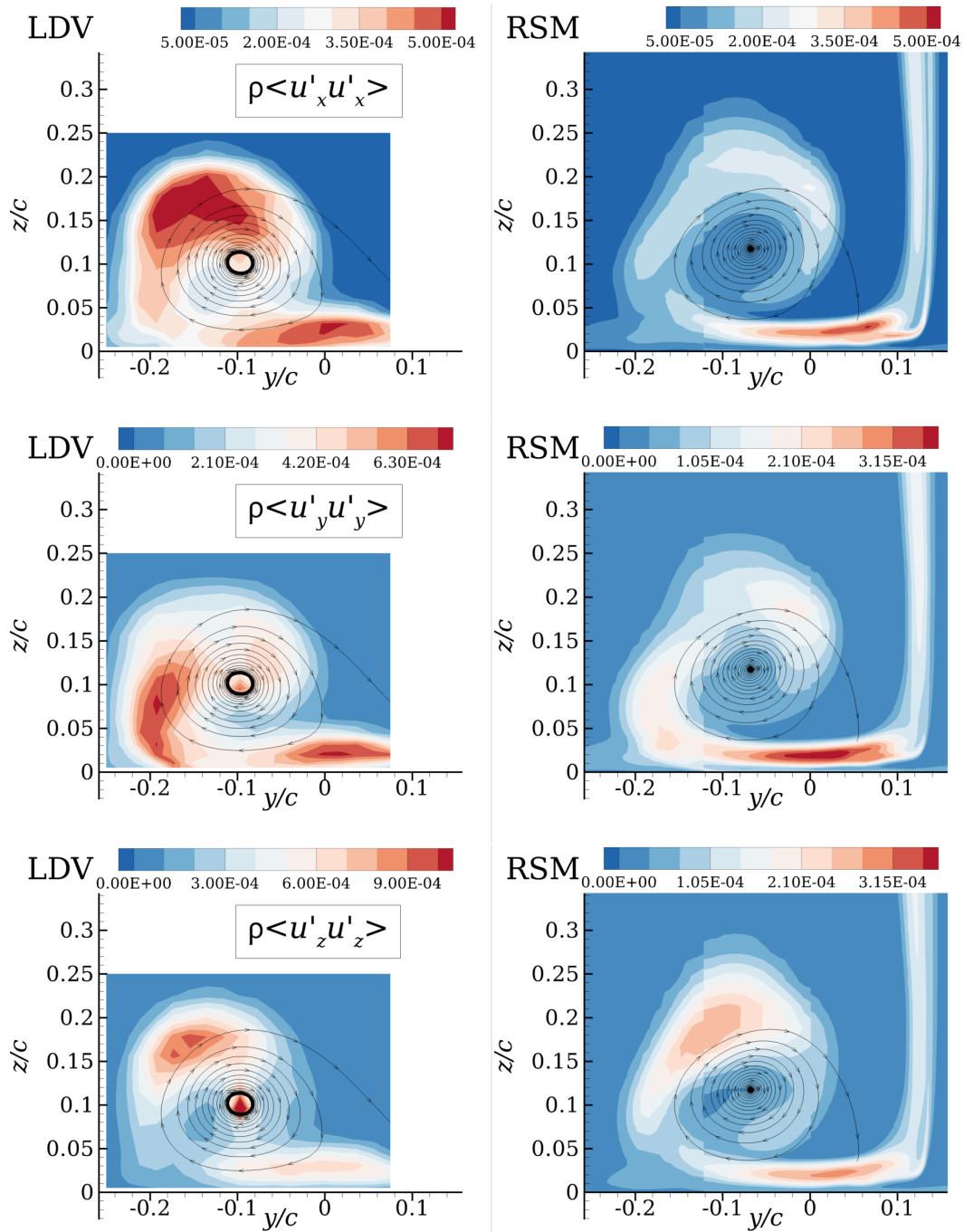


Figure E.1 – Répartition des tensions de Reynolds normales pour le cas $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, en $x/c = 1.05$. Le tourbillon de jeu est mis en évidence par des pseudo lignes de courant. Attention : les niveaux des contours colorés de la simulation sont différents de ceux des mesures LDV

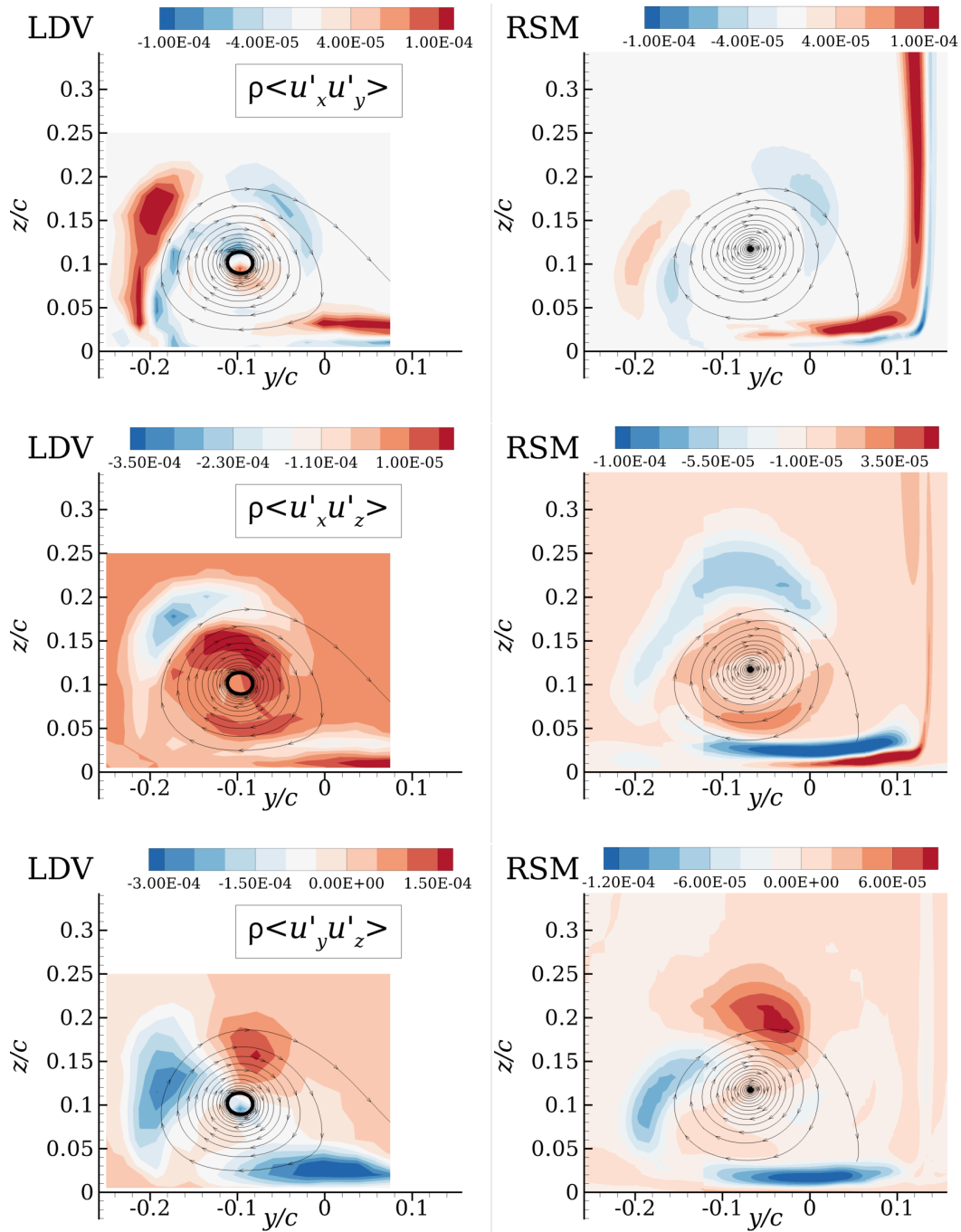


Figure E.2 – Répartition des tensions de Reynolds croisées pour le cas $h/c = 3.5\%$ et $\theta^*/c = 0.60\%$, en $x/c = 1.05$. Le tourbillon de jeu est mis en évidence par des pseudo lignes de courant. Attention : les niveaux des contours colorés de la simulation sont différents de ceux des mesures LDV

Article soumis à *Experiments in Fluids* : “Experimental analysis and modelling of the losses in the tip-leakage flow of an isolated, non-rotating blade setup”

Soumis le 04/09/2019. Version provisoire.

Experimental analysis and modelling of the losses in the tip leakage flow of an isolated, non-rotating blade setup

B. Deveaux · C. Fournis · V. Brion · J. Marty · A. Dazin

the date of receipt and acceptance should be inserted later

Abstract *Improving pressure rise capabilities of axial compressors requires an in depth understanding of the losses produced in the tip leakage region. Here a generic setup that magnifies the tip region of an isolated, non-rotating blade is used with the objectives of describing the main flow components and evaluate the related sources of loss. The flow at the tip is structured by the jet flow out of the gap which, under the effect of the main stream, rolls-up into a tip-leakage vortex. The current setup is characterized by the tip gap height and the thickness of the incoming boundary layer at the casing, here a flat plate, for a given incidence of the blade. Measurements are performed using LDV and a multi-port pressure probe. Variations in the tip-leakage flow are found to be mainly driven by gap height. A small, intermediate and large gap regimes are more specifically found, with threshold around 4% and 8% of gap to chord ratio for the present setting. The incoming boundary layer thickness is shown to provoke a notable effect on the vortex lateral position and total pressure losses. The local entropy creation rate is computed from LDV data and used to identify the sources of loss in the flow. A decomposition into wake and vortex losses is further proposed, allowing to relate the contributions of the various flow components to the overall losses. An empirical model of the formation of the tip vortex is developed to account for the increased losses as a function of gap height. The model provides*

a useful mean for the practical approximation of the gap sensitivity of pressure losses.

Keywords Tip-leakage · Vortex · Compressor · Entropy · Losses · Model

Nomenclature

α Angle of attack
 c Blade chord
 h Gap height
 $\delta_{0.99}$ $0.99U_{max}$ thickness
 δ^* Displacement thickness
 θ^* Momentum thickness
 $H^* = \delta^*/\theta^*$ Shape factor
 $Re = U_\infty c/\nu$ Chord Reynolds number
 $Re_{\theta^*} = U_\infty \theta^*/\nu$ θ^* Reynolds number
 M Mach number
 Γ Tip-leakage vortex circulation
 Γ'' Total secondary vorticity
 (y_v, z_v) Vortex center position
 $C_{Pt} = (P_{t\infty} - P_t)/(\frac{1}{2}\rho U_\infty^2)$ Total pressure loss coeff.
 $C_{wake} = 1 - u_x^2/U_\infty^2$ Wake loss coeff.
 $C_{vortex} = C_{Pt} - C_{wake}$ Vortex loss coeff.
 $K_P = (P_s - P_{s\infty})/(\frac{1}{2}\rho U_\infty^2)$ Pressure coeff.
 C_L Airfoil lift coeff.
 χ_D Discharge coeff.
 U_∞ Upstream velocity
 U_j Gap exit jet velocity
 P Pressure
 T Temperature
 s Entropy per unit of mass
 ρ Density
 μ Dynamic viscosity
 ν Kinematic viscosity

B. Deveaux · C. Fournis · V. Brion · J. Marty
ONERA, DAAA, Meudon, France
E-mail: vincent.brion@onera.fr

A. Dazin
Univ. Lille, CNRS, ONERA, Arts et Metiers ParisTech, Centrale Lille, UMR 9014-LMFL- Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille - Kampé de Friet, F-59000, Lille, France.
E-mail: Antoine.Dazin@ensam.eu

- u_i Mean velocity
- u'_i Fluctuating velocity
- $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ Strain rate tensor
- $\tau_{ij} = - \langle u'_i u'_j \rangle$ Reynolds stress tensor
- $k = \langle u'_i u'_i \rangle$ Turbulent kinetic energy
- \bullet^m Mass-flow average
- \bullet^s Surface average
- \bullet^∞ Upstream quantity
- \bullet_t Total quantity
- \bullet_s Static quantity
- $\langle \bullet \rangle$ Ensemble average
- \bullet_+ Pressure side quantity
- \bullet_- Suction side quantity
- $\nabla \bullet$ Nabla operator
- LDV Laser Doppler Velocimetry

1 Introduction

The need for a cleaner aviation requires the development of lighter, quieter and more fuel efficient turbojet engines. This can be achieved by increasing the pressure rise capabilities of axial compressors and by extending their range of stable operation. A major obstacle to proceed along this path though lies in the flow going through the gap between the tip of rotor blades and the casing wall of the engine, also known as tip-leakage flow or tip-gap flow. Indeed the flow at the gap exit rolls-up into a tip-leakage vortex that concentrates high total pressure losses (Doukelis et al., 1998a; Kang and Hirsch, 1993) which limit both the compression ratio and the efficiency of compressors. Several studies (Saathoff and Stark, 2000; Vo et al., 2008) also indicate that the impact of the tip-leakage vortex trajectory with the leading edge of the adjacent blade is a precursor of compressor stall.

The first parameter of interest concerning the tip flow phenomenology is gap height. Indeed, while a design parameter of a machine, it is also subject to variations in operation because of wear and thermal loads. That is why knowing its influence on the tip-leakage flow is essential. Previous works have shown that larger gaps lead to higher total pressure losses (Flachsbart, 1931; Lakshminarayana and Horlock, 1963; Storer and Cumpsty, 1994; Doukelis et al., 1998a) and reduce the pressure rise capabilities and the surge margin of compressors (Saathoff, 2001; Kameier and Neise, 1997; Smith and Cumpsty, 1982). However most of these studies focus on a global analysis of total pressure losses and give little information on the underlying mechanisms of loss generation. Identifying them is hence one of the main motivations of the present paper.

The second parameter of interest is the boundary layer thickness at the casing wall. A computational analysis of its influence on the tip-leakage flow in a compressor rotor and a cascade was performed by Brandt et al. (2002), yielding that a thicker inlet boundary layer leads to higher total pressure losses. Similar results were obtained experimentally by Storer and Cumpsty (1994). In addition, when the boundary layer thickness is increased, not only the tip-leakage vortex detaches from the blade closer to its leading edge but its trajectory also yields more inclination about the blade passage. The interaction of the incoming boundary layer with the blade leading edge is also known to possibly generate a horseshoe vortex. Hot-wire measurements in a compressor rotor performed by Inoue and Kuroumaru (1989) suggested the presence of this structure in the flow. Friction lines visualizations of Kang and Hirsch (1993), in which a saddle point appears at the casing for a small gap height, give credits to this conjecture. Nonetheless it seems that this tip-leakage flow feature has not been further investigated so far.

Analytical models are often used in preliminary designs of compressors in order to quickly estimate the losses induced by the tip-leakage flow. There is essentially two approaches. The first one, introduced by Prandtl (1919), is based on the lifting line theory which gives an estimation of the vortex induced drag. The presence of the wall, where a slip condition is applied, is materialized by the symmetry plane of a slotted wing. This approach fails to model the tip-leakage flow for small gap heights, that represent the biggest interest for turbomachine applications. Indeed Flachsbart (1931) have shown that induced drag predicted with this approach was overestimated by 30%. To circumvent this problem, Lakshminarayana and Horlock (1963) introduced an empirical coefficient in this model that represents the retained lift at the blade tip. The second approach, initiated by Rains (1954), assimilates the tip-leakage flow as a jet in cross-flow. For instance, Denton (1993) with Storer and Cumpsty (1994) built a simple model based on the assumption that the jet flow exiting the gap completely mixes-out with the main flow. Their model gives a good estimation of the increment of total pressure losses with gap height. This second approach, based on an analogy with a jet in cross-flow, seems to be well suited to model the tip-leakage flow and will be considered in the present paper to estimate the circulation and the losses of the tip-leakage vortex.

RANS simulations are widely used in compressor design, insofar as it gives a prediction of the flow for complex geometries with a moderate computational cost. However, because of the complexity of the flow and of the turbulent interactions, the tip-leakage flow

still represents a challenge for these computations (Kang and Hirsch, 1996; Borello et al., 2007; Decaix et al., 2015). Improvement of the predictions of given by CFD calculations based on RANS approach relies on the availability of detailed experimental data of the tip-leakage flow, as provided here.

The present study uses a generic setup to investigate the flow in the tip region. A single blade is installed in a wind tunnel and set orthogonal to a flat plate that plays the role of the casing wall. This flat and non-rotating setup reproduces many of the important features of the real flow, namely the tip-leakage flow, the tip-leakage vortex and its interaction with the casing wall. Taking these effects alone while discarding the others allows a finer analysis of their characteristics while providing fundamental knowledge, applicable to more realistic situations. This way, conclusions on this generic setup can provide useful guidelines for a wide variety of applications where a tip-leakage flow is present such as compressors, turbines, variable inlet guide vanes and even ducted fans. Furthermore two fundamental parameters of the tip leakage flow, namely gap height and incoming boundary layer thickness at the casing wall, can be easily changed with this generic geometry. The description of the sensitivity of the flow to these two parameters represents the first goal of the work, that naturally offers a phenomenological understanding while exposing its various configurations. The second goal is to identify the sources of total pressure losses and ultimately provide a simple model over the parameter space taken into account. Beyond these goals, the development of a basic experimental database is motivated by the need to provide an improved and extensive collection of data to confront analytical models and CFD calculations.

The present paper is organized in four sections. The experimental setup is presented in more details in section 2. A detailed description of the effect of gap height and casing boundary layer thickness on different tip-leakage flow features is presented in section 3. The tip-leakage flow losses are analyzed in section 4 and are modelled in section 5.

2 Experimental setup

The data presented here is normalized by the upstream velocity U_∞ , blade chord c and upstream total temperature $T_{t\infty}$.

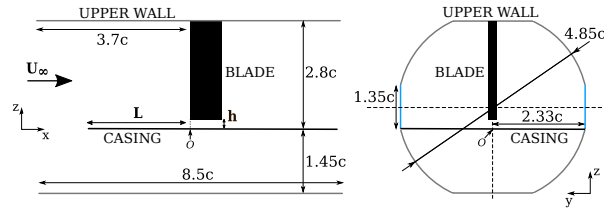


Fig. 1: Schematic view of the isolated blade setup in the test section. O indicates the origin of the coordinate system

Table 1: Experimental parameters

| | |
|-----------------|---------------------------------------------------------------|
| U_∞ | 40 m/s |
| Re | 550 000 |
| M | 0.1 |
| T_u | 0.07% |
| Airfoil section | NACA0012 |
| c | 200 mm |
| α | 10° + 0° for HSV |
| h/c | 0.5% to 8% + 13% for $L/c = 3.3$ + 0% and 0.25% for HSV |
| L/c | 1.8 / 3.3 |

2.1 Wind tunnel test model

The analysis is based on wind tunnel tests that have been carried out in the low subsonic S21 facility, located at the ONERA Meudon center. The setup is shown in figure 1. The facility features an open circuit, with a test section of length 2m and a circular shape of diameter 1m. The setup consists of a fixed rectangular wing placed perpendicular to a flat plate, which represents the blade and the casing, respectively. The coordinate system and the origin O are shown in figure 1.

The parameters considered for this study are provided in table 1. In order to have the maximum blade loading while preventing flow separation, most of the experiments are conducted with an angle of attack α of 10°. The case $\alpha = 0^\circ$ is only considered in the analysis of the horseshoe vortex (HSV) upstream of the blade leading edge. Gap height h is changed by adjusting the wingspan with a precision of ± 0.05 mm. The error of parallelism between the blade tip and the casing wall is about 0.06°. This setup can reproduce values of h/c encountered in real compressors, from 0.5% to 3.0% of the chord while larger gaps, up to 13% of chord, can also be tuned. An ensemble of discrete values in this range has been considered. Smaller gap heights, $h/c = 0$

and $h/c = 0.25\%$, are also considered in the analysis of the horseshoe vortex. The boundary layer thickness upstream of the blade is adjusted by changing the distance L between the leading edges of the casing and the blade. Two values of L/c are considered, 1.8 and 3.3. Due to practical reasons, not all combinations of parameters were investigated.

The flow behaves as incompressible (Mach number is nearly 0.1) and freestream turbulence was determined by hot-wire measurements made $1.5c$ upstream of the blade leading edge. The turbulence intensity T_u is 0.07% .

2.2 Description of the boundary layers involved in the setup

This section indicates the preliminary qualification of the boundary layers at the casing, wing surface and upper wall.

Table 2: Casing wall boundary layer characteristics $0.5c$ upstream of the blade

| L/c | 1.8 | 3.3 |
|-------------------|--------|--------|
| $\delta_{0.99}/c$ | 2.68 % | 4.95 % |
| δ^*/c | 0.40 % | 0.78 % |
| θ^*/c | 0.33 % | 0.60 % |
| H^* | 1.30 | 1.30 |
| Re_{θ^*} | 1800 | 3400 |

Casing

The turbulent state of the boundary layer at the casing wall is triggered by a tripping tape applied 15 mm downstream of the plate leading edge (which follows a Rankine body shape). The tripping tape is a $125\text{ }\mu\text{m}$ thick zig-zag turbulator tape with 6 mm width and 70° angle of the brand *Glasfaser-Flugzeug-Service*. Two-component LDV measurements, described in the next section, have been used to evaluate the boundary layer. These measurements were realized for $h/c = 13\%$ and $\alpha = 0^\circ$ to mitigate the pressure gradient imposed by the blade. The properties of the boundary layer $0.5c$ upstream of the blade leading edge are given in table 2. For the two values of L , the shape factor is 1.3, indicating a fully turbulent state.

Blade

The same tripping tape as before is placed at the two sides of the airfoil, 20% of the chord downstream of the leading edge. The tripping tape has an effect on the pressure side only. At the suction side transition

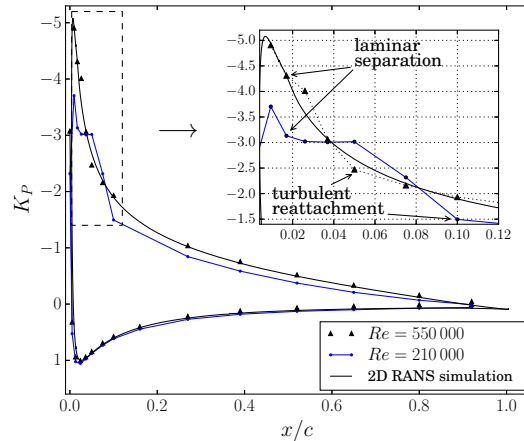


Fig. 2: Pressure distribution around the NACA0012 airfoil for $\alpha = 10^\circ$ ($h = 0$). Comparison between experimental and numerical, RANS, data at two different Reynolds numbers. The pressure taps in the experiment are located at the altitude $z = 1.7c$

occurs naturally shortly after the leading edge. In figure 2, the measured pressure distribution around the airfoil for a Reynolds number of $550\,000$ is compared to measurements for $Re = 210\,000$ and to a 2D RANS simulation for $Re = 550\,000$. The calculation uses the fully turbulent $k-\omega$ SST model of Menter (1994). Figure 2 shows a good agreement between measurements and calculations. The pressure distribution at Reynolds $210\,000$ exhibits a pressure plateau close to the leading edge, which is typical of a laminar separation bubble, see for instance Hu and Yang (2008). In the insert of figure 2, it can be seen that the pressure distribution for $Re = 550\,000$ also exhibits an alteration of the slope, revealing here also the existence of a short laminar separation bubble, close to the leading edge. Downstream of this laminar separation, due to the destabilization of the bubble, the flow reattaches in a turbulent state, causing the natural laminar-turbulent transition at the suction side, in between $x/c = 2\%$ and $x/c = 5\%$. Due to the fully turbulent flow hypothesis, the calculation does not capture the laminar separation bubble. This explains the small discrepancy between experimental and numerical results, visible in the insert of figure 2.

Upper wall

The boundary layer velocity profile at the upper wall (see the description in figure 1) was obtained using a flat Pitot tube placed $2.23c$ upstream of the blade leading edge. The boundary layer, displacement and momentum thicknesses are respectively 11.45% , 1.45% and

1.15% of chord. The shape factor is 1.3, indicating here also a fully turbulent state.

2.3 Measurements

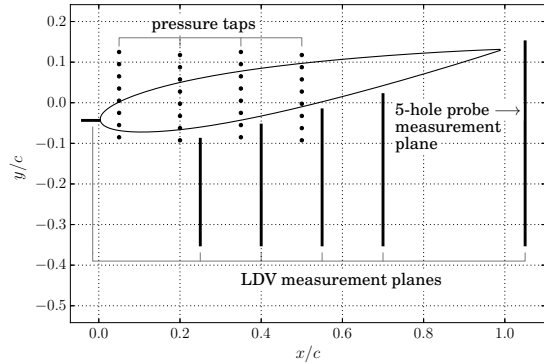


Fig. 3: Description of the various measurements performed in the current experiment. The figure indicates the pressure taps localized at the casing wall in the gap region, the various measurement planes for the LDV and the plane at $x = 1.05c$ measured using the 5-hole pressure probe. Mesh resolution is given in table 3

Table 3: Mesh resolution of 5-hole probe and LDV measurement planes

| | Suction side ($y < 0$) | Leading edge ($x < 0$) |
|--------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $\Delta x/c$ | \emptyset | 3.5×10^{-3} |
| $\Delta y/c$ | 10×10^{-3} | \emptyset |
| $\Delta z/c$ | 5×10^{-3} | 0.6×10^{-3} |

The measurement setup is described in figure 3. The casing is equipped with 32 pressure taps in the gap area, which are connected to an ESP differential pressure scanner. The uncertainty on the pressure measurement is $\pm 16 Pa$.

A 5-hole pressure probe was used to measure velocity and pressure in a plane downstream of the blade, as shown in figure 3. The probe has a diameter of $1.6 mm$. The uncertainties associated with its calibration method are ± 0.001 for the Mach number and $\pm 0.15^\circ$ for pitch and yaw angles.

Two-component laser Doppler velocimetry (LDV) was used to investigate the flow at the casing, upstream of the blade and for $\alpha = 0^\circ$. These measurements were made in forward scattering configuration. The green

and blue beams ($514.5 nm$ and $488 nm$) are conducted to a *Dantec Fiberflow* emitter. The receiving optics are composed of an in-house Cassegrain telescope ($200 mm$ aperture) equipped with two photomultipliers. The spatial resolution is approximately $0.10 mm$ and measurements were possible down to approximately $0.15 mm$ above the casing. For these measurements the flow is seeded with DEHS droplets generated by a Laskin nozzle and injected upstream of the wind tunnel.

The three-component LDV technique was then employed for $\alpha = 10^\circ$. The presence of the blade imposed a back scattering configuration for the (y, z) measurement planes as indicated in figure 3. The optical arrangement for $514.5 nm$ and $488 nm$ lines is similar to the 2 components configuration. A third pair of laser beams ($532 nm$) is conducted to a second emitting optical system and a second Cassegrain telescope is dedicated for receiving the light at this wavelength. In this case the spatial resolution is about $0.15 mm$. Because of light reflections it was not possible to get closer than $10 mm$ from the blade and $0.3 mm$ from the casing in general. In addition other regions of the flow could not be measured, as will be apparent later on. For this configuration a homogeneous seeding at the intake of the wind tunnel is generated with a *Magnum* fog machine (glycol droplets).

The laser beams are generated by three $1 W$ *Coherent Genesis* laser sources. The Doppler frequency shift is measured with a *Dantec BSA* processor. The calibration was done by measuring directly the angles of the laser beams with a theodolite. The uncertainty on the velocity measurement coming from the calibration procedure and the optical adjustments is $\pm 0.1 m/s$. The statistical moments are computed on 10 000 samples for two-component measurements. For three-component measurements, 3 000 samples were taken, which is enough for the estimation of the average to converge and to get a qualitative estimation of the Reynolds stress tensor. The statistical moments are computed with the average weighted by the transit time of the particles in the measurement volume.

3 Description of the flow

This section aims at analyzing the sensitivity of the tip-leakage flow to the gap height and incoming boundary layer thickness at the casing wall. This analysis is based upon a detailed description of several key features of this flow.

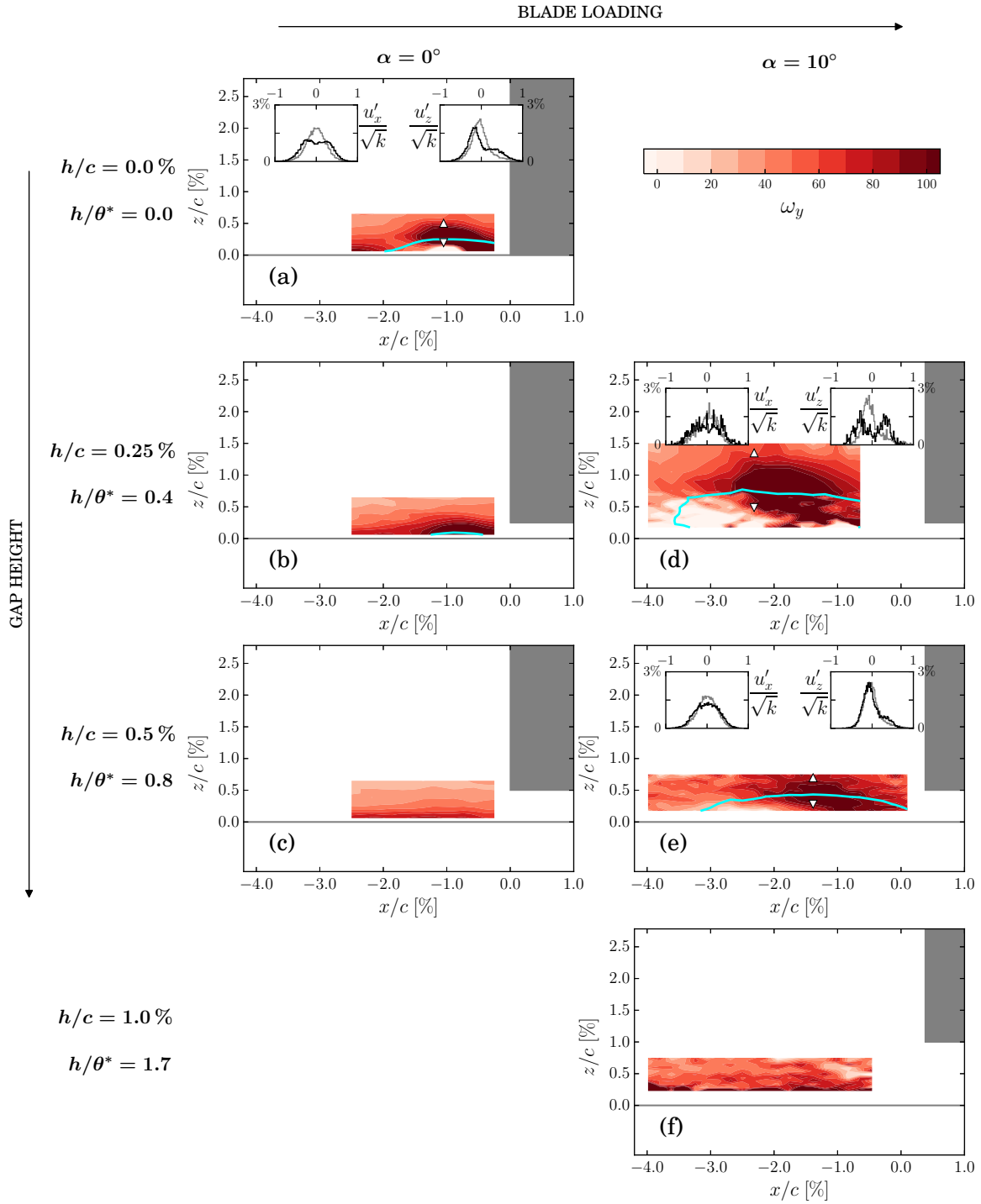


Fig. 4: Description of the flow in the leading edge region. Iso-contours of vorticity ω_y in the leading edge plane. The flow reversal area is delimited by the iso-line of $u_x = 0$, plotted in blue. The inserts show the pdfs of the velocity fluctuations inside the reversal flow area, at location specified by (∇) using black curves and the pdfs of the velocity fluctuations outside the reversal flow area, at location specified by (\triangle) using grey curves

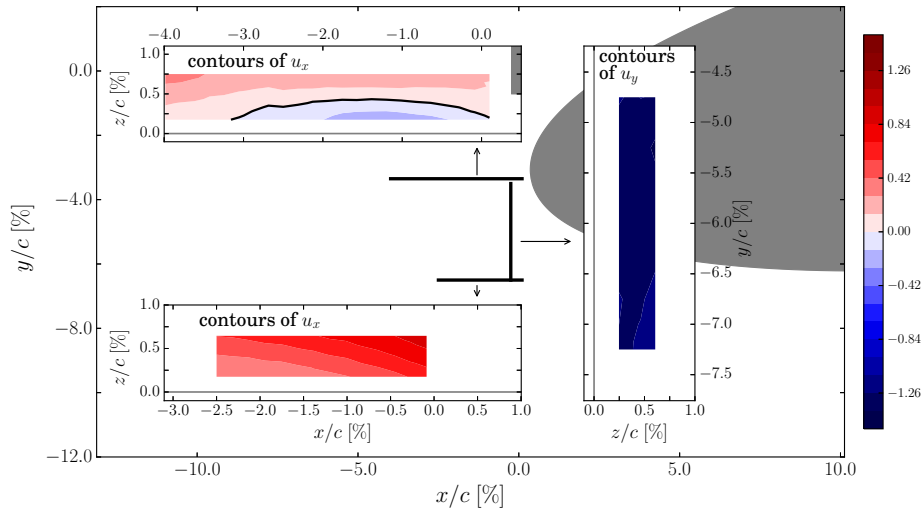


Fig. 5: Velocity field in the leading edge area for $h/c = 0.5\%$ ($h/\theta^* = 0.8$) and $\alpha = 10^\circ$. The locations of the three planes are indicated at the center of the figure. Inserts on the top and bottom left show contours of u_x in (x, z) planes, where the flow essentially goes from left to right. Insert on the right shows contours of u_y in a (y, z) plane, where the flow essentially goes from top to bottom of the figure

3.1 Horseshoe vortex in the leading edge area

A horseshoe vortex can form for small gap height as observed, for instance, by Kang and Hirsch (1993). Here the presence of a horseshoe vortex is investigated by looking at the velocity field in a (x, z) plane upstream of the blade leading edge, as shown in figure 3. The reference situation for a horseshoe vortex is for zero gap height. As explained by Millikan (2018), the formation process relies on the reorientation of the vorticity present in a boundary layer around the object opposing the flow.

Gap height, given in ratio of the incoming boundary layer momentum thickness h/θ^* , and blade loading are the fundamental parameters of the problem and are varied thereafter. The thick incoming boundary layer case is considered for varying h/θ^* as it produces larger structures in physical space, which eases measurements. The analysis uses the vorticity field in front of the blade leading edge obtained from LDV. The results are shown in figure 4.

A horseshoe vortex is found in the limit case of a wing-body type junction $h = 0$. This is apparent in figure 4a and agrees with the results by Hasan et al. (1986), Devenport and Simpson (1990) and Bloxham et al. (2008). The flow presents an area of reversal flow close to the casing wall and a region of high vorticity ω_y , which is similar to the PIV measurements conducted by Bloxham et al. (2008), upstream of a junction between a

cylinder and a flat plate. It also appears that the horseshoe vortex switches between two preferred states over time, as indicated by the probability density functions (pdf) of the flow at several locations about the reversal flow region. Outside this reversal area, at location specified by (Δ) in figure 4a, both u'_x - and u'_z -pdfs have a Gaussian shape. Inside this area, at location specified by (∇) , the pdf of u'_x exhibits two maxima and a similar account can be made with the u'_z -pdf, although it features a weaker intensity. This two peaked pdfs behaviour is usually associated with bimodal dynamics, and has been observed in several studies on horseshoe vortices before (Devenport and Simpson, 1990; Yakhot et al., 2006; Praisner and Smith, 2006). It thus appears that bimodality is quite generic of horseshoe vortices. Although a systematic validation of this property is strictly speaking lacking in current state of knowledge, it is helpful to consider it as a marker of the vortex nature of the flow reversal observed in the present flow, as otherwise distinguishing between a simply recirculating flow and a vortex is uneasy.

The conditions for the appearance of a horseshoe vortex at finite gap heights are investigated in the rest of figure 4. The largest gap heights, in figures 4c and 4f, shows no flow reversal, which amounts to the boundary layer remaining attached. A reversal flow area appears when the ratio h/θ^* is reduced below 0.4 for $\alpha = 0^\circ$ and 0.8 for $\alpha = 10^\circ$, see figures 4b and 4e. With further reduction of h/θ^* , the reversal flow and high vortic-

ity areas widen, see figures 4a and 4d. The effect of blade incidence also indicates that increasing the blade loading promotes the apparition of a separation point at the casing wall, thereby increasing the critical gap height for flow separation.

In order to evaluate the presence of a horseshoe vortex for the case $\alpha = 10^\circ$ and $h/\theta^* = 0.8$, shown in figure 4e, additional LDV measurements were carried out in vertical planes adjacent to the leading edge and are displayed in figure 5. It can be seen that a region of reversal flow is only visible in the leading edge plane. This indicates that reversal flow is limited to the area upstream of the blade leading edge and furthermore that the reversal flow observed in figure 4e most likely corresponds to a small separation bubble. Moreover figure 4e shows that the u'_x -pdfs inside and outside the reversal flow region are similar and have a Gaussian shape. Even if the u'_z -pdf inside the reversal flow area exhibits another small peak, it does not differ much from the u'_z -pdf outside of the reversal flow area. Therefore this flow has no perceptible bimodal behaviour. On the basis of previous approach, the flow for $\alpha = 10^\circ$ and $h/\theta^* = 0.8$ hence does not seem to form a horseshoe vortex. However for $\alpha = 10^\circ$ and $h/\theta^* = 0.4$, shown in figure 4d, the u'_z -pdf in the reversal flow region exhibits two maxima, revealing the presence of a bimodal dynamics, and suggesting, in this case, the formation of a horseshoe vortex.

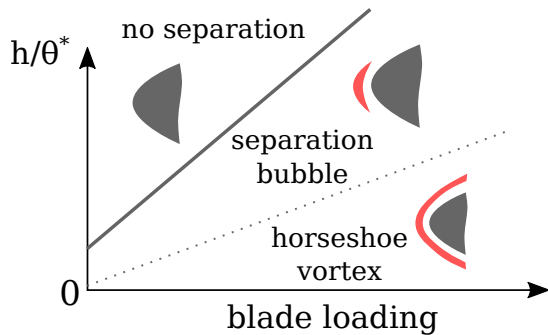


Fig. 6: Schematic of the flow topology at the blade leading edge as a function of blade loading and h/θ^* , as derived from the present observations. The thick continuous grey line indicates the threshold $(h/\theta^*)_s$.

The sketch in figure 6 summarizes the evolution of the flow topology in front of the blade leading edge with the blade loading and h/θ^* as parameters, based on previous findings. When h/θ^* is large, this sketch states that no separation occurs at the casing wall. When h/θ^* is reduced below a critical value $(h/\theta^*)_s$, a separation bubble appears which eventually becomes more intense

upon further reduction of h/θ^* . The limit case $h/\theta^* \rightarrow 0$ corresponds to a junction flow with a horseshoe vortex. A higher blade loading shifts the critical ratio $(h/\theta^*)_s$ toward higher values, which is indicated by the positive slopes of the separation lines.

3.2 Transverse flow in the gap

The flow inside the gap sustains many changes important to consider in order to understand the overall tip flow. However from an experimental point of view at least, its qualification is a challenging task, especially regarding flow velocity. Average and RMS values of velocity inside the gap were obtained by Heyes et al. (1992) using single hot-wire measurements in a transverse vertical plane, and by Jacob et al. (2010) with two-component PIV measurements in a horizontal plane parallel to the casing wall. In the present study, the velocity inside the gap is obtained using 3-component LDV measurements for a gap height of 6% of chord and a thick incoming boundary layer at the casing. This gap height is large enough to allow optical measurement and is close to the value of 5% of chord considered by Jacob et al. (2010). These LDV measurements are shown along with static pressure measurements at the casing wall in figure 7, for $x/c = 40\%$. The same horizontal axis is used throughout figure 7 to ease interpretation.

The data in figure 7a first shows that the flow undergoes a strong acceleration from the pressure side toward the gap. The evolution of the maximum transverse velocity along y is plotted in figure 7b, along with the associated other velocity components. The gap essentially impacts the transverse components u_y and u_z , whereas the streamwise component u_x is weakly affected (on the order of 10%). This is important as it suggests that the velocity components in the transverse direction can be analyzed independently from the streamwise component, as previously done by Rains (1954). The flow acceleration at the gap entrance generates a pressure drop well captured by the evolution of the static pressure coefficient K_P at the casing wall, shown in figure 7c. Note that

$$K_P = \frac{P_s - P_{s\infty}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (1)$$

with P_s and $P_{s\infty}$ the local and freestream static pressures, respectively. The K_P distribution is shown at $x/c = 0.35$ and $x/c = 0.50$, displaying little variation in this region of x/c . Interestingly, the minimum of static pressure is located at $y/h \simeq -1$, that is at a distance of one gap height from the pressure side, which is comparable to the experimental data of Moore and Tilton

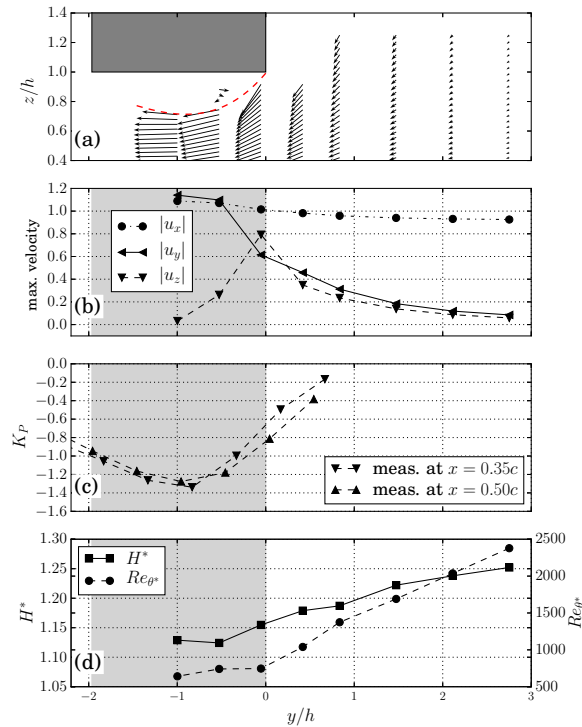


Fig. 7: Topology of the flow entering the gap for $h/c = 6.0\%$ at $x/c = 0.40$. (---): approximate boundary of the separation bubble. The origin of the y axis is shifted to the gap entrance. The flow goes from right to left. (a) : Transverse flow using vectors of the transverse velocity. (b) : Evolution of the maximum velocity of each component (axial, transverse, vertical) along the transverse direction. (c) : Evolution of the pressure coefficient along the transverse direction. (d) : Evolution of the shape factor and Reynolds number based on momentum thickness of the streamwise boundary layer as it goes through the gap

(1988) and of Heyes et al. (1992). Moreover, a comparison of figures 7b and 7c indicates that the minimum of static pressure corresponds to the maximum transverse velocity u_y .

Figure 7a also indicates the formation of a separated flow region at the tip of the blade, as a consequence of its sharp edge. The separated region narrows the effective passage area, which reaches a minimum at a location known as *vena-contracta*. Comparing figure 7a and 7c indicates that the position of the *vena-contracta* matches the location of the minimum of static pressure at the casing wall, i.e. $y/h \simeq -1$, in coherence with the work of Moore and Tilton (1988).

To analyze the impact of the tip-leakage flow on the streamwise boundary layer at the casing wall, the

evolution of the shape factor H^* and Reynolds number Re_{θ^*} , computed from u_x profiles, are plotted in figure 7d. It can be seen that H^* diminishes from 1.25 to 1.13 while Re_{θ^*} decreases from 2300 to 640 in the direction of the *vena-contracta*. This behaviour is typical of a boundary layer in a favourable pressure gradient, which is imposed by the accelerating flow in the gap, and is consistent with the measurements realized by Julien et al. (1969).

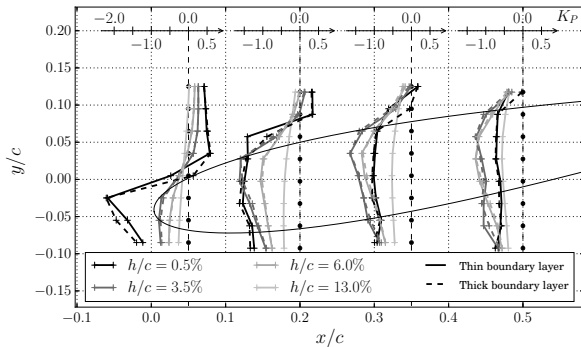


Fig. 8: Transverse distribution of static pressure at the casing wall, in the gap region, for a selection of axial stations and for various gap heights

The other gap sizes were not dedicated to LDV measurements, especially small gaps for which the LDV could not be applied, and are investigated using the pressure distribution available at the casing wall. Figure 8 displays the effect, on this pressure distribution, of gap height h/c , considering two incoming boundary layer thicknesses at the casing wall. The transverse evolution of pressure traduces the transverse momentum flowing through the gap as explained before. The main finding concerns the chordwise location of the maximum transverse flow, or minimum static pressure, that is seen to move downstream with increasing gap size. For $h/c = 0.5\%$, the location is near the blade leading edge, while it is around $x/c = 0.2$ for $h/c = 3.5\%$ and $x/c = 0.35$ for $h/c = 6\%$. The incoming boundary layer thickness has little influence here.

Detailed measurements of the flow at the gap exit were realized by Storer and Cumpsty (1991) with a pressure probe. They provided profiles of total pressure losses and of two components of the velocity in a plane parallel to the casing. Those velocity and total pressure losses profiles show that the flow exiting the gap is similar to a jet. The objective here is to complete this description using 3-component LDV measurements, performed in several planes near the suction side of the blade previously shown in figure 3. Velocity

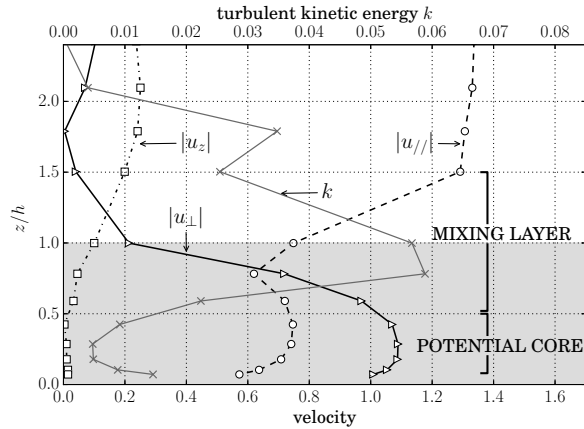


Fig. 9: Velocity and turbulent kinetic energy profiles at the gap exit for $h/c = 3.5\%$ at $(x, y) = (0.55c, -0.02c)$. $u_{//}$ (resp. u_{\perp}) designates the velocity component parallel (resp. normal) to the chord

and turbulent kinetic energy profiles close to the gap are plotted in figure 9 for $h/c = 3.5\%$ and $x/c = 0.55$, where $u_{//}$ (resp. u_{\perp}) corresponds to the velocity component parallel (resp. normal) to the chord. The strong transverse flow through the gap induces a jet like flow at the suction side. This can be seen looking at the profiles of the velocity component u_{\perp} and the turbulent kinetic energy k . These share similarities with an isolated jet considering for instance details given by Pope (2011). Especially a potential core and a mixing layer are found. The potential core corresponds to the area where u_{\perp} is high and k is low, and the mixing layer can be recognized as the area where k and the gradient of u_{\perp} are high. In addition the transverse flow exits the gap parallel to the casing since the vertical velocity u_z is close to zero in the gap area, i.e. for $z/h < 1$. Finally, the profile of $u_{//}$ exhibits a deficit in the mixing layer, which is the expression of the turbulent losses induced in this region. Of course this jet-like flow interacts with the main flow, and this creates a situation best referred to as a *jet in cross-flow*. The consequence of this interaction is the rolling-up of the jet into a tip-leakage vortex, as described in the next section.

3.3 Tip-leakage vortex

Figure 10 shows iso-lines of the streamwise vorticity field in a transverse plane at $x/c = 1.05$, downstream of the blade. The area of negative vorticity corresponds to the tip leakage vortex described previously. The proximity of the casing wall generates an opposite vortical zone, which essentially forms as a consequence of the

separation of the transverse boundary layer induced by the tip vortex at the casing wall, as previously observed by Muthanna and Devenport (2004). The effect of gap height and boundary layer thickness on the tip-leakage vortex trajectory, circulation and axial velocity are analyzed thereafter.

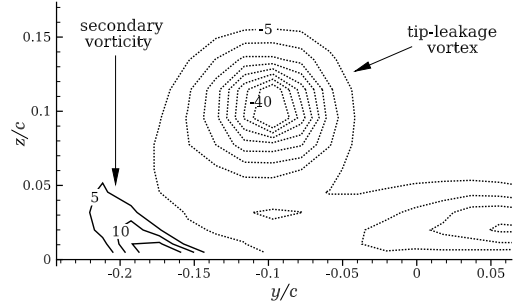


Fig. 10: Visualization of the tip leakage vortex flow with the secondary vorticity at the wall. The plot shows iso-lines of streamwise vorticity at $x/c = 1.05$ for $h/c = 3.5\%$. Negative vorticity is featured by dashed lines. Negative vorticity relates to the tip leakage vortex while positive vorticity relates to the secondary vortex

3.3.1 Tip vortex trajectory

The several measurement planes recorded with LDV allow tracing the locus of the vortex \mathbf{x}_c , which are shown with closed symbols in figure 11. The locus is obtained by taking the centroid of axial vorticity in the tip-leakage vortex, that is

$$\mathbf{x}_c = \frac{\int_{\Omega_Q} \omega_x \mathbf{x} dy dz}{\int_{\Omega_Q} \omega_x dy dz} \quad (2)$$

where ω_x is the streamwise vorticity and Ω_Q is the zone corresponding to the tip vortex, here identified using positive values of the Q criterion given by

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij} \Omega_{ij} - S_{ij} S_{ij}) \quad (3)$$

with Ω_{ij} the vorticity tensor defined as

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

The area Ω_Q is defined by $Q > 0$ (Wu et al., 2007), here calculated based on the LDV data. In some cases LDV measurements were not possible in the vortex core due to irregular seeding and/or laser lighting, therefore the vorticity centroid could not be computed. In

these cases the position of the tip vortex is estimated by locating the center of curvature of the pseudo-streamlines surrounding the vortex core (see open symbols in figure 11), where LDV measurements remain accessible. Pseudo-streamlines are the apparent streamlines formed by the transverse flow, i.e. not accounting for the axial flow component.

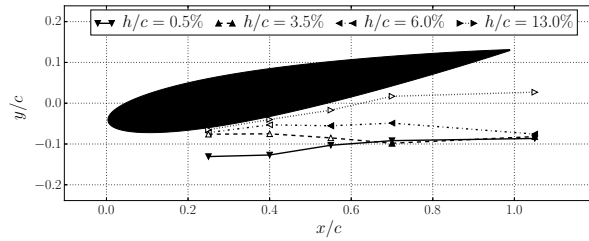


Fig. 11: Vortex center trajectory for a selection of gap heights. The vortex centers are obtained using the LDV measurements made at several stations along the blade. Closed symbols indicate the centroid of streamwise vorticity. Open symbols indicate the center of curvature of the streamlines which is used as a proxy to locate vortex center when LDV data inside the vortex core is not available

This ensemble of vortex locus allows to draw the trajectory of the tip leakage vortex, as presented in figure 11. The tip vortex develops differently depending on h/c . As previously observed in the literature (Flachsbart, 1931; Lakshminarayana and Horlock, 1963; Doukelis et al., 1998b), the tip-leakage vortex stays close to the blade for large gap to chord ratios, the separation of the vortex from the blade occurring at approximately 50% of chord for $h/c = 13\%$, while it evolves away from the blade at low ratios. In any case the tip vortex eventually moves away from the blade surface, which is opposite to what happens for an isolated wing, and is the consequence of the image effect of the casing wall. Notwithstanding the no-slip boundary condition at the casing wall, from an inviscid point of view, the effect of the wall upon the tip vortex is accounted for by an opposite vortex mirror of the primary one about the casing wall. This image vortex induces a transverse momentum away from the blade, that can usefully be referred as *drift*.

The effect of gap height h/c and incoming boundary layer thickness on the vortex lateral and vertical positions are plotted in figures 12 and 13 respectively. Figure 12 shows a non monotonous evolution of lateral position, with a positive slope for $h/c < 2\%$ and a negative one for $h/c > 4.5\%$. These two opposing trends are

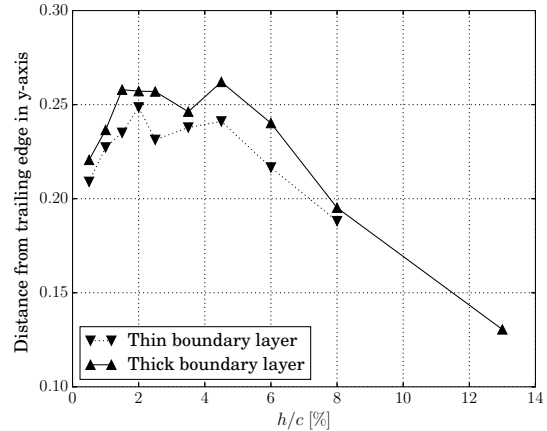


Fig. 12: Evolution of the vortex center lateral position, expressed as distance from blade trailing edge, as a function of gap height, at $x/c = 1.05$. The vortex center position is obtained from the 5-hole pressure probe measurements

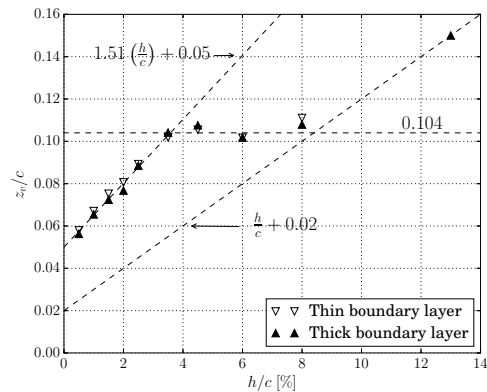


Fig. 13: Evolution of the vortex center vertical position as a function of gap height, at $x/c = 1.05$. The vortex center position is obtained from the 5-hole pressure probe measurements

the consequence of the conflicting effects of delayed vortex detachment from the blade at larger gap ratios and increased *drift* effect at lower gap ratios due to closer wall proximity and accentuated effect of the image vorticity. A small and a large gap regime can also be seen in figure 13 for the vortex vertical position. At very large gap to chord ratios h/c , the tip-leakage vortex is expected to be similar to a wingtip vortex, meaning that the distance between the blade tip and the vortex center Δz_0 is not impacted by gap height anymore. This is tantamount to saying that $z_v = h + \Delta z_0$, where Δz_0 is a

constant. This large gap regime seems to occur for gap heights larger than 8% of chord. At low gap to chord ratios, here for $h/c < 3.5\%$, the vertical position of the tip vortex also increases linearly, although more rapidly than gap height. For gap heights between 3.5% and 8% of chord, the vortex vertical position transitions from the small gap trend to the large gap one.

Figures 12 and 13 show little effect of the boundary layer thickness on the vertical position and only a slight effect on the transverse position. A thicker incoming boundary layer allows an increased lateral position of the tip vortex, which is consistent with the numerical analysis of Brandt et al. (2002). This effect can be explained, at least for small gap heights, by considering the jet in cross-flow dynamics of the tip flow. The penetration of a jet in a cross-flow is driven by the ratio $R = U_j^2/U_0^2$, where U_0 is the main stream velocity and U_j the jet exit velocity (Fearn and Weston, 1974). Based on the approach of Rains (1954), the gap exit velocity U_j is essentially driven by the pressure distribution across the gap, which is not impacted by the incoming boundary layer thickness. Therefore a thicker boundary layer reduces U_0 at the gap exit without changing U_j , which increases the ratio R , provoking a larger push of the jet and a more detached formation of the tip vortex.

From the perspective of a compressor, and considering that an increased lateral position of the tip vortex is detrimental regarding surge margin, improvement is to be obtained by reducing the boundary layer thickness at the casing. Compressors typically feature gap to chord ratios smaller than 3%, which corresponds to the first type of behavior just described. Then, both an increased gap to chord ratio and incoming boundary layer thickness lead to an increased lateral position of the tip vortex and thus may reduce the surge margin.

3.3.2 Tip vortex circulation

The determination of the tip leakage circulation is accomplished by first distinguishing the tip-leakage vortex from the secondary vorticity, as the two are present, see figure 10. Circulations Γ and Γ'' corresponding to that of the tip-leakage vortex and of the secondary vortex, respectively, are hence introduced,

$$\Gamma = \iint_{\omega_x < 0} \omega_x dS \quad \Gamma'' = \iint_{\omega_x > 0} \omega_x dS \quad (5)$$

In equation (5), the integration areas are shaped by the sign of the vorticity. To verify the accuracy of the circulation computed as the sum of streamwise vorticity, the total circulation $\Gamma_{tot} = \Gamma + \Gamma''$ obtained with relation (5) is compared to the circulation of velocity in a closed

contour C , i.e.

$$\Gamma_{tot} = \oint_C \mathbf{u} \cdot d\mathbf{l} \quad (6)$$

The deviation between these two approaches to compute the total circulation Γ_{tot} is below 2%. Hence the values of circulation obtained from the sum of streamwise vorticity (5) have a similar accuracy as the one computed from the line integral (6).

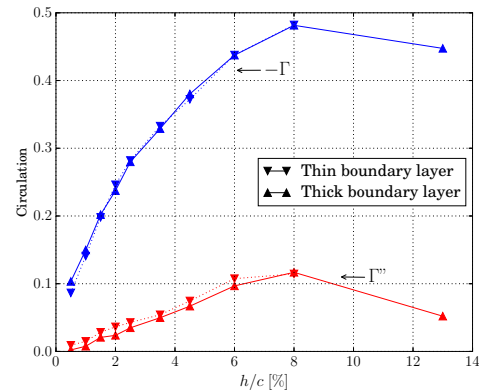


Fig. 14: Evolution of tip-leakage vortex circulation and secondary vorticity as a function of gap height at $x/c = 1.05$ for the two values of the boundary layer thickness. The data is inferred from the measurements performed with the 5-hole pressure probe

The evolutions of Γ and Γ'' as a function of gap height h/c are displayed in figure 14 for the two boundary layer thicknesses at the casing. These circulations increase with gap height up to $h/c = 8\%$ and are not affected by the incoming boundary layer thickness. Then, up to $h/c = 13\%$, a case only available for the thick incoming boundary layer configuration, a decrease occurs. The increase in the tip-leakage vortex circulation accounts for the growth of leakage flow with larger h/c . In return stronger tip vorticity results in reinforced secondary vorticity. For gap heights larger than 8% of chord, the decrease of tip-leakage vortex circulation can be explained by a reduction of blade lift induced by a combination of vortex downwash and reduced blade span.

3.3.3 Axial velocity in the tip-leakage vortex

At the vortex center, where in first order approximation $u_y, u_z \simeq 0$, Bernoulli theorem states that the axial velocity is mostly determined by the difference between

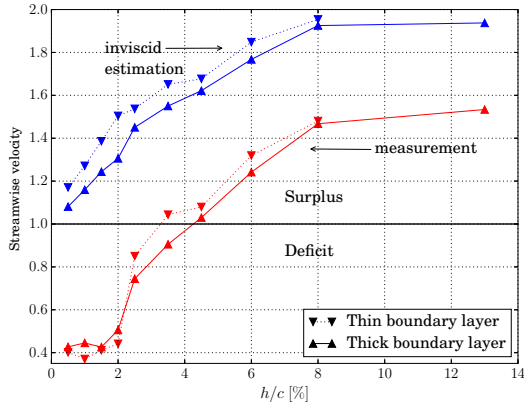


Fig. 15: Evolution of the streamwise velocity at the vortex center as a function of gap height as measured by the 5-hole probe measurements at $x/c = 1.05$ and as estimated by the Bernoulli evaluation in (7) considering zero total pressure loss in the vortex core

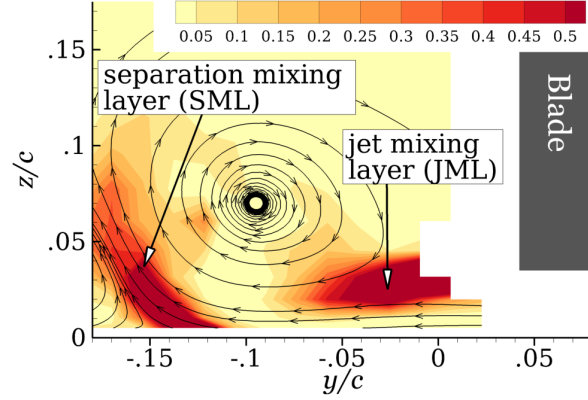
the static pressure drop $\Delta P_s = P_{s\infty} - P_s$ and the total pressure loss ΔP_t , following

$$\frac{u_x}{U_\infty} = \left(1 + \frac{\Delta P_s}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} - \frac{\Delta P_t}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

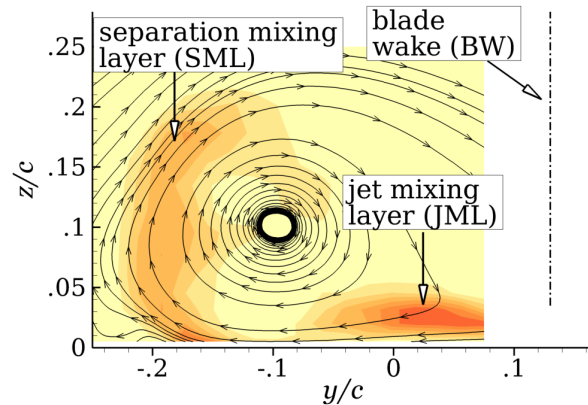
Figure 15 compares the measured value of u_x at the vortex center to the inviscid estimate given by (7) considering $\Delta P_t = 0$, for varying gap height h/c . The axial velocity increases monotonously with h/c . The flow features a velocity deficit in the vortex core for low h/c and a jet flow above $h/c = 4\%$. The effect of a thicker incoming boundary layer is to decrease the axial velocity. The inviscid estimate provides the good slope of the increase in u_x while lying well above the experimental u_x because of the presence of total pressure losses ($\Delta P_t > 0$) in the vortex core. Hence the increase of u_x with gap height comes from the pressure drop at the vortex center, as the consequence of the strengthening of the tip-leakage vortex.

4 Losses in the tip region

Based on the theoretical analysis of Denton (1993), the increment of entropy will be used as the signature of losses in the flow. Indeed, in a compressor, the increase of entropy essentially comes from irreversible processes, since heat transfers can generally be neglected. Moreover, entropy is independent of the reference frame, therefore, from that perspective, the analysis performed on the present isolated and fixed blade can be extrapolated to a real compressor.



(a) $x/c = 0.70$



(b) $x/c = 1.05$

Fig. 16: Distribution of mean flow entropy creation rate \dot{s}_m and pseudo-streamlines of the transverse flow in the tip-leakage vortex area for $h/c = 3.5\%$ and thick incoming boundary layer

4.1 Local distribution of losses

Areas where losses occur can be identified by looking at where a particle of fluid undergoes an entropy increase, i.e. where the mean flow entropy production rate per unit of mass \dot{s}_m is positive. For a steady and incompressible flow, it is possible to calculate this quantity using LDV measurements following

$$\dot{s}_m = \frac{1}{T_{t\infty}} \left(2\nu S_{ij} S_{ij} + \underbrace{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{P_k} \right) \quad (8)$$

This relationship is demonstrated in appendix A. The quantities S_{ij} and $\tau_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle$ are the strain rate tensor and the Reynolds stress tensor, respectively. Equation (8) states that the entropy increases in areas of turbulent kinetic energy production (P_k) and viscous dissipation ($2\nu S_{ij} S_{ij}$). Derivatives with respect to

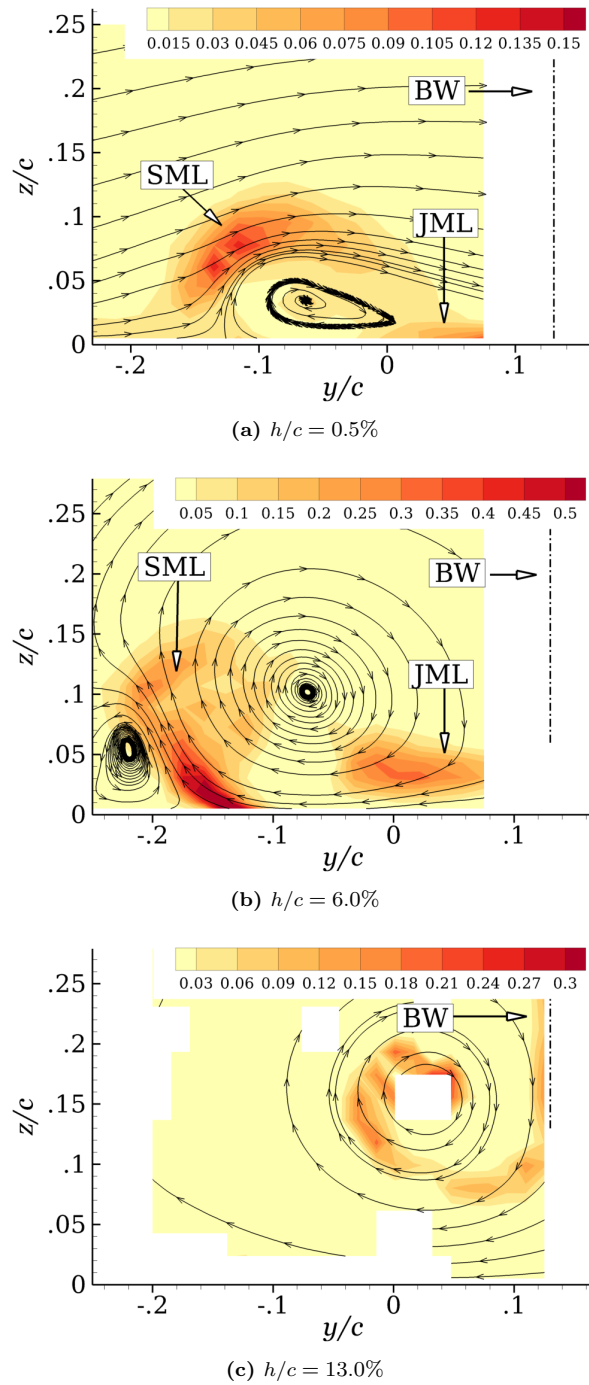


Fig. 17: Effect of gap height on the mean flow entropy creation rate \dot{s}_m shown in transverse plane at $x/c = 1.05$, for the thick incoming boundary layer case. The plots include pseudo-streamlines of the transverse flow to locate the different structures

y and z are about three orders of magnitude larger than those with respect to x . Hence x derivatives in equation (8) are discarded.

The distribution of \dot{s}_m in the tip-leakage vortex area is shown in figure 16, for $h/c = 3.5\%$. Figure 16a shows that entropy is created in the mixing layer formed by the jet flow (JML) and in an area named *separation mixing layer* (SML), at the left of the tip-leakage vortex. The SML comes from the separation of the boundary layer at the casing wall, induced by the tip-leakage vortex. Downstream of the blade, it can be seen in figure 16b that the magnitude of the losses in the jet mixing layer (JML) and separation mixing layer (SML) decreases along x between stations $x/c = 0.70$ and 1.05 . Note that entropy is also created in the blade wake (BW), however this area was not investigated with LDV measurements for this gap height.

The effect of gap height h/c on the distribution of \dot{s}_m is shown in figure 17. Except for $h/c = 13\%$, the blade wake (BW) is outside the measurement plane and is represented by the dash-dot line. For $h/c = 0.5\%$ (figure 17a), it seems that a significant part of the entropy is created in the separation mixing layer (SML). In the case $h/c = 6.0\%$ (figure 17b), the entropy production in the jet mixing layer (JML) and in the separation mixing layer (SML) have comparable magnitudes. The case $h/c = 13\%$, the largest gap, is eventually shown in figure 17c. In this situation, no jet is present and the entropy is mostly created in the blade wake (BW) that rolls-up around the tip-leakage vortex.

To sum up, entropy production is not only found in the jet mixing layer, as previously observed by Storer and Cumpsty (1994), but also in the wake and in a mixing layer coming from the separation of the boundary layer at the casing wall induced by the tip-leakage vortex.

4.2 Volume integrated losses

The global loss \mathcal{L} is considered to be the mass-flow averaged entropy increase per unit of mass occurring upstream of the (y, z) plane S_0 , such as

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\dot{m}} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV \quad (9)$$

In equation (9), \dot{m} is the mass-flow going through Σ , the volume defined by the envelop of the path of fluid particles, or streamtube, taken far upstream, where the flow is uniform, and getting to the plane S_0 after flowing through the gap.

It is shown in appendix B that \mathcal{L} is related to the total pressure losses such as

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{U_\infty^2}{T_{t\infty}} C_{Pt}^m \quad (10)$$

where

$$C_{Pt}^m = \frac{\iint_{S_0} C_{Pt} u_x dS}{\iint_{S_0} u_x dS} \quad (11)$$

is the mass-flow averaged total pressure loss coefficient considering a (y, z) -integration plane, which is defined with the pressure loss coefficient

$$C_{Pt} = \frac{P_{t\infty} - P_t}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad (12)$$

The quantity C_{Pt}^m evaluates the global effects of the dissipative phenomena that occur upstream of the S_0 plane. At this plane S_0 , located at $x/c = 1.05$, and defined by $y/c \in [-0.35, 0.15]$ and $z/c \in [0.015, 0.325]$, measurements are carried out using the 5-hole pressure probe.

To differentiate the contributions of transverse (tip-leakage vortex) and streamwise (wake) flow components in the total pressure losses, C_{Pt} is decomposed as the sum of C_{vortex} and C_{wake} , defined as

$$C_{Pt} = \underbrace{\left[\frac{P_{s\infty} - P_s}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} - \frac{(u_y^2 + u_z^2)}{U_\infty^2} \right]}_{C_{vortex}} + \underbrace{\left[1 - \left(\frac{u_x}{U_\infty} \right)^2 \right]}_{C_{wake}} \quad (13)$$

Maps of C_{vortex} and C_{wake} are shown in figure 18, for $h/c = 3.5\%$ and a thick incoming boundary layer. The coefficient C_{wake} is high in the blade wake, in the boundary layer and in the streamwise velocity deficit area of the core of the tip-leakage vortex. This coefficient relates to the concept of blockage used by turbomachine engineers and is here referred to as *wake loss coefficient*. As for C_{vortex} figure 18 shows that it is concentrated in the tip-leakage vortex core with a maximum at the vortex center. This quantity related to the transverse flow induced by the vortex is referred as *vortex loss coefficient*.

Considering a Rankine vortex model of circulation Γ and core radius a for the tangential flow of the tip-leakage vortex, it is shown in appendix C that C_{vortex} depends upon the square of the circulation and vortex core radius. The radial distribution of C_{vortex} for the Rankine vortex is plotted in figure 19. The maximum of C_{vortex} occurs at the vortex center and is equal to zero outside of the vortex core. This is comparable to the experimental observations made in figure 18. The

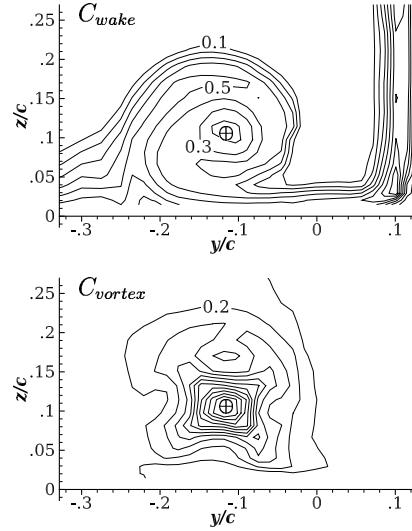


Fig. 18: Distribution of C_{wake} and C_{vortex} in a transverse plane at $x/c = 1.05$, for $h/c = 3.5\%$ and the thick boundary layer case. The plot shows iso-contours of C_{wake} and C_{vortex} with increment of 0.1 between iso-lines. The symbol \oplus indicates the position of the tip-leakage vortex center

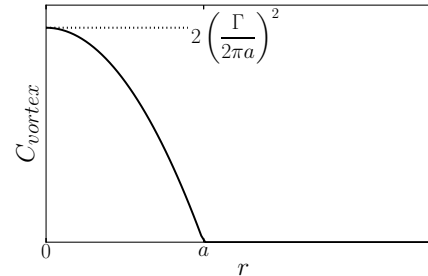


Fig. 19: Distribution of vortex loss coefficient C_{vortex} in a Rankine vortex of circulation Γ and core radius a

surface averaged vortex loss coefficient C_{vortex}^s , given by

$$C_{vortex}^s = \frac{\iint_{S_0} C_{vortex} dS}{\iint_{S_0} dS} \quad (14)$$

is independent of the core radius a , leaving the sole dependence on vortex circulation squared, that is

$$C_{vortex}^s = \frac{A}{S_0} \Gamma^2 \quad A = \frac{1}{4\pi} \approx 0.080 \quad (15)$$

Figure 20 displays the experimental increment of averaged vortex loss $\Delta C_{vortex}^{s,m}$, either averaged upon mass flow rate (superscript m) or surface (superscript

^s), against the tip-leakage vortex circulation squared Γ^2 , where

$$\Delta C_{vortex}^{s,m} = C_{vortex}^{s,m} - C_{vortex}^{s,m}|_{h=0} \quad (16)$$

with $C_{vortex}^{s,m}|_{h=0}$ the vortex loss coefficient for a closed gap, which is extrapolated from the experimental data. It can be seen that the surface averaged increment of vortex loss ΔC_{vortex}^s (open symbols) follows a linear increase with Γ^2 , in agreement with the Rankine approximation. The values of the linear coefficient A are also close, with about 0.10 in the experiment and 0.08 in the model. The increase ΔC_{vortex}^m of the mass-flow average of C_{vortex} (closed symbols) with Γ^2 is similar to the surface averaged one up to $\Gamma^2 = 0.18$. For high values of tip-leakage vortex circulation, i.e. $\Gamma^2 > 0.18$, the linear law slightly underestimates the mass-flow averaged ΔC_{vortex}^m . This deviation corresponds to the appearance of a strong streamwise velocity surplus in the vortex core (see figure 15) that accentuates the contribution of this area, where C_{vortex} is high, in the global count of mass-flow average of vortex losses.

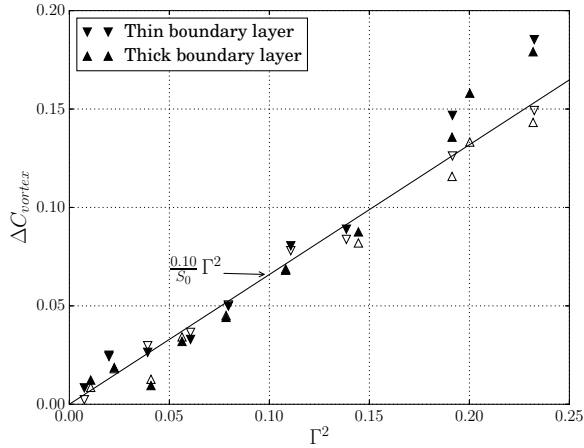


Fig. 20: Increment of vortex loss coefficient $\Delta C_{vortex}^{s,m}$ with the tip-leakage vortex circulation squared at $x/c = 1.05$ for the two values of the upcoming boundary layer thickness. Open symbols : surface average ΔC_{vortex}^s . Closed symbols : mass-flow average ΔC_{vortex}^m

Evolutions of C_{Pt}^m , C_{vortex}^m and C_{wake}^m with gap height and incoming boundary layer thickness are presented in figure 21. It is observed that these coefficients all increase at small h/c and then decrease, at different thresholds. The evolutions of C_{Pt}^m and C_{vortex}^m follow similar trends, decreasing for $h/c > 8\%$ while C_{wake}^m starts to decrease earlier, for $h/c > 4\%$. First, this shows that the increment of total pressure losses ΔC_{Pt}^m

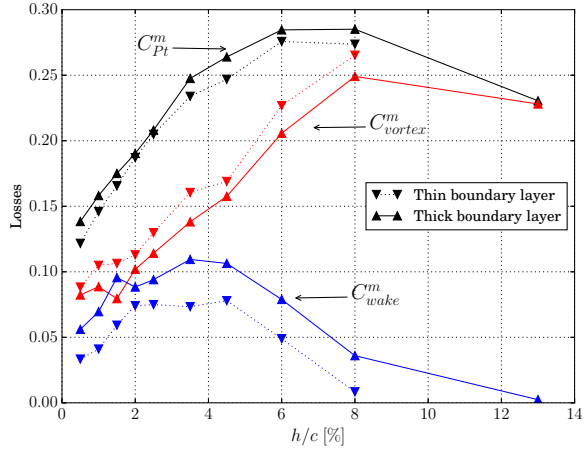


Fig. 21: Evolution of mass-flow averaged loss coefficients C_{Pt}^m , C_{vortex}^m and C_{wake}^m at $x/c = 1.05$

with gap height is primarily driven by the vortex losses C_{vortex}^m . Second, the decrease of C_{wake}^m induces a reduction of C_{Pt}^m increment with gap height for h/c between 4% and 8% of chord. Third, the vortex losses C_{vortex}^m are dominant in the total pressure losses C_{Pt}^m for intermediate and large gap configurations while C_{vortex}^m and C_{wake}^m count for almost the same at small gaps. The reduction of C_{vortex}^m is the result of the decrease of tip-leakage vortex circulation for $h/c > 8\%$, as shown in figure 14. Whereas the decrease of C_{wake}^m for $h/c > 4\%$ can be attributed to the emergence of a streamwise velocity surplus in the tip-leakage vortex core (see figure 15).

The effect of the incoming boundary layer thickness is appreciated in figure 21. While no major difference is observed qualitatively, the trends being the same, the amplitudes of C_{vortex}^m and especially C_{wake}^m are affected, in opposite ways. A thinner boundary layer tends to appraise the contribution of C_{vortex}^m compared to C_{wake}^m . The value of C_{Pt}^m is also increased, by approximately 0.011 when the boundary layer is thicker. This points out the extra losses induced by a thicker boundary layer.

5 Model for the vortex losses

The objective here is to build a model to estimate the sensitivity of total pressure losses with gap height. The previous section showed that the increment of total pressure losses ΔC_{Pt}^m with respect to gap height is essentially driven by the vortex losses C_{vortex}^m and is weakly affected by the incoming boundary layer thick-

ness, that is

$$\Delta C_{Pt}^m \simeq \Delta C_{vortex}^m \quad (17)$$

Moreover the increment of vortex losses ΔC_{vortex}^m , relative to the value at $h = 0$, increases linearly with the tip-leakage vortex circulation Γ squared, as shown in figure 20, and deviates slightly from this linear increase only for the highest values of circulation ($\Gamma^2 > 0.18$). That is why the main focus here is to build a model for the tip-leakage circulation. The increment of vortex losses ΔC_{vortex}^m is then calculated with relation (15) with $A = 0.1$. The model for the circulation is obtained by drawing an analogy between the tip-leakage flow and a jet in cross-flow, following our earlier analysis.

The jet in cross-flow produces a symmetrical counter-rotating vortex pair system which aligns with the direction of the cross-flow (Fearn and Weston, 1974; Jacquin, 1994; Karagozian, 2014). In the current analogy, the vortex pair consists of the tip-leakage vortex and the vortex generated by the symmetrical blade with respect to the casing wall as sketched in figure 22. A slip boundary condition is considered at the casing wall, meaning that the present model does not take into account the effect of the boundary layer. This is coherent with the observation of the weak influence of the incoming boundary layer thickness on the tip-leakage vortex circulation (see figure 14).

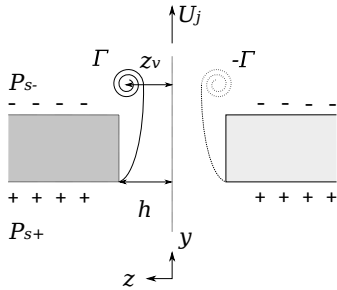


Fig. 22: Slotted wing configuration used to model the flow through the gap in an inviscid approximation, showing the subsequent roll-up of the jet flow outside the slot into two counter rotating vortices

5.1 Description of the model

The circulation of the rolling-up jet has been assessed by Jacquin (1994) using an analogy with tip vortices in the wake of an isolated finite wing. In this approach, this equivalent wing is modelled as a lifting line of span equal to the distance between the centers of the two vortices generated by the jet in cross-flow, i.e. $2z_v$, with lift

L . Next the lift is obtained from the Kutta-Joukowski theorem as

$$L = 2\rho U_\infty \Gamma z_v \quad (18)$$

Then, the jet is assumed to be adapted and its thrust T is assimilated to the lift L of this equivalent wing such as

$$T = \rho \overline{U_j^2} A_j = 2\rho U_\infty \Gamma z_v \quad (19)$$

where A_j represents the slot area (equal to $2hc$) and $\overline{U_j^2}$ is the mean value of the jet velocity squared. Equation (19) can be conveniently reorganized as

$$\frac{\Gamma}{cU_\infty} = \frac{h}{z_v} \frac{\overline{U_j^2}}{U_\infty^2} \quad (20)$$

which yields the circulation Γ in terms of gap height h , distance z_v between the vortex center and the casing wall, and jet velocity U_j at the gap exit. The latter can be related to the blade loading C_L by considering that the flow entering the gap is driven by the pressure difference between the pressure and suction sides. As mentioned earlier this approach previously adopted by Rains (1954) is justified by LDV measurements showing the flow accelerating primarily in a plane transverse to the main flow (see figure 7b). At a given chordwise position ξ one thus has

$$\frac{U_j(\xi)}{U_\infty} = \chi_D \sqrt{\frac{P_{s+}(\xi) - P_{s-}(\xi)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}} \quad (21)$$

which can be derived from Bernoulli theorem upon inserting an overall discharge coefficient χ_D to account for the losses in the gap. Then taking the square of relation (21) and its mean value leads to

$$\frac{\overline{U_j^2}}{U_\infty^2} = \chi_D^2 \underbrace{\int_0^c \frac{P_{s+}(\xi) - P_{s-}(\xi)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 c} d\xi}_{\approx C_L} \quad (22)$$

where the mean pressure difference along the chord is assumed to be close to the airfoil lift coefficient C_L . Finally, replacing $\overline{U_j^2}$ in equation (20) by the expression (22) leads to

$$\Gamma = \frac{h}{z_v} \chi_D^2 C_L \quad (23)$$

The circulation Γ is normalized by the chord c and the velocity U_∞ .

The increment of vortex losses is then estimated by inserting relation (23) in (15) and taking $A = 0.1$, which leads to

$$\Delta C_{vortex}^m = \frac{0.1}{S_0} \left(\frac{h}{z_v}\right)^2 \chi_D^4 C_L^2 \quad (24)$$

5.2 Experimental validation

The airfoil lift coefficient C_L is obtained from pressure measurement at mid-span of the wing, and equals 1.01. The vertical position z_v of the tip-leakage vortex center is described as a piecewise affine function of gap height

$$\frac{z_v}{c} = \begin{cases} 1.51 \left(\frac{h}{c}\right) + 0.05 & \text{for } \frac{h}{c} \leq 3.5\% \\ 0.104 & \text{for } 3.5\% \leq \frac{h}{c} \leq 8.5\% \\ \frac{h}{c} + 0.02 & \text{for } \frac{h}{c} \geq 8.5\% \end{cases} \quad (25)$$

which fits the experimental data provided in figure 13.

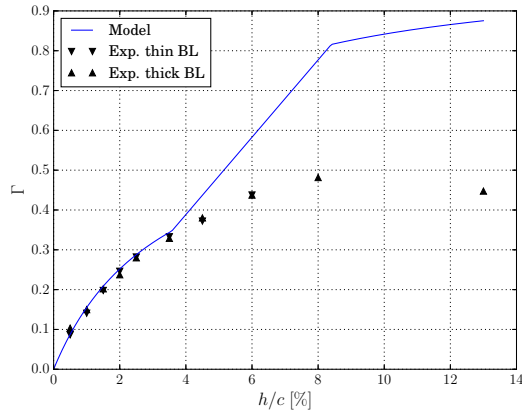


Fig. 23: Comparison of the circulation Γ provided by the model (straight line) against experimental data (symbols) for the two values of the upcoming boundary layer thickness, as a function of gap height

In figure 23, the predictions of this model are compared to the tip-leakage vortex circulation Γ obtained in the experiments by integrating the negative vorticity only. For gap heights smaller than 3.5% of the chord, a good agreement with experimental data is obtained. Note that the discharge coefficient χ_D is set to 1. The overestimation of the circulation by the model for $h/c > 3.5\%$ suggests that the analogy with a jet in cross-flow is not valid anymore for larger gaps. In practice, for $h/c < 3.5\%$, relation (23) and (24) become respectively

$$\Gamma = \frac{h/c}{a_1 \left(\frac{h}{c}\right) + a_0} \chi_D^2 C_L \quad (26)$$

and

$$\Delta C_{vortex}^m = \frac{0.1}{S_0} \left(\frac{h/c}{a_1 \left(\frac{h}{c}\right) + a_0} \right)^2 \chi_D^4 C_L^2 \quad (27)$$

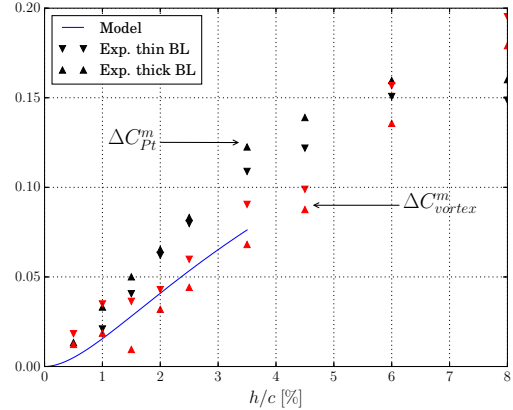


Fig. 24: Increment of total and vortex loss as a function of gap height, for the two values of the upcoming boundary layer thickness. Comparison between the model (straight line) and experimental data (symbols)

where a_1 and a_0 are empirical coefficients, here found equal to 1.51 and 0.05 respectively.

In figure 24, the modelled ΔC_{vortex}^m is compared to experimental data, from which the extrapolated values at $h = 0$ are subtracted. This approach gives a good prediction of the sensitivity of C_{vortex}^m to gap height, which allows to capture the main part of the increment of C_{Pt}^m . To get a better prediction of the increment of total pressure loss with gap height, the wake loss coefficient C_{wake}^m would have to be taken into account.

Note that the fitting coefficients for z_v in relation (25), i.e. a_0 and a_1 in equations (26) and (27), may depend on x and on the blade loading. Indeed, for a jet in cross-flow, the vortex spacing depends not only on x but also on jet exit velocity U_j (Fearn and Weston, 1974). This suggests that z_v depends on x and U_j , itself linked to the blade loading through relation (22).

The value 1 of the discharge coefficient χ_D adopted in this model is larger than the value of 0.8 found in literature (Rains, 1954; Moore and Tilton, 1988; Storer and Cumpsty, 1994). This higher value of χ_D may compensate the larger values of z_v caused by the *vortex rebound*, that comes from the interaction of the tip-leakage vortex with the no-slip casing wall in the experiment (Barker and Crow (1977)).

6 Conclusions

The sensitivity of the tip-leakage flow to gap height and the incoming boundary layer thickness has been investigated using an isolated and fixed blade setup. Detailed measurements, using LDV, a 5-hole pressure probe and

pressure taps, were conducted in a low-speed wind tunnel for a Reynolds number of 550 000. It appears that the tip-leakage flow features are primarily impacted by the gap height. The effects of this parameter on the flow can be divided into three regimes : a small gap regime for gap heights smaller than 3.5% of chord, a large gap regime for gap larger than 8% of chord and a intermediate regime in-between. Increasing the gap height moves the maximum of transverse velocity in the gap, or minimum of pressure, toward the blade trailing edge. Moreover, the tip-leakage vortex remains attached to the blade over a longer portion of chord and its circulation increases when the gap height is enlarged. This also tends to reduce the streamwise velocity defect, present at the vortex center for small gaps, leading to the apparition of a streamwise velocity excess for gaps larger than 4% of chord. In front of the blade, the flow is found to separate if gap height h is smaller than the momentum thickness θ^* and if blade loading is high, leading to the formation of a horseshoe vortex. A thicker incoming boundary layer at the casing tends to move the tip-leakage vortex away from the blade. Whereas the static pressure distribution at the casing wall, as well as the tip-leakage vortex circulation, are not impacted by the incoming boundary layer thickness.

A careful analysis of the losses in the tip region has been realized. Local losses are defined by the entropy production rate, which has been computed from LDV measurements. At the gap exit, entropy is created not only in the jet mixing layer but also in a mixing layer associated with the separation of the casing boundary layer induced by the tip-leakage vortex. Overall losses are reflected by total pressure losses, which have been decomposed in two terms, one representing the contribution of the areas of streamwise velocity deficit and identified as a wake loss, and the other one, identified as a vortex loss, that evolves with the tip-leakage vortex circulation squared. The evolution of total pressure losses with gap height is primarily driven by the vortex loss coefficient. A thicker incoming boundary layer decreases the vortex losses and increases the wake losses, which globally leads to higher total pressure losses, without altering significantly their evolution with the gap height.

Finally to describe the increment in total pressure losses impaired in the gap, the tip-leakage flow has been modelled as a jet in cross-flow. This model gives a good estimation of the tip-leakage vortex circulation for gaps smaller than 3.5% of the chord. The tip vortex circulation is a proxy to evaluate the increment in pressure loss, on the basis of the net influence of the vortex loss coefficient, which depends on the circulation squared.

The range of gap height accounted for by the model is valid for most turbomachinery applications.

Acknowledgements The present work is supported by the ANR project NumERICCS (ANR-15-CE06-0009). The 2D RANS calculation has been performed in the framework of the elsA three-party agreement between AIRBUS, SAFRAN, and ONERA which are co-owners of this software.

References

- Barker SJ, Crow SC (1977) The motion of two-dimensional vortex pairs in a ground effect. *Journal of Fluid Mechanics* 82(4):659–671
- Bloxham M, Bons J, Hollis R (2008) Horseshoe vortex control with leading edge endwall boundary layer removal. In: 4th Flow Control Conference, p 4319
- Borello D, Hanjalic K, Rispoli F (2007) Computation of tip-leakage flow in a linear compressor cascade with a second-moment turbulence closure. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28(4):587–601
- Brandt H, Fottner L, Saathoff H, Stark U (2002) Effects of the inlet flow conditions on the tip clearance flow of an isolated compressor rotor. In: ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air, American Society of Mechanical Engineers, pp 1123–1132
- Chassaing P (2010) *Mécanique des Fluides : Éléments d'un premier parcours*, 3rd edn. Cépaduès
- Decaix J, Balarac G, Dreyer M, Farhat M, Münch C (2015) Rans and les computations of the tip-leakage vortex for different gap widths. *Journal of Turbulence* 16:309–341, DOI 10.1080/14685248.2014.984068
- Denton J (1993) Loss mechanisms in turbomachines. In: ASME 1993 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, American Society of Mechanical Engineers, pp V002T14A001–V002T14A001
- Devenport WJ, Simpson RL (1990) Time-dependent and time-averaged turbulence structure near the nose of a wing-body junction. *Journal of Fluid Mechanics* 210:23–55
- Doukelis A, Mathioudakis K, Papailiou K (1998a) The effect of tip clearance gap size and wall rotation on the performance of a high-speed annular compressor cascade. In: ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, American Society of Mechanical Engineers
- Doukelis A, Mathioudakis K, Papailiou K (1998b) Investigation of the 3-d flow structure in a high-speed annular compressor cascade for tip clearance effects. In: ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, American

- Society of Mechanical Engineers, pp V001T01A012–V001T01A012
- Fearn R, Weston RP (1974) Vorticity associated with a jet in a cross flow. *AIAA Journal* 12(12):1666–1671
- Flachsbart O (1931) Spaltverluste an Tragflügeln. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 11(6):411–414
- Hasan M, Casarella M, Rood E (1986) An experimental study of the flow and wall pressure field around a wing-body junction. *Journal of vibration, acoustics, stress, and reliability in design* 108(3):308–314
- Heyes F, Hodson H, Dailey G (1992) The effect of blade tip geometry on the tip leakage flow in axial turbine cascades. *Journal of Turbomachinery* 114(3):643–651
- Hu H, Yang Z (2008) An experimental study of the laminar flow separation on a low-reynolds-number airfoil. *Journal of Fluids Engineering* 130(5):051101
- Inoue M, Kuroumaru M (1989) Structure of tip clearance flow in an isolated axial compressor rotor. *Journal of Turbomachinery* 111(3):250–256
- Jacob M, Grilliat J, Camussi R, Caputi Genaro G (2010) Aeroacoustic investigation of a single airfoil tip leakage flow. *International Journal of Aeroacoustics*
- Jacquin L (1994) Phenomenological description and simplified modelling of the vortex wake issuing from a jet in a cross flow. *La Recherche Aéronautique* 2:117–133
- Julien HL, Kays W, Moffat R (1969) The turbulent boundary layer on a porous plate—an experimental study of the effects of a favorable pressure gradient. Technical Report HMT-4, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University
- Kameier F, Neise W (1997) Experimental study of tip clearance losses and noise in axial turbomachines and their reduction. *Journal of Turbomachinery* 119(3):460–471
- Kang S, Hirsch C (1993) Experimental study on the three-dimensional flow within a compressor cascade with tip clearance: Part I velocity and pressure fields. *Journal of Turbomachinery* 115(3):435–443
- Kang S, Hirsch C (1996) Numerical simulation of three-dimensional viscous flow in a linear compressor cascade with tip clearance. *Journal of Turbomachinery* 118(3):492–502
- Karagozian AR (2014) The jet in crossflow. *Physics of Fluids* 26(10):101303
- Lakshminarayana B, Horlock JH (1963) Tip-clearance flow and losses for an isolated compressor blade. Technical Report ARC-R/M-3316, Aeronautical Research Council London (England)
- Menter FR (1994) Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal* 32(8):1598–1605
- Millikan CB (2018) *Aerodynamics of the Airplane*. Courier Dover Publications
- Moore J, Tilton J (1988) Tip leakage flow in a linear turbine cascade. *Journal of Turbomachinery* 110(1):18–26
- Muthanna C, Devenport W (2004) Wake of a compressor cascade with tip gap, part 1: Mean flow and turbulence structure. *AIAA Journal* 42(11):2320–2331
- Pope SB (2011) *Turbulent flows*. Cambridge Univ. Press, Cambridge
- Praisner T, Smith C (2006) The dynamics of the horseshoe vortex and associated endwall heat transfer. Part I: Temporal behavior. *Journal of Turbomachinery* 128(4):747–754
- Prandtl L (1919) *Tragflügeltheorie. II. Mitteilung*. Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse pp 107–137
- Rains DA (1954) Tip clearance flow in axial compressors and pumps. PhD thesis, California Institute of Technology
- Saathoff H (2001) *Rotor-Spaltströmungen in Axialverdichtern*. PhD thesis, Technische Universität Braunschweig
- Saathoff H, Stark U (2000) Tip clearance flow induced endwall boundary layer separation in a single-stage axial-flow low-speed compressor. 2000-GT, p 0501
- Smith G, Cumpsty NA (1982) Flow phenomena in compressor casing treatment. Tech. Rep. CUED/A-Turbo/TR 112, Whittle Laboratory, Department of Engineering, University of Cambridge
- Storer J, Cumpsty N (1991) Tip leakage flow in axial compressors. *Journal of Turbomachinery* 113(2):252–259
- Storer J, Cumpsty N (1994) An approximate analysis and prediction method for tip clearance loss in axial compressors. *Journal of Turbomachinery* 116(4):648–656
- Vo HD, Tan CS, Greitzer EM (2008) Criteria for spike initiated rotating stall. *Journal of Turbomachinery* 130(1):011023
- Wu JZ, Ma HY, Zhou MD (2007) *Vorticity and vortex dynamics*. Springer Science & Business Media
- Yakhot A, Anor T, Liu H, Nikitin N (2006) Direct numerical simulation of turbulent flow around a wall-mounted cube: spatio-temporal evolution of large-scale vortices. *Journal of Fluid Mechanics* 566:1–9

Appendix

A Entropy creation rate for the mean flow

The first objective of this section is to clarify the definition of the entropy production rate for the mean flow. The second objective is to demonstrate that this entropy production rate can be estimated using velocity measurements from LDV. This work generalizes the analysis carried out by Denton (1993) on the relation between entropy increment and viscous forces. The following assumptions are considered :

1. The fluid is a perfect gas : $P = \rho RT$
2. The flow is in a steady state and incompressible : $\text{div}(\mathbf{u}) = 0$ and $M \ll 1$ (for the present case $M = 0.1$)
3. Variations of total pressure and temperature are small, i.e. $|P_t - P_{t\infty}| \ll P_{t\infty}$ and $|T_t - T_{t\infty}| \ll T_{t\infty}$ (in the present experiment $|P_t - P_{t\infty}| < 10^{-2} \times P_{t\infty}$)
4. Heat transfers are neglected

Starting with Gibbs-Duhem relation one can relate entropy variation to total enthalpy and pressure for the *instantaneous* field following

$$T_t ds = dh_t - RT_t \frac{dP_t}{P_t} . \quad (28)$$

Assuming that $|P_t - P_{t\infty}| \ll P_{t\infty}$ and $|T_t - T_{t\infty}| \ll T_{t\infty}$ we have

$$T_{t\infty} ds = dh_t - \underbrace{\frac{RT_{t\infty}}{P_{t\infty}}}_{1/\rho_{t\infty}} dP_t . \quad (29)$$

Insofar as the Mach number is small ($M = 0.1$), we assume that $\rho \approx \rho_{t\infty}$, which leads to

$$T_{t\infty} \frac{ds}{dt} = \frac{dh_t}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dP_t}{dt} \quad \text{where} \quad \frac{d\bullet}{dt} = \dot{\bullet} = \frac{\partial \bullet}{\partial t} + u_i \frac{\partial \bullet}{\partial x_i} . \quad (30)$$

Then the Reynolds decomposition is applied to equation (30), considering the assumptions of a steady and incompressible flow, which leads to

$$T_{t\infty} \dot{s}_m = \langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle h_t \rangle - \frac{1}{\rho} \langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle P_t \rangle , \quad (31)$$

with $\langle \bullet \rangle$ the Reynolds average and with \dot{s}_m defined as

$$\dot{s}_m = \langle u_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle s \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u'_i s' \rangle - \frac{1}{T_{t\infty}} \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u'_i e' \rangle . \quad (32)$$

In (33), e' represents the fluctuation of internal energy per unit of mass. This quantity \dot{s}_m can be understood as the equivalent rate of entropy production for the mean flow, which is not the same as the mean entropy production rate \dot{s} . From now on, the symbol $\langle \bullet \rangle$ is dropped for mean flow quantities in order to reduce the amount of notation. Equation (31) thus becomes

$$T_{t\infty} \dot{s}_m = u_i \frac{\partial h_t}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} u_i \frac{\partial P_t}{\partial x_i} . \quad (33)$$

To replace the right hand side of equation (33), let's consider the RANS energy equation

$$u_j \frac{\partial h_t}{\partial x_j} = (2\nu S_{ij} + \tau_{ij}) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_i \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tau_{ij}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_j}{\partial x_j} , \quad (34)$$

and the RANS mean flow kinetic energy equation

$$\frac{1}{\rho} u_i \frac{\partial P_t}{\partial x_i} = u_i \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tau_{ij}) , \quad (35)$$

with S_{ij} the strain rate tensor, $\tau_{ij} = -\langle u'_i u'_j \rangle$ the Reynolds stress tensor and q_j the heat flux. Inserting relations (34) and (35) in equation (33) leads to

$$T_{t\infty} \dot{s}_m = (2\nu S_{ij} + \tau_{ij}) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_j}{\partial x_j} , \quad (36)$$

which is similar to the relation obtained by Chassaing (2010). This relation can also be written as follow

$$T_{t\infty} \dot{s}_m = 2\nu S_{ij} S_{ij} + P_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_j}{\partial x_j} , \quad (37)$$

with

$$P_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} , \quad (38)$$

the production of turbulent kinetic energy. Equation (37) shows that the equivalent mean flow entropy production rate \dot{s}_m corresponds to the sum of viscous dissipation ($2\nu S_{ij} S_{ij}$), production of turbulent kinetic energy (P_k) and heat power ($\text{div}(\mathbf{q})$). Upon assuming that the heat power is negligible, equation (37) yields

$$\dot{s}_m = \frac{1}{T_{t\infty}} (2\nu S_{ij} S_{ij} + P_k) . \quad (39)$$

This relation only depend on mean flow velocity gradients and on the Reynolds stress tensor, therefore it is possible to compute \dot{s}_m from LDV measurements.

B Averaged total pressure losses and entropy creation rate

The objective of this section is to demonstrate the equivalence between mass-flow average total pressure losses C_{Pt}^m and the volume integrated rate of entropy production $\rho \dot{s}_m$ in a streamtube. The start is relation (33), which, taking into account that the flow is incompressible, leads to

$$T_{t\infty} \rho \dot{s}_m = \text{div}(\mathbf{u} \cdot \rho h_t) - \text{div}(\mathbf{u} \cdot P_t) . \quad (40)$$

This relation is integrated over the streamtube Σ composed of an inlet boundary S_{in} , an outlet boundary S_0 and a lateral boundary S_{lat} . The inlet boundary is taken upstream of the blade where flow and thermodynamic conditions are homogeneous. The lateral boundary S_{lat} is characterized by $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$, where \mathbf{n} is the local normal vector. Then the divergence theorem applied to the integral of (40) yields

$$T_{t\infty} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV = \iint_{S_{in}} P_{t\infty} U_{\infty} (\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n}) dS - \iint_{S_0} P_t(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS + \Delta H_t , \quad (41)$$

with

$$\Delta H_t = \iint_{S_0} \rho h_t(\mathbf{u}, \mathbf{n}) dS - \iint_{S_{in}} \rho h_{t\infty} U_\infty (\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n}) dS \quad (42)$$

In the present study we consider a fixed setup, i.e. no mechanical power is exchanged. Therefore, assuming no heat transfer at the boundaries of the streamtube Σ , we have $\Delta H_t = 0$. Moreover, mass-flow being conserved between S_{in} and S_0 , equation (41) becomes

$$T_{t\infty} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV = \iint_{S_0} (P_{t\infty} - P_t)(\mathbf{u}, \mathbf{n}) dS \quad (43)$$

The mass-flow averaged total pressure losses C_{Pt}^m is then introduced in equation (43), with

$$C_{Pt}^m = \frac{1}{\dot{m}} \iint_{S_0} C_{Pt} \rho(\mathbf{u}, \mathbf{n}) dS \quad (44)$$

where \dot{m} represents the mass flow through the streamtube Σ , and with

$$C_{Pt} = \frac{P_{t\infty} - P_t}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad (45)$$

leading to

$$\iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV = \frac{1}{2} \frac{U_\infty^2}{T_{t\infty}} \dot{m} C_{Pt}^m \quad (46)$$

The average entropy increase per unit of mass \mathcal{L} , defined as

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\dot{m}} \iiint_{\Sigma} \rho \dot{s}_m dV \quad (47)$$

is introduced in relation (46), which gives

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{U_\infty^2}{T_{t\infty}} C_{Pt}^m \quad (48)$$

Relation (48) states the equivalence between the mass-flow averaged total pressure losses and the average entropy increase per unit of mass.

C Steady axisymmetric vortex analysis

This section establishes a relation between the vortex loss coefficient C_{vortex} , introduced in equation (13), and the circulation of the tip-leakage vortex. In a cylindrical reference frame (x, r, θ) , C_{vortex} is defined by

$$C_{vortex} = \frac{P_{s\infty} - P_s}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} - \frac{u_\theta^2}{U_\infty^2} \quad (49)$$

The radial velocity u_r is taken equal to zero. An axisymmetric steady inviscid flow is in radial equilibrium, that is

$$\frac{\partial P_s}{\partial r} = \rho \frac{u_\theta^2}{r} \quad (50)$$

Upon introducing this relation in (49) leads to

$$C_{vortex} = \frac{2}{U_\infty^2} \int_r^\infty \frac{u_\theta^2}{\xi} d\xi - \frac{u_\theta^2}{U_\infty^2} \quad (51)$$

Let us now consider the Rankine vortex, defined as

$$u_\theta(r) = \begin{cases} \frac{\Gamma}{2\pi a} \left(\frac{r}{a}\right), & r < a \\ \frac{\Gamma}{2\pi r}, & r \geq a \end{cases} \quad (52)$$

where a is the vortex core radius and Γ is the vortex circulation. Based on this model, the coefficient C_{vortex} becomes

$$C_{vortex} = \begin{cases} \frac{2}{U_\infty^2} \left(\frac{\Gamma}{2\pi a}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right], & r < a \\ 0, & r \geq a \end{cases} \quad (53)$$

which shows that the C_{vortex} coefficient is maximum at the vortex center and is equal to zero outside the vortex core.

The surface average of C_{vortex} over a disk of radius R is defined as

$$C_{vortex}^s = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R C_{vortex}(r) \cdot 2\pi r dr \quad (54)$$

If the integration area includes the whole vortex core ($R > a$), one has

$$C_{vortex}^s = \frac{A}{S_0} \frac{\Gamma^2}{U_\infty^2}, \quad S_0 = \pi R^2, \quad A = \frac{1}{4\pi}, \quad R > a \quad (55)$$

Equation (55) shows that the surface average of C_{vortex} is proportional to the vortex circulation squared, divided by the integration area. This relation does not depend on the vortex core radius a . If S_0 and Γ are normalized by the velocity U_∞ and a reference length, relation (55) eventually becomes

$$C_{vortex}^s = \frac{A}{S_0} \Gamma^2 \quad (56)$$

Bibliographie

- [1] J. Bae. *Active Control of Tip Clearance Flow in Axial Compressors*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2001.
- [2] J. Bae, K.S. Breuer, and C.S. Tan. Active control of tip clearance flow in axial compressors. In *ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 International Joint Power Generation Conference*, pages 531–542. American Society of Mechanical Engineers, 2003.
- [3] S.J. Barker and S.C. Crow. The motion of two-dimensional vortex pairs in a ground effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 82(4) :659–671, 1977.
- [4] B.H. Beheshti, K. Ghorbanian, B. Farhanieh, J.A. Teixeira, and P.C. Ivey. A new design for tip injection in transonic axial compressors. In *ASME turbo expo 2006 : Power for land, sea, and air*, pages 39–47. American Society of Mechanical Engineers, 2006.
- [5] S.I. Benton and J.B. Bons. Three-dimensional instabilities in vortex/wall interactions : Linear stability and flow control. AIAA, 2014.
- [6] S. Bindl, B. Muth, and R. Niehuis. Recirculation of bleed air for active compressor stabilization. In *ISROMAC2010-0013, The 13th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery (ISROMAC-13)*, volume 4, 2010.
- [7] J.P. Bindon and G. Morphis. The development of axial turbine leakage loss for two profiled tip geometries using linear cascade data. *Journal of Turbomachinery*, 114(1) :198–203, 1992.
- [8] M. Bloxham, J. Bons, and R. Hollis. Horseshoe vortex control with leading edge endwall boundary layer removal. In *4th Flow Control Conference*, page 4319, 2008.
- [9] T.C. Booth, P.R. Dodge, and H.K. Hepworth. Rotor-tip leakage : Part I—basic methodology. *Journal of Engineering for Power*, 104(1) :154–161, 1982.
- [10] D. Borello, K. Hanjalic, and F. Rispoli. Computation of tip-leakage flow in a linear compressor cascade with a second-moment turbulence closure. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(4) :587–601, 2007.
- [11] H. Brandt, L. Fottner, H. Saathoff, and U. Stark. Effects of the inlet flow conditions on the tip clearance flow of an isolated compressor rotor. In *ASME Turbo Expo 2002 : Power for Land, Sea, and Air*, pages 1123–1132. American Society of Mechanical Engineers, 2002.
- [12] V. Brion. *Stabilité des paires de tourbillons contra-rotatifs : application au tourbillon de jeu dans les turbomachines*. Theses, Ecole Polytechnique X, October 2009.
- [13] L. Cambier, S. Heib, and S. Plot. The Onera elsA CFD Software : Input from Research and Feedback from Industry. *Mechanics & Industry*, 14 :159–174, 1 2013.
- [14] M. Cevik, H. D. Vo, and H. Yu. Casing treatment for desensitization of compressor performance and stability to tip clearance. *Journal of Turbomachinery*, 2016.
- [15] P. Chassaing. *Mécanique des Fluides : Éléments d’un premier parcours*. Cépaduès, 3ème edition, 2010.
- [16] J. Dacles-Mariani, G.G. Zilliac, J.S. Chow, and P. Bradshaw. Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field. *AIAA journal*, 33(9) :1561–1568, 1995.
- [17] R. D’Andrea, R.L. Behnken, and R.M. Murray. Active control of an axial flow compressor via pulsed air injection. 1996.
- [18] J. Decaix, G. Balarac, M. Dreyer, M. Farhat, and C. Münch. Rans and les computations of the tip-leakage vortex for different gap widths. *Journal of Turbulence*, 16 :309–341, 01 2015.

- [19] J.D. Denton. Loss mechanisms in turbomachines. In *ASME 1993 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*, pages V002T14A001–V002T14A001. American Society of Mechanical Engineers, 1993.
- [20] W.J. Devenport, M.C. Rife, S.I. Liapis, and G.J. Follin. The structure and development of a wing-tip vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 312 :67–106, 1996.
- [21] W.J. Devenport and R.L. Simpson. Time-dependent and time-averaged turbulence structure near the nose of a wing-body junction. *Journal of Fluid Mechanics*, 210 :23–55, 1990.
- [22] B. Dobrzynski, H. Saathoff, G. Kosyna, C. Clemen, and V. Gummer. Active flow control in a single-stage axial compressor using tip injection and endwall boundary layer removal. In *ASME Turbo Expo 2008 : Power for Land, Sea, and Air*, pages 139–148. American Society of Mechanical Engineers, 2008.
- [23] A. Doukelis, K. Mathioudakis, and K. Papailiou. The effect of tip clearance gap size and wall rotation on the performance of a high-speed annular compressor cascade. In *ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*. American Society of Mechanical Engineers, 1998.
- [24] A. Doukelis, K. Mathioudakis, and K. Papailiou. Investigation of the 3-d flow structure in a high-speed annular compressor cascade for tip clearance effects. In *ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, pages V001T01A012–V001T01A012. American Society of Mechanical Engineers, 1998.
- [25] J.R. Edwards and M.S. Liou. Low-diffusion flux-splitting methods for flows at all speeds. *AIAA journal*, 36(9) :1610–1617, 1998.
- [26] B. Eisfeld and O. Brodersen. Advanced turbulence modelling and stress analysis for the dlr-f6 configuration. *AIAA Paper*, 4727(2005) :436, 2005.
- [27] R. Fearn and R.P. Weston. Vorticity associated with a jet in a cross flow. *AIAA Journal*, 12(12) :1666–1671, 1974.
- [28] O. Flachsbart. Spaltverluste an Tragflügeln. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 11(6) :411–414, 1931.
- [29] M. Gad-el Hak. *Introduction to Flow Control*, pages 1–107. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1998.
- [30] F. Gand. *Dynamics of turbulent junction flows*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, September 2011.
- [31] S.A. Gbadebo, N.A. Cumpsty, and T.P. Hynes. Three-dimensional separations in axial compressors. *Journal of Turbomachinery*, 127(2) :331–339, 2005.
- [32] N. Gourdain. Prediction of the unsteady turbulent flow in an axial compressor stage. part 1 : Comparison of unsteady rans and les with experiments. *Computers & Fluids*, 106 :119–129, 2015.
- [33] J.A.H. Graham. Investigation of a tip clearance cascade in a water analogy rig. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 108(1) :38–46, 1986.
- [34] M.A.Z. Hasan, M.J. Casarella, and E.P. Rood. An experimental study of the flow and wall pressure field around a wing-body junction. *Journal of vibration, acoustics, stress, and reliability in design*, 108(3) :308–314, 1986.
- [35] M.D. Hathaway. Self-recirculating casing treatment concept for enhanced compressor performance. In *ASME turbo expo 2002 : Power for land, sea, and air*, pages 411–420. American Society of Mechanical Engineers, 2002.
- [36] F.J.G. Heyes, H.P. Hodson, and G.M. Dailey. The effect of blade tip geometry on the tip leakage flow in axial turbine cascades. *Journal of Turbomachinery*, 114(3) :643–651, 1992.
- [37] S.J. Hiller, R. Matzgeller, and W. Horn. Stability enhancement of a multistage compressor by air injection. *Journal of Turbomachinery*, 133(3) :031009, 2011.
- [38] H. Hu and Z. Yang. An experimental study of the laminar flow separation on a low-reynolds-number airfoil. *Journal of Fluids Engineering*, 130(5) :051101, 2008.
- [39] M. Inoue and M. Kuroumaru. Structure of tip clearance flow in an isolated axial compressor rotor. *Journal of Turbomachinery*, 111(3) :250–256, 1989.
- [40] M.C. Jacob, J. Grilliat, R. Camussi, and G. Caputi Gennaro. Aeroacoustic investigation of a single airfoil tip leakage flow. *International Journal of Aeroacoustics*, 2010.
- [41] L. Jacquin. Phenomenological description and simplified modelling of the vortex wake issuing from a jet in a cross flow. *La Recherche Aéropatiale*, 2 :117–133, 1994.

- [42] H.L. Julien, W.M. Kays, and R.J. Moffat. The turbulent boundary layer on a porous plate—an experimental study of the effects of a favorable pressure gradient. Technical Report HMT-4, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, April 1969 1969.
- [43] F. Kameier and W. Neise. Experimental study of tip clearance losses and noise in axial turbomachines and their reduction. *Journal of Turbomachinery*, 119(3) :460–471, 1997.
- [44] S. Kang and C. Hirsch. Experimental study on the three-dimensional flow within a compressor cascade with tip clearance : Part I—velocity and pressure fields. *Journal of Turbomachinery*, 115(3) :435–443, 1993.
- [45] S. Kang and C. Hirsch. Numerical simulation of three-dimensional viscous flow in a linear compressor cascade with tip clearance. *Journal of Turbomachinery*, 118(3) :492–502, 1996.
- [46] A.R. Karagozian. The jet in crossflow. *Physics of Fluids*, 26(10) :101303, 2014.
- [47] M. Kefalakis and K.D. Papailiou. Active flow control for increasing the surge margin of an axial flow compressor. In *ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea, and Air*, pages 101–111. American Society of Mechanical Engineers, 2006.
- [48] B. Lakshminarayana and J.H. Horlock. Tip-clearance flow and losses for an isolated compressor blade. Technical Report ARC-R/M-3316, Aeronautical Research Council London (England), 1963.
- [49] M. Lessen, P.J. Singh, and F. Paillet. The stability of a trailing line vortex. part 1. inviscid theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 63(4) :753–763, 1974.
- [50] T. Leweke and C.H.K. Williamson. Cooperative elliptic instability of a vortex pair. *J. Fluid Mech.*, 360 :85–119, 1998.
- [51] R. Mailach, I. Lehmann, and K. Vogeler. Rotating instabilities in an axial compressor originating from the fluctuating blade tip vortex. *Journal of Turbomachinery*, 123(3) :453–460, 2001.
- [52] E.W. Mayer and K.G. Powell. Viscous and inviscid instabilities of a trailing vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 245 :91–114, 1992.
- [53] F.R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.
- [54] C.B. Millikan. *Aerodynamics of the Airplane*. Courier Dover Publications, 2018.
- [55] L.M. Milne-Thomson. *Theoretical Hydrodynamics*. MacMillan & Co Ltd, 4 edition, 1962.
- [56] J. Moore and J.S. Tilton. Tip leakage flow in a linear turbine cascade. *Journal of Turbomachinery*, 110(1) :18–26, 1988.
- [57] C. Muthanna. *The effects of free stream turbulence on the flow field through a compressor cascade*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2002.
- [58] C. Muthanna and W.J. Devenport. Wake of a compressor cascade with tip gap, part 1 : Mean flow and turbulence structure. *AIAA Journal*, 42(11) :2320–2331, 2004.
- [59] I.K. Nikolos, D.I. Douvikas, and K.D. Papailiou. Modelling of the tip clearance losses in axial flow machines. In *ASME 1996 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*. American Society of Mechanical Engineers, 1996.
- [60] I.K. Nikolos, D.I. Douvikas, and K.D. Papailiou. The prediction of the tip clearance vortex circulation and its induced flow field in axial flow machines. In *ASME 1996 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*. American Society of Mechanical Engineers, 1996.
- [61] J. Paduano, A.H. Epstein, L. Valavani, J.P. Longley, E.M. Greitzer, and G.R. Guenette. Active control of rotating stall in a low speed axial compressor. In *ASME 1991 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*, pages V001T01A036–V001T01A036. American Society of Mechanical Engineers, 1991.
- [62] S.B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2011.
- [63] T.J. Praisner and C.R. Smith. The dynamics of the horseshoe vortex and associated endwall heat transfer—Part I : Temporal behavior. *Journal of Turbomachinery*, 128(4) :747–754, 2006.
- [64] L. Prandtl. Tragflügeltheorie. I. Mitteilung. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, pages 451–477, 1918.
- [65] L. Prandtl. Tragflügeltheorie. II. Mitteilung. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, pages 107–137, 1919.

- [66] J. Rabinovitch, V. Brion, and G. Blanquart. Effect of a splitter plate on the dynamics of a vortex pair. *Phys. Fluids*, 2012.
- [67] S. Ragab. Direct numerical simulation of instability waves in a trailing vortex. In *33rd Aerospace Sciences Meeting, Reno NV, Jan*, pages 9–12, 1995.
- [68] D.A. Rains. *Tip Clearance Flow in Axial Compressors and Pumps*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1954.
- [69] N.M. Rao and C. Camci. Axial turbine tip desensitization by injection from a tip trench : Part 1—effect of injection mass flow rate. In *ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea, and Air*, pages 1075–1088. American Society of Mechanical Engineers, 2004.
- [70] W. Riéra, L. Castillon, J. Marty, and F. Leboeuf. Inlet condition effects on the tip clearance flow with zonal detached eddy simulation. *Journal of Turbomachinery*, 136(4) :041018, 2014.
- [71] H. Saathoff. *Rotor-Spaltströmungen in Axialverdichtern*. PhD thesis, Technische Universität Braunschweig, 2001.
- [72] H. Saathoff and U. Stark. Tip clearance flow induced endwall boundary layer separation in a single-stage axial-flow low-speed compressor. Number 2000-GT, page 0501, 2000.
- [73] H. Schlichting. *Boundary layer theory*. McGraw-Hill, 7th edition, 1955.
- [74] A. Shabbir and J.J. Adamczyk. Flow mechanism for stall margin improvement due to circumferential casing grooves on axial compressors. *Journal of turbomachinery*, 127(4) :708–717, 2005.
- [75] S.A. Sjolander and K.K. Amrud. Effects of tip clearance on blade loading in a planar cascade of turbine blades. *Journal of Turbomachinery*, 109(2) :237–244, 1987.
- [76] B. Smith. A near wall model for the k-l two equation turbulence model. In *Fluid Dynamics Conference*, page 2386, 1994.
- [77] G.D.J Smith and N.A. Cumpsty. Flow phenomena in compressor casing treatment. Technical Report CUED/A-Turbo/TR 112, Whittle Laboratory, Department of Engineering, University of Cambridge, 1982.
- [78] P.R. Spalart and S.R. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *30th Aerospace Science Meeting & Exhibit*, pages 92–0439. AIAA, 1992.
- [79] J.E. Stephens, T. Corke, and S.C. Morris. Turbine blade tip leakage flow control : Thick/thin blade effects and separation line studies. In *ASME Turbo Expo 2008 : Power for Land, Sea, and Air*, pages 1231–1241. American Society of Mechanical Engineers, 2008.
- [80] J.A. Storer. *Tip Clearance Flow in Axial Compressors*. PhD thesis, Department of Engineering, University of Cambridge, 1991.
- [81] J.A. Storer and N.A. Cumpsty. Tip leakage flow in axial compressors. *Journal of Turbomachinery*, 113(2) :252–259, 1991.
- [82] J.A. Storer and N.A. Cumpsty. An approximate analysis and prediction method for tip clearance loss in axial compressors. *Journal of Turbomachinery*, 116(4) :648–656, 1994.
- [83] K.L. Suder, M.D. Hathaway, S.A. Thorp, A.J. Strazisar, and M.B. Bright. Compressor stability enhancement using discrete tip injection. *Journal of Turbomachinery*, 123(1) :14–23, 2001.
- [84] H. Takata and Y. Tsukuda. Stall margin improvement by casing treatment—its mechanism and effectiveness. *Journal of Engineering for Power*, 99(1) :121–133, 1977.
- [85] J. Tallman and B. Lakshminarayana. Numerical simulation of tip leakage flows in axial flow turbines, with emphasis on flow physics : Part ii—effect of outer casing relative motion. *Journal of Turbomachinery*, 2001.
- [86] C. Tropea, A.L. Yarin, and J.F. Foss. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer Verlag, 2007.
- [87] B. Van Leer. Muscl, a new approach to numerical gas dynamics. In *Computing in Plasma Physics and Astrophysics*, 1976.
- [88] M. Veglio. *Étude expérimentale et numérique des écoulements dans un étage de compresseur axial à basse vitesse en régime de fonctionnement instable*. Theses, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, December 2015.
- [89] H.D. Vo, C.S. Tan, and E.M. Greitzer. Criteria for spike initiated rotating stall. *Journal of Turbomachinery*, 130(1) :011023, 2008.

- [90] Y. Wang and W.J. Devenport. Wake of a compressor cascade with tip gap, part 2 : effects of endwall motion. *AIAA Journal*, 42(11) :2332–2340, 2004.
- [91] C.W. Wenger, W.J. Devenport, K.S. Wittmer, and C. Muthanna. Wake of a compressor cascade with tip gap, part 3 : Two point statistics. *AIAA Journal*, 42(11) :2341–2346, 2004.
- [92] J.Z. Wu, H.Y. Ma, and M.D. Zhou. *Vorticity and vortex dynamics*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [93] A. Yakhot, T. Anor, H. Liu, and N. Nikitin. Direct numerical simulation of turbulent flow around a wall-mounted cube : spatio-temporal evolution of large-scale vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 566 :1–9, 2006.

Résumé : L'objectif de cette étude est de décrire en détail l'écoulement de jeu afin d'en évaluer la sensibilité aux paramètres de conception ainsi que la réceptivité à des dispositifs de contrôle par injection d'air au carter. Pour cela, on considère une géométrie simplifiée qui est constituée d'une aube fixe isolée, placée perpendiculairement à une plaque plane représentant le carter. L'analyse de cette configuration simplifiée s'appuie sur la complémentarité des mesures en soufflerie et simulations numériques. La taille du jeu est le paramètre principal qui affecte l'écoulement de jeu. L'épaisseur de la couche limite incidente au carter et le chargement de l'aube ont également un effet visible sur la position latérale du tourbillon de jeu. Le calcul du taux de création d'entropie local a permis d'identifier plusieurs zones de pertes dans l'écoulement. Ensuite, les pertes de pression totale ont été décomposées en la somme d'un terme lié au tourbillon et d'un autre lié au déficit de vitesse longitudinale. Ce terme lié au tourbillon est responsable de l'augmentation des pertes de pression totale avec la taille du jeu. Enfin, un modèle empirique a été développé pour estimer la circulation du tourbillon de jeu ainsi que les pertes de pression totale en fonction de la taille du jeu. Un système d'injection continue d'air dans le jeu a été évalué, les jets étant orientés perpendiculairement au carter. D'une part, cette stratégie de contrôle permet de rapprocher le tourbillon de jeu de l'aube, ce qui pourrait permettre d'augmenter le domaine de fonctionnement stable d'un compresseur. D'autre part, le champ de vorticité axiale dans le tourbillon de jeu devient plus homogène, ce qui serait intéressant pour limiter les interactions rotor-stator. Cependant cette approche tend à augmenter les pertes de pression totale et perd en efficacité avec un élargissement du jeu.

Mots clés : Turbomachines, Compresseurs, écoulement de jeu, Mesures, LDV, CFD, RSM, Modélisation, Contrôle

Abstract : This study aims at providing a detailed description of the tip-leakage flow, in order to analyze its sensitivity to design parameters and to control devices based on air injection from the casing. The setup is composed of a single blade, set orthogonal to a flat plate that plays the role of the casing wall. The analysis is based on experiments conducted in a low-speed wind tunnel that are complemented by CFD calculations. The tip-leakage flow is primarily driven by the gap height. The incoming boundary layer thickness and the blade loading also have a notable effect on the lateral position of the tip-leakage vortex. The distribution of local entropy creation rate has been used to identify areas of losses in the flow. Moreover, the total pressure losses have been decomposed in two terms identified as a vortex loss and a wake loss. This vortex loss drives the increase of total pressure losses with the gap height. An empirical model has been developed to predict the evolution of the tip-leakage vortex circulation and of the total pressure losses with respect to the gap height. A steady injection of air from the casing has been evaluated, using normal jets in the gap. With this control strategy, the tip-leakage vortex tends to be closer to the blade, which could lead to an extension of the range of stable operation for axial compressors. In addition to that, the control device smoothes out the axial vorticity field in the tip-leakage vortex, which could be interesting to reduce rotor-stator interactions. However, this control strategy leads to higher total pressure losses and is less effective with larger gaps.

Keywords : Turbomachines, Compressors, Tip-leakage flow, Tip-gap flow, Measurements, LDV, CFD, RSM, Model, Control