



HAL
open science

Simulations of laminar-turbulent transition influenced by periodically passing wakes in low-pressure turbine: application to laminar separation bubbles

Antoine Dufau

► **To cite this version:**

Antoine Dufau. Simulations of laminar-turbulent transition influenced by periodically passing wakes in low-pressure turbine: application to laminar separation bubbles. Engineering Sciences [physics]. Toulouse, ISAE, 2023. English. NNT : . tel-04756124

HAL Id: tel-04756124

<https://hal.science/tel-04756124v1>

Submitted on 28 Oct 2024

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.

Doctorat de l'Université de Toulouse

délivré par l'ISAE-SUPAERO

Simulations de la transition laminaire-turbulent avec
défilement de sillages dans les turbines basse-pression:
application aux bulbes de décollement

Thèse présentée et soutenue, le 27 octobre 2023 par

Antoine DUFAU

École doctorale

MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés

Spécialité

Dynamique des fluides

Unité de recherche

ISAE-ONERA EDyF Energétique et Dynamique des Fluides

Thèse dirigée par

Estelle PIOT et Julien MARTY

Composition du jury

M. Michel VISONNEAU, Rapporteur, Laboratoire de Mécanique des Fluides, CNRS UMR 6598, Ecole Centrale de Nantes

M. Frédéric ALIZARD, Rapporteur, LMFA, Université de Lyon 1

M. Nicolas BINDER, Examineur, ISAE-SUPAERO

Mme Estelle PIOT, Directrice de thèse, ONERA/DMPE, Université de Toulouse

M. Julien MARTY, Co-directeur de thèse, ONERA Meudon

M. Guillaume BALARAC, Président, Grenoble INP

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Table des figures | v |
| Résumé | 1 |
| Abstract | 3 |
| Remerciements | 5 |
| Notations | 7 |
| Introduction | 9 |
| 1 Étude bibliographique : l'écoulement transitionnel dans une turbine basse pression | 13 |
| 1.1 La turbine basse pression dans les turbomoteurs | 13 |
| 1.1.1 Le turboréacteur | 13 |
| 1.1.2 Les turbomachines | 16 |
| 1.1.3 La turbine basse pression | 16 |
| 1.2 La couche limite | 19 |
| 1.2.1 Grandeurs caractéristiques d'une couche limite | 20 |
| 1.2.2 La transition d'une couche limite laminaire vers une couche limite turbulente | 22 |
| 1.2.3 La transition induite par sillage | 27 |
| 1.3 Simulations de la turbulence et de la transition dans les turbines basse pression . . . | 33 |
| 1.3.1 Équations de Navier-Stokes et simulations | 33 |
| 1.3.2 Les différents niveaux de fidélité pour les simulations basées sur les équations de Navier-Stokes | 34 |
| 1.3.3 Les simulations RANS | 35 |
| 1.3.4 Les simulations de l'écoulement transitionnel d'aubes de turbine basse-pression | 40 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 1.3.5 | Simulations DNS d'aube de turbine basse pression | 41 |
| 2 | Evaluation des méthodes RANS et URANS sur la simulation de la transition dans les turbines basse pression | 43 |
| 2.1 | Présentation de la cascade d'aube T106C | 44 |
| 2.1.1 | Mesures sans sillages défilants | 46 |
| 2.1.2 | Mesures avec sillages défilants | 47 |
| 2.2 | Simulation RANS : transition par bulbe de décollement | 48 |
| 2.2.1 | Mise en place des simulations | 48 |
| 2.2.2 | Sélection des critères de maillage | 49 |
| 2.2.3 | Evaluation des simulations par rapport aux essais | 58 |
| 2.3 | Simulation URANS : effet des sillages défilants | 66 |
| 2.3.1 | Mise en place des simulations URANS | 66 |
| 2.3.2 | Evaluation de la méthode URANS | 67 |
| 2.3.3 | Effet de la largeur et de l'intensité des sillages | 73 |
| 3 | Création d'une base de données à partir de simulations QDNS de l'écoulement autour d'une aube de turbine basse-pression | 83 |
| 3.1 | Réalisation et analyse d'une simulation QDNS du cas T106C au nombre de Reynolds 100 000 | 84 |
| 3.2 | Extension de la base de données QDNS de la T106C à des nombres de Reynolds plus élevés | 98 |
| 3.3 | Analyses complémentaires des simulations QDNS de la T106C | 111 |
| 3.3.1 | Complément pour l'évaluation de la qualité numérique des simulations | 111 |
| 3.3.2 | Observation de la physique des écoulements simulés : caractéristiques de la transition par bulbe de décollement | 117 |
| 3.4 | Extension de la base de données aux écoulements transsoniques avec la géométrie SPLEEN | 120 |
| 3.4.1 | Présentation de la cascade linéaire d'aubes SPLEEN | 120 |
| 3.4.2 | Mise en place des simulations QDNS de la cascade SPLEEN | 122 |
| 3.4.3 | Analyse des simulations QDNS de l'écoulement autour de l'aube SPLEEN | 125 |
| 3.4.4 | Utilisation des données QDNS sur SPLEEN pour évaluer la méthode RANS | 130 |
| 4 | Élargissement de la base de données avec des simulations QDNS avec sillages défilants | 135 |
| 4.1 | Mise en place des simulations QDNS de la T106C avec barreaux en translation | 136 |
| 4.1.1 | Définition de la mise en données des simulations | 136 |
| 4.1.2 | Définition du maillage du barreau | 137 |
| 4.2 | Evaluation de la qualité numérique des simulations QDNS | 140 |
| 4.3 | Analyse de la physique des écoulements simulés | 142 |

| | | |
|--|---|------------|
| 4.4 | Comparaison aux données des essais | 144 |
| 4.5 | Utilisation des données QDNS pour l'évaluation des simulations URANS | 145 |
| 4.5.1 | Comparaison des sillages injectés avec les sillages de la QDNS | 145 |
| 4.5.2 | Evaluation des simulations URANS avec un profil de sillage recalé | 146 |
| Conclusions et Perspectives | | 151 |
| A Compléments au chapitre 3 3.3.2.1 | | 157 |
| A.1 | QDNS T106C | 157 |
| A.1.1 | Evaluation de la qualité numérique des simulations QDNS | 157 |
| A.1.2 | Convergence en débit | 159 |
| A.1.3 | Observation de la physique des écoulements simulés : caractéristiques de la transition par bulbe de décollement | 162 |
| B Compléments au chapitre 4 | | 163 |
| B.1 | Mise en place des simulations QDNS de la T106C avec barreaux en translation . . . | 164 |
| B.1.1 | Définition du maillage du barreau | 164 |
| B.2 | Evaluation de la qualité numérique des simulations QDNS | 165 |
| B.2.1 | CFL | 165 |
| B.3 | Analyse de la physique des écoulements simulée | 166 |
| B.4 | Utilisation des données QDNS pour l'évaluation des simulations URANS | 169 |
| B.4.1 | Evaluation des simulations URANS avec un profil de sillage recalé | 169 |
| Bibliographie | | 173 |

Table des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Schéma d'un turboréacteur mono-corps et simple flux (de Jeff Dahl, French translation by Berrucomons, via Wikimedia Commons) | 14 |
| 1.2 | Diagramme température-entropie du cycle thermodynamique de Brayton | 14 |
| 1.3 | Schéma d'un turboréacteur à double corps et double flux ou turbofan (de K. Aainsqatsi, via Wikimedia Commons) | 15 |
| 1.4 | Schéma du triangle des vitesses à travers un étage de compresseur et un étage de turbine (de Ottavy [72]) | 16 |
| 1.5 | Visuel du moteur CFM Leap avec sa turbine basse pression en bleu (de CFM International) | 17 |
| 1.6 | Caractéristiques géométriques d'un profil 2D d'une aube) | 17 |
| 1.7 | Évolution du nombre de Reynolds dans une turbomachine de taille moyenne (de Hourmouziadis [45] repris par Mayle [59]) | 18 |
| 1.8 | Évolution du profil de vitesse U et de l'épaisseur δ d'une couche limite sur une plaque plane | 19 |
| 1.9 | Description physique de l'épaisseur de déplacement (d'après Cousteix [22]) | 20 |
| 1.10 | Évolution des caractéristiques de la couche limite pendant sa transition (de Cousteix [23]) | 21 |
| 1.11 | Chemins vers la transition d'après Morkovin <i>et al.</i> [71] | 22 |
| 1.12 | Visualisation expérimentale de la transition naturelle par ondes de Tollmien-Schlichting sur une plaque plane (Werlé, ONERA) | 23 |
| 1.13 | Visualisation de la transition by-pass avec une simulation haute-fidélité (Champ instantané de la vitesse longitudinale sur un plan perpendiculaire à la paroi, Brandt <i>et al.</i> [12]) | 23 |
| 1.14 | Schéma d'un bulbe de décollement laminaire (traduit, de Halstead <i>et al.</i> [37]) | 24 |
| 1.15 | Influence d'un bulbe de décollement sur le champ de pression autour d'un profil (traduit, de Mayle [59]) | 25 |
| 1.16 | Pertes d'un aubage en fonction du nombre de Reynolds (de Mayle [59]) | 25 |

| | | |
|------|---|----|
| 1.17 | Effet du taux de turbulence sur la distribution de vitesse dans la zone de décollement (de McAuliffe et Yaras [60]) | 26 |
| 1.18 | Schéma de l'interaction sillage-profil dans une turbine (de Coull et Hodson [21]) . . . | 27 |
| 1.19 | Visualisation d'un sillage derrière un cylindre - Iso contours de critère Q (de Xu <i>et al.</i> [98]) | 28 |
| 1.20 | Champs de la perturbation de vitesse lors de la convection d'un sillage dans le canal inter-aube (de Stieger et Hodson [91]) | 29 |
| 1.21 | Champ d'énergie cinétique turbulente lors de la convection d'un sillage dans le canal inter-aube (de Stieger et Hodson (2005) [91]) | 30 |
| 1.22 | Diagramme espace-temps de la transition induite par des sillages défilants (de Dick et Kubacki [25]) | 30 |
| 1.23 | Schéma et triangle des vitesses autour de l'inclinaison des sillages générés par une roue mobile en amont | 32 |
| 1.24 | Comparaison des différents niveaux de résolution de la turbulence (a) Coût de calcul en fonction de la fidélité (b) Répartition turbulence résolue et turbulence modélisée sur le spectre d'énergie de la turbulence (Extrait de Hammond <i>et al.</i> [40], traduit) . | 34 |
| 1.25 | Simulations URANS de l'écoulement autour de l'aube T106D-EIZ avec sillages défilants de Cardamone <i>et al.</i> [15] | 40 |
| 1.26 | Comparaison des simulations DNS de l'aube T106C à $Re = 80\,000$ par différents auteurs (de Alhawwary et Wang [3]) | 41 |
| 2.1 | Profil de l'aube T106C | 44 |
| 2.2 | Soufflerie haute vitesse S-1/C à densité variable (de Michalek <i>et al.</i> [63]) | 45 |
| 2.3 | Configuration expérimentale de la cascade T106C avec barreaux en rotations (de Arts et Houtermans [6]) | 47 |
| 2.4 | Schéma de la configuration numérique | 48 |
| 2.5 | Effet du nombre de points dans la couche limite avec une taille de première maille constante $y^+ = 1$ | 50 |
| 2.6 | Effet du nombre de points dans la couche limite sur la distribution du nombre de Mach isentropique M_{is} | 51 |
| 2.7 | Effet du nombre de points dans la couche limite sur le frottement à la paroi τ_p . . . | 51 |
| 2.8 | Effet du nombre de points dans la couche limite sur le profil de vitesse U sur l'extrados | 52 |
| 2.9 | Effet du nombre de points dans la couche limite sur le profil d'intermittence γ_{eff} sur l'extrados | 52 |
| 2.10 | Effet de la taille de première maille y^+ avec un nombre de points dans la couche limite constant $n_{points,CL} = 40$ | 53 |
| 2.11 | Effet de la taille de première maille y^+ sur la distribution du nombre de Mach isentropique M_{is} | 53 |
| 2.12 | Effet de la taille de maille x^+ sur la distribution du nombre de Mach isentropique M_{is} | 54 |
| 2.13 | Différentes stratégies de maillage dans la partie sillage | 55 |
| 2.14 | Effet du maillage dans la région du sillage sur la vorticité (les lignes noires représentent le maillage, les lignes rouges sont les limites des blocs du maillage) | 55 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.15 | Effet du maillage sur la distribution de nombre de Mach isentropique et la distribution du coefficient de pertes de pression totale en aval de l'aube au plan $x = 1,5c_{ax}$ | 56 |
| 2.16 | Modification de la taille de l'extrusion $\Delta_{extrusion}$ à iso-nombre de point $n_{points,extrusion} = 11$ - De gauche à droite $\Delta_{extrusion} = 0,005 - 0,01 - 0,02$ | 57 |
| 2.17 | Influence des paramètres d'extrusion $\Delta_{extrusion}$ et $n_{points,extrusion}$ sur la distribution du nombre de Mach isentropique | 57 |
| 2.18 | Effet de la position de la condition d'entrée sur le nombre de Mach isentropique | 58 |
| 2.19 | Effet du nombre de Reynolds sur la distribution du nombre de Mach isentropique - Taux de turbulence 0,8% (No Grid) | 59 |
| 2.20 | Effet du nombre de Reynolds sur la distribution de déficit de pression totale à l'aval de l'aube | 60 |
| 2.21 | Effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de pertes d'énergie cinétique ξ au taux de turbulence "No Grid" $Tu = 0.8\%$ | 61 |
| 2.22 | Effet du nombre de Reynolds sur l'angle de sortie de l'écoulement α_2 au taux de turbulence "No Grid" $Tu = 0.8\%$ | 61 |
| 2.23 | Effet du taux de turbulence sur la distribution du nombre de Mach isentropique - $Re = 120\ 000$ | 63 |
| 2.24 | Effet du taux de turbulence sur la distribution de déficit de pression totale à l'aval de l'aube | 64 |
| 2.25 | Effet du taux de turbulence sur le coefficient de pertes d'énergie cinétique ξ - $Re = 120\ 000$ | 64 |
| 2.26 | Effet du taux de turbulence sur l'angle de sortie de l'écoulement α_2 - $Re = 120\ 000$ | 65 |
| 2.27 | Schéma de la configuration numérique pour les simulations URANS avec sillage défilant | 66 |
| 2.28 | Contours d'énergie cinétique turbulence à plusieurs instants $Re = 140\ 000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) | 68 |
| 2.29 | Diagramme espace-temps du coefficient de frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube T106C - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) - (ligne rouge pointillée : $\tau_p = 0$) | 69 |
| 2.30 | Effet de la présence de sillages défilants sur la répartition du nombre de Mach isentropique M_{is} - $Re_{2,is} = 140\ 000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) | 70 |
| 2.31 | Effet de la présence de sillages défilants sur la distribution de déficit de pression totale moyenne à l'aval de l'aube dans le cas - $Re_{2,is} = 140\ 000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) | 70 |
| 2.32 | Effet du nombre de Reynolds sur la répartition moyenne du nombre de Mach isentropique M_{is} dans le cas avec sillages défilants - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) | 72 |
| 2.33 | Effet du nombre de Reynolds sur la distribution de déficit de pression totale moyenne à l'aval de l'aube dans le cas avec sillages défilants - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) | 72 |
| 2.34 | Profils des sillages obtenues par modification du sillage de référence | 74 |
| 2.35 | Effet du profil des sillages défilants sur la distribution moyenne du nombre de Mach isentropique - $Re = 140\ 000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) | 75 |
| 2.36 | Effet de la largeur des sillages défilants sur la distribution du coefficient de frottement moyenné en temps sur l'extrados | 76 |

| | | |
|------|--|-----|
| 2.37 | Effet du profil des sillages défilants sur la distribution de déficit de pertes de pression totale à l'aval de l'aube | 76 |
| 2.38 | Effet du profil des sillages défilants sur les pertes d'énergie cinétique ξ entre l'amont et l'aval de l'aube | 77 |
| 2.39 | Contours d'énergie cinétique turbulente k à l'instant $t = \frac{3}{4}T - Re = 140\ 000 - Tu = 0,8\%$ (No Grid) - (k en $m^2.s^{-2}$) | 78 |
| 2.40 | Diagramme espace-temps du coefficient de frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube T106C - $Re = 140\ 000 - Tu = 0,8\%$ (No Grid) pour les différents cas de sillages injectés | 80 |
| 3.1 | Tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi x^+, y^+ et z^+ autour de l'aube pour les quatre simulations QDNS de la T106C | 112 |
| 3.2 | Nombre de Courant instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 100\ 000$ | 113 |
| 3.3 | Évolution statistique des débit amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re = 100\ 000$ | 114 |
| 3.4 | Positions des sondes dont les données extraites servent à caractériser l'évolution statistique de l'écoulement - Contours d'énergie cinétique turbulente k extraite du calcul QDNS de la T106C à $Re = 120\ 000$ | 115 |
| 3.5 | Évolution statistique de la pression en différents points de l'écoulement pour la simulation QDNS de la T106C à $Re = 100\ 000$ | 116 |
| 3.6 | Iso-contour de critère $Q (= 1 \cdot 10^7)$ autour de l'aube T106C - QDNS $Re = 100k$ - Vue depuis l'aval - Coloration par la composante de la vitesse dans la direction z $u_z = u'_z$ | 118 |
| 3.7 | Contours instantanés de gradient de masse volumique $\ \vec{\nabla}\rho\ $ autour de l'aube T106C - QDNS $Re100k$ - Echelle logarithmique - Coupe à mi-envergure | 119 |
| 3.8 | Densité spectrale de puissance du signal de pression mesurée à 6 positions différentes - Estimation par la méthode de Welch | 120 |
| 3.9 | Profil 2D de la cascade d'aube SPLEEN | 121 |
| 3.10 | Géométrie et caractéristiques de la configuration SPLEEN simulée | 122 |
| 3.11 | Maillage des QDNS de la configuration SPLEEN | 123 |
| 3.12 | Tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi x^+, y^+ et z^+ autour de l'aube pour les quatre simulations QDNS de SPLEEN | 124 |
| 3.13 | Nombre de Courant instantané de la simulation QDNS de SPLEEN à $Re = 120k$ $M = 0.9$ | 124 |
| 3.14 | Iso-contour instantané de critère $Q (= 3 \cdot 10^9)$ autour de l'aube SPLEEN pour les quatre QDNS - Coloration par la norme de la vitesse u | 125 |
| 3.15 | Contour d'énergie cinétique turbulente au-dessus de l'extrados de l'aube SPLEEN - ligne blanche : $u_{tangentielle} = 0$ (zone de recirculation) - Données QDNS et RANS . . | 127 |
| 3.16 | Contour d'énergie cinétique turbulente au dessus de l'intrados de l'aube SPLEEN - ligne blanche : $u_{tangentielle} = 0$ (zone de recirculation) - Données QDNS et RANS . . | 128 |
| 3.17 | Distributions moyennées en temps du nombre de Mach isentropique autour de l'aube SPLEEN - Données essais, QDNS et simulations RANS | 129 |
| 3.18 | Distributions moyennées en temps des pertes de pression totale en aval de l'aube SPLEEN au plan $x = 1.5c_{ax}$ - Données essais, QDNS et simulations RANS | 130 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.19 | Contour de l'intermittence γ_{eff} au-dessus de l'extrados dans les simulations RANS - ligne blanche : $u_{tangentielle} = 0$ (zone de recirculation) - ligne rouge : épaisseur de la couche limite | 132 |
| 3.20 | Frottement pariétal τ_w sur l'extrados de l'aube SPLEEN pour quatre conditions d'écoulement - Données QDNS et RANS | 132 |
| 3.21 | Frottement pariétal τ_w sur l'intrados de l'aube SPLEEN pour quatre conditions d'écoulement - Données QDNS et RANS | 133 |
| 4.1 | Géométrie et caractéristiques de la configuration T106C avec barreau en translation | 136 |
| 4.2 | Maillage QDNS du barreau avec une zone tampon (en gris) en aval utilisée pour les calculs préliminaires de barreau isolé - (Maillage <i>13 points</i> de l'étude de convergence en maillage) | 137 |
| 4.3 | Contours du champ moyen de pression totale P_t (à gauche) et d'énergie cinétique turbulente (à droite) des calculs QDNS de barreau isolé - Cas <i>13 points</i> - Affichage des lignes d'extraction longitudinales et transversales pour l'étude de convergence en maillage | 138 |
| 4.4 | Distributions de pression totale P_t (à gauche) et le taux de turbulence Tu (à droite) le long les lignes d'extraction parallèles - Comparaison entre les deux maillages <i>13 points</i> (grossier) et <i>20 points</i> (fin) | 139 |
| 4.5 | Distributions de pression totale P_t (à gauche) et d'énergie cinétique turbulence k (à droite) le long les lignes d'extraction normales - Comparaison entre les deux maillages <i>13 points</i> (grossier) et <i>20 points</i> (fin) | 139 |
| 4.6 | Tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi x^+ , y^+ et z^+ autour du barreau et autour de l'aube pour les deux simulations QDNS de la T106C avec sillages défilants - Ces tailles sont calculées à partir du champ moyenné en temps | 141 |
| 4.7 | Nombre de Courant instantané de la simulation QDNS de la T106C avec sillages défilants à $Re = 100\ 000$ - Coupe à envergure constante | 141 |
| 4.8 | Iso-contour instantané de critère Q ($= 1 \cdot 10^8$) autour du barreau et de l'aube T106C pour la QDNS au nombre de Reynolds 160 000 - Vue depuis l'aval - Coloration par la composante de la vitesse dans la direction z $u_z = u'_z$ | 143 |
| 4.9 | Contours instantanés de gradient de masse volumique $\ \vec{\nabla}\rho\ $ autour du barreau et de l'aube T106C - $Re = 100\ 000$ - Coupe à mi-envergure | 143 |
| 4.10 | Contours instantanés de la composante de la vitesse dans la direction z $u_z = u'_z$ autour du barreau et de l'aube T106C - $Re = 100\ 000$ - Coupe à mi-envergure | 144 |
| 4.11 | Distributions du nombre de Mach isentropique basé sur la moyenne temporelle de la pression statique autour de l'aube T106C au nombre de Reynolds 100 000 avec sillages défilants - Données expérimentales, QDNS et simulations URANS | 145 |
| 4.12 | Distributions du nombre de Mach isentropique basé sur la moyenne temporelle de la pression statique autour de l'aube T106C au nombre de Reynolds 160 000 avec sillages défilants - Données expérimentales, QDNS et simulations URANS | 145 |
| 4.13 | Contours de la moyenne de phase ($t = 0$) du déficit de pression totale $\frac{P_t - P_{t,inlet}}{P_{t,inlet}}$ (en %) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage <i>Ref</i> utilisé dans le chapitre 2 - $Re = 100\ 000$ | 146 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.14 | Contours de la moyenne de phase ($t = 0$) d'énergie cinétique turbulence k (en $m^2.s^{-2}$) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage Ref utilisé dans le chapitre 2 - $Re = 100\ 000$ | 146 |
| 4.15 | Contours de quatre moyennes de phase du déficit de pression totale $\frac{P_t - P_{t,inlet}}{P_{t,inlet}}$ (en %) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage modifié- $Re = 100\ 000$ | 148 |
| 4.16 | Contours de quatre moyennes de phase d'énergie cinétique turbulente k (en $m^2.s^{-2}$) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage modifié- $Re = 100\ 000$ | 149 |
| 4.17 | Diagramme espace-temps du coefficient de frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube T106C - $Re = 100\ 000$ - Simulations QDNS et RANS avec profil modifié . . . | 150 |
| A.1 | Nombre CFL instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 100\ 000$. . . | 157 |
| A.2 | Nombre CFL instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 120\ 000$. . . | 158 |
| A.3 | Nombre CFL instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 140\ 000$. . . | 158 |
| A.4 | Nombre CFL instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 160\ 000$. . . | 159 |
| A.5 | Evolution statistique des débit amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re100\ 000$ | 159 |
| A.6 | Evolution statistique des débit amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re120\ 000$ | 160 |
| A.7 | Evolution statistique des débit amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re140\ 000$ | 160 |
| A.8 | Evolution statistique des débit amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re160\ 000$ | 161 |
| A.9 | Contours instantanés de gradient de densité autour de l'aube T106C pour les 4 nombres de Reynolds simulés - Echelle logarithmique - Coupe à mi-envergure | 162 |
| B.1 | Maillage QDNS du barreau avec une zone tampon (en gris) en aval utilisée pour les calculs préliminaires de barreau isolé - (Maillage <i>13 points</i> de l'étude de convergence en maillage) | 164 |
| B.2 | Nombre de Courant instantané de la simulation QDNS de la T106C avec sillages défilants à $Re = 160k$ | 165 |
| B.3 | Contours instantanés de gradient de masse volumique $\ \vec{\nabla}\rho\ $ autour du barreau et de l'aube T106C - Nombre de Reynolds 160 000 - Coupe à mi-envergure | 166 |
| B.4 | Contours instantanés de la composante de la vitesse dans la direction z $u_z = u'_z$ autour du barreau et de l'aube T106C - Nombre de Reynolds 160 000 - Coupe à mi-envergure | 167 |
| B.5 | Contours de quatre moyennes de phase du déficit de pression totale $\frac{P_t - P_{t,inlet}}{P_{t,inlet}}$ (en %) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage modifié- Nombre de Reynolds 160 000 | 169 |
| B.6 | Contours de quatre moyennes de phase d'énergie cinétique turbulente k (en $m^2.s^{-2}$) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage modifié- Nombre de Reynolds 160 000 | 170 |
| B.7 | Diagramme espace-temps du coefficient de frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube T106C - $Re = 160\ 000$ - Simulations QDNS et RANS avec profil modifié . . . | 171 |

Cette étude vise à mettre en place et analyser des méthodes de simulations RANS et URANS de l'écoulement dans une turbine basse-pression en prenant en compte la transition laminaire-turbulent. Plus précisément, nous nous intéressons au cas où la transition de la couche limite est induite par un bulbe de décollement et par des sillages défilants générés des aubes en amont. Dans un premier temps, les méthodes RANS puis URANS sont mises en place et évaluées en les comparant aux données expérimentales de la cascade linéaire de l'aube T106C. Pour la prise en compte la transition de la couche limite, le modèle de transition $\gamma - Re_{\theta,t}$ de Menter et Langtry est utilisé en étant couplé au modèle de turbulence $k - \omega$ de Wilcox. Les méthodes URANS utilisent une condition d'entrée instationnaire afin d'injecter un profil de sillage en translation. De plus, pour obtenir des données de référence plus fines, des simulations haute-fidélité QDNS (Quasi Direct Numerical Simulation) de l'écoulement autour de la T106C ont été effectuées à plusieurs nombre de Reynolds. Des investigations ont été effectuées pour comprendre les différences entre les données expérimentales et les QDNS. Par la suite, deux autres simulations QDNS ont été produites pour l'étude de la transition induite par des sillages défilants : la configuration est constituée d'un barreau en translation générateur de sillage en amont de l'aube T106C. Les données produites par les QDNS ont permis d'évaluer plus finement les simulations RANS et URANS autour de cette première configuration. Enfin, l'évaluation des méthodes RANS est approfondi en considérant une seconde géométrie d'aube dont le fonctionnement est à plus haut nombre de Mach. Quatre simulations QDNS sur cette seconde configuration ont aussi été effectuées pour compléter les données expérimentales à disposition.

Abstract

This study aims to set up and analyze RANS and URANS simulation methods of the flow in a low-pressure turbine that take into account the laminar-turbulent transition. More precisely, we are interested in the case where the boundary layer transition is induced by a separation bubble and by passing wakes generated from the upstream blades. First, the RANS and URANS methods are implemented and evaluated by comparing them to the experimental data of the linear cascade of the T106C blade. To take into account the transition of the boundary layer, the transition model $\gamma-Re_{\theta,t}$ of Menter and Langtry is used by being coupled to the turbulence model $k-\omega$ of Wilcox. The URANS methods use an unsteady inlet condition to inject a translating wake profile. In addition, to obtain finer reference data, Quasi Direct Numerical Simulations (QDNS) of the flow around the T106C were carried out at several Reynolds numbers. Investigations were performed to understand the differences between experimental data and QDNS. Then, two other QDNS simulations were produced for the study of the transition induced by passing wakes : the configuration consists of a bar in translation generating wakes upstream of the T106C blade. The data produced by the QDNS has been used to complete the assessment of the RANS and URANS simulations on the T106C geometry. Finally, the evaluation of the RANS methods is deepened by considering a second blade geometry whose operation is at higher Mach number. Four QDNS simulations on this second configuration were also carried out to complete the experimental data available.

Remerciements

"Enfin!" Après un peu plus de 3 ans¹ en tant que doctorant, j'ai soutenu ma thèse à l'Onera de Meudon le 27 octobre 2023. Depuis cette date, plusieurs personnes ont pu me demander si je ferais le choix de la thèse à nouveau. Bien entendu, j'ai d'abord pensé à la période de fin de rédaction et j'ai eu le réflexe de répondre "Clairement, non!". Puis, j'ai repensé à ces 3 dernières années et j'en ai conclu que je referai ce choix sans hésitation. Cette expérience m'a apporté beaucoup de connaissances, de compétences et surtout des rencontres. En voici quelques exemples :

Sans cette thèse, je n'aurais pas pu travailler avec toi, Julien. Plus qu'un encadrant, tu as su très rapidement créer une relation d'égal à égal, en prenant en compte toutes mes idées et réflexions tout au long de la thèse. Je te remercie pour tout ce que tu m'as apporté, scientifiquement et techniquement, ainsi que pour ta disponibilité sans faille et ta patience.

Sans cette thèse, je n'aurais pas pu connaître l'atout de ton avis "extérieur", expérimenté et avisé, Estelle. Je n'aurais pas non plus pu blaguer sur le fait que je n'avais jamais vu ma directrice de thèse pendant mes deux premières années de thèse (sacré covid). Je te remercie pour les conseils et le soutien que tu m'as apporté tout au long de la thèse et encore plus sur la période de rédaction.

Sans cette thèse, je n'aurais pas eu l'occasion d'avoir les échanges enrichissants avec les membres du jury de ma soutenance. Je tiens à exprimer ma sincère gratitude à Michel Visonneau et Frédéric Alizard pour le temps qu'ils ont consacré à relire mon manuscrit et rédiger leur rapport. Je les remercie également, ainsi que Guillaume Balarac et Nicolas Binder, pour leur participation, leurs questions et les discussions pendant la soutenance.

Sans cette thèse, je n'aurais pas pu te passer de nombreux appels téléphoniques, Ivan. Je te remercie pour ton aide précieuse pour mettre en place ces simulations DNS si capricieuses au début et aussi pour avoir amélioré ma culture générale sur le calcul HPC.

Sans cette thèse, je n'aurais certainement pas pu découvrir les équipes turbine BP de SAE comme j'ai pu le faire au début de ma thèse. Daniel, je te remercie sincèrement pour la formation sur les turbines BP, le suivi et les conseils apportés tout au long de la thèse et enfin l'aide apportée pour préparer l'après thèse. Cédric, je te remercie pour avoir été mon premier fournisseur de biblio (et tu continues à l'être au jour où j'écris ces mots). Justine, tu m'as fait découvrir la « Transition Menter », élément central de cette thèse, je te remercie pour ton encadrement pendant mes premiers mois de thèse.

Sans cette thèse, je n'aurais pas non plus pu faire partie de l'équipe H2T (forever!). Bien que surprenante au premier abord, notamment avec son habitude à se regrouper autour d'une toute petite table à la pause café pour noircir des pages de mots fléchés, elle s'est avérée être

1. 3 ans et 14 mois exactement, mais qui compte?

l'équipe parfaite dans laquelle mener une thèse. Merci à tous, permanents, doctorants, stagiaires pour l'entraide, la bienveillance et les moments de convivialité, toutes ces choses qui font que c'était un plaisir de venir à Meudon tous les matins.

Sans cette thèse, je n'aurais pas eu ces super co-bureaux : Fer avec qui j'ai partagé les semaines les moins productives de ma thèse, Camille qui m'a fait découvrir de nombreux thés mais aussi à quoi ressemble la fin de thèse, Antoine et tes histoires passionnantes sur les disques protoplanétaires et autres bizarreries cosmiques et enfin Hugues qui a supporté avec brio les hauts et les bas de ma troisième années de thèse, merci.

Sans cette thèse, je n'aurais pas partagé cette expérience en quasi parallèle avec deux super collègues Michel et Fatih. Michel, je te remercie pour toutes ces discussions sur la gestion des simulations haute-fidélité mais aussi sur tout autre sujet sport, kaamelott, musique ; et merci pour la découverte de l'opéra ! Fatih, je n'aurais jamais autant ouvert les yeux sur les vérités du monde sans toi. Aussi, je te remercie grandement pour le soutien et l'entraide apportée jusqu'à Villaroche, où j'ai eu le plaisir de te retrouver après l'Onera.

Sans cette thèse, je n'aurais pas pu vivre la période post-confinement rythmée par les piques niques dans le centre de Meudon quasi désert avec l'équipe resserrée de doctorants. Je n'aurais pas non plus vécu ces nombreux débuts de soirées passées à l'Onera avec les quelques habitués de la fermeture du centre. Je n'aurais pas non plus pu vivre l'expérience des conférences internationales avec une équipe de choc en tout point.

Sans cette thèse, je n'aurais pas pu discuter par remerciements de manuscrit interposé avec toi, Dr. Fer, et ça aurait été bien dommage. C'est bon je n'ai rien lâché ! On a réussi notre défi qu'on s'est lancé pendant cette soirée au Bar'bu. Je suis très content d'avoir vécu cette aventure avec toi. A très vite. La bise.

Comme je l'ai dit plus haut, la dernière période de rédaction n'a pas été simple à gérer en même temps que mon nouveau travail. Cependant, j'ai pu compter sur plusieurs personnes pour améliorer mon quotidien. Je remercie Simon et Kévin pour m'avoir accordé du temps pour rédiger dans les moments les plus compliqués. Je remercie aussi tous mes collègues de la CoreCapa qui ont permis d'égayer mes journées à travers les pauses café et autres discussions dans l'openspace tout en supportant mon humeur fluctuante. Pendant le week-end, je pouvais aussi compter sur les goûters avec toi, Estelle, je te remercie pour ces petites pauses essentielles.

Et puis, je dois citer les personnes qui était là avant la thèse, voire bien avant et qui ont contribué à sa réussite. Je remercie mes amis de Pau city, le T-rex mais aussi les amis de Marseille dont j'ai eu le plaisir de retrouver une partie à Paris pour sortir et me changer les idées pendant la thèse. Vous étiez nombreux à venir assister à ma soutenance et surtout fêter ce diplôme, je vous remercie chaleureusement.

Enfin, le plus important, je remercie mes parents et mon frère qui m'ont soutenu sans mesure, toutes ces années. Désolé de n'être pas souvent rentré dans le Béarn ces dernières années, promis je vais essayer de passer un peu plus souvent maintenant.

Constantes

| Symbole | Signification | Valeur | Unité |
|----------|--|---------|--------------------|
| C_p | Capacité calorifique massique à pression constante | 1004,85 | $J.kg^{-1}.K^{-1}$ |
| C_v | Capacité calorifique massique à volume constante | 717,75 | $J.kg^{-1}.K^{-1}$ |
| γ | $\gamma = C_p/C_v$ | 1,4 | [-] |
| Pr | Nombre de Prandtl | 0,72 | [-] |
| Pr_t | Nombre de Prandtl turbulent | 0,90 | [-] |
| r | Constante spécifique des gaz parfaits pour l'air | 287,4 | $J.kg^{-1}.K^{-1}$ |

Grandeurs variables

| Symbole | Signification | Unité |
|------------|---|----------------------|
| E | Énergie totale massique | $J.kg^{-1}$ |
| P | Pression | $kg.m^{-1}.s^{-2}$ |
| p | Pas inter-aube | m |
| T | Température | K |
| u | Vitesse du fluide | $m.s^{-1}$ |
| u_i | Composante de la vitesse du fluide dans la direction i | $m.s^{-1}$ |
| δ | Épaisseur de couche limite | m |
| γ | Intermittence | [-] |
| ρ | Masse volumique | $kg.m^{-3}$ |
| μ | Viscosité dynamique | $kg.m^{-1}.s^{-1}$ |
| μ_t | Viscosité dynamique turbulente | $kg.m^{-1}.s^{-1}$ |
| κ | Conductivité thermique | $J.kg.m^{-1}.s^{-1}$ |
| κ_t | Conductivité thermique turbulente | $J.kg.m^{-1}.s^{-1}$ |
| q_∞ | $\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 = \frac{\gamma}{2}P_\infty M_\infty^2$ | $kg.m^{-1}.s^{-2}$ |

Nombres sans dimension

| | |
|------|--------------------|
| M | Nombre de Mach |
| Re | Nombre de Reynolds |
| St | Nombre de Strouhal |
| Zw | Nombre de Zweifel |

Indices

| | |
|-----------|--|
| i, j, k | Indices de directions |
| p | Grandeur à la paroi |
| ∞ | Grandeur libre de l'écoulement |
| rms | moyenne quadratique (root mean square) |
| ref | Grandeur de référence |

Acronymes

| | |
|------|-----------------------------------|
| BP | Basse Pression |
| DNS | Direct Numerical Simulation |
| HP | Haute Pression |
| LES | Large Eddy Simulation |
| QDNS | Quasi Direct Numerical Simulation |
| RANS | Reynolds-Averaged Navier-Stokes |
| SEM | Synthetic Eddy Method |

Introduction

Contexte L'objectif fixé par l'Organisation de l'Aviation Civile Internationale (OACI) est d'atteindre la neutralité carbone dans le secteur aéronautique d'ici 2050. Pour réaliser cet objectif ambitieux, plusieurs mesures sont envisagées pour réduire les émissions de CO₂, telles que l'utilisation de carburants décarbonés et l'électrification. Du point de vue de la motorisation des avions, l'utilisation de turboréacteurs avec des architectures proches de celles actuelles mais fonctionnant avec un carburant décarboné est considérée comme l'une des options les plus viables pour les avions moyen et long courrier. Les carburants décarbonés envisagés sont onéreux et leur production, basée sur une électricité décarbonée ou l'agriculture, sera forcément en concurrence avec d'autres secteurs. C'est pourquoi les fabricants de moteurs continuent à accorder une grande priorité à la recherche de moteurs d'avions plus économes en carburant. Cette recherche, qui était motivée depuis de nombreuses années par des considérations économiques, est maintenant aussi motivée par les enjeux environnementaux.

Les travaux présentés dans ce manuscrit portent sur les écoulements dans la turbine basse-pression. Dans un turboréacteur à double flux et double corps ou « turbofan », typique des moteurs installés sur les avions de ligne, la turbine basse-pression est le dernier élément tournant que rencontre le flux d'air primaire. Elle a pour fonction de récupérer l'énergie nécessaire au fonctionnement de la soufflante et du compresseur basse-pression. Or, la soufflante, associée à un redresseur en aval, comprime le flux d'air secondaire qui contribue ensuite à 80% de la poussée générée par le moteur. De ce fait, le rendement de la turbine basse-pression a un fort impact sur le rendement du moteur et donc sur sa consommation. De plus, pour ce type de moteur, la turbine basse-pression représente environ un tiers de la masse totale du moteur. Par conséquent, une optimisation globale de la turbine basse-pression peut avoir une conséquence directe sur la masse du moteur et donc sur la consommation de carburant de l'avion.

Pendant le dessin d'une turbine basse-pression, l'optimisation du rendement et de la masse de la turbine basse-pression se traduit par la sélection de nombreux paramètres tels que le nombre d'étages, le nombre d'aubes ou encore la taille des aubes. L'un des résultats de ce choix est l'intensité de la charge aérodynamique des aubes qui est souvent mesurée grâce au nombre de Zweifel. Cette charge aérodynamique conditionne directement l'intensité des gradients de pression observables sur les parois extradados et intrados de l'aube. Plus précisément, sur la seconde moitié de l'extrados de l'aube et la première moitié de l'intrados, des gradients de pression adverses incitent la couche limite à décoller. Ce risque de décollement est d'autant plus important lorsqu'on tient compte des conditions aérodynamiques de la turbine basse-pression. En effet, le nombre de Reynolds caractéristique de la turbine basse-pression est faible dans le contexte des turbomachines : le nombre de Reynolds peut diminuer jusqu'à environ 100 000 alors qu'il est plutôt de l'ordre du million dans les autres composants du moteur. De ce fait, la transition de la couche limite d'un état laminaire vers un état

turbulent se déclenche tardivement sur la paroi des aubes d'une turbine basse-pression. La couche limite laminaire est très sensible aux gradients de pression adverses donc l'apparition de décollements est d'autant plus probable dans les zones critiques de l'aubage. Cependant, le frottement pariétal dans une couche limite laminaire est plus faible que dans une couche limite turbulente ce qui induit des pertes de charge plus faibles. Ainsi, la transition tardive de la couche limite dans les turbines basse-pression est à la fois un atout et un possible désavantage du point de vue de la performance aérodynamique. Une prévision précise de la transition de la couche limite est donc nécessaire pour améliorer le dessin des turbines basse-pression.

Comme présenté par Mayle [59], la transition de la couche limite dans les turbomachines peut prendre plusieurs formes. Sans décollement, la couche limite laminaire est perturbée par la turbulence extérieure et la rugosité de l'aube qui amplifient des instabilités jusqu'au déclenchement de la transition : c'est la transition by-pass. Lors d'un décollement de la couche limite laminaire, la couche de cisaillement résultante est soumise à une instabilité de Kelvin-Helmholtz qui s'amplifie jusqu'à l'apparition de la turbulence. Cette transition peut induire un recollement de la couche de cisaillement et une zone de recirculation apparaît entre le point de décollement et le point de recollement. C'est la transition par bulbe de décollement. A ces deux types de transition s'ajoute un autre type plus complexe qui est la conséquence de l'interaction entre les rotors et les stators : la transition induite par sillage. Les sillages des aubes en amont défilent autour de l'aube. Ces sillages sont à la fois une perturbation des champs de vitesse et de pression mais aussi une zone de haute intensité de turbulence. De ce fait, les sillages défilants interagissent avec la couche limite et influencent la position de la transition. Ce type de transition est instationnaire et complexe parce qu'il se mêle avec les autres types de transition.

Pour prendre en compte ces phénomènes pendant le dessin d'une turbine basse-pression, les simulations haute-fidélité comme les simulations aux grandes échelles (Large Eddy Simulation, LES) et les simulations numériques directes (Direct Numerical Simulation, DNS) restent trop coûteuses dans un contexte industriel. De ce fait, les bureaux d'études établissent leurs prévisions des écoulements avec des simulations RANS (Reynolds-Average Navier-Stokes). Pour prendre en compte la transition de la couche limite dans ce type de simulation, un modèle de transition est utilisé de façon couplée (voire fusionné) avec le modèle de turbulence qui est lui-même une partie intégrante de la simulation RANS. Parmi les nombreux modèles de transition existants, le modèle $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61] a été conçu pour la prévision des principaux types de transition rencontrés au sein des turbomachines. Ce modèle est basé sur deux équations de transport pour deux variables l'intermittence et le nombre de Reynolds de transition basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement. Les auteurs décrivent le modèle comme étant capable de prévoir la transition by-pass, la transition par bulbe de décollement à l'aide de l'introduction d'un paramètre supplémentaire et ils envisagent même la bonne prévision de la transition instationnaire induite par les sillages. En effet, dans la deuxième partie de leur publication [52] dans laquelle des cas tests sont présentés, les auteurs proposent l'évaluation rapide d'une simulation de l'écoulement de turbine basse-pression avec des sillages défilants.

Dans sa thèse, Minot [69] a développé une méthode de simulation RANS avec le modèle $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61] pour les écoulements d'aubes de turbine dont l'aube T106C. Les résultats des simulations RANS produites dans ses travaux ont montré un bon accord avec les mesures expérimentales et sa méthode a donc servi de base de départ pour les travaux de cette thèse. Par ailleurs, de nombreuses publications [8, 25, 56, 57, 74] dans la littérature ont pu montrer une bonne prévision de l'écoulement stationnaire par les simulations RANS reposant sur ce modèle. Concernant la prévision de la transition instationnaire induite par les sillages défilants, les publications sur l'évaluation du modèle $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ sont moins nombreuses mais elles montrent une bonne prise en compte de l'effet lorsqu'elles sont comparées à des données de référence d'essais ou de simulations haute-fidélité[10]. Cependant, la validation du modèle $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61] pour les cas instationnaires reste partielle et est souvent réalisées à partir de données d'essais limitées. Des investigations supplémentaires restent donc à effectuer afin de connaître précisément la validité du

modèle sur ces cas.

Objectif Dans ce contexte, l'objectif principal de cette thèse est de développer et d'évaluer des méthodes RANS et URANS industrielles et capables de prendre en compte l'effet de la transition de la couche limite sur l'écoulement dans les turbines basse-pression en particulier lorsque la transition est influencée par la présence d'un bulbe de décollement et le passage de sillages défilants. En parallèle de cet objectif, le second objectif de cette thèse est la génération d'une base de données haute-fidélité de configuration avec sillages défilants. Les simulations RANS et URANS utilisent le modèle de transition de $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61], implanté dans le solveur elsA co-développé par l'ONERA et Safran. Les configurations utilisées pour l'évaluation sont les cascades linéaires d'aubes T106C et SPLEEN ; la première est caractéristique des turbines basse-pression conventionnelles et la seconde est caractéristique des turbines basse-pression rapides avec un nombre de Mach plus élevé.

Démarche Pour atteindre l'objectif fixé, la présentation des travaux est divisée en quatre chapitres : un chapitre d'étude bibliographique, puis un chapitre traitant de la mise en place et de l'évaluation préliminaire des méthodes RANS et URANS, et enfin deux chapitres consacrés à la production de données de référence à partir de simulations haute-fidélité QDNS qui sont ensuite utilisées pour évaluer plus finement les méthodes RANS et URANS.

Le premier chapitre présente une étude bibliographique sur l'écoulement transitionnel dans les turbines basse-pression. Tout d'abord, les caractéristiques principales des turboréacteurs et plus précisément des turbines basse-pression sont présentées. Ensuite, nous nous intéressons à la couche limite et sa transition dans les turbines basse-pression. Enfin, nous abordons les méthodes de simulations envisageables pour les écoulements de turbine basse-pression

Dans le deuxième chapitre, l'objectif est d'évaluer les simulations RANS et URANS sur leur capacité à prendre en compte la transition de la couche limite dans la configuration de la cascade d'aube T106C sans et avec des sillages défilants. Les données expérimentales à dispositions sont prises comme référence pour cette évaluation. La première étude du chapitre se concentre sur les cas stationnaires sans sillage défilants, en s'intéressant notamment aux effets de nombre de Reynolds et de taux de turbulence amont. Dans la seconde partie du chapitre, nous nous intéressons aux écoulements instationnaires avec sillages défilants. Une méthode de simulation URANS est mise en place avec l'injection d'un profil de sillage en translation en amont de l'aube. Cette méthode est évaluée qualitativement puis quantitativement par comparaison aux connaissances de la littérature et aux données expérimentales disponibles, respectivement. Enfin, pour éprouver la méthode mise en place, l'influence des caractéristiques du profil de sillage injecté est analysée à travers la comparaison de plusieurs simulations URANS.

Les troisième et quatrième chapitres ont pour objectif de créer une base de données de référence à partir de simulations haute-fidélité de type QDNS (Quasi Direct Numerical Simulation) afin de compléter les mesures expérimentales et ainsi approfondir l'évaluation des simulations RANS et URANS. Cet objectif a été divisé en deux temps : la simulation d'une aube isolée puis la simulation d'une aube avec en amont un barreau en translation générateur de sillage.

Le troisième chapitre vise donc la création d'une base de données d'écoulement autour d'une aube de turbine basse-pression à partir de simulations QDNS. Dans un premier temps, la simulation QDNS de l'aube T106C est réalisée au nombre de Reynolds 100 000. Une analyse approfondie est effectuée sur la comparaison de ces données avec celles expérimentales. Ensuite, trois autres simulations QDNS de la T106C sont réalisées aux nombres de Reynolds 120 000, 140 000 et 160 000. Les résultats des simulations sont de nouveau comparés avec les données expérimentales. A l'aide de ces nouvelles données produites, l'évaluation des simulations RANS faite dans le chapitre 2 est affinée. Dans une troisième partie, des analyses complémentaires des simulations QDNS de la T106C

sont effectuées afin de décrire la qualité des QDNS et observer la physique simulée. Enfin, dans la quatrième partie de ce chapitre, on étend la base de données en effectuant quatre autres simulations QDNS d'une autre géométrie : la cascade linéaire d'aubes SPLEEN. L'aube SPLEEN est une aube dessinée pour des conditions d'écoulement transsonique caractéristique des turbines basse-pression rapide. Comme pour la configuration T106C, le champ simulé est analysé puis comparé aux essais. Ensuite, les données expérimentales et QDNS sont utilisées pour évaluer les simulations RANS.

Le quatrième chapitre présente l'extension de la base de données QDNS aux écoulements de turbine basse-pression avec sillage défilants. Deux simulations QDNS ont été produites de la configuration T106C avec un barreau en translation en amont de l'aube. Deux nombres de Reynolds ont été simulés : 100 000 et 160 000. Dans un premier temps, les simulations sont comparées aux données expérimentales et l'aérodynamique simulé est analysé. Ensuite, les simulations URANS sont évaluées à partir des nouvelles données produites.

Étude bibliographique : l'écoulement transitionnel dans une turbine basse pression

Dans ce premier chapitre, le contexte général de cette thèse est présenté en s'appuyant basant sur la littérature existante. Tout d'abord, les caractéristiques principales de la turbine basse pression dans les turboréacteurs sont exposées. Nous nous intéressons en particulier aux enjeux de conception de la turbine basse pression et à l'importance de la transition laminaire-turbulent de la couche limite dans l'aérodynamique de la turbine basse pression. A partir de ce constat, la deuxième partie du chapitre présente les caractéristiques de la couche limite et de sa transition d'un état laminaire à un état turbulent dans une turbomachine. Enfin, nous abordons les différentes méthodes pour simuler un écoulement transitionnel dans une turbine basse pression avec des niveaux de fidélité plus ou moins élevés.

1.1 La turbine basse pression dans les turbomoteurs

1.1.1 Le turboréacteur

Un turboréacteur est une machine thermodynamique utilisant l'air comme fluide caloporteur. Son objectif est d'accélérer le flux d'air le traversant afin de propulser un avion par le principe d'action-réaction. La configuration la plus simple d'un turboréacteur est celle représentée dans la figure 1.1. L'air s'écoule de gauche à droite, passant à travers un compresseur, une chambre de combustion, une turbine et enfin une tuyère d'éjection. La turbine récupère l'énergie nécessaire pour le fonctionnement du compresseur en la transmettant ensuite par l'intermédiaire d'un arbre en rotation.

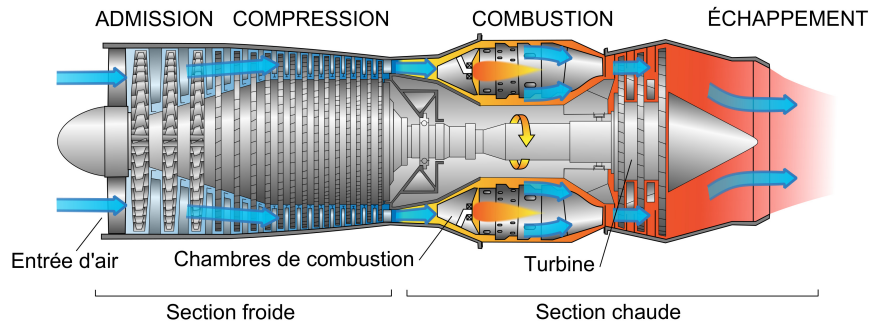


FIGURE 1.1 – Schéma d'un turboréacteur mono-corp et simple flux (de Jeff Dahl, French translation by Berrucomons, via Wikimedia Commons)

Le cycle thermodynamique qui décrit le fonctionnement du turboréacteur est le cycle de Brayton représenté dans le diagramme température-entropie de la figure 1.2. Le cycle idéal de Brayton est divisé en trois étapes : une compression isentropique, une combustion isobare et une détente isentropique. Dans un moteur réel (représenté en rouge dans le diagramme), la compression et la détente ne sont pas isentropiques en raison de phénomènes tels que les frottements, les décollements et les chocs. Cela se traduit une augmentation de l'énergie nécessaire pour atteindre le taux de compression prévu et une réduction de l'énergie récupérée par la turbine. De plus, la combustion réelle n'est pas isobare car des pertes de charge engendrent une diminution de la pression entre l'entrée et la sortie de la chambre.

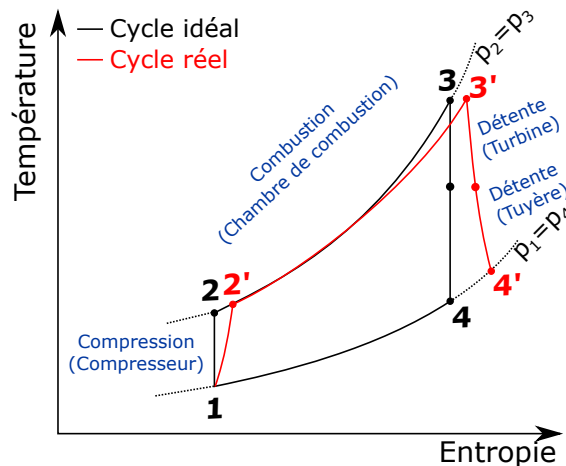


FIGURE 1.2 – Diagramme température-entropie du cycle thermodynamique de Brayton

Pour améliorer le rendement global du moteur, deux modifications architecturales du turboréacteur simple présenté sur la figure 1.1 sont devenues la norme pour la motorisation des avions de ligne. Ces turboréacteurs sont dits à double corps et double flux. Cette architecture est illustrée dans la figure 1.3.

La première spécificité de cette architecture est la division du compresseur et de la turbine en deux parties distinctes, la partie haute pression (HP) et la partie basse pression (BP) : on parle alors de moteur à double corps. Cette division permet d'ajuster indépendamment les régimes de rotation des parties HP et BP afin d'optimiser leur rendement, tout en prenant en compte les contraintes structurelles et mécaniques spécifiques à chaque partie.

La seconde caractéristique est la séparation du flux d'air qui traverse le moteur en deux : on parle de moteur à double flux (ou *turbofan* en anglais). Le flux primaire traverse la totalité des composants du moteur : compresseur, chambre de combustion et turbine. Le flux secondaire est lui seulement compressé par une soufflante (ou *fan* en anglais) suivi d'un redresseur. Le flux secondaire

est alors directement éjecté à l'arrière du moteur après avoir été accéléré dans une tuyère. La séparation du flux d'air en deux a pour objectif principal d'augmenter le débit d'air qui est accéléré par le moteur. En effet, le rendement propulsif est d'autant meilleur que la vitesse d'éjection des gaz est faible. De ce fait, à force de poussée égale, on cherche à augmenter le débit d'air total. Si l'on conserve un débit d'air constant dans le flux primaire pour optimiser le rendement thermique, on doit augmenter le rapport entre les débits d'air du flux secondaire et du flux d'air primaire appelé taux de dilution (*by-pass ratio* en anglais).

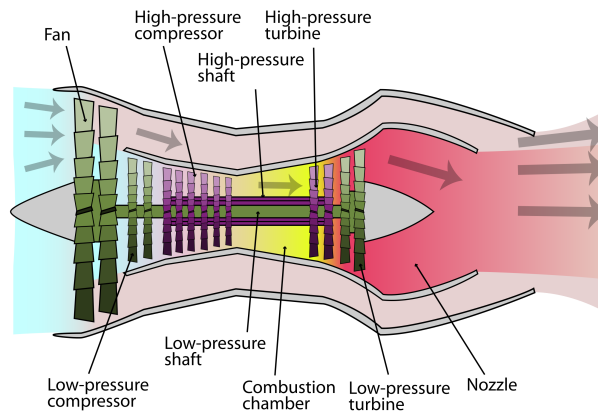


FIGURE 1.3 – Schéma d'un turboréacteur à double corps et double flux ou turbofan (de K. Aainsqatsi, via Wikimedia Commons)

La tendance est au dessin de moteurs avec des taux de dilution de plus en plus grands, on parle de moteurs UHBR (Ultra High By-Pass Ratio). Pour cela, le diamètre de la soufflante est augmenté afin d'accroître le débit secondaire. Pour pousser cette tendance encore un peu plus loin, des configurations dites "non carénées" ou "open rotor" sont même envisagées. Dans ces configurations, la soufflante et le redresseur du flux secondaire ne sont plus entourés d'un carter mais sont directement exposés à l'écoulement extérieur. Ce type de configuration permet d'augmenter sensiblement le diamètre tout en conservant une masse totale réaliste pour le moteur. Dans ces deux cas de moteurs à très haut taux de dilution, l'augmentation du diamètre de la soufflante implique une réduction de sa vitesse de rotation pour limiter la vitesse relative de l'écoulement en tête de pale et ainsi conserver de bonnes performances aérodynamiques et acoustiques. Pour la turbine basse pression, ces évolutions peuvent se traduire de deux façons selon le choix architectural fait par le motoriste : une architecture "classique" ou une architecture avec réducteur. Dans une configuration classique, le fan et la turbine tourne à la même vitesse de rotation qui est inférieure à la vitesse optimale pour la turbine basse-pression. L'écoulement est subsonique dans ce type de turbine "conventionnelle". Dans une configuration avec réducteur, un réducteur est placé entre la soufflante et l'arbre BP. Bien que cette configuration apporte des points négatifs du point de vue global (masse supplémentaire, gestion de la chaleur produite, modification de la dynamique...), la présence d'un réducteur permet de faire tourner moins vite la soufflante et plus rapidement l'arbre basse pression, on parle alors de turbine "rapide". Dans ce cas, l'écoulement est transsonique dans la turbine BP et sa performance est améliorée ce qui permet de réduire sa taille et sa masse. Un exemple de configuration classique est le moteur LEAP de CFM. Un exemple de configuration avec réducteur est le moteur GTF de Pratt & Whitney, concurrent du LEAP pour la motorisation de l'avion Airbus A320neo.

En ce qui concerne les géométries étudiées dans cette thèse, l'aube T106C est une aube caractéristique des turbines BP conventionnelles alors que l'aube SPLEEN est une aube caractéristique des turbines BP rapides.

1.1.2 Les turbomachines

Un turboréacteur est constitué de plusieurs parties appartenant à la famille des turbomachines. Une turbomachine est une machine tournante permettant le transfert d'énergie entre un fluide et un arbre en rotation. Si le transfert se fait de la partie tournante vers le fluide, on parle de machines génératrices comme les compresseurs. Si le transfert se fait du fluide vers la partie tournante, on parle de machines réceptrices comme les turbines. Pour la suite, on considérera uniquement les turbomachines axiales, c'est à dire celles pour lesquelles l'écoulement du fluide reste parallèle à l'axe de rotation de la machine et qui est la géométrie utilisée pour les moteurs d'avion de ligne. Une turbomachine est composée d'un enchaînement de roues d'aubes en rotation (rotor) et fixes (stator). Un couple composé d'une roue mobile et d'une roue fixe est appelé un étage. Pour schématiser l'écoulement à travers un étage de turbomachine, on peut utiliser le triangle des vitesses comme dans la figure 1.4 avec la vitesse absolue V et la vitesse relative W . Pour ce schéma des hypothèses fortes (et fausses dans la réalité) sont faites comme une vitesse axiale constante mais il permet de bien comprendre le fonctionnement général de la turbomachine. Pour un compresseur, l'objectif du rotor est d'augmenter la vitesse absolue du fluide en augmentant sa composante azimutale tandis que le stator permet de transformer l'énergie cinétique du fluide ainsi gagnée par le rotor en énergie de pression. Le stator réduit l'angle de l'écoulement en réduisant la composante azimutale de la vitesse du fluide : dans un compresseur, le stator est souvent appelé redresseur. A l'inverse, pour une turbine, le stator augmente la vitesse absolue du fluide en réduisant la pression puis le rotor récupère l'énergie cinétique du fluide en réduisant la composante azimutale de sa vitesse absolue.

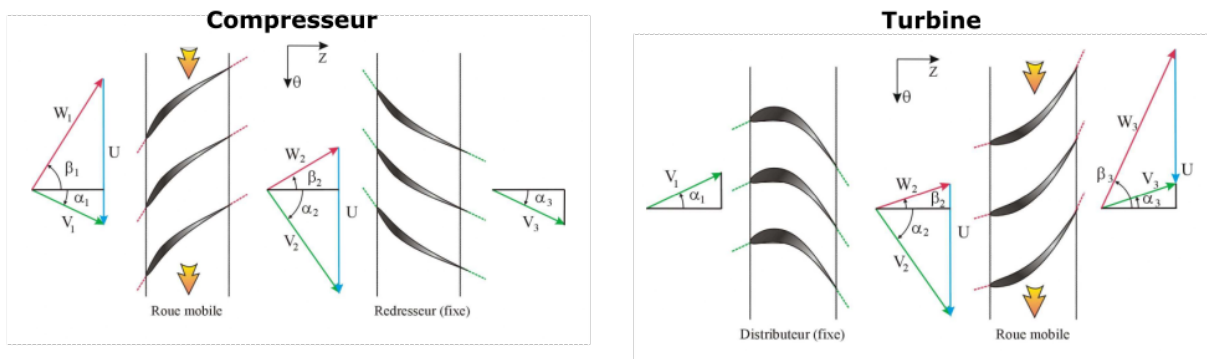


FIGURE 1.4 – Schéma du triangle des vitesses à travers un étage de compresseur et un étage de turbine (de Ottavy [72])

1.1.3 La turbine basse pression

1.1.3.1 Généralités

Dans les turboréacteurs d'avions civils de type turbofan, la turbine basse pression (BP) est le dernier élément tournant rencontré par le flux d'air primaire (voir figure 1.5). La turbine BP récupère l'énergie du flux sortant pour entraîner à la fois le compresseur basse pression et la soufflante. Le flux d'air secondaire accéléré par la soufflante est à l'origine d'environ 80% de la poussée. De ce fait, la turbine BP représente une partie conséquente du moteur : elle équivaut à un tiers de la masse de celui-ci. La réduction de sa masse peut être un moyen efficace pour réduire la consommation globale. L'un des facteurs influençant la masse de la turbine BP est le nombre d'aubes et d'étages qui la constituent. Le nombre total d'aubes dans la turbine BP dépend du nombre d'étages et de la solidité pour chaque étage définie comme le rapport entre le pas moyen et la corde (voir Figure 1.6). Ainsi, les constructeurs envisagent d'augmenter la charge individuelle des aubes afin d'en réduire le nombre pour alléger le moteur. Cependant, le choix de la solidité influe directement sur la charge individuelle des aubes. Le coefficient de charge proposé par Zweifel est couramment utilisé pour

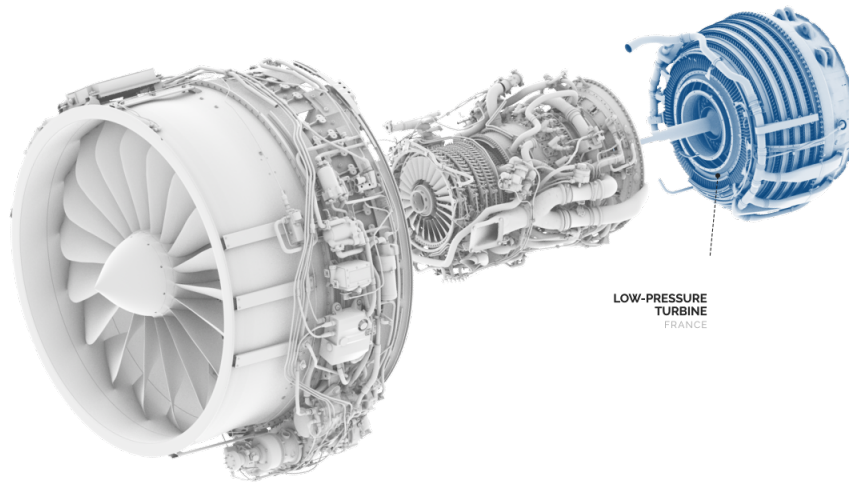


FIGURE 1.5 – Visuel du moteur CFM Leap avec sa turbine basse pression en bleu (de CFM International)

caractériser la charge d'une aube. Il correspond au rapport entre la charge réelle de l'aube $F_{réelle}$ et une charge idéale $F_{idéale}$ définie à partir de la différence entre la pression totale amont et la pression statique aval.

$$Zw = \frac{F_{réelle}}{F_{idéale}} = \frac{\rho u_x (u_{\theta,1} + u_{\theta,2}) s}{\frac{\rho}{2} U_2^2 c_{ax}} \quad (1.1)$$

qui peut être simplifiée par une formule dépendant seulement des angles d'entrée et de sortie α_1 et α_2 , du calage des aubes s et de la corde axiale c_{ax} :

$$Zw = 2 \sin^2 \alpha_2 (\cot \alpha_2 - \cot \alpha_1) \frac{s}{c_{ax}} \quad (1.2)$$

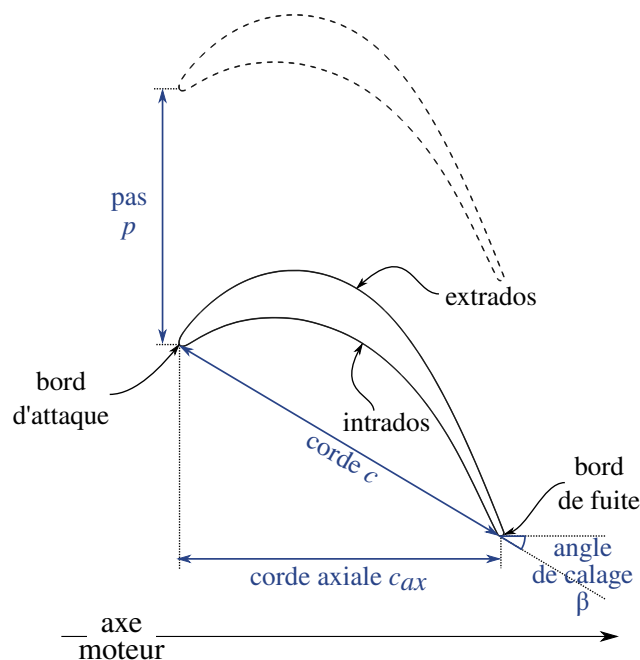


FIGURE 1.6 – Caractéristiques géométriques d'un profil 2D d'une aube)

Une autre caractéristique importante de la turbine BP est le faible nombre de Reynolds de l'écoulement dans le contexte d'une turbomachine. En effet, dans la turbine BP, la pression chute plus rapidement que la température ce qui provoque une réduction de la masse volumique. La figure 1.7 de Hourmouziadis [45] décrit les ordres de grandeur des nombres de Reynolds observés dans un turboréacteur de taille moyenne. Le nombre de Reynolds dans la turbine BP (généralement basé sur la corde de l'aube) peut descendre jusqu'à environ 100 000 voire plus bas, ce qui en fait le nombre de Reynolds le plus bas de l'ensemble des turbomachines d'un turbomoteur. Ce faible nombre de Reynolds implique que la transition de la couche limite autour des aubes se déclenche tardivement. De ce fait, la couche limite est laminaire sur une portion non négligeable des profils. La transition de la couche limite est un élément déterminant pour l'écoulement autour des aubes de turbine BP et donc pour leurs performances. En effet, une couche limite laminaire génère moins de pertes de profil par frottement mais elle est aussi beaucoup plus sensible aux gradients de pression adverses qui tendent à la faire décoller. Ces décollements peuvent générer beaucoup de pertes voire empêcher le fonctionnement de la turbine. Des informations plus détaillées sur la transition de la couche limite seront présentées dans la suite de ce chapitre.

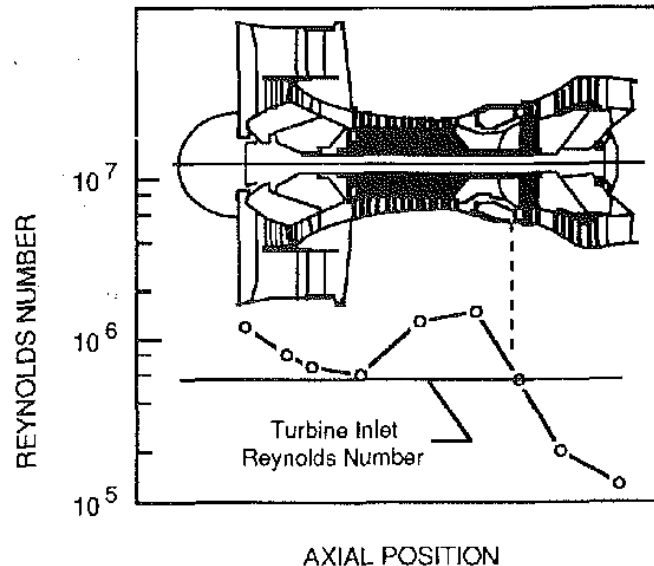


FIGURE 1.7 – Évolution du nombre de Reynolds dans une turbomachine de taille moyenne (de Hourmouziadis [45] repris par Mayle [59])

1.1.3.2 Positionnement du pic du nombre de Mach isentropique (ou pression statique) sur l'extrados

L'une des caractéristiques de dessin des aubes de turbine BP est le placement du pic du nombre de Mach isentropique ou de pression statique sur l'extrados. Avant ce pic, le gradient de pression est favorable (négatif) ce qui a pour effet de maintenir la couche limite dans un état laminaire. Après ce pic, la couche limite est confrontée à un gradient de pression défavorable qui est propice à l'amplification des perturbations de la couche limite qui provoque sa transition vers un état turbulent. De plus, un trop fort gradient de pression défavorable peut entraîner un décollement de la couche limite et donc dans certains cas des pertes de charge conséquentes. Lors du dessin d'une aube, les ingénieurs vont donc chercher à reculer au maximum ce pic pour maximiser la partie laminaire et donc minimiser les pertes tout en conservant un gradient de pression raisonnable sur la seconde partie de l'extrados afin d'éviter un décollement conséquent de l'écoulement.

Dans cette première partie, le rôle de la turbine basse-pression dans un moteur de type turbofan a été présenté. De plus, nous avons pu souligner la place importante de la transition de la couche

limite dans les écoulements au sein d'une turbine basse-pression. Dans la partie suivante, nous nous intéressons plus précisément à la couche limite et sa transition dans les turbines basse-pression.

1.2 La couche limite

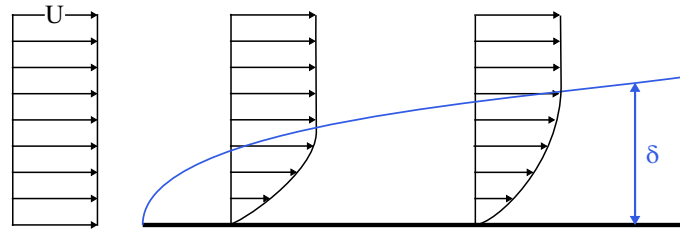


FIGURE 1.8 – Évolution du profil de vitesse U et de l'épaisseur δ d'une couche limite sur une plaque plane

La couche limite est la conséquence de la viscosité d'un fluide qui s'écoule autour d'une paroi. Elle correspond à une couche de fluide autour de la paroi dans laquelle les effets visqueux ne sont pas négligeables par rapport aux effets inertiels. De ce fait, la vitesse d'écoulement dans cette couche diminue depuis la vitesse de l'écoulement libre jusqu'à une vitesse nulle à la paroi. Ce profil de vitesse et l'épaisseur de la couche limite dépendent à la fois du nombre de Reynolds, liant vitesse, viscosité et longueur caractéristique, et de la nature laminaire ou turbulente de la couche limite. La figure 1.8 schématise l'évolution du profil de vitesse et de l'épaisseur δ d'une couche limite sur une plaque plane. Il faut distinguer deux états possibles de la couche limites : un état laminaire et un état turbulent. Dans son état laminaire, l'écoulement est constant au cours du temps. Dans un état turbulent, des fluctuations de vitesses aléatoires perturbent l'écoulement moyen au cours du temps. Lorsqu'on parle du profil d'une couche limite turbulente, on fait donc référence à la moyenne temporelle de la vitesse.

Pour une couche limite laminaire, son évolution sur une plaque plane sans gradient de pression est décrite par l'équation de Blasius dont la solution est le profil de Blasius. Les équations de Falkner-Skan généralisent la couche limite de Blasius lorsque le gradient de pression est non nul.

Pour une couche limite turbulente, on la décrit usuellement en 2 zones distinctes : la couche externe ($0,2 \leq y/\delta$) et la couche interne ($y/\delta \leq 0,2$) avec δ l'épaisseur de la couche limite et y la distance à la paroi. La couche externe, la plus éloignée de la paroi, constitue une grande partie de la couche limite pour laquelle le gradient de vitesse est faible, la vitesse étant déjà proche de la vitesse de l'écoulement loin de la paroi. Pour décrire les zones de la couche interne, on utilise la distance à la paroi adimensionnée y^+ défini par :

$$y^+ = \frac{u_* y}{\nu} \quad (1.3)$$

avec ν la viscosité cinématique, y la distance à la paroi et u_* la vitesse de frottement définie par :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (1.4)$$

avec τ_p le frottement à la paroi défini dans la sous partie suivante et ρ la densité. La couche interne est constituée de deux parties : la sous-couche visqueuse ($0 \leq y^+ \leq 5$) où la viscosité moléculaire domine et la vitesse augmente linéairement avec la distance à la paroi et la zone logarithmique ($30 \leq y^+ \leq 200$) où l'effet de la turbulence est prépondérant et la vitesse augmente de façon logarithmique avec la distance à la paroi. Une zone tampon ($5 \leq y^+ \leq 30$) est observée entre ces deux parties.

1.2.1 Grandeurs caractéristiques d'une couche limite

Plusieurs grandeurs caractéristiques de la couche limite sont utilisées pour étudier une couche limite.

Épaisseur δ Lorsqu'on s'éloigne de la paroi, la vitesse du fluide augmente de façon asymptotique vers la vitesse de l'écoulement extérieur "à l'infini" U_∞ . De ce fait, il n'y a pas de frontière stricte de la couche limite. Pour cela, on définit généralement l'épaisseur de couche limite comme la distance à la paroi pour laquelle la vitesse vaut 99% de la valeur de la vitesse de l'écoulement extérieur :

$$U(\delta_{99}) = 0.99U_\infty \quad (1.5)$$

Pour une couche limite laminaire sur une plaque plane sans gradient de pression, la résolution numérique des équations de Blasius nous donne une approximation de l'évolution de l'épaisseur de la couche limite selon la direction de l'écoulement x :

$$\delta_{99,Blasius} = 5 \cdot \frac{x}{\sqrt{\frac{U_\infty x}{\nu}}} \quad (1.6)$$

Pour des géométries plus complexes comme la couche limite autour d'une aube de turbine, il est impossible de définir une vitesse extérieure u_∞ . D'autres méthodes existent pour obtenir une estimation de l'épaisseur de la couche limite comme celle proposé par Griffin *et al.* [36] basé sur la vorticité de la couche limite.

Épaisseur de déplacement d^* L'épaisseur de déplacement est une grandeur intégrale permettant de caractériser la perte de débit à cause de la couche limite. Effectivement, l'épaisseur de déplacement est la hauteur qu'il serait nécessaire d'ajouter à la position de la paroi pour obtenir un débit équivalent avec un fluide parfait. La figure 1.9 schématise cette description physique de l'épaisseur de déplacement.

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty}\right) dy \quad (1.7)$$

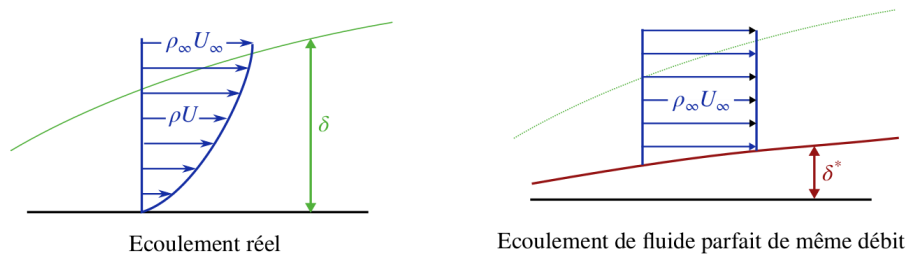


FIGURE 1.9 – Description physique de l'épaisseur de déplacement (d'après Cousteix [22])

Épaisseur de quantité de mouvement θ De la même façon que pour l'épaisseur de déplacement, l'épaisseur de quantité de mouvement caractérise la perte de quantité de mouvement induite par la couche limite. Physiquement, elle représente la hauteur à ajouter à la paroi fictive à laquelle on a déjà ajouté δ^* pour obtenir une quantité de mouvement équivalente avec un fluide parfait (voir figure 1.9) .

$$\theta = \int_0^\delta \frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (1.8)$$

Facteur de forme H Le facteur de forme est le rapport entre l'épaisseur de déplacement et l'épaisseur de quantité de mouvement. Il est souvent utilisé pour distinguer une couche limite laminaire d'une couche limite turbulente. Sa valeur pour une couche limite laminaire sans gradient de pression (profil de Blasius) est de $H_{\text{Blasius}} = 2.59$ alors que pour une couche limite turbulente le facteur de forme est de l'ordre de 1,4. Dans le cas d'un décollement, le facteur de forme augmente avant le point de décollement et peut atteindre des valeurs relativement hautes, au-dessus de 10 ([27, 31, 41]).

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (1.9)$$

Coefficient de frottement pariétal C_f Le coefficient de frottement est une grandeur adimensionnée obtenu à partir du frottement pariétal.

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \quad (1.10)$$

avec le frottement pariétal τ_p défini par :

$$\tau_p = \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (1.11)$$

Evolution des grandeurs caractéristiques pendant la transition Les grandeurs caractéristiques de la couche limite qui viennent d'être présentées évoluent en fonction de la nature laminaire ou turbulente de celle-ci. La figure 1.10 montre l'évolution théorique de ces différentes grandeurs pendant la transition de la couche limite. Le facteur de forme diminue d'une valeur de l'ordre de 2,59 à 1,4. Le frottement C_f augmente sensiblement pendant la transition.

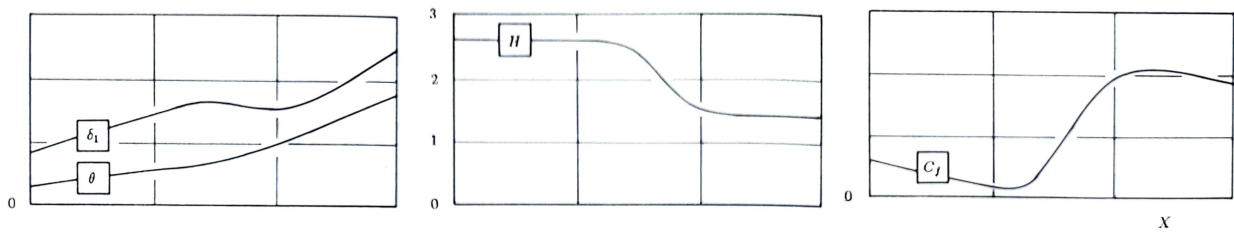


FIGURE 1.10 – Évolution des caractéristiques de la couche limite pendant sa transition (de Cousteix [23])

Dans la partie suivante, nous allons nous intéresser un peu plus précisément aux mécanismes de la transition d'une couche limite d'un état laminaire vers un état turbulent.

1.2.2 La transition d'une couche limite laminaire vers une couche limite turbulente

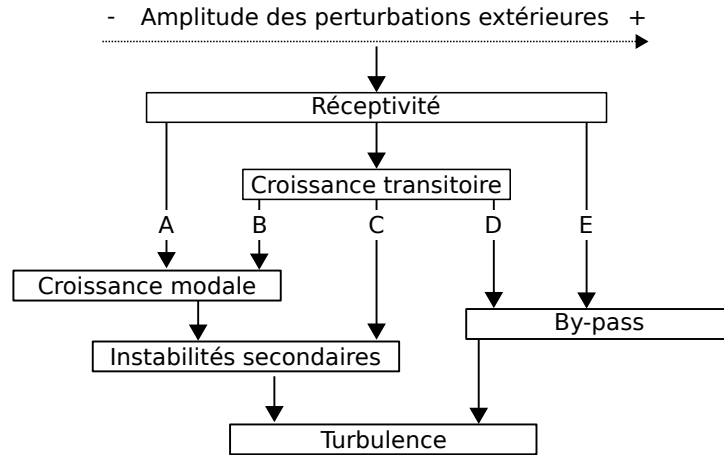


FIGURE 1.11 – Chemins vers la transition d'après Morkovin *et al.* [71]

La transition d'une couche limite correspond à son passage d'un état laminaire à un état turbulent. À l'inverse, on parle de relaminarisation lorsqu'une couche limite turbulente revient à un état laminaire. Le principe de transition d'une couche limite ne se résume pas à un processus unique. Au contraire, il existe différents chemins qui résultent en la transition de la couche limite laminaire à partir de sa réceptivité à des perturbations extérieures. La figure 1.11 représente les différents chemins jusqu'à la turbulence décrits par Morkovin *et al.* [71]. Le chemin parcouru pour la transition dépend de l'amplitude des perturbations extérieures. Les perturbations peuvent être de natures différentes telles que la turbulence extérieure, la rugosité de la paroi, les ondes acoustiques, la concavité de la paroi ou encore un gradient de pression positif. Dans les turbines BP, l'amplitude des perturbations excitant la couche limite est élevée notamment à cause des hauts niveaux de turbulence notamment dans les sillages. De ce fait, dans le contexte des turbines BP, les chemins de transition rencontrés sont les chemins C, D et E.

Dans le domaine des turbomachines, un regroupement différent de ces chemins de transition de la couche limite est couramment utilisé. Cette classification a été décrite par Mayle [59], rediscutée par Walker [92] et est souvent utilisée comme référence par exemple par Dick et Kubacki [25]. Quatre types de transition dans les turbomachines sont retenus par les auteurs :

- la transition naturelle qui correspond à la transition de la couche limite attachée avec une croissance modale par des ondes de Tollmien-Schlichting (chemins A et B dans la figure 1.11).
- la transition by-pass qui correspond à la transition d'une couche limite attachée quand le niveau des perturbations est élevé (taux de turbulence ou rugosité élevés).
- la transition par bulbe de décollement qui est observée lorsque la couche limite laminaire décolle à cause d'un gradient de pression adverse.
- la transition par sillage défilant qui est une conséquence de l'interaction rotor-stator.
- la transition par choc qui apparaît pour les écoulements transsoniques

Bien que cette classification permette de simplifier la vision de la transition dans les turbomachines, la transition réelle est très souvent plus complexe et le processus vers la turbulence mêle différents mécanismes reliés à des types de transition distincts. Par exemple, la transition par sillage est fortement instationnaire et elle est donc dépendante de la transition by-pass ou par bulbe de décollement qui réapparaît périodiquement entre le passage de deux sillages comme décrit par Halstead *et al.* [37].

Ces quatre types de transition sont décrits plus précisément dans les prochaines sous-sections.

1.2.2.1 La transition naturelle

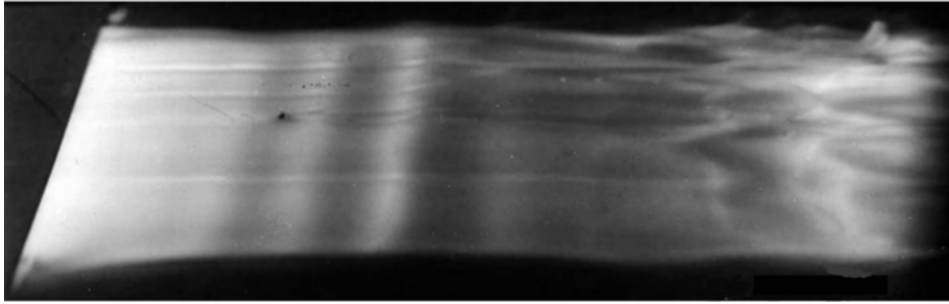


FIGURE 1.12 – Visualisation expérimentale de la transition naturelle par ondes de Tollmien-Schlichting sur une plaque plane (Werlé, ONERA)

La *transition naturelle* est observée lorsque la couche limite n'est pas ou très peu soumise à des perturbations extérieures. A partir d'un certain nombre de Reynolds, des instabilités visqueuses apparaissent et résultent en des ondes bi-dimensionnelles qui se propagent dans la couche limite : les ondes de Tollmien-Schlichting. L'existence et l'amplification de ces ondes peuvent être démontrées par la théorie de stabilité linéaire de la couche limite grâce aux équations de Orr-Sommerfeld. Lorsque l'amplitude de ces ondes atteint un certain niveau, des instabilités secondaires tridimensionnelles se développent et donnent naissance à des structures tourbillonnaires qui initient la création de spots turbulents et donc la transition de la couche limite [5]. Ensuite, ces spots turbulents s'allongent et fusionnent pour former une couche limite pleinement turbulente. La figure 1.12 obtenue expérimentalement permet d'observer les caractéristiques de la transition naturelle avec de gauche à droite l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting puis l'apparition de structures tridimensionnelles.

Bien que l'instabilité liée aux ondes de Tollmien-Schlichting est celle la plus couramment associée à la transition dite naturelle, deux autres types d'instabilités sont aussi régulièrement reliés à une transition naturelle : les instabilités dites "cross-flow" qui apparaissent dans des écoulements 3D pour lesquels une la composante transverse de la vitesse est non nulle faisant apparaître une point d'inflexion sur le profil de vitesse et les instabilités de Görtler [35] apparaissant pour une couche limite autour d'une paroi concave en conséquence de l'effet centrifuge.

Ces différents chemins vers la transition ont pour point commun un faible niveau des perturbation extérieures. De ce fait, la transition naturelle n'apparaît pas dans les turbines BP car la couche limite est soumise à des perturbations extérieures élevées (taux de turbulence élevé, rugosité, sillages défilants...).

1.2.2.2 La transition by-pass

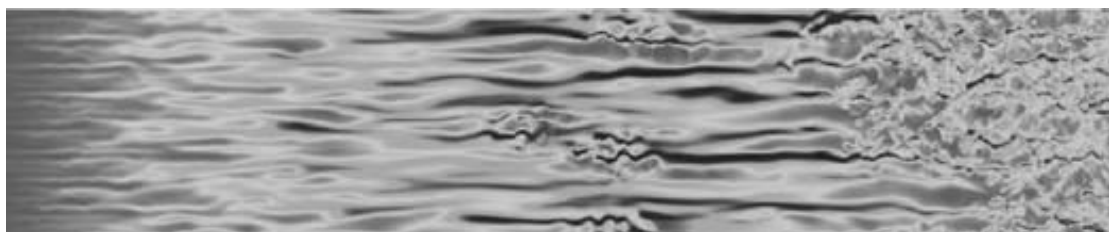


FIGURE 1.13 – Visualisation de la transition by-pass avec une simulation haute-fidélité (Champ instantané de la vitesse longitudinale sur un plan perpendiculaire à la paroi, Brandt *et al.* [12])

La *transition by-pass* est observée lorsque la couche limite est soumise à une turbulence extérieure élevée (la valeur seuil de 1% est généralement retenue). Dans ce cas, les perturbations extérieures importantes court-circuitent l'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting observée pour la transition naturelle. Les instabilités ne sont plus modales mais sont présentes sur un large spectre de fréquences. Des perturbations qui seraient individuellement amorties deviennent transitoirement amplifiées. Ce type de transition se traduit par l'observation de structures à l'intérieur de la couche limite appelées stries de Klebanoff. Ces stries prennent la forme de tourbillons parallèles longitudinaux dont la vitesse est alternativement plus ou moins grande que la vitesse moyenne. Elles sont produites par un phénomène dit de "lift up" : par l'effet de tourbillons longitudinaux stationnaires des particules fluides "rapides" descendent vers la paroi et leur voisines "lentes" remontent créant ainsi les fluctuations de vitesse à l'origine des stries. Le fort cisaillement entre ces stries "rapides" et "lentes" est à l'origine des instabilités secondaires qui vont déclencher la turbulence. En effet, ces structures s'amplifient jusqu'à l'apparition de spots turbulents qui initient la transition de la couche limite. Ensuite, ces spots turbulents s'étendent jusqu'à que la couche limite soit pleinement turbulente.

Jacobs et Durbin [48] ont montré à partir des équations de stabilité linéaire de Orr-Sommerfeld que la réceptivité de la couche limite à la turbulence était inversement proportionnelle à la longueur caractéristique des perturbations et au nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche limite. De ce fait, la zone proche du bord d'attaque est particulièrement réceptive pour l'apparition des stries de Klebanoff.

1.2.2.3 La transition par bulbe de décollement

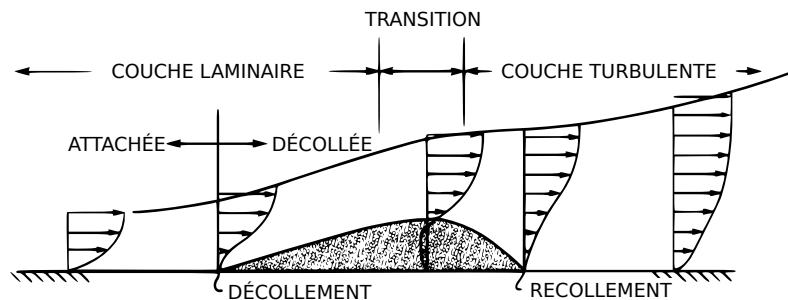


FIGURE 1.14 – Schéma d'un bulbe de décollement laminaire (traduit, de Halstead *et al.* [37])

La *transition par bulbe de décollement* est observée dans le cas d'un décollement de la couche limite laminaire en présence d'un gradient de pression défavorable. Dans ce cas, la couche de cisaillement va alors être soumise à des instabilités déclenchant rapidement sa transition. Les fluctuations engendrées vont rapidement se déstabiliser avec l'apparition de tourbillons qui vont marquer le début de la transition de la couche limite vers un état turbulent.

La figure 1.14 du bulbe de décollement reprend les principales caractéristiques d'un bulbe de décollement laminaire communément décrite dans la littérature [44, 75, 88] :

1. Autour de l'extrados d'un profil, la couche limite laminaire se développe avec un gradient de pression favorable depuis le bord d'attaque jusqu'au point de pression minimale.
2. A partir de ce point, la couche limite est soumise à un gradient de pression adverse mais reste laminaire en raison du faible nombre de Reynolds. Si la couche limite reste laminaire, ce qui est possible pour des nombres de Reynolds faibles comme dans les turbines BP, le facteur de forme de la couche limite augmente, jusqu'à que la vitesse de l'écoulement très proche paroi deviennent "négative" ou plus précisément opposée à celle de l'écoulement hors de la couche limite : la couche limite laminaire décolle.

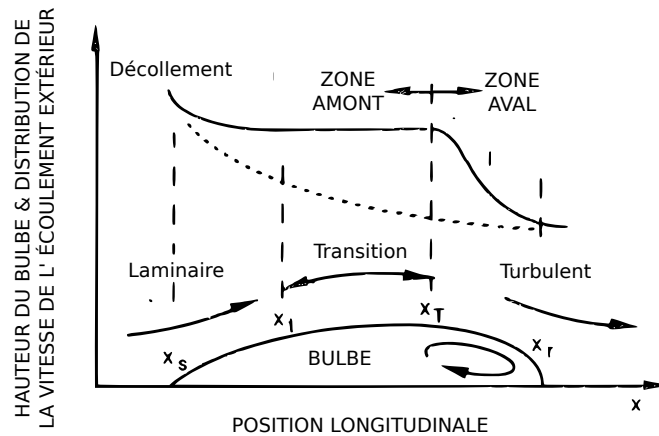


FIGURE 1.15 – Influence d'un bulbe de décollement sur le champ de pression autour d'un profil (traduit, de Mayle [59])

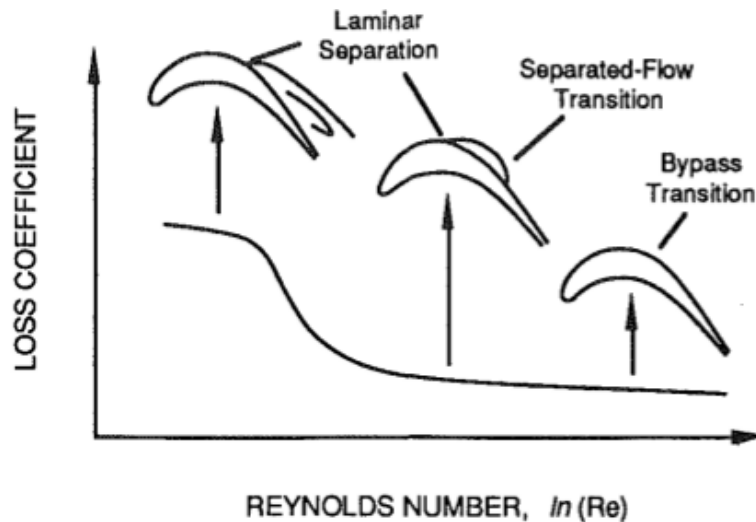


Fig. 44 Transition on a low-pressure turbine airfoil at various Reynolds numbers

FIGURE 1.16 – Pertes d'un aubage en fonction du nombre de Reynolds (de Mayle [59])

3. A partir de ce point de décollement, la couche de cisaillement décollée est alors soumise à des instabilités de type Kelvin-Helmholtz qui amplifient les fluctuations de vitesses. Cette amplification atteint un maximum à partir duquel la couche limite s'enroule et produit un lâcher tourbillonnaire.
4. Ce lâcher tourbillonnaire bi-dimensionnel génère des structures tridimensionnelles et initie la transition de la couche de cisaillement décollée.
5. Les fluctuations dues au lâcher tourbillonnaire et à la turbulence générée augmentent rapidement le mélange et la diffusion de la quantité de mouvement ce qui entraîne, s'il a lieu, le recollement de la couche limite.

Eclatement d'un bulbe de décollement laminaire L'éclatement d'un bulbe de décollement laminaire est sa modification d'une forme courte à une forme longue provoquée par une variation des conditions aérodynamiques telle qu'une augmentation du gradient de pression adverse ou la baisse du nombre de Reynolds. Pour caractériser plus précisément ce qu'est l'éclatement, plusieurs auteurs [26, 59, 75] se réfèrent à la description de Gaster [33] pour définir l'éclatement d'un bulbe : un bulbe

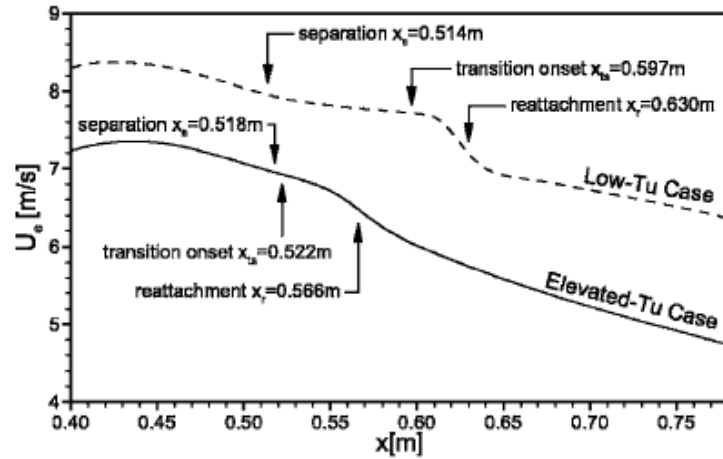


Fig. 2 Boundary-layer-edge velocity distributions for both simulations in the region $0.40 \text{ m} < x < 0.78 \text{ m}$, and time-averaged locations of separation, transition onset, and reattachment

FIGURE 1.17 – Effet du taux de turbulence sur la distribution de vitesse dans la zone de décollement (de McAuliffe et Yaras [60])

de décollement laminaire éclate lorsque l'on observe une augmentation rapide de sa longueur pour une faible variation des conditions aérodynamique.

Marxen et Henningson [58] proposent une liste de cinq caractéristiques d'un bulbe court pour le distinguer d'un bulbe long :

- Pour un bulbe de décollement laminaire court, l'effet du bulbe de décollement sur l'écoulement autour du profil reste local et limité par rapport à un écoulement sans décollement. Au contraire, un bulbe de décollement laminaire long a un effet notable sur le champ potentiel autour du profil et donc sa performance avec des pertes élevées. [60]
- Le rapport de longueurs entre la partie laminaire et la partie transitionnelle/turbulente du bulbe de décollement laminaire est de l'ordre de 1,6 à 3 alors que ce rapport est inférieur à 0,5 pour un bulbe de décollement laminaire long.
- La partie de l'écoulement stagnante se situe principalement sous la partie laminaire de la couche de cisaillement, c'est à dire que le plateau de pression s'arrête au niveau du point de transition pour un bulbe de décollement laminaire court alors que celui-ci continue pour un bulbe de décollement laminaire long.
- L'amplification des perturbations est en bon accord avec la théorie de stabilité linéaire pour un bulbe court
- Au point de transition, l'apparition de structures tridimensionnelles et la production de turbulence sont brusques pour un bulbe de décollement laminaire court.

Selon les auteurs de cette liste, les deux premières caractéristiques concernant l'effet sur l'écoulement global et la longueur restent les plus précises pour différencier un bulbe de décollement laminaire long d'un bulbe de décollement laminaire court.

Effet de la turbulence extérieure sur un bulbe de décollement laminaire Dans le cas d'une forte turbulence de l'écoulement externe à la couche limite, des stries de Klebanoff peuvent interagir avec les instabilités de Kelvin-Helmholtz et ainsi accélérer le processus de transition. De plus, en cas de taux de turbulence très élevé, les instabilités de Kelvin-Helmholtz peuvent être court-circuitées par une instabilité secondaire découlant des stries de Klebanoff comme dans le cas de la transition naturelle d'une couche limite attachée. McAuliffe et Yaras [60] ont étudiée l'effet de la

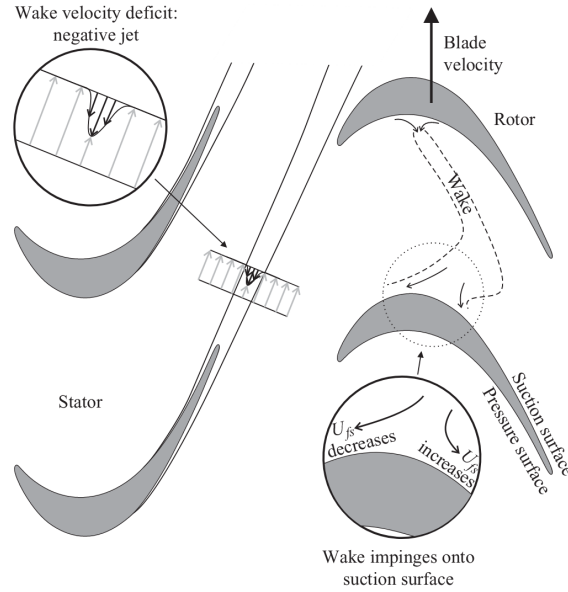


FIGURE 1.18 – Schéma de l'interaction sillage-profil dans une turbine (de Coull et Hodson [21])

turbulence extérieure sur la transition dans un bulbe de décollement laminaire sur une plaque plane avec gradient de pression. Ils comparent deux simulations DNS avec un taux de turbulence faible (0.1%) et un taux de turbulence élevé (1.45%). Pour le cas à faible taux de turbulence, la transition dans le bulbe est induite par des instabilités de Kelvin-Helmholtz comme présenté ci-dessus. Pour le cas à haut taux de turbulence, le mécanisme de réceptivité par l'enroulement bi-dimensionnel de la couche de cisaillement est "by-passé" par la présence de stries de Klebanoff induite par la pénétration de la perturbation extérieure dans la couche limite laminaire avant le décollement. A la manière de la transition by-pass attachée, le fort cisaillement provoqué par les stries de Klebanoff induit la formation de spots turbulents tri-dimensionnels. Il faut noter que la fréquence de cette instabilité est très proche de celle des instabilités de type Kelvin-Helmholtz observées dans le cas avec un faible taux de turbulence. La conséquence d'une turbulence extérieure élevée sur la transition par bulbe est un déclenchement plus précoce de la production de turbulence et en même temps une production plus faible de turbulence. Concernant la distribution de pression autour de l'aube, le plateau de pression est plus court et la pente de recompression est plus faible comparée au cas avec un faible taux de turbulence extérieure. Ces observations sont en adéquation avec d'autres travaux dont ceux de Istvan et Yarusevych [46] et Breuer [13] sur des profils isolés.

1.2.3 La transition induite par sillage

La *transition induite par un sillage* résulte de l'interaction entre un sillage et une couche limite. On peut la décrire comme une composition de plusieurs phénomènes liés au défilement d'un sillage au-dessus d'une couche limite laminaire. Alors que les précédentes routes vers la transition étaient stationnaires, la transition induite par sillage est instationnaire c'est-à-dire que les limites statistiques des zones laminaire, transitionnelle et turbulente varient au cours du temps. Dans une turbomachine et plus particulièrement dans une turbine BP, la transition induite par sillage est une conséquence directe de l'interaction rotor-stator. Les sillages des aubes en amont défilent périodiquement autour des aubes en aval et interagissent avec la couche limite autour du profil.

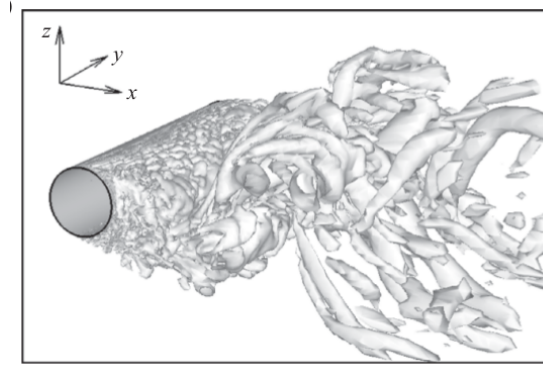


FIGURE 1.19 – Visualisation d'un sillage derrière un cylindre - Iso contours de critère Q (de Xu *et al.* [98])

1.2.3.1 Définition et caractéristiques d'un sillage

Un sillage est une structure qui apparaît à l'arrière d'un corps en mouvement dans un fluide. Il est constitué des couches limites qui se sont formées autour de celui-ci. Le sillage libre est donc composé de deux couches de cisaillement de vorticité opposée. Pour le cas d'un sillage symétrique d'un cylindre rond qui se propage dans un champ de gradient de pression nul, le profil de vitesse moyen du sillage est une gaussienne [85].

Approximation d'un sillage d'aube par un sillage de cylindre Dans le cas d'une aube de turbomachine, le sillage de l'aube peut être asymétrique proche du bord de fuite à cause d'une différence entre les profils des couches limites sur l'intrados et sur l'extrados. Cependant, d'après Schobeiri *et al.* [85] et Clinckemaillie et Arts [19], Pfeil et Eifler [77] ont montré qu'à une distance suffisante du bord de fuite d'une aube ($x_w/d > 80$) le sillage de cette aube est similaire au sillage d'un cylindre produisant des pertes de pression totale similaires. Clinckemaillie et Arts [19] affirme même que Schulte et Hodson [86] ont montré que cette affirmation était vraie pour $x_w/d > 40$. Plus récemment, Plum *et al.* [79] se sont intéressés à la possibilité d'utiliser des formes particulières de barreaux pour se rapprocher au mieux du profil des sillages d'aubes. Effectivement, les auteurs soulignent que la tendance à la réduction de l'espace inter-roues pourrait remettre en cause l'hypothèse couramment admise de la similarité entre un sillage d'aube et de barreau. Cependant, il faut toutefois noter que certains auteurs comme Hammer *et al.* [39] et Halstead *et al.* [38] observent, à l'inverse, que le niveau d'énergie turbulente est beaucoup plus élevé dans les sillages de barreaux que les sillages d'aubes.

1.2.3.2 La convection des sillages dans le canal inter-aube

Avant de nous intéresser à l'interaction entre les sillages et la couche limite, il est important de connaître la convection et l'évolution du sillage entre le bord d'attaque et le bord de fuite de l'aube considérée. Stieger et Hodson [91] décrivent la convection des sillages en deux temps : d'une part la cinématique de la convection (le sillage est une perturbation locale de la vitesse) et d'autre part l'évolution de la turbulence (le sillage est une augmentation locale de la turbulence) Premièrement, on peut s'intéresser à la cinématique de la convection du sillage défini comme une perturbation du champ de vitesse moyen ou du champ de vitesse de l'écoulement libre. Après avoir traversé l'espace inter-roues, le sillage est « découpé » [62, 89] par les bords d'attaque puis déformé par quatre phénomènes qui se combinent :

- *Courbure* : la vitesse du fluide (et donc la convection du sillage) est maximale dans la zone centrale du canal inter-aube et diminue lorsqu'on se rapproche des parois des aubes. De ce

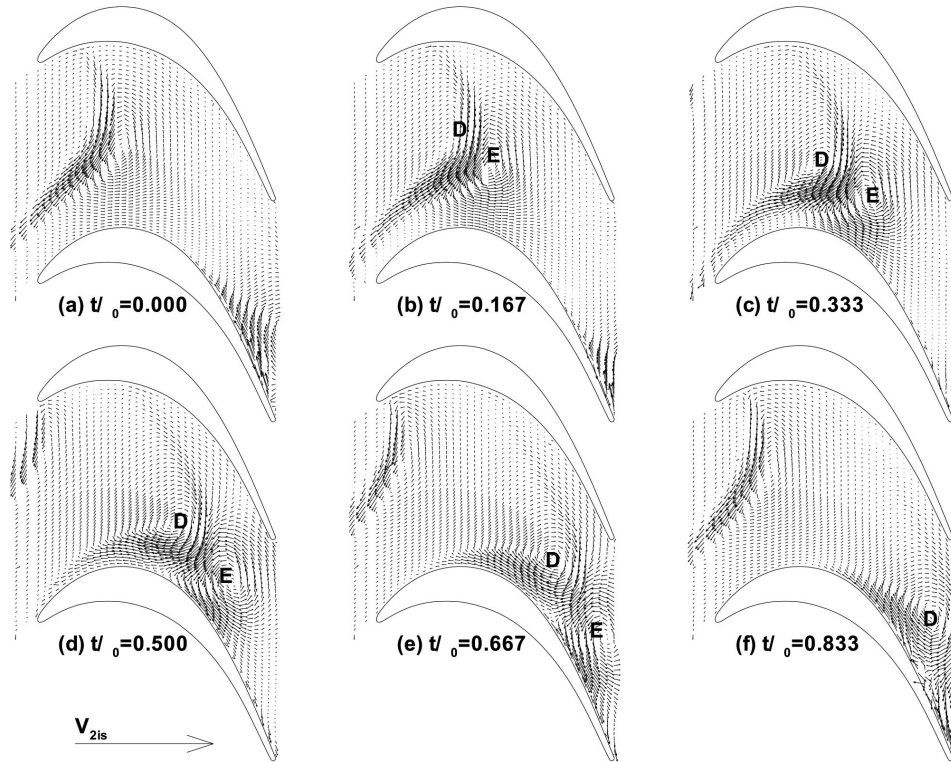


FIGURE 1.20 – Champs de la perturbation de vitesse lors de la convection d'un sillage dans le canal inter-aube (de Stieger et Hodson [91])

fait, le sillage prend rapidement une forme en arc.

- *Réorientation* : Le deuxième phénomène qui est observé est dû à une autre différence de vitesse qui provient de la circulation autour de l'aube : le fluide proche de l'extrados se déplace plus vite que le fluide proche de l'intrados. Par conséquent, on voit apparaître une réorientation de l'axe principal du sillage
- *Élongation* : Cette différence de vitesse provoque aussi une *élongation* du sillage qui engendre par conservation de la vorticité une réduction de la largeur du sillage. Ce phénomène est particulièrement visible dans la partie du sillage proche de l'intrados.
- *Étirement* : La forte accélération du fluide sur la première partie de l'extrados provoque un *étirement* du sillage.

De ce fait, au cours de sa convection à travers le canal inter-aube, le sillage se déforme pour s'accumuler proche de l'extrados avec une queue pointée vers l'amont, et l'intrados (voir Figure 1.20 (d)). La zone de turbulence élevée correspondant au sillage suit les mêmes déformations que celles décrites ci-dessus (voir Figure 1.21). Cette cinématique va avoir différents effets sur la turbulence dans le sillage. D'une part, les élongations du sillage dans la zone proche de l'intrados, sur la partie amont ont pour effet de réduire la turbulence dans ces parties du sillage. Cette réduction d'énergie cinétique turbulente a pour conséquence de réduire la sensibilité la couche limite de l'intrados au passage des sillages comme ont pu l'observer Michelassi *et al.* [68] dans leurs simulations DNS et LES. Cependant, Wu et Durbin [97] ont pu observer des variations de vitesses et des structures tourbillonnaires allongées de l'intrados vers le sommet du sillage qui affectent le développement de la couche limite sur l'intrados : l'effet du sillage sur la couche limite côté intrados n'est donc pas nul. D'autre part, une zone de forte concentration de turbulence va apparaître dans la région centrale du sillage non touchée par le phénomène d'élongation (points G et H dans Fig 1.21). En effet, le déficit de vitesse du sillage entraîne inévitablement une création de vorticité par convection (tourbillons contra-rotatifs de chaque côtés du sillage). Des fluctuations turbulentes découlent alors de cette concentration de vorticité. De plus, cette production de turbulence est intensifiée lorsque la

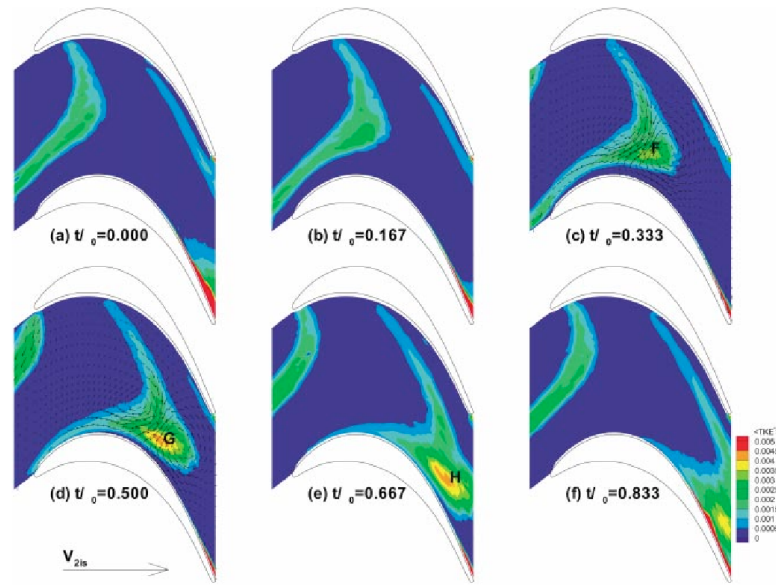


FIGURE 1.21 – Champ d'énergie cinétique turbulente lors de la convection d'un sillage dans le canal inter-aube (de Stieger et Hodson (2005) [91])

compression est alignée avec le vecteur de perturbation de vitesse du sillage ; ce qui est le cas pour le sommet du sillage sur la seconde moitié du canal inter-aube [68, 91, 97]. De ce fait, le sommet du sillage devient la région avec la plus haute intensité turbulente du sillage au fur et à mesure de sa convection dans le canal.

1.2.3.3 Le mécanisme de la transition induite par sillage

Dans un premier temps, nous considérons la transition induite par un sillage dans une couche limite laminaire attachée (cette supposition induit qu'en l'absence du sillage la transition serait de type by-pass s'il y a transition). La caractéristique cinématique du sillage n'a pas ou peu d'effet sur une couche limite attachée. En revanche, le taux élevé de turbulence affecte la couche limite d'une façon similaire au processus de transition by-pass. En conséquence du niveau très élevé de turbulence dans le sillage, le déclenchement du phénomène de transition est très rapide. Le sillage laisse alors une bande transitionnelle induite par son passage. Toutefois, la couche limite peut rester dans un état transitionnel relativement longtemps [37]. Coull et Hodson [21] parlent de stries de Klebanoff "fortes" comparées aux stries générées par la turbulence du champ moyen. Ces stries "fortes" accélèrent le processus de transition que ce soit en couche limite attachée ou quand elles interagissent avec les instabilités de Kelvin-Helmholtz lors des décollements.

Si la couche limite laminaire a décollé, l'interaction entre le sillage et le bulbe de décollement est complètement différente. Cette fois-ci, c'est le déficit de vitesse du sillage qui va jouer un rôle important. En effet, le sillage comparable à un jet négatif va induire des fortes instabilités de Kelvin-Helmholtz en passant au niveau du bulbe de décollement. Ce phénomène est décrit par certains auteurs comme des tourbillons enroulés qui produisent un taux important de turbulence dans la couche limite [84, 90, 96].

1.2.3.4 Effet des caractéristiques des sillages sur la transition

Fréquence réduite f_{red} et coefficient de débit Φ Pour caractériser le défilement des sillages, deux grandeurs sont souvent utilisées dans la littérature : la fréquence réduite f_{red} et le coefficient de débit Φ :

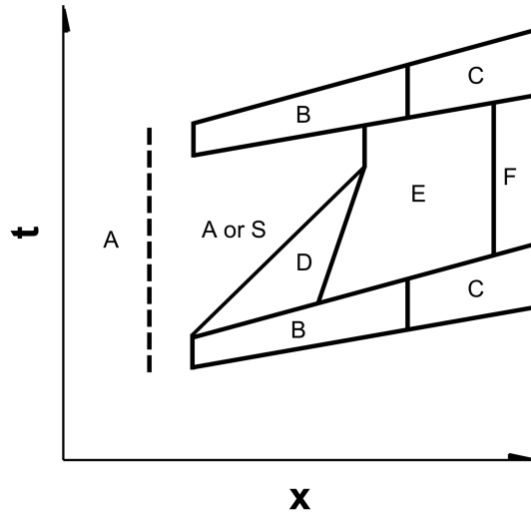


FIGURE 1.22 – Diagramme espace-temps de la transition induite par des sillages défilants (de Dick et Kubacki [25])

- La fréquence réduite est égale au ratio entre le temps convectif et la période de la perturbation [43]. Le temps convectif correspond au temps que met une particule fluide à traverser le canal inter-aube, il est calculé à partir de la vitesse isentropique de sortie $V_{2,is}$ et la corde c . Le période de la perturbation correspond à la période de passage d'une aube de la roue amont génératrice des sillages défilants. Elle est calculée à partir de la vitesse d'entraînement de la roue amont $U_{roue\ amont}$ et du pas inter-aubes de la roue amont $p_{roue\ amont}$. Plus la période de la perturbation est grande devant le temps de convection, plus l'espacement entre deux sillages défilants est grand et donc plus l'écoulement est stationnaire. De ce fait, la fréquence réduite traduit le niveau d'instationnarité de l'écoulement : si elle est faible l'écoulement est quasi-instationnaire, si elle est élevée l'écoulement est fortement instationnaire.

$$f_{red} = \frac{\text{temps de convection}}{\text{période de la perturbation}} = \frac{U_{roue\ amont}}{p_{roue\ amont}} \frac{c}{V_{2,is}} \quad (1.12)$$

- Le coefficient de débit est égal au ratio entre la vitesse axiale de l'écoulement $V_{ax,1}$ et la vitesse de défilement des aubes de la roue amont $U_{roue\ amont}$:

$$\Phi = \frac{V_{ax,1}}{U_{roue\ amont}} \quad (1.13)$$

Comme présenté dans la figure 1.23, le coefficient de débit est directement relié à l'inclinaison des sillages défilants : si le coefficient de débit est petit, l'inclinaison des sillages est grande et inversement.

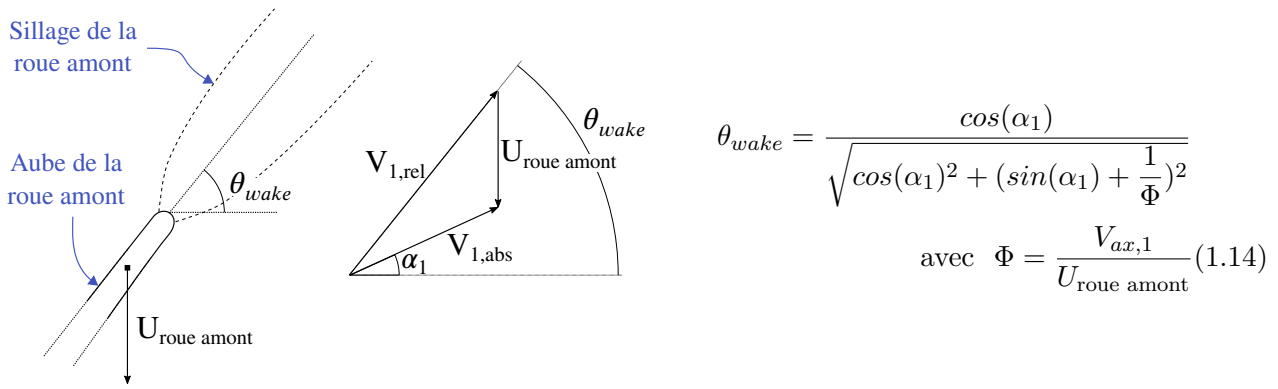


FIGURE 1.23 – Schéma et triangle des vitesses autour de l'inclinaison des sillages générés par une roue mobile en amont

Les effets de ces deux caractéristiques ont été étudiés par Michelassi *et al.* [66] avec une série de simulations LES (dont deux ont été vérifiées par des simulation DNS) dans lesquelles ils font varier la fréquence réduite (0,311 à 2,456) et le coefficient de débit (0,855 à 1,711). Pour cela, les auteurs modifient le nombre de barreaux par aube et la vitesse des barreaux. Cette étude révèle l'importance de considérer à la fois la fréquence réduite et le coefficient de débit pour caractériser l'instationnarité et la discrétisation des sillages. En effet, la fréquence seule ne suffit pas à déterminer la discrétisation des sillages, le coefficient de débit qui caractérise l'inclinaison des sillages est essentiel pour déterminer le niveau de diffusion des sillages avant d'atteindre le bord d'attaque. La discrétisation des sillages est importante pour leur effet sur la couche limite mais aussi pour leur contribution aux pertes finales. A partir de ce double effet, un équilibre apparaît : plus les sillages sont intenses et discrétisés plus leur effet sur la transition de la couche limite réduira les pertes liées aux décollements mais plus les pertes liées au mélange du sillage seront grandes.

Largeur et intensité du sillage Blaim *et al.* [10] ont étudié l'influence de la largeur du sillage à déficit de pression totale et taux de turbulence équivalents. Ces profils de sillages ont été utilisés à différents nombres de Reynolds et pour deux géométries d'aube différentes : une aube chargée à l'avant ("front-loaded") et une aube chargée à l'arrière ("aft-loaded"). Ils ont montré que l'aube "front-loaded" est plus sensible à la largeur des sillages que l'aube "aft-loaded" pour laquelle la variation des pertes et des courbes de C_p dépendent peu de la largeur du sillage. Cette différence de sensibilité est expliquée par une plus grande variation au cours du temps de l'épaisseur de quantité de mouvement au BF dans le cas de l'aube front loaded. Une autre différence entre les deux cas est la disparition périodique du bulbe pour l'aube chargée à l'avant alors que le bulbe est constamment présent pour la seconde aube. Pour cette configuration, un élargissement du sillage a donc soit peu d'effet soit un effet néfaste sur les pertes globales. La discrétisation et donc la diminution de la largeur du sillage est bénéfique sur les pertes liées à la couche limite jusqu'à un certain point pour lequel les pertes liées au mélange du sillage deviennent trop grandes pour être compensées par une amélioration de l'écoulement sur l'extrados de l'aube. En effet, plus le sillage est étroit, plus sa concentration en énergie cinétique turbulente et son maximum de déficit de vitesse sont grands, et d'autant plus l'effet de création de turbulence dans le canal inter-aube sera important ce qui générera des pertes supplémentaires.

Hammer *et al.* [39] ont étudié l'effet de l'intensité des sillages défilants sur l'aube T106A en s'appuyant sur des simulations LES. Ils ont généré les sillages défilants avec des barreaux en translation. Pour varier le profil des sillages, leur idée a été de mettre en rotation sur eux-mêmes les barreaux afin d'utiliser l'effet de Magnus pour réduire ou augmenter la traînée des barreaux.

1.3 Simulations de la turbulence et de la transition dans les turbines basse pression

1.3.1 Équations de Navier-Stokes et simulations

Les équations de Navier-Stokes sont des équations à dérivées partielles qui décrivent le mouvement d'un fluide. Le système d'équations traduit le bilan de masse, le bilan de la quantité de mouvement et le bilan de l'énergie. Les équations sont écrites sous leur forme conservative et en utilisant la notation d'Einstein.

l'équation de continuité (ou bilan de masse) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.15)$$

l'équation de bilan de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[- \left(P + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (1.16)$$

l'équation de bilan de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho \left[c_v T + \frac{u_i^2}{2} \right]}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} \left(c_v T + \frac{u_i^2}{2} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ u_j \left[- \left(P + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{c_p}{Pr} \mu \frac{\partial T}{\partial x_i} \right\} \quad (1.17)$$

avec

- ρ la masse volumique
- \vec{u} le vecteur vitesse
- t le temps
- P la pression statique
- $\bar{\sigma}$ le tenseur de contraintes visqueuses
- E l'énergie totale massique $E = e + \frac{1}{2} \|\vec{u}\|^2$ avec e l'énergie interne
- \vec{q} le vecteur flux de chaleur

Pour fermer le système d'équations, on utilise la loi des gaz parfait qui lie la pression statique P , la température T et la masse volumique ρ avec la constante spécifique des gaz parfaits r :

$$P = r \rho T \quad (1.18)$$

On définit aussi la loi de Sutherland qui définit la viscosité dynamique μ en fonction de la température T :

$$\mu = \mu_S \left(\frac{T}{T_S} \right)^{3/2} \frac{T_S + c_S}{T + c_S} \quad (1.19)$$

avec T_S une température de référence, μ_S une viscosité dynamique de référence et c_S la constante de Sutherland.

1.3.2 Les différents niveaux de fidélité pour les simulations basées sur les équations de Navier-Stokes

Pour résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes présentées ci-dessus, plusieurs méthodes sont envisageables. La figure 1.24 nous renseigne sur les caractéristiques de ces méthodes. La différence majeure entre ces méthodes correspond au traitement de la turbulence dans les simulations et au niveau de fidélité choisi. Sur la figure 1.24 (a), les différentes méthodes sont classées en fonction de leur coût de calcul et de leur niveau de fidélité. La figure 1.24 (b) représente un spectre de turbulence théorique où l'énergie liée aux structures turbulentes est tracée en fonction de leur fréquence caractéristique. Trois zones principales apparaissent une zone de production de la turbulence, c'est la zone avec les structures les plus grandes et les énergies les plus importantes. La zone inertielle où les plus grandes structures se divisent en plus petits tourbillons : c'est la cascade d'énergie de Kolmogorov. Le transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles continue jusqu'à atteindre l'échelle de Kolmogorov et la zone de dissipation énergétique. Dans cette zone, les effets de viscosité deviennent prédominants et, de ce fait, l'énergie cinétique des plus petits tourbillons se dissipe en chaleur. Comme décrit sur la figure 1.24 (b), la différence entre les différentes méthodes de simulations réside sur la proportion du spectre de la turbulence qui sera véritablement résolu alors que le reste sera modélisé.

Les simulations RANS et URANS sont des simulations pour lesquelles la turbulence est totalement modélisée. Le champ calculé est en champ moyen et la simulation se base sur un modèle de turbulence. Les équations RANS sont présentées plus en détail dans la section suivante.

La DNS (Direct Numerical Simulation) est la méthode avec le plus haut niveau de fidélité, les équations de Navier-Stokes sont résolues sans aucune modélisation de la turbulence. Ces simulations sont souvent décrites comme une expérience numérique. Cependant, ces simulations sont très coûteuses car le maillage du volume fluide doit être suffisamment fin pour que toutes les échelles de la turbulence soient résolues, les tailles des mailles doivent donc être de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov.

La LES (Large Eddy Simulation) se situe entre les deux méthodes précédemment évoquées. Seulement la partie du spectre la plus énergétique est résolue, l'autre partie est soit modélisée, soit dissipée numériquement (on parle alors de LES implicite). Ce type de simulations permet d'obtenir un meilleur équilibre entre coût de calcul et fidélité.

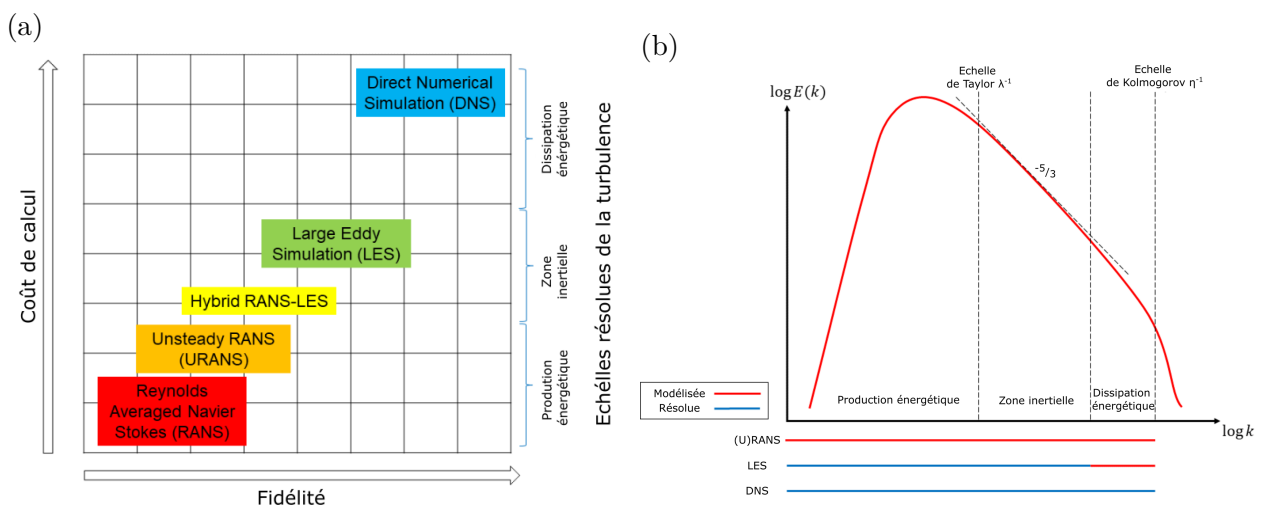


FIGURE 1.24 – Comparaison des différents niveaux de résolution de la turbulence (a) Coût de calcul en fonction de la fidélité (b) Répartition turbulence résolue et turbulence modélisée sur le spectre d'énergie de la turbulence (Extrait de Hammond *et al.* [40], traduit)

1.3.3 Les simulations RANS

Dans cette partie, nous nous intéressons aux simulations RANS. Les équations RANS sont rappelées puis une brève présentation de la modélisation de la turbulence et de la transition dans les simulations RANS est proposée. Enfin, les deux modèles utilisés dans cette thèse sont présentés : le modèle de turbulence $k - \omega$ de Wilcox [94] et le modèle de transition $\gamma - \widetilde{Re}_{\theta t}$ de Langtry *et al.* [52], Menter *et al.* [61].

1.3.3.1 Les équations RANS

Pour définir les équations RANS, on définit le concept de décomposition du champ en une partie moyenne et une partie fluctuante. Si l'on applique une moyenne temporelle aux équations de Navier-Stokes, de nombreux termes complexes apparaissent. De ce fait, la moyenne utilisée pour définir les équations RANS est la moyenne de Favre $\tilde{\odot}$ pour une variable \odot qui est une moyenne pondérée par la masse volumique :

$$\tilde{\odot} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_t^{t+T} \rho(t) \odot(t) dt \quad (1.20)$$

avec $\bar{\rho} = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_t^{t+T} \rho(t) dt$ la valeur moyenne de ρ

Pour chacune des variables du champ aérodynamique \odot , on définit alors la décomposition suivante avec une partie moyenne $\tilde{\odot}$ et une partie fluctuante \odot'' : $\odot = \tilde{\odot} + \odot''$

En appliquant la moyenne de Favre aux équations de Navier-Stokes présentées ci-dessus, on obtient les équations RANS :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\tau}_{ij} - r_{ij}] \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} E) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j H) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-q_j - q_{Tj} + \overline{\tau_{ij} u_i''} - \overline{\rho u_j'' \frac{1}{2} u_i'' u_i''} + \tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} - r_{ij}) \right] \quad (1.23)$$

avec

- E l'énergie totale moyenne (au sens de Favre)
- $H = E + \bar{p}/\bar{\rho}$ l'enthalpie totale moyenne (au sens de Favre))

Parmi les nouveaux termes qui apparaissent dans ces équations par rapport aux équations de Navier-Stokes, il y a le tenseur de Reynolds $r_{ij} = \overline{\rho u_i'' u_j''}$ qui caractérise la turbulence et nécessite d'être modélisé.

La plupart des modèles de turbulence s'appuie sur l'approximation de Boussinesq :

$$r_{ij} = 2\mu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (1.24)$$

avec μ_t la viscosité turbulente et k l'énergie cinétique turbulente qui sont les deux variables inconnues qui proviennent du modèle de turbulence. \tilde{S}_{ij} est le tenseur des taux de déformation.

1.3.3.2 Modèle de turbulence $k - \omega$ de Wilcox 1988

Il existe de nombreux modèles de turbulence pour les simulations RANS. Le modèle utilisé et validé sur les cas de transition dans les turbines basse-pression par Minot [69] dans sa thèse est le

modèle $k - \omega$ de Wilcox [94]. Ce sera donc le seul modèle présenté ici. Il est basé sur deux équations de transport : l'une pour l'énergie cinétique turbulente k et l'autre pour le taux de dissipation $\omega = k/\epsilon$ (avec ϵ la dissipation d'énergie cinétique turbulente)

$$\underbrace{\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k \bar{u}_j}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = \underbrace{r_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{Production}} - \underbrace{\beta_k \rho \omega k}_{\text{Destruction}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} \quad (1.25)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho \omega \bar{u}_j}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = \underbrace{\alpha_\omega \frac{\omega}{k} r_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{Production}} - \underbrace{\beta_\omega \rho \omega^2}_{\text{Destruction}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} \quad (1.26)$$

Les constantes du modèle sont :

$$\sigma_k = 0,5 \quad , \sigma_\omega = 0,5 \quad , \beta = 0,075$$

$$\beta^* = 0,09 \quad , \eta = \frac{5}{9}$$

1.3.3.3 La modélisation de la transition dans les simulations RANS

Pour modéliser le phénomène de transition dans les simulations RANS de nombreuses méthodes ont été développées et proposées dans la littérature. L'idée de ce paragraphe de présenter succinctement un classement des modèles de transition par leurs caractéristiques. Pour avoir une description plus précise, une revue détaillée des modèles de transition dans le contexte des écoulements de turbomachines a été récemment proposée par Dick et Kubacki [25]. Parmi ces modèles, une grande partie utilise le concept d'intermittence γ . L'intermittence est définie en tout point d'un écoulement comme étant la proportion du temps pendant lequel l'écoulement est turbulent. De ce fait, l'intermittence vaut 0 dans une couche limite laminaire et vaut 1 dans une couche limite turbulente. Dans la zone de transition de la couche limite, l'intermittence évolue entre 0 et 1.

Un premier groupe de modèles de transition sont les modèles basés sur des critères de transition. Ces critères empiriques ou basés sur l'analyse de stabilité linéaire permettent de définir le point de transition de la couche limite laminaire à partir de données locales et intégrales de l'écoulement. On peut notamment citer les critères de Abu-Ghannam et Shaw [1] ou encore de Gleyzes *et al.* [34].

Un deuxième groupe peut être isolé : celui des modèles à équations de transports. Une ou plusieurs équations de transports sont résolues à la manière des équations de transport de la turbulence. La ou l'une des variables transportées est très souvent l'intermittence qui est ensuite utilisée pour moduler la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans le modèle de turbulence associé. C'est le groupe auquel appartient le modèle $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61] défini ci-dessous et utilisé dans cette thèse.

Un troisième groupe de modèle se base sur le concept d'énergie cinétique laminaire k_L . Cette grandeur vise à considérer l'augmentation de l'énergie des fluctuations dans la couche limite laminaire avant le déclenchement de la transition. Une équation de transport de cette grandeur k_L est alors ajoutée aux celles du modèle de turbulence de base. Ce type de modèles est défini et adapté pour la prévision de la transition by-pass. On peut citer le modèle $k - k_L - \omega$ de Walters et Cokljat [93] et les travaux de thèse de Jecker [50].

1.3.3.4 Modèle de transition γ - $\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter et Langtry

Menter *et al.* [61] ont proposé un modèle de transition à deux équations de transport dans un premier article en 2006 accompagné d'un second article évaluant le modèle sur différentes configurations [52]. La version finale est présentée dans une publication en 2009 [53] avec notamment les fonctions de corrélations permettant de fermer le modèle. Ce modèle offre l'avantage d'être basé sur des variables uniquement locales ce qui lui permet d'être facilement implémentable dans un code de calcul.

Le modèle est basé sur deux grandeurs transportées l'intermittence γ et le nombre de Reynolds de transition basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement $\widetilde{Re}_{\theta t}$. L'intermittence évolue entre 0 et 1 pour décrire l'état de l'écoulement : laminaire ($\gamma = 0$), turbulent ($\gamma = 1$) ou transitionnel ($0 < \gamma < 1$). Le modèle est construit en considérant que l'intermittence est égale à 1 partout en dehors de la couche limite.

L'équation de transport de l'intermittence γ

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j}}_{(1) \text{ Advection}} = \underbrace{P_\gamma}_{(2) \text{ Production}} - \underbrace{E_\gamma}_{(3) \text{ Destruction/Relaminarisation}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right)}_{(4) \text{ Diffusion}} \quad (1.27)$$

avec U_j la vitesse dans la direction j , ρ la densité, μ la viscosité et μ_t la viscosité turbulente. Les termes (1) et (4) correspondent à l'advection et la diffusion par la viscosité de l'intermittence. Le terme (2) est le terme de production de l'intermittence défini par l'équation :

$$\begin{aligned} P_\gamma &= F_{\text{length}} c_{a1} \rho S (\gamma F_{\text{onset}})^{0,5} (1 - c_{e1} \gamma) \\ c_{a1} &= 2 ; \quad c_{e1} = 1 \end{aligned} \quad (1.28)$$

Ce terme de production de l'intermittence se déclenche au moment de la transition de la couche limite grâce à la fonction F_{onset} définie par les équations 1.29 à 1.34.

$$Re_v = \frac{\rho y^2 S}{\mu} \quad (1.29)$$

$$R_T = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (1.30)$$

$$F_{\text{onset1}} = \frac{Re_v}{2.193 \cdot Re_{\theta c}} \quad (1.31)$$

$$F_{\text{onset2}} = \min \left(\max \left(F_{\text{onset1}}, F_{\text{onset1}}^4 \right), 2.0 \right) \quad (1.32)$$

$$F_{\text{onset3}} = \max \left(1 - \left(\frac{R_T}{2.5} \right)^3, 0 \right) \quad (1.33)$$

$$F_{\text{onset}} = \max (F_{\text{onset2}} - F_{\text{onset3}}, 0) \quad (1.34)$$

Le critère de transition au cœur du modèle repose sur l'évaluation de F_{onset1} qui est le ratio entre le nombre de Reynolds critique basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement $Re_{\theta c}$ et le nombre de Reynolds basé sur la vortacité Re_v . En effet, pour conserver la caractéristique locale du modèle, l'idée principale est d'utiliser le nombre de Reynolds basé sur la vortacité Re_v qui se calcule localement à la place du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement Re_θ qui nécessite un

calcul d'une intégrale sur toute l'épaisseur de la couche limite. Ce choix est justifié par le fait que, pour une couche limite avec un profil de Blasius, on peut montrer que $\max(Re_v)/2.193$ équivaut à Re_θ et que cela reste une bonne approximation pour d'autres valeurs de facteurs de forme [61]. Le nombre de Reynolds $Re_{\theta c}$ est obtenu à partir d'une fonction de corrélation empirique qui dépend de $\widetilde{Re}_{\theta t}$ la seconde variable transportée du modèle. Lorsque $F_{\text{onset}1}$ dépasse la valeur de 1, F_{onset} devient non nulle et la production de γ commence. Simultanément, la fonction F_{length} permet de contrôler la longueur de la zone de transition. Comme pour $Re_{\theta c}$, F_{length} est une fonction de corrélation dont les termes sont calculés par optimisation à partir de différents cas de référence.

Le terme (3) de l'équation correspond à la destruction de l'intermittence pour avoir une intermittence nulle dans la couche limite laminaire mais aussi pour les cas de relaminarisation de la couche limite.

$$E_\gamma = c_{a2}\rho\Omega\gamma F_{\text{turb}}(c_{e2}\gamma - 1) \quad (1.35)$$

avec Ω la norme de la vorticité.

La fonction F_{turb} permet de désactiver le terme de destruction en dehors de la couche limite laminaire et de la sous-couche visqueuse.

$$F_{\text{turb}} = e^{(-R_T/4)^4} \quad (1.36)$$

Le terme $(c_{e2}\gamma - 1)$ permet de fixer une borne minimum l'intermittence : si l'intermittence est plus petite que $1/c_{e2}$, E_γ devient négatif et donc un terme de production.

L'équation de transport du nombre de Reynolds de transition $\widetilde{Re}_{\theta t}$

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial x_j}}_{(1) \text{Advection}} = \underbrace{P_{\theta t}}_{(2) \text{Production/Destruction}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma_{\theta t} (\nu + \nu_t) \frac{\partial \widetilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right)}_{(3) \text{Diffusion}} \quad (1.37)$$

Concernant la seconde variable transportée, l'objectif des auteurs est de faire en sorte que $\widetilde{Re}_{\theta t}$ soit égal à $Re_{\theta t}$ grâce au terme source (2) en dehors de la couche limite et que cette valeur soit transportée uniquement par les termes d'advection (1) et de diffusion (3) dans la couche limite. Pour cela, le terme source $P_{\theta t}$ est défini par l'équation :

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \widetilde{Re}_{\theta t}) (1.0 - F_{\theta t}) \quad \text{avec} \quad t = \frac{500\mu}{\rho U^2} \quad (1.38)$$

Le terme $(Re_{\theta t} - \widetilde{Re}_{\theta t})$ permet de forcer la valeur de $\widetilde{Re}_{\theta t}$ tandis que la fonction de blindage $F_{\theta t}$ permet de désactiver le terme source dans la couche limite. $F_{\theta t}$ est construite pour être égale à 1 dans la couche limite et 0 dans l'écoulement libre.

$$F_{\theta t} = \min \left(\max \left(F_{\text{wake}} \cdot e^{-\left(\frac{y}{\delta}\right)^4}, 1.0 - \left(\frac{\gamma - 1/c_{e2}}{1.0 - 1/c_{e2}}\right)^2 \right), 1.0 \right) \quad (1.39)$$

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{50\Omega y}{U} \delta_{BL} & \delta_{BL} &= \frac{15}{2} \theta_{BL} & \theta_{BL} &= \frac{\widetilde{Re}_{\theta t} \mu}{\rho U} \\ Re_\omega &= \frac{\rho \omega y^2}{\mu} \\ F_{\text{wake}} &= e^{-[Re_\omega / (1 \cdot 10^5)]^2} \end{aligned} \quad (1.40)$$

Détermination de $Re_{\theta t}$ avec une corrélation empirique La valeur de $Re_{\theta t}$ est nécessaire dans le terme source de $\widetilde{Re}_{\theta t}$ (équation 1.38). Pour l'obtenir, Menter *et al.* [61] proposent une corrélation empirique :

$$Re_{\theta t} = \begin{cases} \left(1173, 51 - 589, 428Tu + \frac{0, 2196}{Tu^2} \right) F(\lambda_{\theta}) & \text{si } Tu \leq 1, 3 \\ 331, 50 (Tu - 0, 5658)^{-0,671} F(\lambda_{\theta}) & \text{si } Tu > 1, 3 \end{cases} \quad (1.41)$$

avec λ_{θ} le paramètre de Pohlhausen, Tu le taux de turbulence et

$$F(\lambda_{\theta}) = \begin{cases} 1 - \left(-12, 986\lambda_{\theta} - 123, 66\lambda_{\theta}^2 - 405, 689\lambda_{\theta}^3 \right) e^{-\left(\frac{Tu}{1,5}\right)^{1,5}} & \text{si } \lambda_{\theta} \leq 0 \\ 1 + 0, 275 \left(1 - e^{-35,0\lambda_{\theta}} \right) e^{\frac{-Tu}{0,5}} & \text{si } \lambda_{\theta} > 0 \end{cases} \quad (1.42)$$

La valeur de l'épaisseur de quantité de mouvement θ n'étant pas connue localement, le système suivant doit être résolu pour obtenir $Re_{\theta t}$:

$$\begin{cases} Re_{\theta t}(\lambda_{\theta}, Tu) = \frac{\rho U \theta}{\mu} \\ \lambda_{\theta} = \frac{\rho \theta^2}{\mu} \cdot \frac{\partial U}{\partial s} \end{cases} \quad (1.43)$$

Détection de la transition par bulbe de décollement : γ_{sep} Dans le cas d'une transition par bulbe de décollement, les auteurs du modèle ont initialement observé un recollement trop tardif en comparaison aux données de références. Ils ont associé ces bulbes trop longs à un déficit dans la production d'énergie cinétique turbulente au moment de la transition de la couche de cisaillement décollée. De ce fait, leur idée a été d'autoriser l'intermittence à dépasser 1 localement pour accentuer la production d'énergie cinétique turbulente. Pour cela, une intermittence de décollement γ_{sep} est définie par l'équation :

$$\gamma_{\text{sep}} = \min \left(s_1 \max \left(0; \frac{Re_{\nu}}{3, 235 Re_{\theta c}} - 1 \right) F_{\text{reattach}}; 2 \right) F_{\theta t} \quad (1.44)$$

avec

$$F_{\text{reattach}} = e^{-\left(\frac{R_T}{20}\right)^4} \quad (1.45)$$

La valeur de l'intermittence γ_{eff} utilisée pour le branchement sur le modèle de turbulence sera alors la valeur maximale entre l'intermittence transportée γ et l'intermittence de décollement γ_{sep} .

$$\gamma_{\text{eff}} = \max(\gamma; \gamma_{\text{sep}}) \quad (1.46)$$

Fonctions de corrélations $Re_{\theta c}$ et F_{length} Comme présenté précédemment, deux fonctions de corrélation $Re_{\theta c}$ et F_{length} apparaissent dans le terme de production de l'intermittence P_{γ} (équation (1.29)). Ces deux fonctions permettent la calibration du modèle sur des cas de référence. Dans la formulation initiale du modèle en 2006, Menter *et al.* [61] n'ont pas spécifié ces fonctions (Ils ont proposé leurs fonctions dans une publication trois ans applus tard : Langtry et Menter [53]). Par conséquent, de nombreux couples de fonctions ($Re_{\theta c}$, F_{length}) sont proposé dans la littérature. Les recommandations de Minot [69] d'après ses travaux de thèse comprennent l'utilisation des fonctions de corrélations de Content [20], ce seront donc les seules fonctions présentées ici :

$$\begin{aligned} F_{\text{length}} &= \max \left[1 \cdot 10^{-4}; \exp \left(-1, 325 \cdot 10^{-8} \overline{R_{\theta t}}^3 + 7, 42 \cdot 10^{-6} \overline{R_{\theta t}}^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 8, 6 \cdot 10^{-3} \overline{R_{\theta t}} + 2, 5652 \right) \right] \\ R_{\theta c} &= \min \left[1, 0; 1, 623 \cdot 10^{-6} \overline{R_{\theta t}}^2 - 1, 228 \cdot 10^{-3} \overline{R_{\theta t}} + 0, 849 \right] \overline{R_{\theta t}} \end{aligned} \quad (1.47)$$

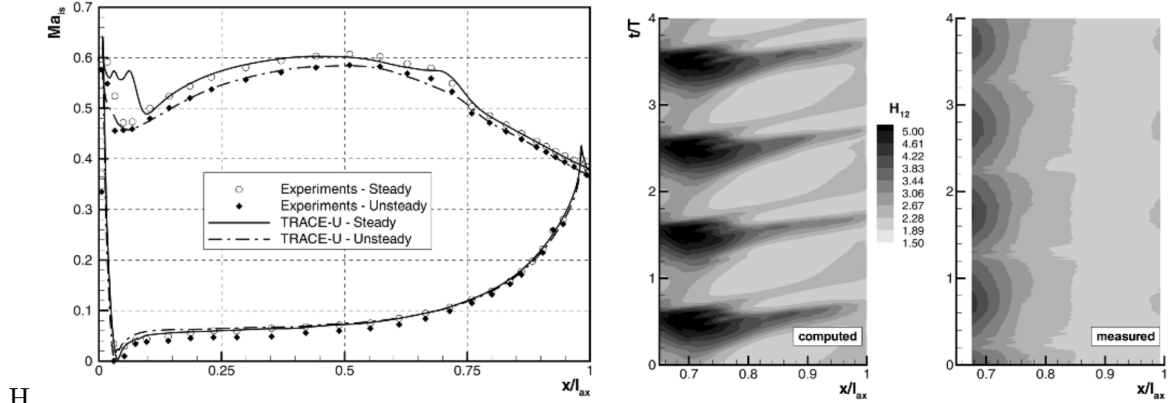


FIGURE 1.25 – Simulations URANS de l'écoulement autour de l'aube T106D-EIZ avec sillages défilants de Cardamone *et al.* [15]

Constantes du modèle Les constantes du modèle sont :

$$\begin{array}{l|l|l} c_{e1} = 1.0 & c_{a1} = 0.5 & c_{e2} = 50.; \\ c_{a2} = 0.03 & \sigma_f = 1.0 & \\ c_{\theta t} = 0.03 & \sigma_{\theta t} = 10. & \end{array} \quad (1.48)$$

Raccordement sur les modèles de turbulence La formulation proposée par Langtry et Menter [53] a été pensée pour être raccordée au modèle de turbulence $k - \omega$ SST de Menter.

$$\begin{aligned} \tilde{P}_k &= \gamma_{\text{eff}} P_k \\ \tilde{D}_k &= \min(\max[\gamma_{\text{eff}}; 0.1]; 1.0) D_k \end{aligned}$$

1.3.4 Les simulations de l'écoulement transitionnel d'aubes de turbine basse-pression

1.3.4.1 Simulations URANS d'aube de turbine basse-pression

Plusieurs auteurs ont déjà étudié la capacité des simulations URANS à rendre compte de l'effet des sillages défilants sur la transition de la couche limite.

Une observation intéressante a été faite par Cardamone *et al.* [15] dans leur étude sur leur configuration de cascade linéaire T106D-EIZ avec sillage défilants. Pour leur simulations URANS, ils ont utilisé le modèle de transition sur critères de Abu-Ghannam et Shaw [1]. Sur les données moyennées en temps au nombre de Reynolds le plus haut, la simulation est en bon accord sur les distributions du nombre de Mach isentropique autour de l'aube et des pertes de pression totale (figure 1.25a). Cependant, malgré la bonne reproduction de l'écoulement moyen, les auteurs montrent des divergences sur l'évolution du facteur de forme au cours du temps. En effet, le bulbe de décollement simulé est beaucoup plus long entre le passage de 2 sillages et la zone d'accalmie est aussi surestimée par la simulation par rapport aux mesures expérimentales (figure 1.25b). Ces différences sont accentuées pour le second nombre de Reynolds simulé (80 000) pour lequel le champ moyen de la simulation est très éloigné des mesures expérimentales. On pourra donc retenir qu'une bonne prévision de l'écoulement moyen n'implique pas forcément une modélisation correcte du phénomène instationnaire.

Concernant l'utilisation du modèle de transition γ - $\tilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61] dans des simulations d'aube de turbine BP avec sillage défilants, plusieurs études ont déjà montré un bon comportement

sur certaines configurations. Par exemple, Ciorciari *et al.* [17] ont simulé l’aube T106A-EIZ avec des parois aux extrémités de l’aube (champ tridimensionnel) et des barreaux maillés en translation en amont des aubes pour générer les sillages défilants. Une analyse de l’effet des sillages sur l’écoulement au centre de la veine mais aussi des écoulements secondaires montrent que les simulations reproduisent correctement les mesures expérimentales. Aussi, Blaim *et al.* [10] ont proposé une étude d’influence de la géométrie de l’aube et des caractéristiques des sillages défilants dont l’accord est bon avec les données expérimentales. De plus, Pacciani *et al.* [73, 74] ont pu évaluer leur modèle de transition basé sur l’énergie cinétique laminaire ainsi que le modèle $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de [61] sur les géométries T106A, T106C (nombres de Reynolds 100 000 et 140 000) et T108. Pour les deux modèles, les données moyennes des simulations sont très cohérentes avec les données expérimentales. Concernant les données instationnaires des écoulements simulés, les modèles reproduisent les caractéristiques connues de l’interaction sillage-couche limite avec notamment la zone turbulente induite par le sillage et la zone d’accalmie. Enfin, sur l’une des deux géométries qui sera à l’étude dans cette thèse, l’aube T106C, Benyahia [7], Benyahia *et al.* [8] ont montré la bonne prévision de l’écoulement moyen expérimental par la simulation URANS sur le nombre de Reynolds 100 000. Toutes ces observations sont encourageantes pour la bonne prise en compte de l’effet des sillages défilants sur la transition par les modèles $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ et sont à la source de l’objectif de cette thèse qui consiste à approfondir l’évaluation de ce modèle sur ce type d’écoulement instationnaire.

1.3.5 Simulations DNS d’aube de turbine basse pression

On retrouve les publications de premières simulations DNS basées sur des codes incompressibles d’aube de turbine basse pression aux alentours du début des années 2000 que ce soit pour des simulations d’aubes isolée [51] ou avec des sillages défilants [68, 95, 97]. Depuis, les performances des calculateurs permettent d’effectuer des simulations DNS compressible d’écoulements autour d’aube de turbine basse pression avec paroi latérales pour tenir compte des écoulements secondaires comme par exemple pour l’étude de Iyer *et al.* [47] ou encore avec des sillages défilants avec les études de Michelassi *et al.* [66, 67], Sandberg *et al.* [83]. Ce type de simulations permette d’obtenir de nouvelles données sur les écoulements d’intérêt. D’ailleurs, une partie des références citées ci-dessus pour présenter les caractéristiques de la transition reposent sur des études utilisant des simulations haute-fidélité.

T106C L’une des deux géométries d’étude dans cette thèse est la cascade d’aube T106C. Dans ce paragraphe, une liste des publications des simulations haute-fidélité faites sur la géométrie de la T106C est proposée avec les principales observations. Plusieurs auteurs ont réalisé une simulation DNS sur la T106C au nombre de Reynolds $Re_{2, is} = 80\,000$ sans turbulence injectée en entrée du domaine : Alhawwary et Wang [3, 4], Garai *et al.* [32], Hillewaert *et al.* [42]. Ces trois simulations utilisent toutes un code de calcul développé en interne et qui utilisent des schémas d’ordre élevés. La figure 1.26 de Alhawwary et Wang [3] présentent la comparaison de la distribution du nombre de Mach isentropique des 3 différentes simulations et de l’expérience. Les distributions des simulations de Hillewaert *et al.* [42] et Alhawwary et Wang [3] sont très proches alors que celle de Garai *et al.* [32] semble un peu plus éloignée notamment sur la valeur du nombre de Mach isentropique au bord de fuite. En comparaison avec la distribution expérimentale, deux différences notables avec les simulations apparaissent :

- D’une part, la partie laminaire sur l’extrados jusqu’au pic de Mach des simulations n’est pas en accord avec celle expérimentale : la valeur du Mach isentropique proche du bord d’attaque est trop faible, la pente est plus forte et le pic est plus élevé et plus en aval. Hillewaert *et al.* [42] montre qu’il est possible de réduire la différence simulation-expérience dans cette zone en modifiant l’incidence de $+2^\circ$ ($\alpha_1 = 32.7^\circ \rightarrow \alpha_1 = 34.7^\circ$) et l’angle de calage de $+1^\circ$.
- D’autre part, des écarts sont apparents dans la zone de décollement et transition de la couche limite. Le plateau de pression semble plus long dans les simulations. Cependant, la recom-

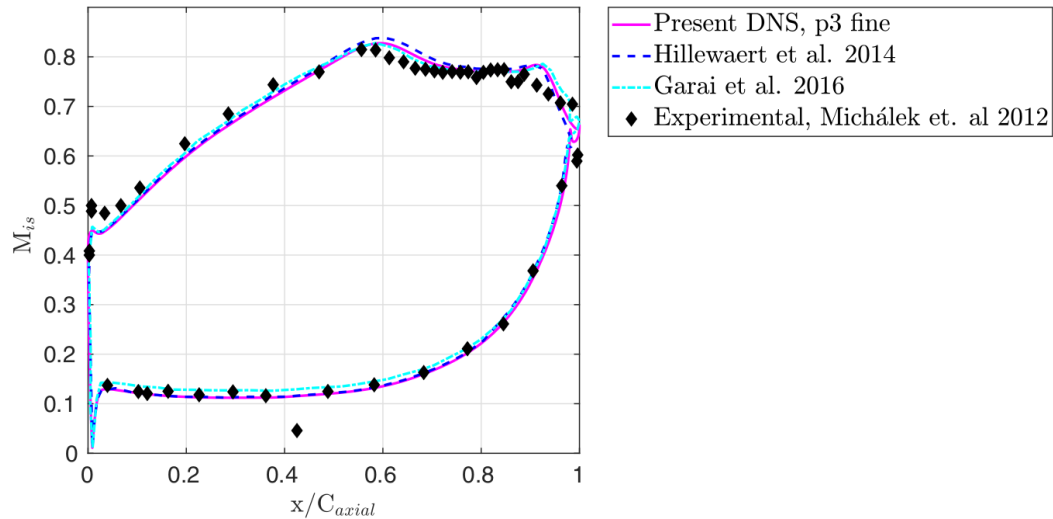


FIGURE 1.26 – Comparaison des simulations DNS de l'aube T106C à $Re = 80\,000$ par différents auteurs (de Alhawwary et Wang [3])

pression est plus forte dans les simulations et de ce fait le nombre de Mach isentropique au bord de fuite est plus élevé dans la simulation. Une des hypothèses avancées par Hillewaert *et al.* [42] pour expliquer l'écart de la simulation avec l'expérience est la non prise en compte d'un effet tridimensionnel. Pour vérifier cela, ils proposent la mise en place d'une simulation de l'aube entière avec des parois à chaque extrémité de l'aube. Cette piste a apparemment été explorée par la même équipe [16] mais les résultats définitifs n'ont pas été publiés.

Aucune autre condition d'écoulement (nombre de Reynolds) n'a été simulé à l'aide de méthode haute-fidélité. De même aucune simulation haute-fidélité avec sillages défilants n'a été produite sur la configuration de la T106C.

Pour conclure, on peut retenir que la transition de la couche limite fait partie intégrante des écoulements de turbine basse-pression. Pour bien prévoir les performances aérodynamiques d'une turbine, il faut correctement capturer la transition de la couche limite. On peut y retrouver différentes formes de transition : by-pass ou par bulbe de décollement. Les sillages défilants générés par la roue en amont sont à l'origine d'un écoulement complexe qui va modifier périodiquement la forme de la transition. Pour modéliser cette transition dans des simulations RANS et URANS, le modèle de transition $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ a déjà montré un bon comportement par rapport à des données de référence. Cependant, ce modèle a encore besoin d'être évalué plus précisément sur ce type d'écoulement. Les données expérimentales à disposition sur la configuration de la T106C n'ont pas encore été totalement utilisées pour évaluer le modèle. Dans le chapitre suivant, on propose d'approfondir l'évaluation du modèle $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ à partir des données expérimentales de la cascade d'aube linéaire T106C dans le cas d'un écoulement uniforme puis d'un écoulement avec des sillages défilants.

Chapitre **2**

Evaluation des méthodes RANS et URANS
sur la simulation de la transition dans les
turbines basse pression

L'objectif de ce premier chapitre est d'évaluer des méthodes RANS et URANS utilisant le modèle de transition $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61] sur leur capacité à prévoir des écoulements dans les turbines basse pression notamment avec la présence de bulbe de décollement et de sillages défilants. Pour cela, la cascade linéaire d'aubes T106C de turbine basse pression a été choisie comme cas d'étude. Cette configuration a été testée expérimentalement par l'Institut von Karman dans le cadre d'un projet européen auquel Safran Aircraft Engines et l'Onera ont participé. Elle est représentative des aubes très fortement chargées dans des conditions aérodynamiques réelles de turbine basse-pression (un nombre de Reynolds relativement faible et un nombre de Mach modérée). Sur l'extrados de cette aube, la transition est déclenchée par un bulbe de décollement. Aussi, cette configuration comprenait la possibilité de générer des sillages défilants en amont de la cascade. Cette configuration est décrite plus précisément dans la première partie de ce chapitre. L'évaluation des méthodes à l'aide cette configuration est divisée en deux temps. Tout d'abord, nous allons évaluer la méthode RANS par rapport à l'expérience en condition stationnaire (sans sillages défilants). Cette partie se place en complément de l'étude menée par Minot [69] dans sa thèse avec notamment un travail plus avancé sur l'effet du maillage sur l'écoulement simulé. Dans un second temps, la mise en place d'une méthode URANS avec une injection d'un profil de sillage défilant avec une condition d'entrée instationnaire est présentée. Puis, l'écoulement prévu par cette méthode est validé à l'aide des données expérimentales et des connaissances de la littérature. Pour éprouver les conclusions, une analyse d'incertitude autour des caractéristiques du profil de sillage injecté est présentée.

2.1 Présentation de la cascade d'aube T106C

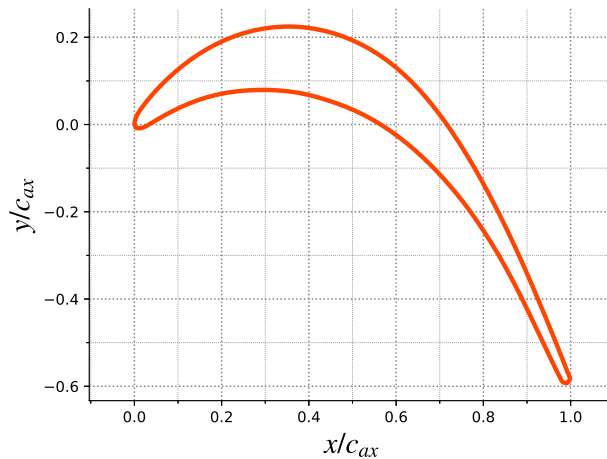


FIGURE 2.1 – Profil de l'aube T106C

La cascade T106C est une cascade linéaire de six aubes de turbine basse pression. La configuration de cascade linéaire est construite par un alignement des aubes sur un axe et non par une disposition annulaire comme sur une machine réelle. Elle permet donc de revenir à une géométrie bi-dimensionnelle extrudée plus simple. La cascade T106C a été étudiée expérimentalement à l'Institut von Karman dans la soufflerie S-1/C par Michálek *et al.* [64, 65] en écoulement stationnaire puis par Clinckemaillie *et al.* [18] en écoulement perturbé par des sillages défilants. La géométrie de l'aube T106C provient d'une coupe à mi-envergure d'une aube de rotor du moteur PW2037 du constructeur Pratt & Whitney conçu pour l'avion de ligne moyen courrier Boeing 757. L'aube T106C est de type fortement chargée (en anglais *very high lift*) avec un nombre de Zweifel incompressible de $Zw = 1.29$. Le pic du nombre de Mach est situé à la moitié de l'abscisse curviligne et il est suivi par une forte décélération de l'écoulement jusqu'au bord de fuite. Les paramètres géométriques de la cascade T106C sont répertoriés dans le tableau 2.1. Le rapport hauteur sur corde

est grand ($h/c = 2,40$) ce qui permet d'établir l'hypothèse principale des essais sur cette cascade : l'écoulement mesuré à mi-hauteur est considéré comme bi-dimensionnel.

| | |
|--|-----------|
| Corde c | 93,01 mm |
| Corde axiale c_{ax} | 79,98 mm |
| Pas inter-aubes p | 88,36 mm |
| Hauteur h | 223,22 mm |
| Solidité p/c | 0,95 [-] |
| Rapport hauteur sur corde h/c | 2,40 [-] |
| Angle de calage | 30,7 ° |
| Angle de l'écoulement amont α_1 | 32,7 ° |
| Nombre de Zweifel incompressible | 1,29 [-] |

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques géométriques de la cascade T106C

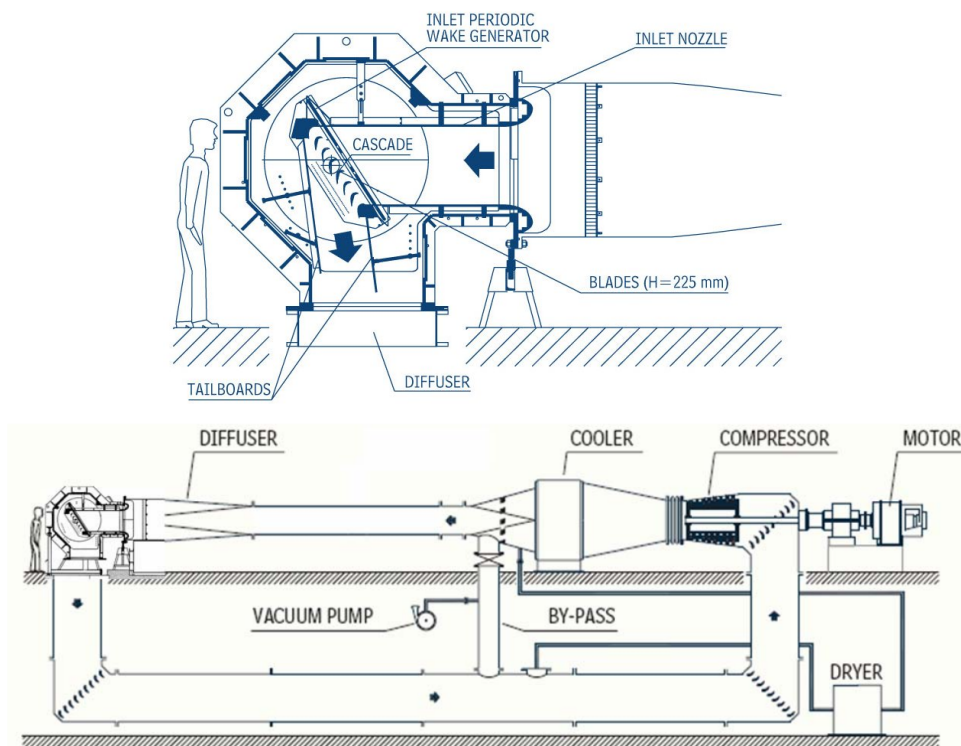


FIGURE 2.2 – Soufflerie haute vitesse S-1/C à densité variable (de Michalek *et al.* [63])

La soufflerie S-1/C est une soufflerie à flux continu, en circuit fermé et à densité variable. Cette dernière caractéristique permet de faire varier indépendamment le nombre de Reynolds et le nombre de Mach de l'écoulement pour se rapprocher des conditions aérodynamiques réelles des turbines basse pression (faible nombre de Reynolds et haut nombre de Mach). La soufflerie est schématisée sur la figure 2.2 : le compresseur tourne à une vitesse constante pour produire un débit d'air total constant, une vanne permet de faire varier le débit d'air de la conduite "by-pass" faisant ainsi varier le débit dans la veine d'essais et en même temps une pompe à vide permet de faire varier la pression à l'intérieur de la soufflerie. L'échangeur thermique et le séchoir permettent de conserver des conditions aérodynamiques stables. Le taux de turbulence amont est régulé en déplaçant une grille de turbulence à une distance plus ou moins grande de la cascade d'aubes (cas Grid 1, Grid 3 et Grid 5 des essais T106C). La grille est complètement retirée pour la disposition avec le plus faible taux de turbulence (cas No Grid des essais T106C).

Dans le cadre du projet européen TATMo, des mesures ont été effectuées sur cette configuration pour plusieurs points de fonctionnement. Les nombres de Reynolds et de Mach utilisés pour caractériser l'écoulement sont les nombres de Reynolds et de Mach isentropiques aval $Re_{2,is}$ et $M_{2,is}$ définis par :

$$Re_{2,is} = \frac{\rho_{2,is} \cdot U_{2,is} \cdot c}{\mu_{2,is}} \quad \text{et} \quad M_{2,is} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{P_{t,1}}{P_{s,2}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)} \quad (2.1)$$

avec

- les valeurs isentropiques aval de la masse volumique $\rho_{2,is}$, la vitesse $U_{2,is}$, la viscosité dynamique $\mu_{2,is}$
- la corde de l'aube c
- la pression totale amont $P_{t,1}$ et la pression statique aval $P_{s,2}$

On peut montrer que le choix d'un couple $(Re_{2,is}, M_{2,is})$ correspond à unique couple $(P_{t,1}, P_{s,2})$ lorsque la température totale amont $T_{t,1}$ est fixée.

Les deux prochaines sous-parties présentent les matrices des essais réalisés sans et avec sillages défilants ainsi que les mesures associées à disposition .

2.1.1 Mesures sans sillages défilants

Pour le cas stationnaire, les conditions aérodynamiques des expériences sont renseignées dans le tableau 2.2. D'après Michálek *et al.* [65], l'intervalle des nombres de Reynolds permet d'observer chacune des topologies d'un bulbe de décollement laminaire sur l'extrados de l'aube : ouvert, long et court. Les topologies du bulbe en fonction du nombre de Reynolds et du taux de turbulence déduites à partir des observations expérimentales sont listées dans le tableau 2.3. En plus des mesures des conditions aérodynamiques pendant les essais, plusieurs mesures sont disponibles pour l'observation de l'écoulement :

- *la distribution du nombre de Mach isentropique sur l'extrados et l'intrados de l'aube.* Elle a été mesurée grâce à des sondes de pression statique pariétale placées à mi-envergure de l'aube. La pression totale de référence pour le calcul du nombre de Mach isentropique est la pression totale amont. L'aube est instrumentée avec 30 sondes sur l'extrados et 14 sondes sur l'intrados.
- *la distribution de déficit de pression totale dans le sillage de l'aube* dans un plan parallèle à l'axe de la cascade à $0.5c_{ax}$ du bord de fuite. La mesure est faite avec une sonde de pression totale déplacée dans la direction de l'axe de la cascade. Le déficit est défini par :

$$\text{Déficit de pression totale en aval de l'aube} = \frac{P_{t,1} - P_{t,2}}{P_{t,1}} \quad (2.2)$$

- *la perte d'énergie cinétique* calculée à partir des pressions totales moyennées à l'amont $P_{t,1}$ et à l'aval $P_{t,2}$ et de la pression statique moyennée à l'aval $P_{s,2}$:

$$\xi = 1 - \frac{1 - \left(\frac{P_{s,2}}{P_{t,2}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{1 - \left(\frac{P_{s,2}}{P_{t,1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (2.3)$$

- *l'angle moyen de l'écoulement à l'aval* mesuré avec une sonde 5 trous dans le plan aval.

Toutes les mesures ont été faites à mi-hauteur des aubes autour de l'une des deux aubes centrales de la cascade (constituée de 6 aubes). Les valeurs moyennes sont calculées pondérées par le débit.

| | | |
|--|--|------|
| Nombre de Reynolds isentropique aval $Re_{2,is}$ | 80 000 - 100 000 - 120 000 - 140 000 - 160 000 - 250 000 | [-] |
| Nombre de Mach isentropique aval $M_{2,is}$ | | 0,65 |
| Intensité de turbulence amont Tu | 0,8 (No Grid) - 1,8 (Grid 5) -3,2 (Grid 1) | % |

TABLEAU 2.2 – Conditions d'écoulement des essais T106C sans sillage défilants

| $Re_{2,is}$ | 80 000 | 100 000 | 120 000 | 140 000 | 160 000 |
|-------------|--------|-------------|-----------------------|-----------------------|---------|
| No Grid | ouvert | ouvert/long | long | éclatement court/long | court |
| Grid 5 | ouvert | long | éclatement court/long | court | court |
| Grid 1 | long | long | éclatement court/long | court | court |

TABLEAU 2.3 – Nature du décollement sur l'extrados de la T106C selon les points de fonctionnement (d'après Michálek *et al.* [65])

2.1.2 Mesures avec sillages défilants



FIGURE 2.3 – Configuration expérimentale de la cascade T106C avec barreaux en rotations (de Arts et Houtermans [6])

| | | |
|--|--|------|
| Nombre de Reynolds isentropique aval $Re_{2,is}$ | 80 000 - 100 000 - 120 000 - 140 000 - 160 000 | [-] |
| Nombre de Mach isentropique aval $M_{2,is}$ | | 0,65 |
| Intensité de turbulence amont | 0,8 (No Grid) - 1,8 (Grid 5) | % |
| Vitesse de rotation des barreaux | | 3600 |
| Fréquence des barreaux f_{red} | | 1600 |
| Fréquence réduite f_{red} | | 0,66 |
| Coefficient de débit Φ | | 0.6 |

TABLEAU 2.4 – Conditions d'écoulement des essais T106C avec sillage défilants

Une seconde série de mesures a été effectuée avec des sillages défilants. Ces sillages défilants sont générés par une roue de 32 barreaux en rotation positionnés à $0.67c_{ax,T106C}$ du bord d'attaque de la cascade. La configuration est représentée dans la figure 2.3. Le grand diamètre des barreaux permet de faire l'hypothèse qu'ils sont en quasi-translation au niveau de l'aube instrumentée.

Les conditions aérodynamiques explorées pour le cas avec sillages défilants sont un peu moins nombreuses que pour le cas stationnaire, elles sont listées dans le tableau 2.4.

D'après Schobeiri *et al.* [85] et Clinckemaillie et Arts [19], Pfeil et Eifler [77] ont montré qu'à une distance suffisante du bord de fuite d'une aube ($x_{sillage}/d > 80$ où $x_{sillage}$ est la distance au barreau dans la direction du sillage et d le diamètre du barreau) le sillage de cette aube est similaire au sillage d'un cylindre produisant des pertes de pression totale similaires. Clinckemaillie et Arts [19] affirme même que Schulte et Hodson [86] ont montré que cette affirmation était vraie pour $x_{sillage}/d > 40$.

2.2 Simulation RANS : transition par bulbe de décollement

Dans cette partie, nous évaluons la capacité des simulations RANS utilisant le modèle transition de Menter-Langtry disponible dans elsA à prévoir l'écoulement autour de la T106C. Dans un premier temps, l'influence des caractéristiques de maillage sur l'écoulement pariétal et le sillage de l'aube est étudiée afin d'obtenir des critères de maillage pour la suite de l'étude. Après avoir sélectionné les critères de maillage et les paramètres numériques, nous évaluons la méthode RANS par rapport au données expérimentales à disposition sur les différents points de fonctionnement expérimentaux.

2.2.1 Mise en place des simulations

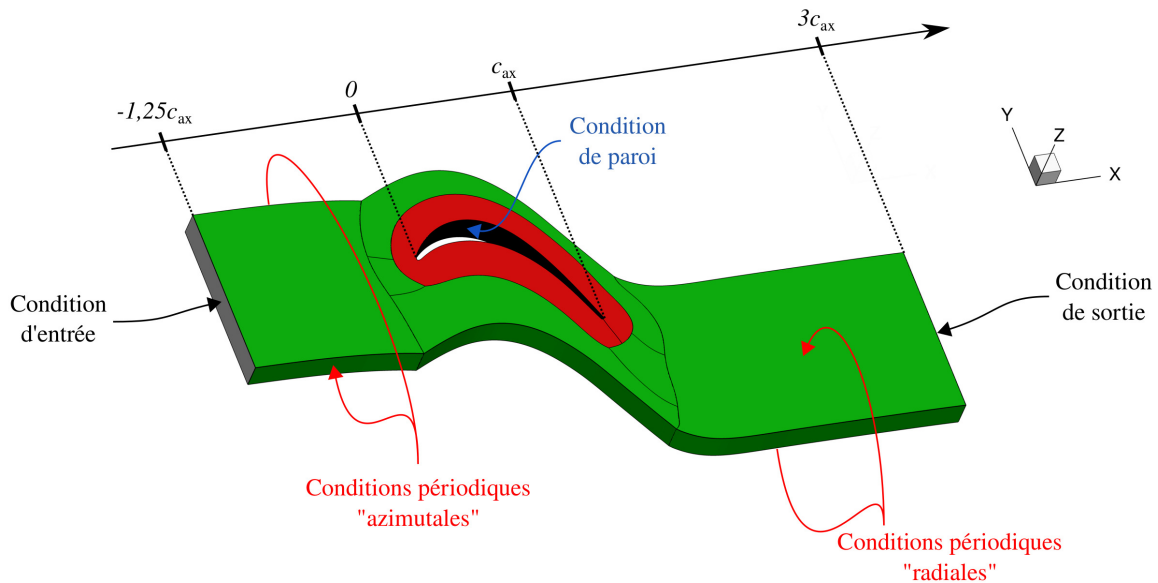


FIGURE 2.4 – Schéma de la configuration numérique

Pour la mise en données des simulations RANS, les hypothèses principales des mesures expérimentales ont été reprises : l'écoulement est supposé bi-dimensionnel et périodique dans la direction de l'alignement de la cascade. On fait aussi l'hypothèse que les champs d'entrée et de sortie soient uniformes. La configuration choisie et présentée dans la figure 2.4 est une configuration 2.5D, c'est à dire une configuration 3D créée en extrudant la géométrie 2D dans la troisième dimension. Ce choix s'explique par la volonté de mettre en place et d'évaluer des méthodes qui ont vocation à être utilisable sur des géométries réelles tridimensionnelles. Il faut toutefois noter que malgré la mise en données 3D, l'écoulement simulé sera tout le temps bi-dimensionnel. Pour conserver le caractère bidimensionnel de l'écoulement, nous utilisons des conditions de périodicité dans la direction de l'extrusion que l'on appelle direction "radiale" par analogie au géométries annulaires des turbomachines. De même, nous parlerons parfois de direction "azimutale" pour la direction de l'alignement

de la cascade. Les simulations sont réalisées à l'aide du code de calcul elsA développé à l'Onera en partenariat avec Safran [14, 78].

Toutes les simulations utilisent le modèle de turbulence $k - \omega$ de Wilcox [94] sélectionné par Minot [69] dans sa thèse. Comme déjà précisé, le modèle de turbulence est couplé au modèle $\gamma - Re_{\theta t}$ de Menter et Langtry utilisant les fonctions de corrélation de Content et Houdeville [20] (Minot [69] a montré que le choix de ces fonctions de corrélation parmi celles disponible dans la littérature a une influence très limitée sur l'écoulement simulé). Le schéma spatial utilisé est le schéma de Roe d'ordre 3. Le schéma temporel utilisé est un schéma d'ordre 2 de type "Euler rétrograde". Pour toutes les simulations, la condition CFL est fixée à la valeur 10, une rampe linéaire sur les 1000 premières itérations permet d'augmenter cette valeur de 1 à 10.

2.2.2 Sélection des critères de maillage

Les maillages dessinés pour les études RANS sont des maillages structurés obtenus à l'aide du logiciel *Autogrid 5*. La topologie choisie autour de l'aube est de type O4H comme illustré dans la figure 2.4 : un bloc de type O entoure l'aube (en rouge) qui est lui-même entouré par 4 blocs de type H (en vert). Deux autres blocs H en amont et en aval s'étendent des conditions d'entrée et de sortie jusqu'au maillage O4H qui englobe l'aube. L'angle de sortie étant très élevé (environ 60°), la condition de périodicité "azimutale" impose une forte déformation des mailles dans les blocs H situés le canal inter-aube si l'on souhaite respecter une correspondance des points. Pour améliorer la qualité de maillage dans cette région, on utilise une typologie O4H de type "angle élevé" ou "high staggered blade" dans le vocabulaire *Autogrid 5*. Les arrêtes du bloc H qui recouvre la partie extradados du bloc O sont modifiées pour répartir une partie des lignes de maillages provenant de l'extrados de l'aube vers les blocs à l'amont et à l'aval. De ce fait, on réduit la courbure des lignes de maillages provenant des zones de l'extrados pour lesquelles la paroi est fortement inclinée.

Dans les sous-parties suivantes, nous évaluons l'influence de certains paramètres du maillage sur l'écoulement simulé. L'objectif est de définir des critères de maillages pour la suite de l'étude notamment en évaluant le comportement du modèle de Menter-Langtry en fonction du maillage. Dans un premier temps, une attention particulière est portée sur les caractéristiques du maillage sur l'écoulement pariétal et plus particulièrement la transition modélisée. Dans un second temps, nous nous intéressons à l'effet du maillage sur l'évolution du sillage de l'aube.

Pour simplifier la lecture de l'influence, cette étude de maillage a été mise en œuvre pour un seul point de fonctionnement : $Re_{2, is} = 160\,000$ et le taux de turbulence le plus faible du cas 'No Grid' ($Tu = 0.8\%$). De plus, les valeurs expérimentales disponibles sont tracées mais l'évaluation des simulations par rapport à l'expérience sera discutée seulement dans la partie suivante.

2.2.2.1 Influence du maillage sur l'écoulement pariétal simulé

Pour caractériser la finesse du maillage proche paroi, trois grandeurs ont été retenues pour cette étude : le nombre de points dans la couche limite $n_{points, CL}$, la taille adimensionnelle de première maille dans le sens normal à la paroi y^+ et la taille adimensionnelle de maille dans le sens de l'écoulement x^+ . On notera que le taux d'accroissement des mailles qui est couramment utilisé comme paramètre caractéristique du maillage est ici fixé par le couple $(y^+, n_{points, CL})$.

Les tailles de mailles adimensionnées x^+ et y^+ sont définies par :

$$x^+ = \frac{u_* x}{\nu} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{u_* y}{\nu} \quad (2.4)$$

avec ν la viscosité cinématique, x la coordonnée tangentielle à la paroi, y la coordonnée normale à la

paroi et u_* la vitesse de frottement définie par :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (2.5)$$

avec τ_p le frottement à la paroi et ρ la densité.

Comme cela sera montré dans la suite, les valeurs de x^+ et y^+ peuvent fluctuer du simple au triple et celles de $n_{points,CL}$ du simple au double le long de l'aube. La définition d'une valeur globale n'est donc pas immédiate. Dans cette étude, notre choix a été de fixer la valeur globale de x^+ et y^+ comme valeur majorante de l'évolution autour de l'aube. De même, la valeur globale choisie pour $n_{points,CL}$ est une valeur minorante de son l'évolution autour de l'aube.

Influence du nombre de points dans la couche limite $n_{points,CL}$ Pour cette première étude, l'influence du nombre de points dans la couche limite $n_{points,CL}$ est étudiée en faisant varier le taux d'accroissement des cellules. La taille de première maille y^+ est conservée constante à 1 soit une taille réelle de première maille égale à $y = 7.5 \cdot 10^{-6}m$. Les caractéristiques des 4 maillages considérés sont répertoriées dans le tableau 2.5.

| y^+ | $n_{points,CL}$ | Δy | taux d'accroissement |
|-------|-----------------|---------------------|----------------------|
| 1,0 | 10 | $7,5 \cdot 10^{-6}$ | 1,51 |
| 1,0 | 20 | $7,5 \cdot 10^{-6}$ | 1,16 |
| 1,0 | 40 | $7,5 \cdot 10^{-6}$ | 1,05 |
| 1,0 | 60 | $7,5 \cdot 10^{-6}$ | 1,02 |

TABLEAU 2.5 – Effet du nombre de points dans la couche limite $n_{points,CL}$ avec y^+ constant

Obtenue à partir du champ simulé, la figure 2.5 permet de vérifier l'évolution de la taille de première maille y^+ et du nombre de points $n_{points,CL}$ autour de l'intrados et l'extrados de l'aube. Sur le tracé de y^+ , la courbe supérieure de l'abscisse 0 à 0,6 correspond à l'extrados où le frottement est plus élevé. De l'abscisse 0,7 à 0,9, la valeur de y^+ chute car le frottement est faible dans la zone du bulbe de décollement. Sur le tracé de $n_{points,CL}$, du bord d'attaque à $x/c_{ax} = 0,6$: le nombre de points est supérieur dans la couche limite de l'intrados comparé à l'extrados. Au-delà de $x/c_{ax} = 0,6$, le nombre de points dans la couche limite sur l'extrados augmente fortement à cause du décollement qui provoque un épaissement rapide de la couche limite.

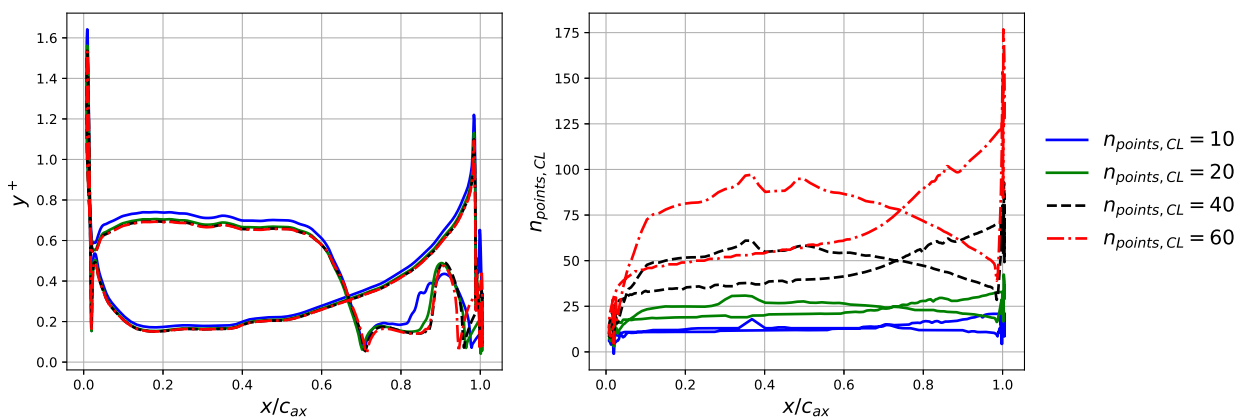


FIGURE 2.5 – Effet du nombre de points dans la couche limite avec une taille de première maille constante $y^+ = 1$

La figure 2.6 présente les distributions du nombre de Mach isentropique autour de l'aube obtenues avec les différents maillages. Les quatre maillages donnent des résultats similaires sur la partie

intrados alors que l'effet du nombre de mailles dans la couche limite est clairement visible sur la partie extrados. Par rapport aux maillages plus fins, le maillage le plus grossier ($n_{points,CL} = 10$) induit une accélération plus forte sur la partie amont de l'extrados qui résulte en un pic de M_{is} plus élevé. De plus, il induit aussi un plateau de pression plus court ce qui pourrait provenir d'une prévision imprécise de la transition. Les maillages les plus fins ($n_{points,CL} = 40 - 60$) sont quasiment superposés sur toute la zone de l'extrados. Le maillage intermédiaire ($n_{points,CL} = 20$) présente un plateau très légèrement plus court ce qui peut laisser penser que l'on n'a pas atteint parfaitement la convergence en maillage pour ce nombre de points dans la couche limite.

Ces observations sont en accord avec les courbes du frottement à la paroi τ_p présentées dans la figure 2.7. Les courbes obtenues avec les maillages les plus fins restent très proches. On peut remarquer qu'une réduction du nombre de points dans la couche limite recule la position du recollement caractérisée par le changement de signe du frottement autour de $x/c_{ax} \approx 0,95$.

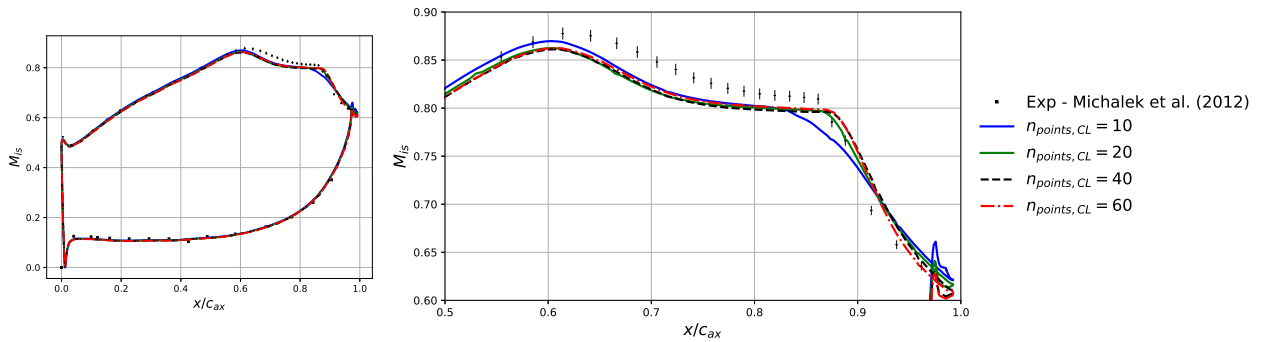


FIGURE 2.6 – Effet du nombre de points dans la couche limite sur la distribution du nombre de Mach isentropique M_{is}

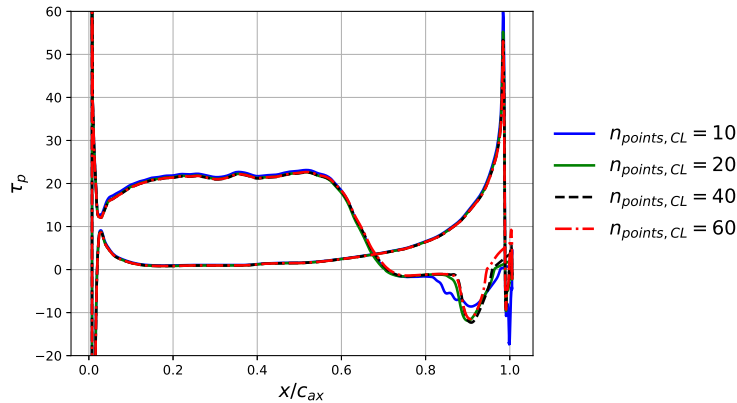


FIGURE 2.7 – Effet du nombre de points dans la couche limite sur le frottement à la paroi τ_p

Pour approfondir l'étude, les figures 2.8 et 2.9 permettent d'observer plus finement l'évolution des profils de la vitesse U et de l'intermittence γ_{eff} du modèle de transition. Les positions $x/c_{ax} = 0,19$ et $x/c_{ax} = 0,47$ correspondent à la couche limite laminaire avec un gradient de pression favorable, la position $x/c_{ax} = 0,68$ correspond à la couche limite laminaire juste avant le décollement, la position $x/c_{ax} = 0,82$ correspond au début de la transition dans le bulbe de décollement et la position $x/c_{ax} = 0,92$ correspond à fin du bulbe avant le recollement. Jusqu'au décollement, les profils de vitesse sont similaires pour les quatre maillages. A partir du décollement, on observe que seuls les deux maillages les plus fins restent similaires ce qui renforce l'idée que le maillage intermédiaire ($n_{points,CL} = 20$) n'est pas suffisant pour atteindre la convergence en maillage. Les différences sont encore plus marquées sur le profil d'intermittence γ_{eff} . Pour le maillage le plus

grossier ($n_{points,CL} = 10$), l'intermittence est moins rapidement égale à 1 en sortant de la couche limite. De plus, à la position $x/c_{ax} = 0,82$ (début de transition), le profil de l'intermittence des deux maillages grossiers est très éloigné de celui des maillages plus fins. Pour le maillage le plus grossier, l'intermittence n'atteint la valeur 1 sur aucune zone du profil impliquant une production plus faible d'énergie cinétique turbulente k . Cette observation peut expliquer le plus long décollement observé précédemment sur le frottement à la paroi dans la figure 2.7.

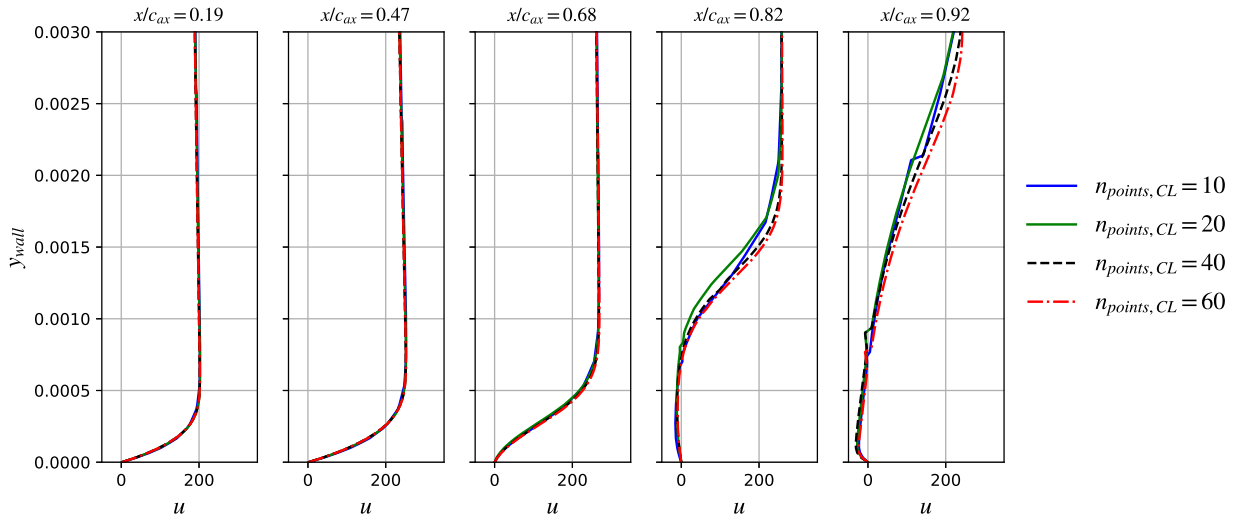


FIGURE 2.8 – Effet du nombre de points dans la couche limite sur le profil de vitesse U sur l'extrados

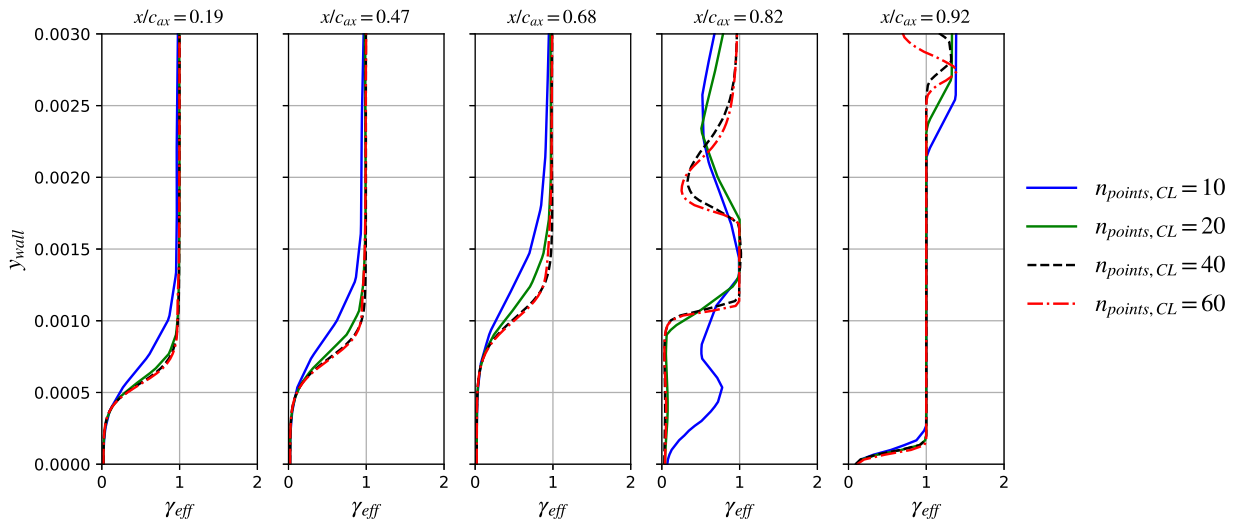


FIGURE 2.9 – Effet du nombre de points dans la couche limite sur le profil d'intermittence γ_{eff} sur l'extrados

D'après les précédentes observations, le critère $n_{points,CL} = 40$ semble suffisant pour atteindre une convergence en maillage, c'est donc cette valeur que l'on retiendra pour les études suivantes. On pourra aussi retenir qu'un trop faible nombre de points dans la couche limite peut provoquer une production d'énergie cinétique turbulente faible à cause d'un défaut d'activation de la production d'intermittence. Cet élément conduit alors à un décollement plus long qu'avec un maillage suffisamment fin.

Influence de x^+ et y^+ Dans la première sous-étude sur le maillage proche paroi, la taille de première maille y^+ a été fixée à sa valeur de référence $y^+ = 1$ et le taille de maille longitudinale a été fixée à $x^+ = 100$. Pour vérifier la pertinence de ces choix, six maillages sont définis en faisant varier d'une part y^+ (tableau 2.6) et d'autre part x^+ ($x^+ = 50; 100; 200$). Comme précédemment, la distribution des grandeurs y^+ et $n_{points,CL}$ autour du profil est tracée dans la figure 2.10. Les écoulements calculés avec les différents maillages n'ont aucune différence notable. Les distributions de nombre de Mach isentropique sont tracées dans les figures 2.12 et 2.11. Les très faibles différences entre les maillages sont très certainement expliquées par le fait que les tailles de mailles choisies sont déjà petites. On considère donc pour la suite que les critères $x^+ = 100$ et $y^+ = 1$ permettent d'obtenir une convergence en maillage.

| y^+ | $n_{points,CL}$ | Δy | Taux d'accroissement |
|-------|-----------------|---------------------|----------------------|
| 0,5 | 40 | $7,5 \cdot 10^{-6}$ | 1,08 |
| 1,0 | 40 | $7,5 \cdot 10^{-6}$ | 1,05 |
| 2,0 | 40 | $7,5 \cdot 10^{-6}$ | 1,02 |

TABLEAU 2.6 – Effet taille de première maille y^+ avec $n_{points,CL} = 40$ constant

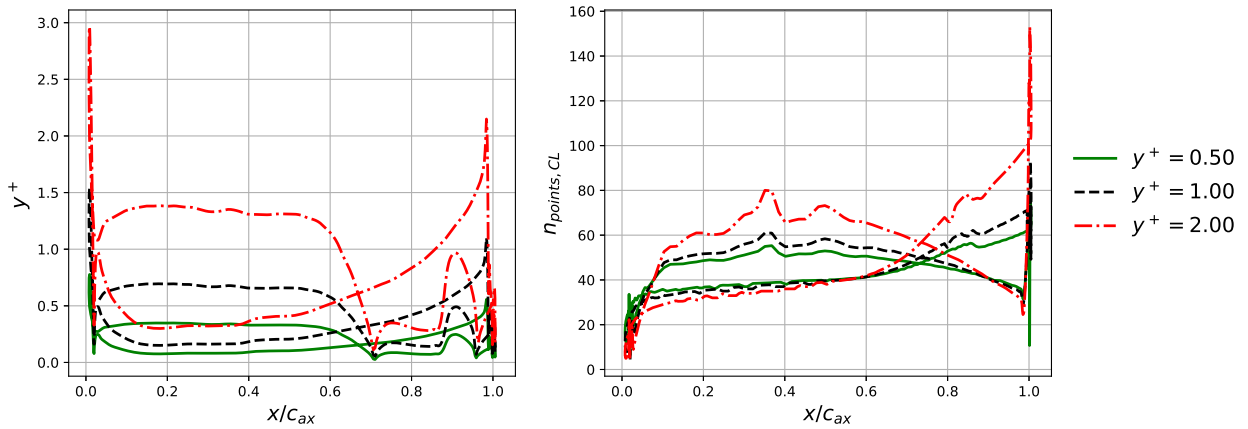


FIGURE 2.10 – Effet de la taille de première maille y^+ avec un nombre de points dans la couche limite constant $n_{points,CL} = 40$

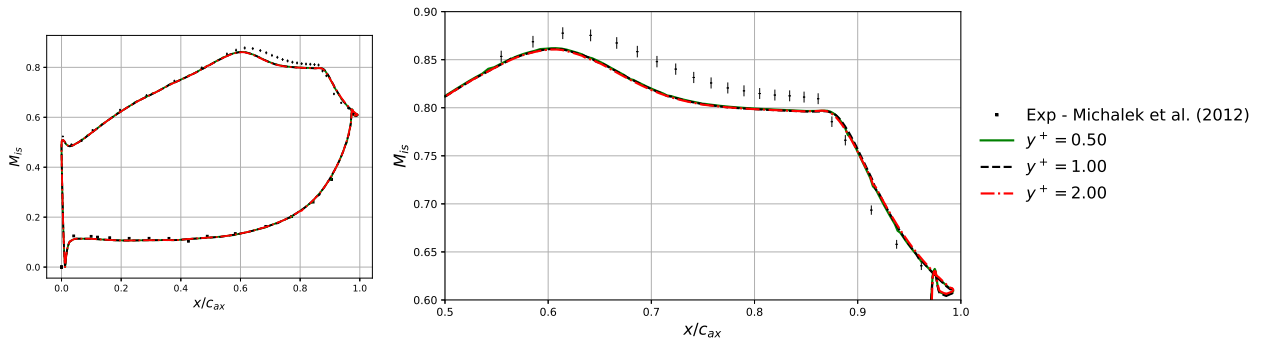


FIGURE 2.11 – Effet de la taille de première maille y^+ sur la distribution du nombre de Mach isentropique M_{is}

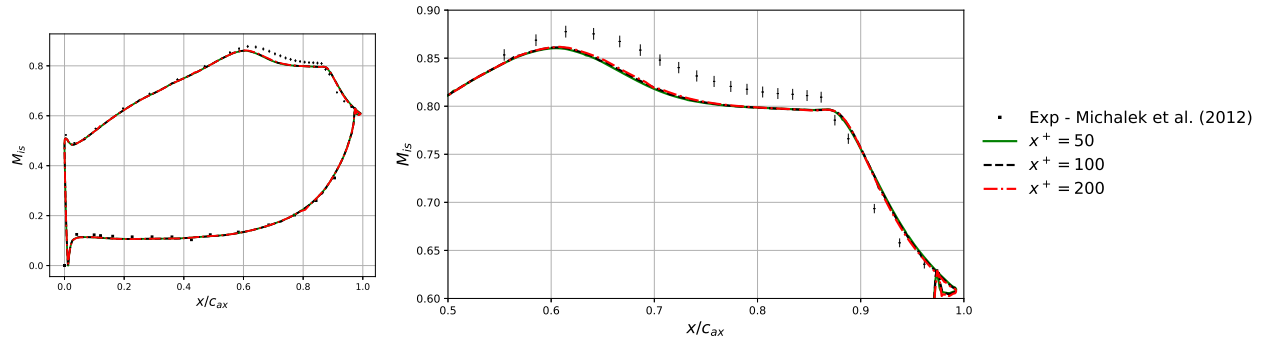


FIGURE 2.12 – Effet de la taille de maille x^+ sur la distribution du nombre de Mach isentropique M_{is}

En conclusion de cette étude d'influence du maillage sur l'écoulement pariétal, les critères de maillages retenus pour la suite sont résumés dans le tableau :

| x^+ | y^+ | $n_{points,CL}$ | Δy | taux d'accroissement |
|-------|-------|-----------------|---------------------|----------------------|
| 100 | 1,0 | 40 | $7,5 \cdot 10^{-6}$ | 1,05 |

TABLEAU 2.7 – Critères sélectionnés pour le maillage proche paroi

2.2.2.2 Influence du maillage sur le sillage simulé

Dans cette seconde partie sur l'influence du maillage, nous nous intéressons à l'effet du maillage sur l'évolution du sillage de l'aube. En effet, d'une part, l'une des mesures expérimentales à disposition pour l'évaluation de nos simulations est la distribution de pression totale à $0,5c_{ax}$ en aval du bord de fuite. Il est donc nécessaire d'évaluer l'influence du maillage sur le sillage mesuré à ce plan pour pouvoir évaluer la simulation par rapport aux données expérimentales. D'autre part, dans l'optique d'une simulation industrielle prenant en compte l'interaction rotor-stator, l'évolution des sillages des aubes amont fait partie des éléments-clés à maîtriser.

Pour cela, deux stratégies de maillages sont considérées et représentées dans la figure 2.13. La stratégie A correspond à la stratégie la plus classique et celle par défaut dans le mailleur *Autogrid* : les lignes de maillages en aval du bord de fuite sont très vite "redressées" vers le plan aval. La stratégie B a pour objectif de conserver au maximum les lignes de maillages inclinées en aval du bord de fuite afin de faire en sorte que les lignes de maillages soient alignées avec le sillage mais aussi de maximiser la discrétisation du sillage de l'aube jusqu'à que le sillage s'élargisse. On peut observer la comparaison des deux maillages A et B dans la zone en aval du bord de fuite avec la figure 2.14. Les contours de vorticités permettent de faire ressortir les limites du sillage tandis que les lignes rouges délimitent les zones du maillage.

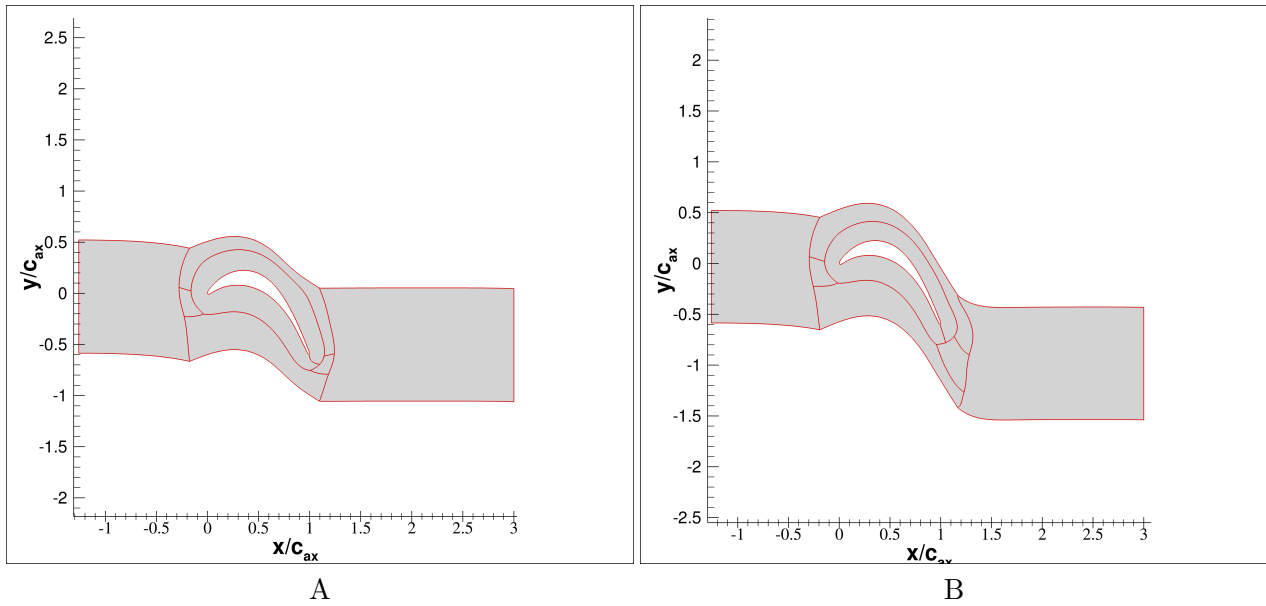


FIGURE 2.13 – Différentes stratégies de maillage dans la partie sillage

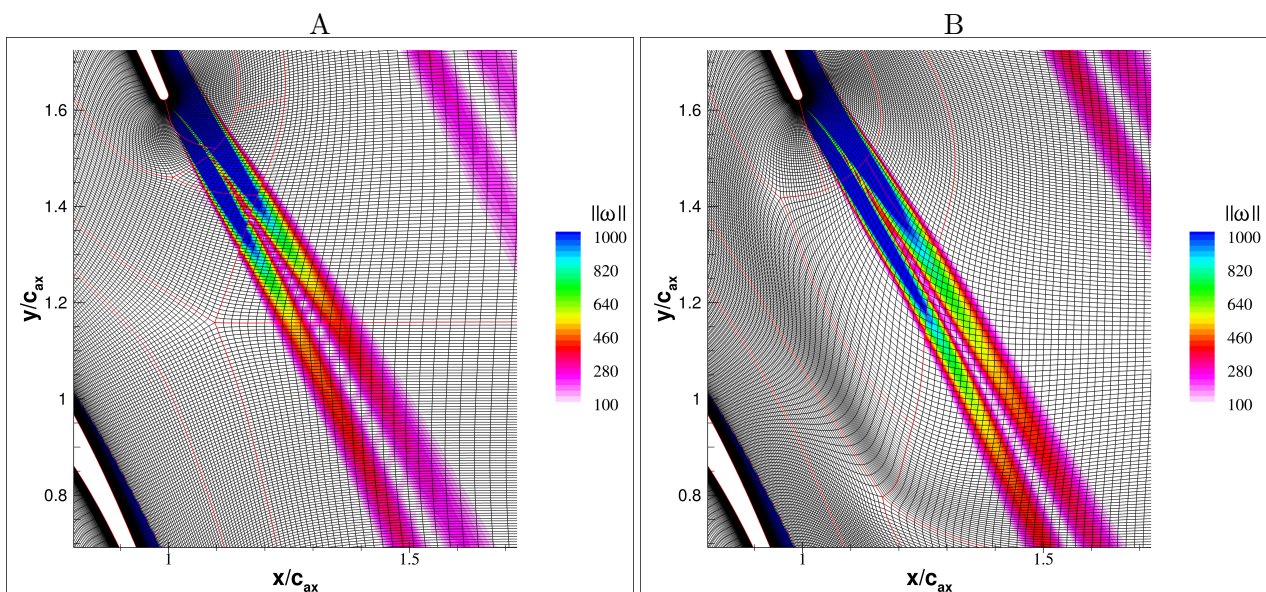


FIGURE 2.14 – Effet du maillage dans la région du sillage sur la vorticité (les lignes noires représentent le maillage, les lignes rouges sont les limites des blocs du maillage)

Les distributions de nombre de Mach isentropique autour de l'aube et de déficit de pression totale en aval de l'aube obtenues avec les deux maillages sont tracées dans la figure 2.15. Sans surprise, la distribution de M_{is} n'est pas influencée par la topologie du maillage en aval de l'aube. Au contraire, l'effet de la stratégie en maillage influence la distribution de pertes de P_t   $0,5c_{ax}$ en aval de l'aube. Le sillage obtenu avec le maillage B est un peu moins large et plus profond.

Pour la suite, on retiendra la stratégie B pour mailler la zone du sillage. En effet, elle semble minimiser la dissipation du sillage et propose une meilleure qualité de maillage dans la zone entre le bord de fuite et le plan aval d'observation du sillage.

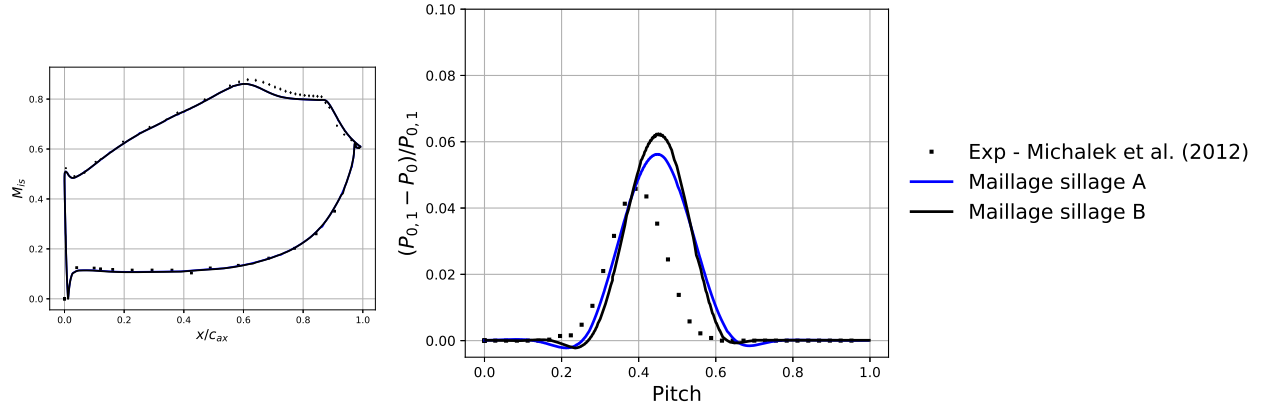


FIGURE 2.15 – Effet du maillage sur la distribution de nombre de Mach isentropique et la distribution du coefficient de pertes de pression totale en aval de l’aube au plan $x = 1,5c_{ax}$

2.2.2.3 Influence de l’extrusion en envergure sur le champ simulé

Dans sa thèse, Minot [69] a utilisé une mise en données 2D pour ses simulations RANS de la T106C après avoir observé des résultats très similaires entre une mise en données 2.5D et 2D. Comme précisé précédemment, nous avons fait le choix de faire une mise en données tridimensionnelle de type 2.5D. Pour vérifier que ce choix n’impacte pas l’écoulement simulé, nous allons vérifier la non-influence des deux paramètres principaux de l’extrusion : le nombre de points $n_{points,extrusion}$ et la taille de l’extrusion $\Delta_{extrusion}$. Les 6 maillages considérés sont listés dans les tableaux 2.8 pour l’effet de $n_{points,extrusion}$ et 2.9 pour l’effet de $\Delta_{extrusion}$.

| $n_{points,extrusion}$ | $\Delta_{extrusion}$ | δz | z^+ |
|------------------------|------------------------|---------------------|-------|
| 6 | 0,01 $m \approx 11\%c$ | $1,7 \cdot 10^{-3}$ | 220 |
| 11 | 0,01 $m \approx 11\%c$ | $0,9 \cdot 10^{-3}$ | 120 |
| 21 | 0,01 $m \approx 11\%c$ | $0,5 \cdot 10^{-3}$ | 60 |

TABLEAU 2.8 – Effet du nombre de points dans la direction de l’extrusion $n_{points,extrusion}$ avec une taille d’extrusion constante $\Delta_{extrusion}$

| $n_{points,extrusion}$ | $\Delta_{extrusion}$ | δz | z^+ |
|------------------------|--------------------------|---------------------|-------|
| 11 | 0,005 $m \approx 5,3\%c$ | $0,5 \cdot 10^{-3}$ | 60 |
| 11 | 0,01 $m \approx 11\%c$ | $0,9 \cdot 10^{-3}$ | 120 |
| 11 | 0,02 $m \approx 21\%c$ | $1,8 \cdot 10^{-3}$ | 240 |

TABLEAU 2.9 – Effet de la taille d’extrusion $\Delta_{extrusion}$ avec un nombre de points dans la direction de l’extrusion $n_{points,extrusion}$ constant

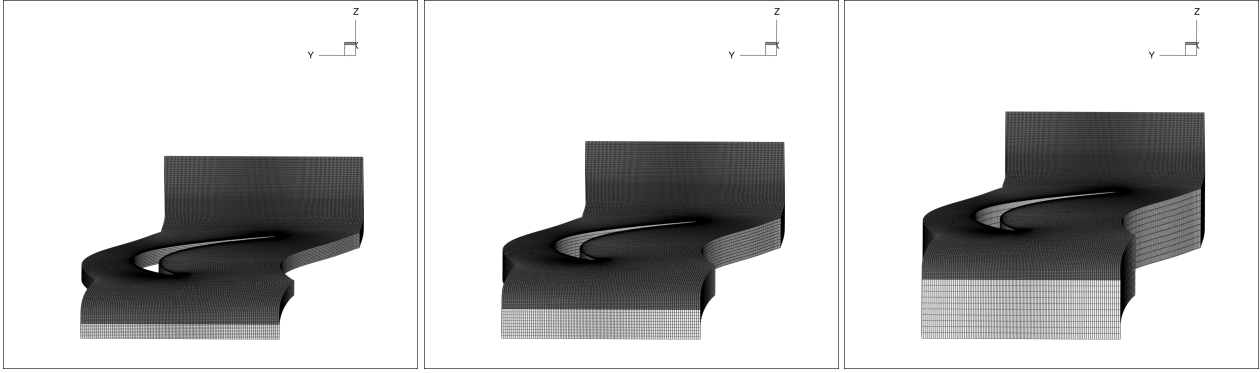


FIGURE 2.16 – Modification de la taille de l'extrusion $\Delta_{\text{extrusion}}$ à iso-nombre de point $n_{\text{points,extrusion}} = 11$ - De gauche à droite $\Delta_{\text{extrusion}} = 0,005 - 0,01 - 0,02$

Les courbes de nombre de Mach isentropique obtenues avec ces différents maillages sont tracées dans la figure 2.17. Les caractéristiques de l'envergure n'ont aucun effet sur le champ simulé ce qui valide le caractère pleinement 2D de l'écoulement.

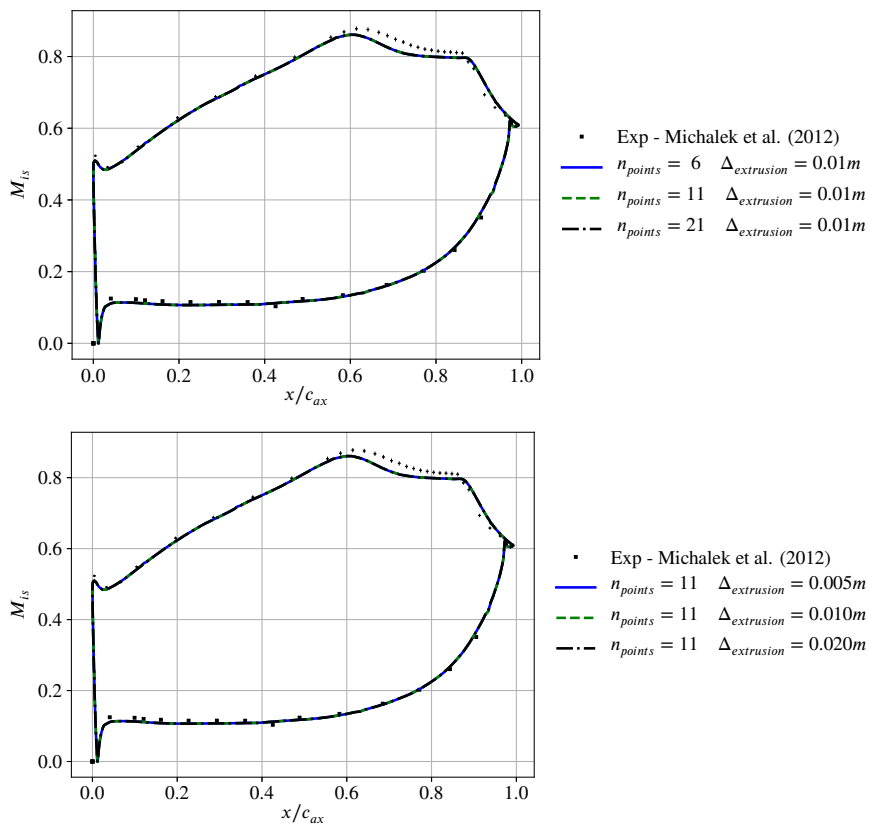


FIGURE 2.17 – Influence des paramètres d'extrusion $\Delta_{\text{extrusion}}$ et $n_{\text{points,extrusion}}$ sur la distribution du nombre de Mach isentropique

Dans la suite, toutes les simulations ont été réalisées avec 11 points dans l'envergure et une extrusion de 0.01m soit environ 11% de la corde de la T106C.

2.2.2.4 Influence de la position du plan d'entrée

La dernière étude d'influence du maillage sur le champ aérodynamique simulé a concerné la position du plan d'entrée du maillage. Trois positions ont été considérées et sont listées dans le tableau 2.10. Les distributions de nombre de Mach isentropique correspondantes sont tracées dans la figure 2.18. Comme on peut l'observer, la position du plan d'entrée n'a aucun effet sur la distribution de M_{is} autour de l'aube. La même observation est faite sur les autres grandeurs d'intérêt extraites de l'écoulement simulé. Cependant, pour éviter toute influence pour d'autres points de fonctionnement et considérant le coût modéré des simulations, nous avons choisi de conserver la géométrie avec le plan d'entrée le plus éloignée du bord d'attaque (cas Long). Pour les simulations URANS dans la suite, nous utiliserons ces observations pour justifier l'utilisation d'un plan plus proche du bord d'attaque équivalent au maillage Moyen.

| Maillage | Distance du bord d'attaque |
|----------|-----------------------------|
| Court | 0,030 m soit 37,5% c_{ax} |
| Moyen | 0,062 m soit 77,5% c_{ax} |
| Long | 0,10 m soit 125% c_{ax} |

TABLEAU 2.10 – Critères sélectionnés pour le maillage proche paroi

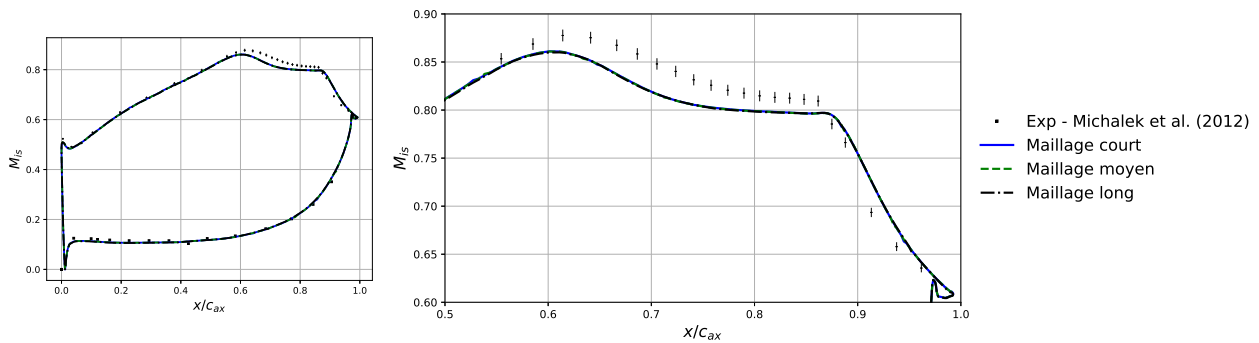


FIGURE 2.18 – Effet de la position de la condition d'entrée sur le nombre de Mach isentropique

2.2.3 Evaluation des simulations par rapport aux essais

Dans cette seconde partie sur les simulations RANS de la cascade T106C, nous allons utiliser la mise en données résultante de la partie précédente pour évaluer les simulations par rapport aux données expérimentales. Nous évaluons cette comparaison en deux temps : l'effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement $Re_{2,is}$ puis l'effet du taux de turbulence Tu .

2.2.3.1 Effet du nombre de Reynolds $Re_{2,is}$

Pour observer l'effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement, trois conditions d'écoulement ont été retenues : les nombres de Reynolds $Re_{2,is} = 80\,000 - 120\,000 - 160\,000$ et le taux de turbulence le plus faible $Tu = 0,8\%$ (No Grid). En effet, ces trois cas correspondent selon Michálek *et al.* [65] à un bulbe de décollement respectivement ouvert, long et court. Ce choix permet donc d'avoir une vision large sur la capacité du modèle de Menter-Langtry à prévoir les différentes formes d'un bulbe de décollement.

La figure 2.19 présente les distributions du nombre de Mach isentropique pour les trois cas sélectionnés. Concernant l'intrados, les trois simulations sont en très bon accord avec l'expérience. Le nombre de Reynolds a très peu voire aucun effet sur la distribution de M_{is} sur l'intrados. Sur

l'extrados, une légère divergence apparaît dans la partie amont avec un gradient de pression favorable jusqu'au pic de M_{is} . En effet, les valeurs des points expérimentaux tendent à diminuer lorsque le nombre de Reynolds diminue alors que cette tendance est inversée pour les simulations. Même si l'on peut faire l'hypothèse d'un défaut des simulations RANS, la variation de la pente entre les nombres de Reynolds reste très légère pour en déduire une conclusion solide. Dans le rapport expérimental [6], une fluctuation de l'angle d'entrée selon le nombre de Reynolds de l'ordre de 0.1° a été mesurée. Cette fluctuation non considérée dans les simulations pourrait expliquer ces petites divergences.

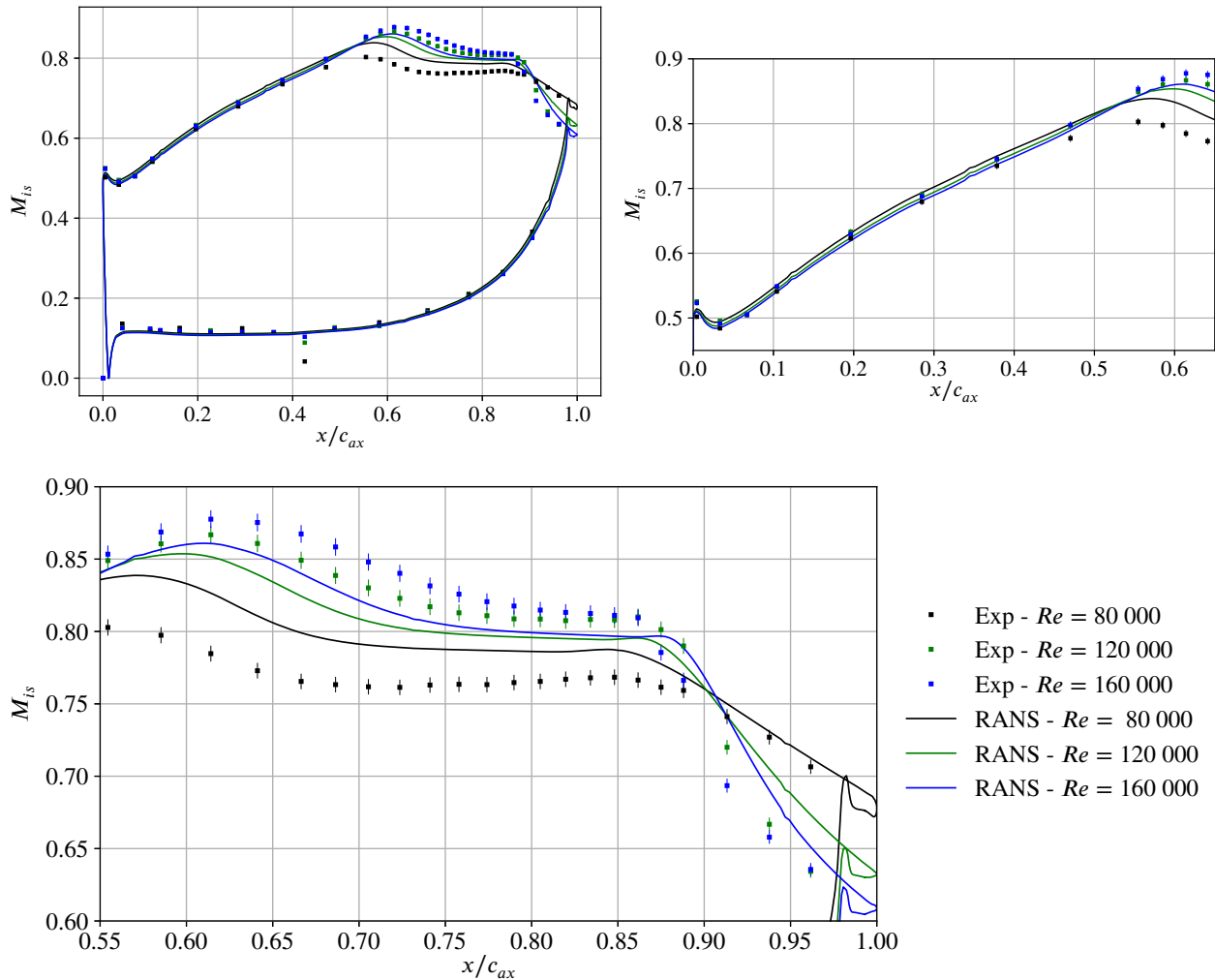


FIGURE 2.19 – Effet du nombre de Reynolds sur la distribution du nombre de Mach isentropique - Taux de turbulence 0,8% (No Grid)

La position des pics de nombre de Mach isentropique des simulations est en accord avec les mesures expérimentales. A l'inverse, des différences sont notables sur la valeur de ces pics. Pour le cas $Re=80\,000$, le pic est surestimé alors que le pic est sous-estimé pour les deux nombres de Reynolds supérieurs. Un peu plus en aval, bien que les plateaux de pression soient à des valeurs différentes de l'expérience, leurs positions et longueurs sont correctement reproduites par les simulations pour tous les nombres de Reynolds. On peut donc supposer une bonne prévision des points de décollement et de transition par les modèles RANS. Après le plateau, la zone de recompression est plus ou moins bien capté par les simulations. Pour le cas $Re=80\,000$, la pente de recompression et la valeur de M_{is} en sortie sont semblables à celles expérimentales. Pour les cas $Re=120\,000$ et $Re=160\,000$, la pente de recompression expérimentale semble être forte juste après le plateau puis devient plus faible vers $x = 0.92 - 0.93c_{ax}$. Cette tendance est moins remarquable sur les distributions des simulations. Cette différence peut être la conséquence d'une imprécision sur la reproduction de la physique de la

transition par bulbe par le modèle de transition. De plus, on peut noter que la valeur de M_{is} au bord de fuite est surestimé par le RANS pour le nombre de Reynolds 120 000. Cela peut aussi traduire une surestimation de la longueur du bulbe. Néanmoins, l'évolution de la distribution du nombre de Mach isentropique en fonction du nombre de Reynolds est globalement bien reproduite par la méthode RANS couplé au modèle de transition $\gamma-\widetilde{Re}_{\theta t}$. Les distributions de déficit de pression totale prévues par les simulations RANS sont tracées dans la figure 2.20. Pour les deux nombres de Reynolds les plus élevés (120 000 en vert et 160 000 en bleu), les sillages prévus par les simulations sont à la fois plus larges et leurs pics de déficit de pression totale plus élevés que ceux des mesures. Pour le troisième cas à $Re = 80\,000$, le sillage de la simulation est plus étroit que celui expérimental mais son pic est plus élevé. Ces observations concordent avec celles précédentes sur la distribution du nombre de Mach isentropique : le décollement semble surestimé pour les deux nombres de Reynolds les plus élevés induisant un sillage plus large et plus intense alors que celui-ci semble sous-estimé pour le nombre de Reynolds le plus faible.

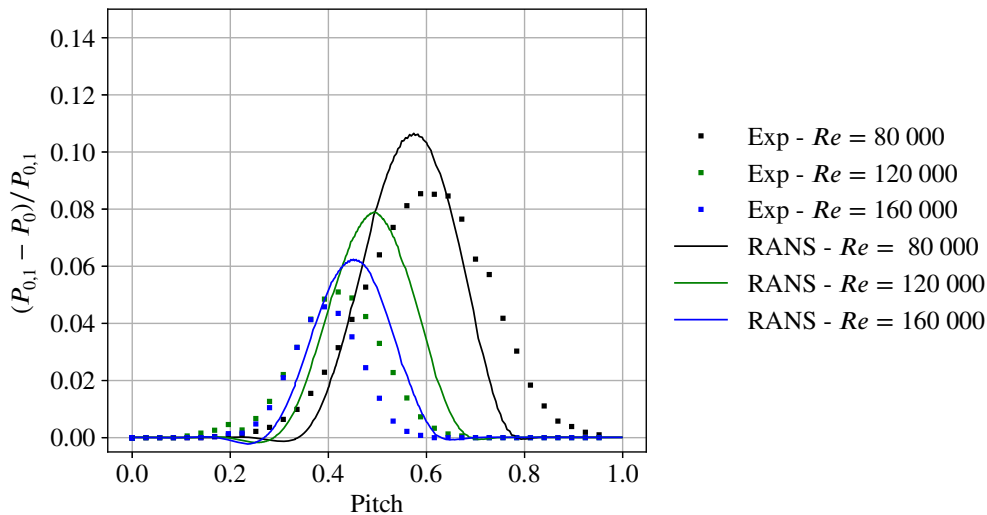


FIGURE 2.20 – Effet du nombre de Reynolds sur la distribution de déficit de pression totale à l’aval de l’aube

Cette conclusion est encore plus visible en observant l'évolution des pertes d'énergie cinétique ξ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{2, is}$ sur la figure 2.21 : on observe que les pertes sont surestimées d'environ 1% pour les nombre de Reynolds au-dessus de 120 000 et sous-estimées pour le nombre de Reynolds égal à 80 000. De plus, la pente d'évolution des pertes est cohérente avec celle de l'expérience pour les nombres de Reynolds supérieurs à 120 000. Au contraire, pour les nombres de Reynolds en dessous de 120 000, l'augmentation forte des pertes observées expérimentalement qui a été expliquée par l'éclatement puis l'ouverture du bulbe de décollement n'est pas exactement reproduite par la simulation. En effet, l'augmentation des pertes prévues par la simulation est moins abrupte que celle observée expérimentalement. Elle pourrait s'expliquer par une modélisation imprécise de la physique de l'éclatement du bulbe. Des données de référence plus précises sur la topologie du bulbe et la transition permettraient de mieux comprendre les possibles faiblesses du modèle.

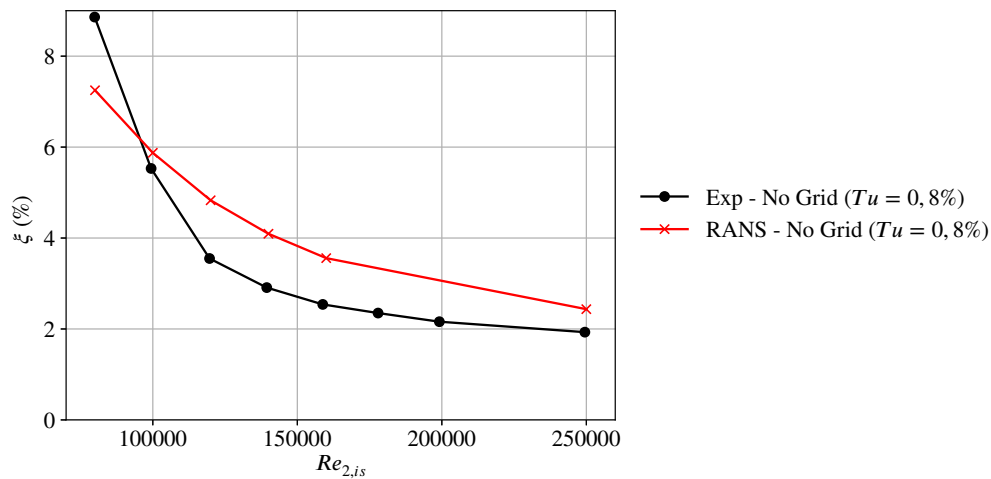


FIGURE 2.21 – Effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de pertes d'énergie cinétique ξ au taux de turbulence "No Grid" $Tu = 0.8\%$

De plus, une autre caractéristique intéressante des profils de pertes de pression totale de la figure 2.20 est la position du pic de déficit selon le nombre de Reynolds. Que ce soit pour l'expérience ou la simulation, lorsque le nombre de Reynolds diminue, le pic se déplace vers la zone extrados ce qui traduit à la fois une augmentation de la taille de la couche limite et une réduction de l'angle de l'écoulement aval moyen. L'évolution de l'angle aval moyen selon le nombre de Reynolds est tracé dans la figure 2.22. On retrouve la même tendance : une augmentation de l'angle aval lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cependant, de la même façon qu'avec les pertes globales d'énergie cinétique, l'évolution de l'angle mesurée expérimentalement possède une variation forte autour du nombre de Reynolds 120 000 alors que l'évolution prévue par les simulations est beaucoup plus équilibrée.

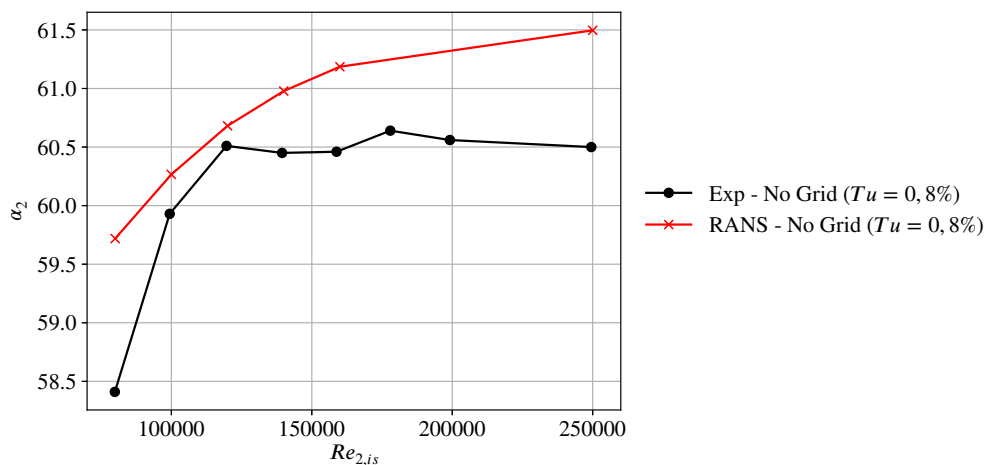


FIGURE 2.22 – Effet du nombre de Reynolds sur l'angle de sortie de l'écoulement α_2 au taux de turbulence "No Grid" $Tu = 0.8\%$

Dans cette sous partie, nous avons évalué la capacité des simulations RANS à rendre compte de l'effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement autour de la T106C. Les simulations RANS utilisant le modèle de transition de Menter-Langtry reproduisent l'augmentation de la taille du décollement lorsque le nombre de Reynolds diminue. Bien que des différences soient présentes, les distributions du nombre de Mach isentropique prévues par les simulations sont satisfaisantes et semblent retranscrire une physique similaire à l'expérience avec un allongement puis une ouverture du bulbe lors de la diminution du nombre de Reynolds. Plus globalement, les pertes d'énergie cinétique suivent la bonne tendance mais une différence avec l'expérience subsiste de 1 à 1,5%. Les pertes sont surestimées dans le cas du bulbe court ($Re_{2,is} > 140000$) et sous-estimées dans le cas du bulbe ouvert ($Re_{2,is} < 100000$).

2.2.3.2 Effet du taux de turbulence Tu

Dans cette seconde sous-partie sur l'évaluation des simulation RANS, nous nous intéressons à l'effet du taux de turbulence amont sur l'écoulement transitionnel autour de la T106C. Pour cela, nous comparons trois niveaux de turbulence différents à un nombre de Reynolds constant égal à 120 000 : 0,8% (cas No Grid), 1,8% (cas Grid 5) et 3,2% (cas Grid 1). D'après les auteurs de l'expérience (voir tableau 2.3), les topologies de bulbe observées sont un bulbe long pour le plus bas taux de turbulence et à la frontière entre un bulbe long et un bulbe court pour les deux autres.

Dans un premier temps, nous pouvons comparer les distributions de M_{is} sur la figure 2.23. Que ce soit pour les mesures expérimentales ou les simulations, la distribution sur l'intrados est indépendante du taux de turbulence. De même, les variations de la distribution sur l'extrados depuis le bord d'attaque jusqu'à 50% de corde axiale c_{ax} sont très faibles. Dans l'expérience, concernant la partie aval de l'extrados, les effets du taux de turbulence sur la distribution sont légers. En effet, les taux les plus élevés (cas Grid 1 et Grid 5) induisent des distributions quasiment identiques. Le taux le plus faible (cas No Grid) induit lui un pic de Mach un peu plus faible et un plateau de pression qui semble légèrement plus long. A l'inverse, pour les simulations, l'effet du taux de turbulence est nettement plus conséquent sur la distribution de M_{is} sur l'extrados. Le cas Grid 1 (taux de turbulence le plus élevé) est en très bon accord avec les mesures expérimentales. Pour le cas Grid 5 avec le taux de turbulence intermédiaire, le pic de Mach prévu est trop faible, même s'il est bien positionné, et le plateau de pression est trop long. Enfin, pour le cas No Grid, les différences avec la distribution expérimentale ont déjà été observées dans la sous-partie précédente : le pic de nombre de Mach isentropique est décalé vers l'amont, la pente de la recompression est plus faible et la valeur de M_{is} au bord de fuite est trop faible ce qui laisse penser à un bulbe simulé très long voire ouvert alors qu'il serait simplement long dans l'expérience.

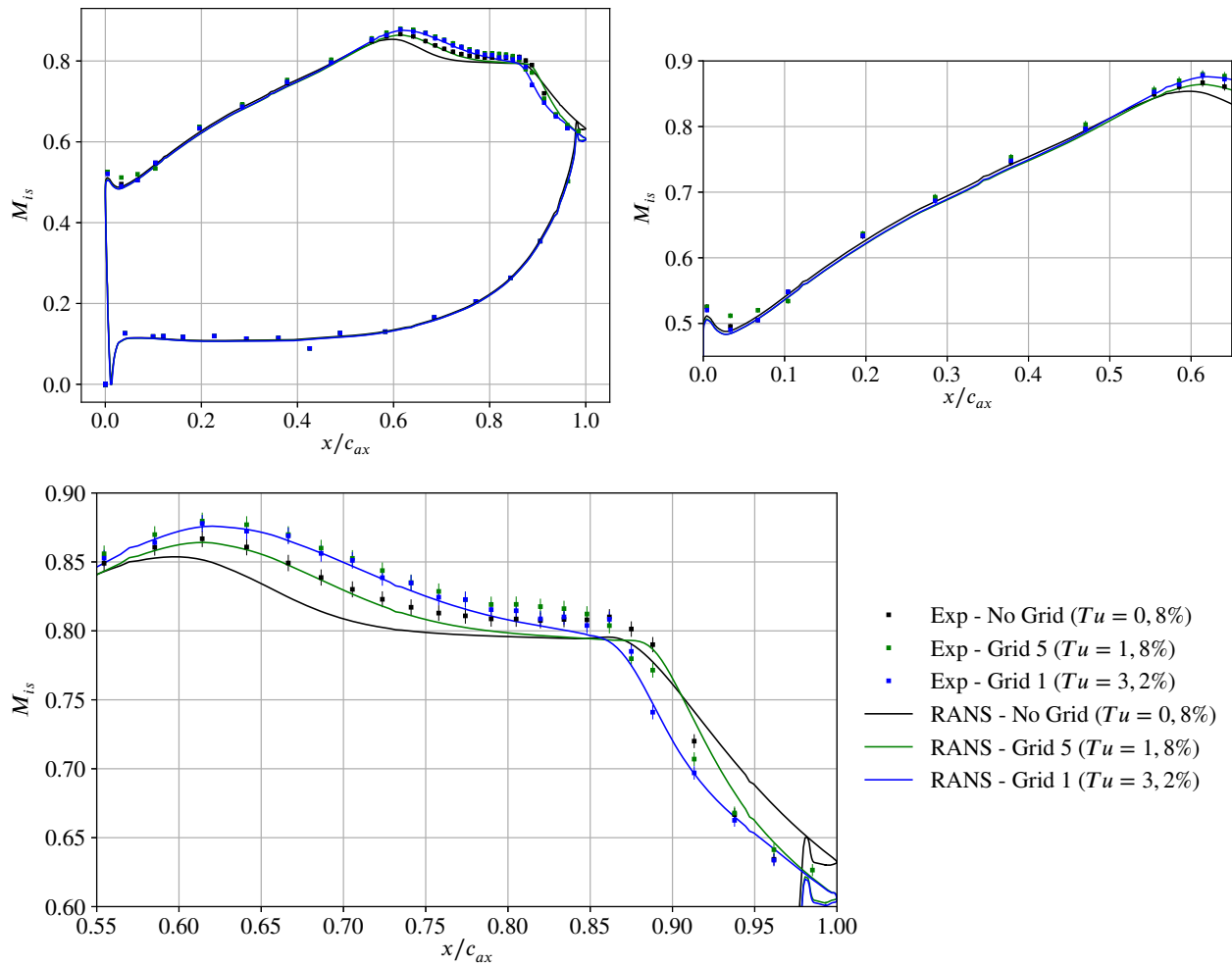


FIGURE 2.23 – Effet du taux de turbulence sur la distribution du nombre de Mach isentropique - $Re = 120\,000$

Les sillages tracés dans la figure 2.24 sont cohérents avec les observations précédentes. La distribution de déficit de pression totale de la simulation du cas Grid 1 est en bon accord avec l'expérience. Alors que pour l'expérience les deux autres cas à plus faible taux de turbulence ont des distributions équivalentes au Grid 1, celles prévues par les simulations ont une largeur et un maximum qui augmentent notablement.

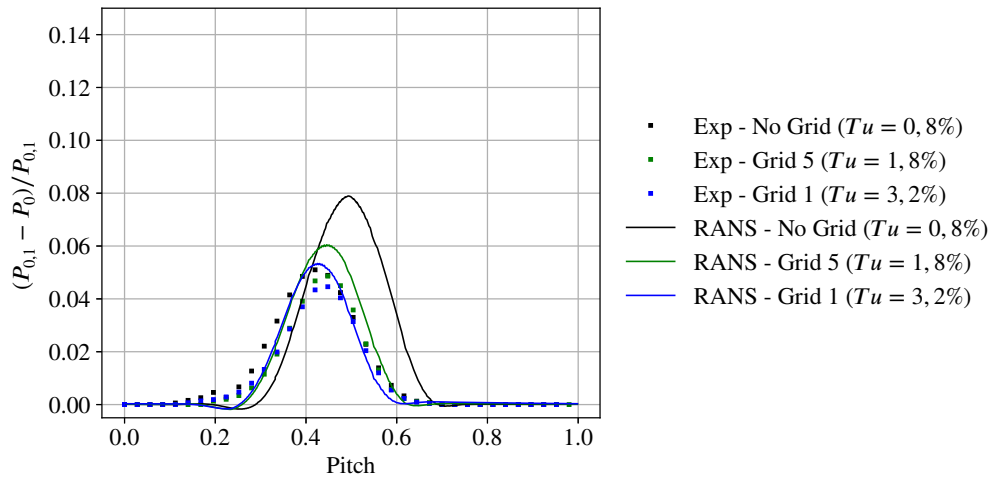


FIGURE 2.24 – Effet du taux de turbulence sur la distribution de déficit de pression totale à l’aval de l’aube

A partir de ces observations, nous pourrions faire l’hypothèse que le taux de turbulence utilisé dans les simulations est sous-estimé. En effet, la simulation du cas Grid 5 pourrait être en bon accord avec les mesures du cas No Grid. Cependant, cette hypothèse est rejetée par l’observation de l’évolution des pertes globales en fonction du nombre de Reynolds et du taux de turbulence dans la figure 2.25. Effectivement, on remarque que la simulation Grid 5 pourrait être en accord avec l’expérience du cas No Grid pour les nombres de Reynolds élevé mais elle raterait complètement la physique de l’éclatement puis l’ouverture du bulbe en dessous de $Re = 120000$. En outre, la simulation Grid 1 est à nouveau en très bon accord avec les mesures expérimentales ce qui conforte l’idée que la simulation RANS couplée au modèles γ - $\widetilde{Re}_{\theta t}$ reproduit correctement la physique du bulbe fermé.

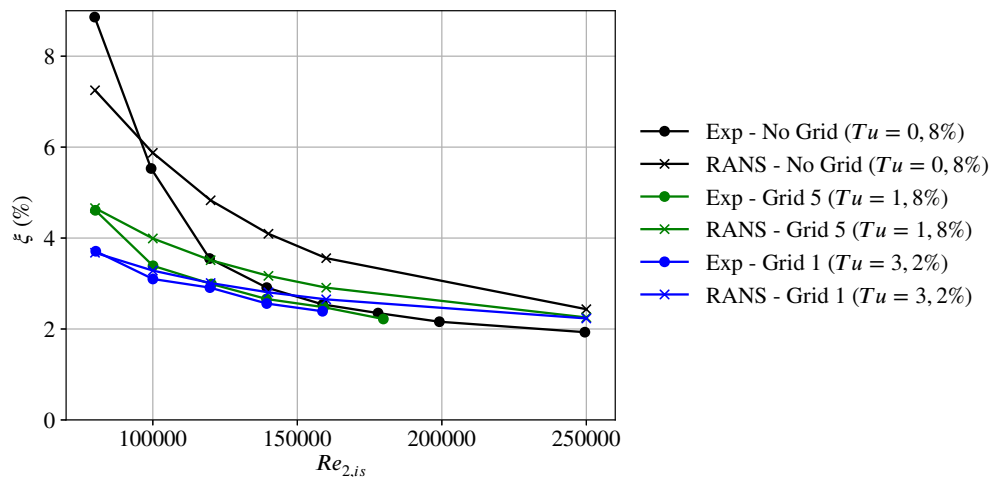
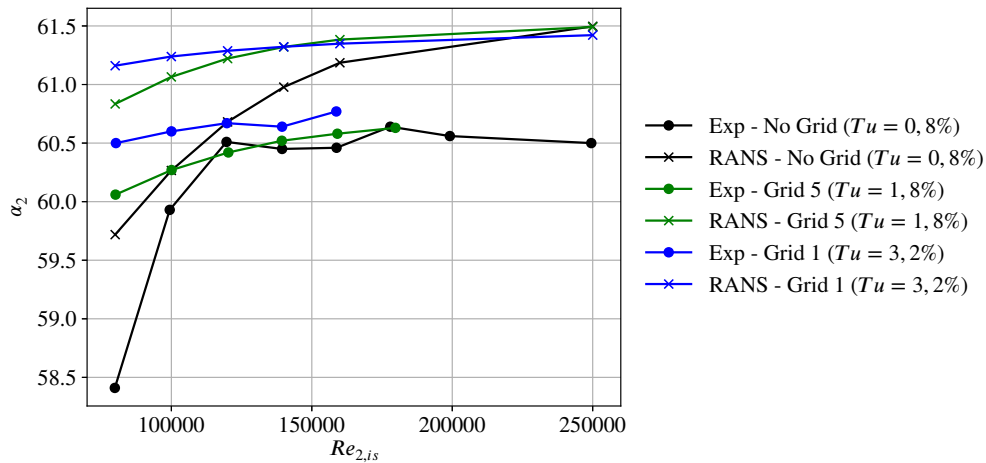


FIGURE 2.25 – Effet du taux de turbulence sur le coefficient de pertes d’énergie cinétique ξ - $Re = 120\ 000$

FIGURE 2.26 – Effet du taux de turbulence sur l'angle de sortie de l'écoulement α_2 - $Re = 120\ 000$

Dans cette sous partie, nous avons évalué la capacité des simulations RANS à rendre compte de l'effet du taux de turbulence amont sur l'écoulement autour de la T106C. Les simulations RANS couplées au modèle de transition de Menter-Langtry reproduisent la tendance d'une réduction de la taille du bulbe de décollement et des pertes induites lorsque le taux de turbulence augmente. Il faut noter la très bonne prévision au plus haut taux de turbulence (Grid 1 $Tu = 3.2\%$) mais aussi la bonne prévision pour l'écoulement au taux de turbulence intermédiaire (Grid 5 $Tu = 1.8\%$). Cependant, des limitations ont aussi été relevées pour les simulations aux plus bas nombres de Reynolds et aux plus faibles taux de turbulence. Ces limitations proviennent sans doute d'une mauvaise reproduction de certains mécanismes physiques qui apparaissent dans les bulbes ouverts.

2.3 Simulation URANS : effet des sillages défilants

Dans cette seconde partie de ce chapitre, nous nous intéressons à la transition instationnaire induite par des sillages défilants autour de l'aube T106C. L'idée est d'évaluer une méthode URANS couplée au modèle de transition $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ sur sa capacité à rendre compte de ces effets instationnaires. Dans un premier temps, la méthodologie choisie construite à partir des conclusions de la partie précédente est présentée. Ensuite, une comparaison par rapport aux données expérimentales et aux connaissances de la littérature sur le phénomène physique étudié est proposée. Enfin, une étude d'influence des caractéristiques du profil des sillages défilants est réalisée afin d'analyser les possibles erreurs induites par l'incertitude autour du profil utilisé.

2.3.1 Mise en place des simulations URANS

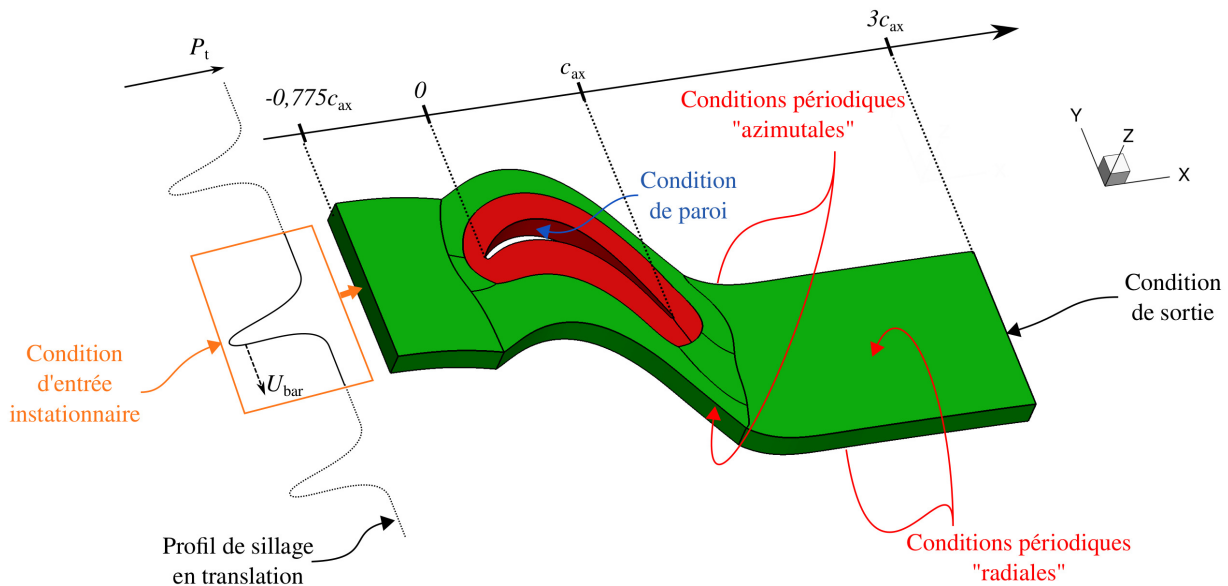


FIGURE 2.27 – Schéma de la configuration numérique pour les simulations URANS avec sillage défilant

Les simulations mise en place dans cette partie sont des simulations instationnaires URANS représentatives des essais de la cascade T106C avec une roue de barreau génératrice de sillages présentée dans la partie 2.1. La configuration mise en place est représentée dans la figure 2.27. Afin d'éviter une complexité supplémentaire et un questionnement sur la simulation de l'écoulement autour du barreau, nous avons choisi d'injecter directement un profil de sillage à l'entrée du domaine en utilisant une condition d'entrée instationnaire. Le profil injecté dans nos simulations est hérité des travaux de thèse de Benyahia [7]. Malheureusement, l'historique de ce profil n'est pas complètement connu même s'il se base vraisemblablement sur les mesures expérimentales décrites dans l'article des expérimentateurs qui ont menés les essais sur la T106C [18]. Cette condition d'entrée instationnaire est basée sur une décomposition en série de Fourier du profil de sillage à injecter. Dans l'implémentation dans *elsA*, la décomposition du profil est effectuée au début du calcul puis, à chaque itération, le profil est reconstitué à partir des coefficients de Fourier précédemment calculés en utilisant le décalage correspondant au temps (coordonnée Y sur la figure 2.27). Dans notre cas, la décomposition a été faite sur 32 modes ce qui permet une reconstruction fidèle du profil initial. Comme pour la simulation stationnaire, les variables injectées à la condition d'entrée sont la pression totale, l'enthalpie totale et la direction de l'écoulement (les trois coordonnées d'un vecteur unitaire)

ainsi que les deux variables du modèles de turbulence et les deux variables du modèles de transition soit un total de 9 variables. De même, une pression statique est spécifiée sur la condition de sortie et des conditions périodiques sont placées dans les deux directions Y et Z pour remplir les hypothèses d'écoulement bidimensionnel et de cascade linéaire infinie. La paroi de l'aube est toujours traitée avec une condition de paroi non-glissante adiabatique.

Le maillage utilisé pour cette étude conserve les mêmes caractéristiques de finesse et d'architecture que celles définies pour les simulations stationnaires de la partie précédente. Afin de pouvoir conserver un sillage dont la largeur correspond à celle mesurée expérimentalement, la distance entre le bord d'attaque et le plan d'entrée est réduite. Le plan d'entrée est situé à $0.775c_{ax}$ du bord d'attaque ce qui est une distance suffisante d'après l'étude sur l'influence de la position d'entrée réalisée dans la partie précédente. Concernant la résolution numérique, le schéma spatial est le même que pour les simulations stationnaires. Pour la résolution en temps, un schéma temporel de Gear est utilisé avec un pas de temps fixé à $\delta t = 3,91 \cdot 10^{-7}s$ soit 1600 itérations par période de défilement du sillage. Cette discrétisation temporelle semble largement suffisante en comparaison avec la littérature : dans une étude similaire Ciorciari *et al.* [17] discrétisent la période de défilement des barreaux en 800 pas de temps. Pour information, le pas de temps choisi est très proche du pas de temps sélectionné pour les simulations QDNS des chapitres suivants.

2.3.2 Evaluation de la méthode URANS

Cette étude a fait l'objet d'une communication avec acte pour la conférence ASME Turbo Expo 2021.[28]

Dans cette seconde partie sur les simulations URANS de la T106C, nous allons évaluer la méthode URANS utilisant le modèle de transition de Menter *et al.* [61]. Pour cela, nous allons d'abord analyser la physique reproduite par la méthode URANS grâce aux connaissances de la littérature. Puis, les champs moyennés en temps des simulations seront comparés avec les données expérimentales pour obtenir une évaluation qualitative de la méthode.

2.3.2.1 Analyse de la physique simulée à l'aide des connaissances de la littérature

L'objectif de cette première étude sur l'évaluation de la méthode URANS est de valider qualitativement la physique de l'écoulement simulé en utilisant les connaissances de la littérature sur l'interaction sillage-couche limite présentée dans le premier chapitre. Dans le premier chapitre sur l'étude bibliographique, les caractéristiques de ce phénomène ont été présentées en deux grandes parties : d'une part la convection des sillages défilants dans le canal inter-aubes et d'autre part l'effet du sillage sur la transition et le décollement de la couche limite.

Des contours d'énergie cinétique turbulente sont tracés dans la figure 2.28 pour quatre instants répartis équitablement sur une période de défilement des sillages T . Les images sont placées successivement dans le sens des aiguilles d'une montre. On peut ainsi observer l'évolution du sillage défilant. Dans un premier temps, entre les instants $t = \frac{1}{4}$ et $t = \frac{2}{4}$ le sillage se déforme pour prendre une forme d'arc résultant des quatre effets présentés dans la littérature : courbure, réorientation, élongation et étirement. A partir de l'instant $t = \frac{3}{4}$, le sillage est découpé par les bords d'attaque des aubes et poursuit sa déformation équivalente à celle observée dans la littérature [91]. De plus, à partir de l'instant $t = \frac{3}{4}$, une zone d'énergie cinétique turbulente élevée est observée au sommet du sillage. Bien qu'elle soit peu étendue, elle est similaire à celle observée dans des expériences ou des simulations haute fidélité dans la littérature [68, 91, 97]. De même, cette zone se déplace rapidement vers l'extrados de l'aube.

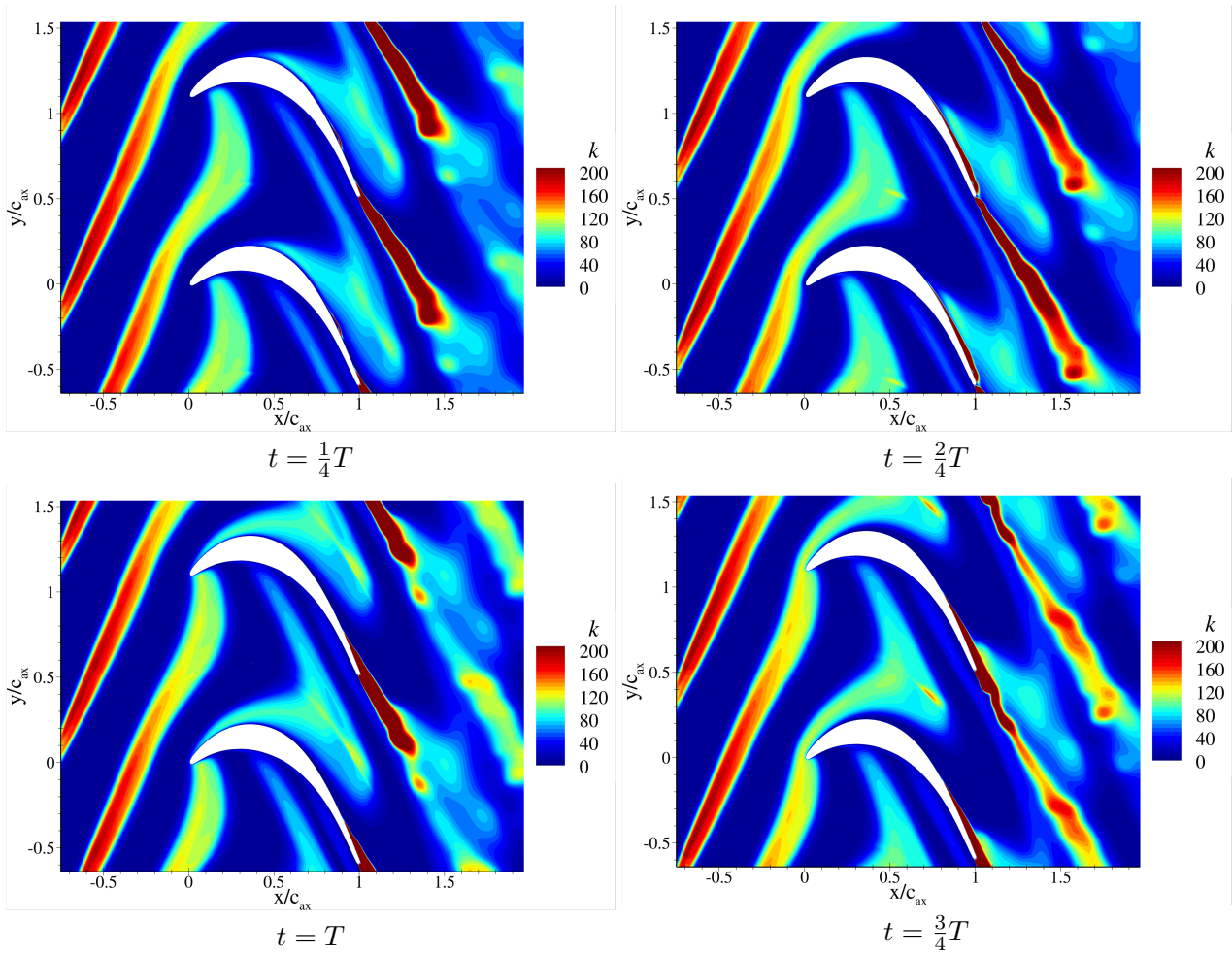


FIGURE 2.28 – Contours d'énergie cinétique turbulente à plusieurs instants $Re = 140\ 000 - Tu = 0,8\%$ (No Grid)

Sur la figure 2.29, l'évolution du frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube pendant 3 périodes de défilements des barreaux est représentée à l'aide d'un diagramme espace-temps pour deux nombres de Reynolds : 100 000 et 140 000. La ligne rouge pointillée est définie par $\tau_p = 0$ et délimite donc les zones de recirculation synonymes d'un décollement. De l'abscisse $0,2c_{ax}$ à $0,6c_{ax}$ (pic de M_{is}), une zone de frottement élevé apparaît périodiquement révélant le passage du sillage au-dessus de l'extrados. Entre $0,6c_{ax}$ et le bord de fuite, une zone de décollement évolue de manière périodique. Pour le plus bas nombre de Reynolds $Re = 100\ 000$, le passage du sillage a pour effet de réduire momentanément la taille du décollement. Des stries de faible et haut frottement sont visibles comme observé dans la littérature, elles traduisent l'interaction entre le bulbe de décollement et le sillage qui génère des structures turbulentes en forme de rouleaux. Pour le cas au plus haut nombre de Reynolds, le passage du sillage induit une disparition périodique du décollement. Les stries de faible et haut frottement sont toujours visibles au moment du passage du sillage au-dessus du bulbe.

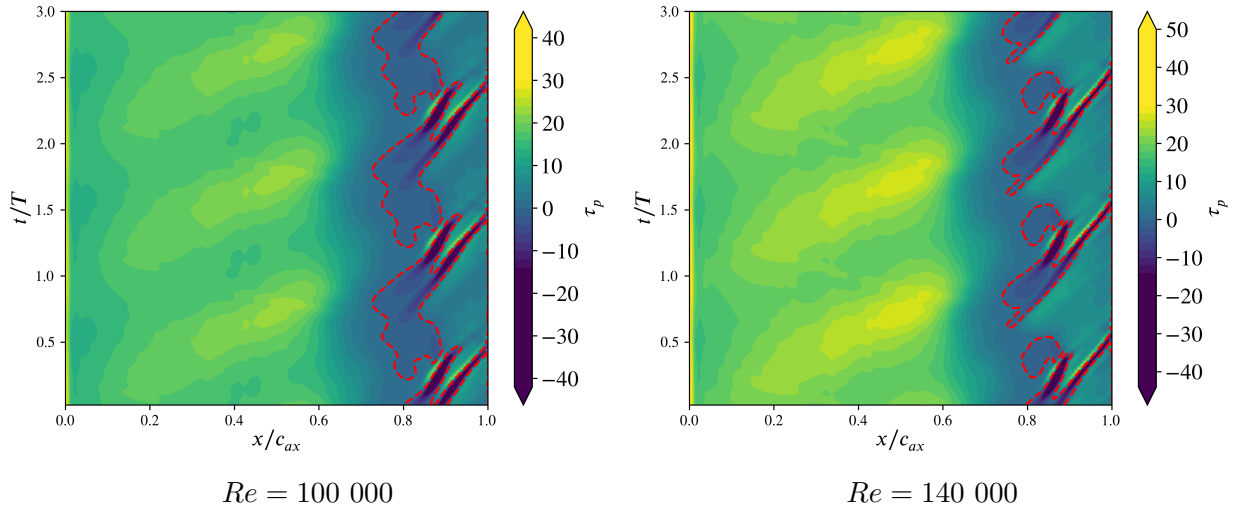


FIGURE 2.29 – Diagramme espace-temps du coefficient de frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube T106C - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) - (ligne rouge pointillée : $\tau_p = 0$)

2.3.2.2 Comparaison aux données expérimentales

Les données expérimentales à disposition présentées dans la première partie de ce chapitre sont toutes moyennées en temps. A défaut de retranscrire précisément la physique de l'écoulement, ces données moyennes permettent d'évaluer la prise en compte globale de l'effet des sillages sur l'écoulement par la simulation. Pour nous y comparer, nous avons effectué une moyenne des résultats URANS sur deux périodes de défilement du sillage. La simulation a été lancée sur l'équivalent de 22 périodes de défilement de sillage. La période transitoire se termine bien avant les deux dernières périodes qui sont celles utilisées pour le calcul du champ moyen. Dans un premier temps, nous allons évaluer la prise en compte de l'effet des sillages défilants par rapport à un cas sans sillage défilant. Puis, nous nous intéresserons à l'effet du nombre de Reynolds $Re_{2, is}$ sur l'écoulement avec des sillages défilants.

Effet de la présence des sillages défilants sur l'écoulement Dans cette étude, nous comparons l'écoulement autour de la T106C avec et sans sillages défilants. Le cas simulé sans sillage défilant est extrait des simulations produites pour la première partie consacrée aux simulations RANS. Le point de fonctionnement choisi pour cette comparaison est celui au nombre de Reynolds 140 000 et au taux de turbulence le plus faible ("No Grid"). On compare les simulations RANS et URANS aux données expérimentales.

Les distributions du nombre de Mach isentropique sont tracées dans la figure 2.30. Pour le cas sans sillage, nous avons déjà vu que l'accord entre la simulation et l'expérience était globalement bon avec une bonne prévision d'un plateau de M_{is} sur l'extrados par la simulation. Pour le cas avec des sillages défilants, la simulation est aussi en bon accord avec les mesures expérimentales, disponibles seulement sur l'extrados. La partie du bord d'attaque au pic de M_{is} est en très bon accord avec l'expérience. Sur la zone en l'aval du pic jusqu'au bord de fuite, à la fois sur les mesures expérimentales et sur la simulation, la disparition du plateau de pression par rapport au cas sans sillage est évidente. Une légère irrégularité dans la pente de décélération est tout de même observable. Elle pourrait s'expliquer par une réapparition périodique du bulbe contribuant à la distribution moyenne observée. Bien que cette irrégularité de la pente soit observée à la fois sur les mesures et la simulation, elle n'est pas placée au même endroit : autour de $x = 0,77c_{ax}$ pour les mesures expérimentales et $x = 0,87c_{ax}$ pour la simulation. De plus, cette irrégularité est plus importante dans la simulation. En reprenant l'hypothèse que cette irrégularité est due à la réapparition périodique du décollement, cette observation pourrait être cohérente avec l'observation

faite pour le cas stationnaire que le décollement prévu par la simulation est plus long que dans l'expérience.

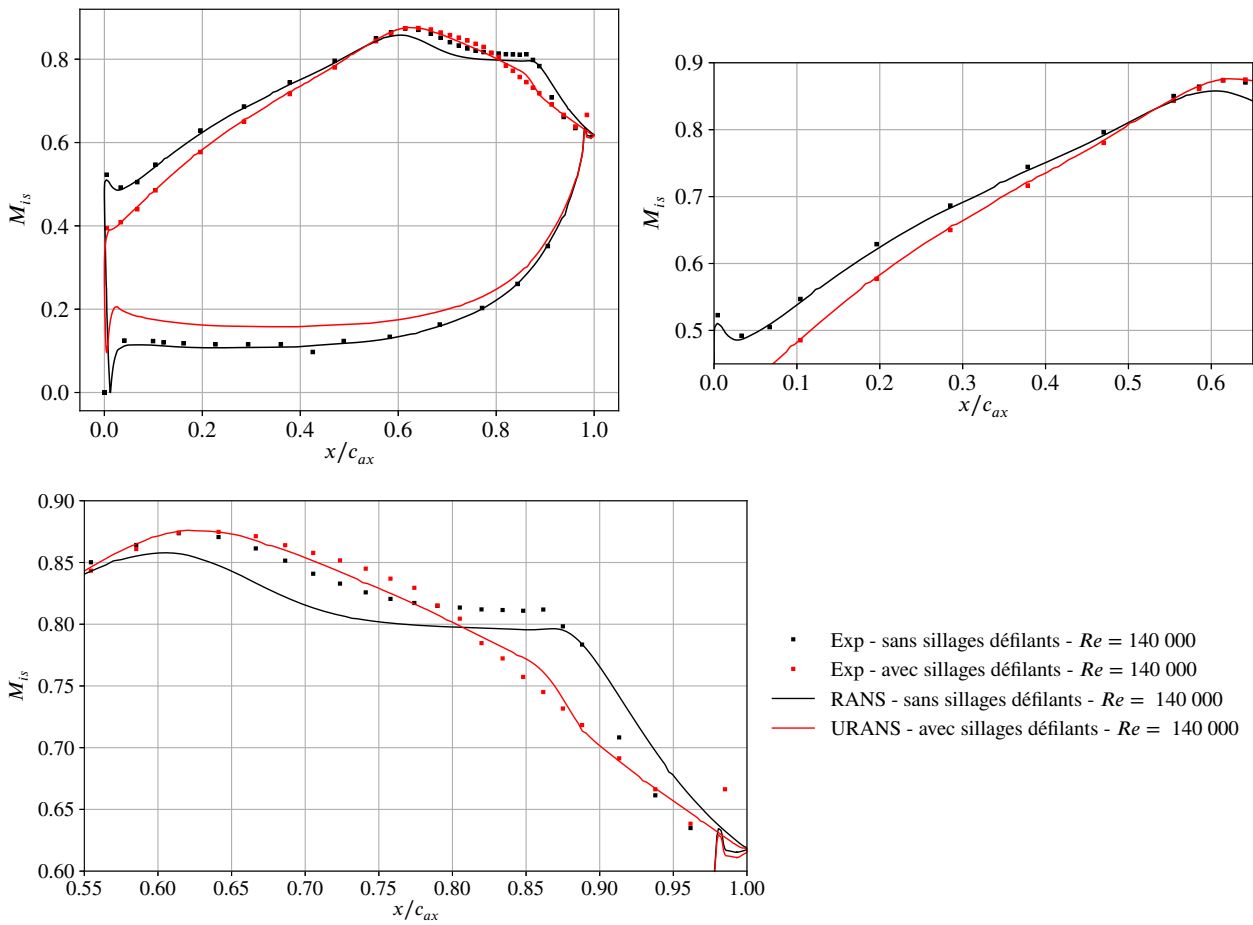


FIGURE 2.30 – Effet de la présence de sillages défilants sur la répartition du nombre de Mach isentropique M_{is} - $Re_{2,is} = 140\ 000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid)

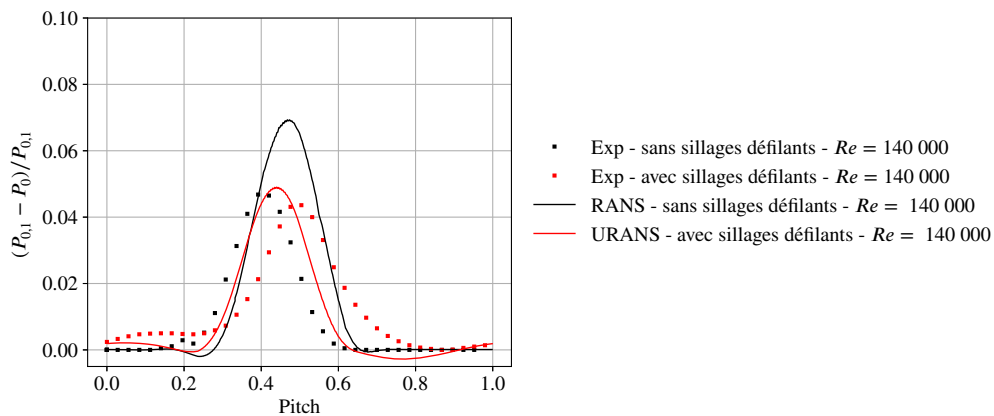


FIGURE 2.31 – Effet de la présence de sillages défilants sur la distribution de déficit de pression totale moyenne à l'aval de l'aube dans le cas - $Re_{2,is} = 140\ 000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid)

Les distributions de déficit de pression totale à l'aval de l'aube sont tracées dans la figure 2.31. Comme nous l'avons vu précédemment, une divergence entre la simulation et l'expérience est notable pour le cas sans sillage défilant. Pour le cas avec sillages défilants, la hauteur et la largeur

du sillage de l'aube prévues par la simulation sont cohérentes avec les mesures expérimentales. Cependant, un décalage de 10% du pas aube à aube (i.e position en pitch) est présent entre le sillage de la simulation et celui de l'expérience. Si l'on compare les cas avec et sans sillages défilants, les distributions varient peu dans l'expérience alors que l'effet des sillages défilants est notable sur la distribution de déficit de pression totale prévue par les simulations RANS et URANS. De ce fait, la simulation aurait tendance à surestimer la réduction du décollement par les sillages défilants et donc des pertes induites.

Pour ce point de fonctionnement, la méthode URANS permet donc de simuler l'effet des sillages défilants avec un bon accord avec l'expérience même si des différences subsistent.

Effet du nombre de Reynolds Pour approfondir cette comparaison entre les simulations URANS et l'expérience, nous nous intéressons à l'effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement. Quatre nombres de Reynolds (100 000, 120 000, 140 000 et 160 000) sont comparés pour le plus bas taux de turbulence $Tu = 0,8\%$ ("No Grid"). La figure 2.32 représente les distributions du nombre de Mach isentropique autour de l'aube. La première observation globale se résume par une faible différence entre les différents nombres de Reynolds à la fois pour les simulations et aussi pour l'expérience. Sur la partie amont au pic de M_{is} , les distributions sont identiques entre les différents nombres de Reynolds et aussi entre les simulations et l'expérience. Concernant le pic de M_{is} , toutes les mesures expérimentales et les simulations s'accordent sur sa position axiale. De plus, pour les simulations, la valeur du pic de M_{is} augmente avec le nombre de Reynolds ce qui est cohérent avec les observations réalisées sur la configuration stationnaire. Pour l'expérience, la tendance de l'évolution de la valeur du pic M_{is} est moins claire : celui pour le nombre de Reynolds égal à 120 000 est au-dessus de tous les autres. Hormis pour ce nombre de Reynolds, l'accord entre les pics expérimentaux et ceux des simulations est bon pour les deux plus hauts nombres de Reynolds alors que la valeur du pic est sous-estimée par la simulation au Reynolds 100 000. Cette observation fait écho à la comparaison entre la simulation RANS et l'expérience sans sillage défilant pour les plus bas nombres de Reynolds.

La différence la plus notable sur les distributions de nombre de Mach isentropique concerne l'irrégularité sur la pente présente entre le pic et le bord de fuite dont nous avons discuté dans la précédente section. Le décalage de la position de cette irrégularité entre les simulations et l'expérience est similaire pour tous les nombres de Reynolds considérés. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'irrégularité est réduite. Cette tendance est observée à la fois sur les données expérimentales et les simulations. Elle appuie l'hypothèse de la trace d'un bulbe de décollement qui réapparaît périodiquement et dont la taille évolue avec le nombre de Reynolds.

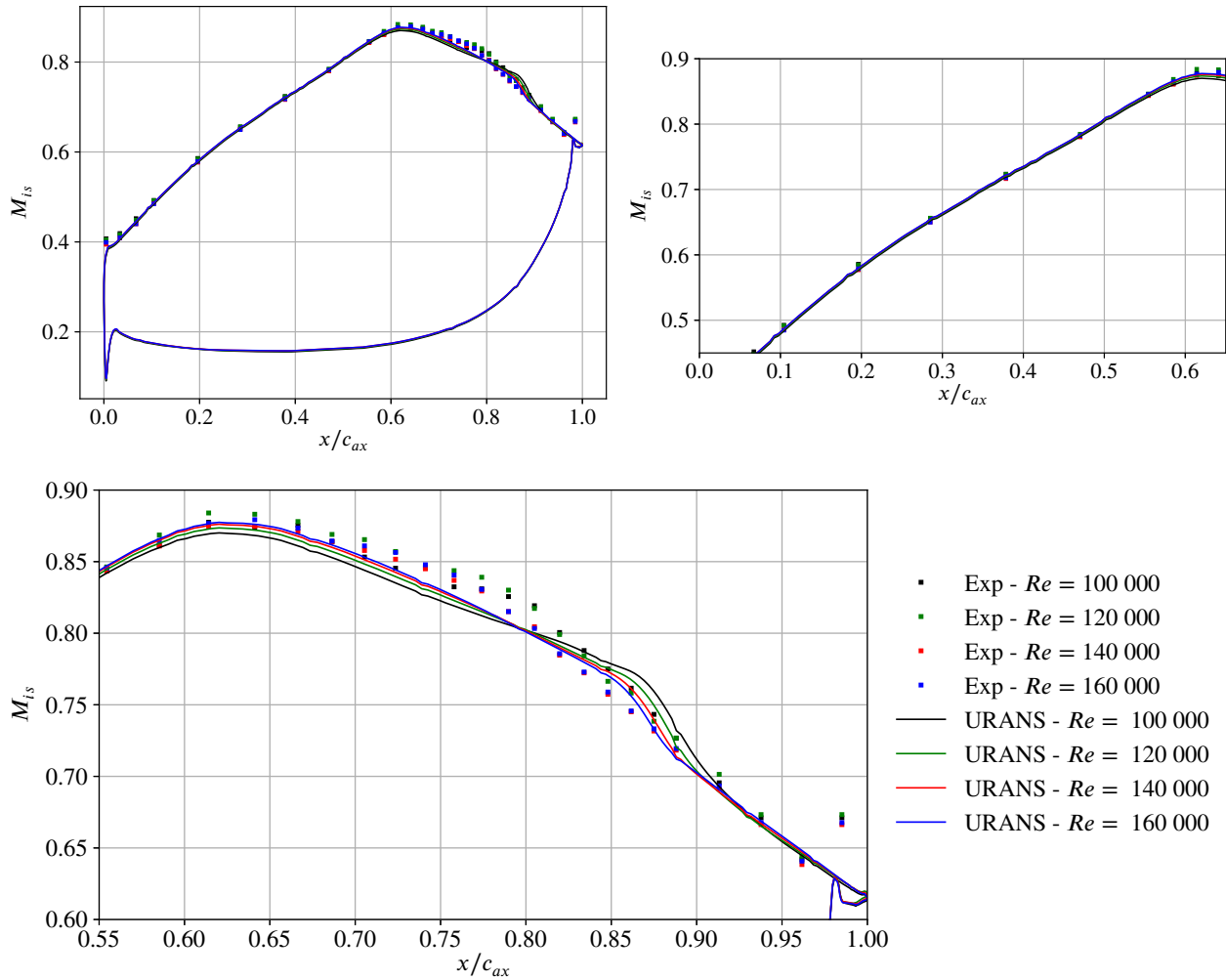


FIGURE 2.32 – Effet du nombre de Reynolds sur sur la répartition moyenne du nombre de Mach isentropique M_{is} dans le cas avec sillages défilants - $Tu = 0,8\%$ (No Grid)

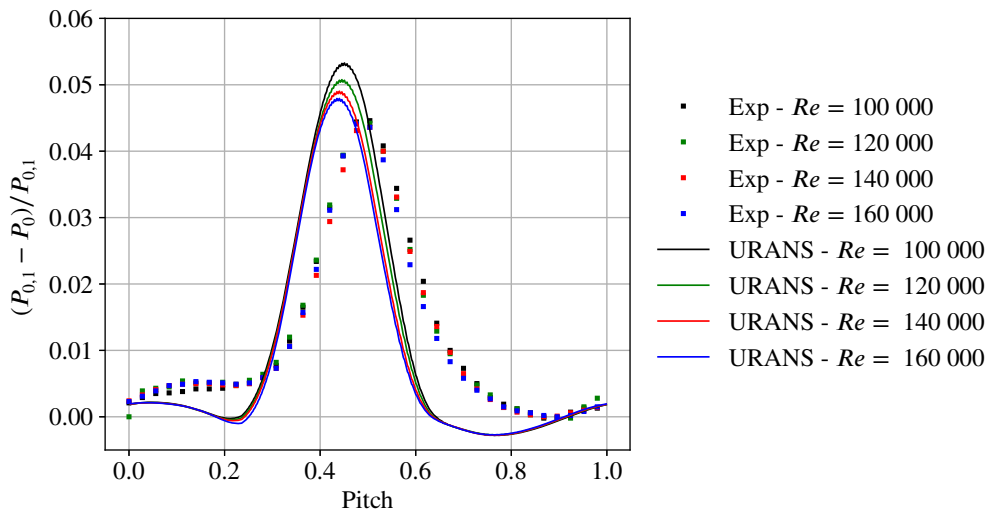


FIGURE 2.33 – Effet du nombre de Reynolds sur la distribution de déficit de pression totale moyenne à l’aval de l’aube dans le cas avec sillages défilants - $Tu = 0,8\%$ (No Grid)

Les distributions expérimentales et simulées du déficit de pression totale sont tracées dans la

figure 2.33. Les positions des pics de déficit de pression totale sont décalées entre l'expérience et la simulation pour tous les nombres de Reynolds. Ce décalage peut s'expliquer par la différence de 1° entre l'angle aval expérimental ($\simeq 60^\circ$) et l'angle aval prévu par les simulations ($\simeq 61^\circ$). Cependant, le maximum de déficit et la largeur du sillage prévus par la simulation sont proches des mesures de l'expérience. Comme pour la distribution de M_{is} , l'influence du nombre de Reynolds sur le sillage de l'aube est surestimé par les simulations URANS par rapport à l'expérience.

L'observation des champs simulés par la méthodes URANS est encourageante. Les modèles ont l'air de reproduire une physique similaire à celle observée dans la littérature avec notamment la déformation caractéristique des sillages dans le canal inter-aube et la disparition périodique des décollements sur l'extrados. De plus, la comparaison avec l'expérience est correcte : la réduction en moyenne du décollement est bien prise en compte par la méthode URANS et les distributions simulées de M_{is} et de déficit de P_t sont relativement proches de celles expérimentales. Cependant, plusieurs divergences sont à noter :

- Sur les distributions de M_{is} moyennes, la trace du décollement périodique est située plus en aval sur les distributions des simulations que celles expérimentales.
- L'effet du nombre de Reynolds est plus grand sur les simulations alors qu'il est mineur sur les mesures expérimentales.

Ces divergences pourraient potentiellement venir d'une erreur sur le profil de sillage injecté qui n'est pas assez représentatif de celui expérimental. C'est pour cela que nous allons considérer plusieurs profils de sillages différents dans la prochaine sous-partie.

2.3.3 Effet de la largeur et de l'intensité des sillages

Cette étude a fait l'objet d'une communication avec acte pour la conférence ASME Turbo Expo 2021.[28]

Nous souhaitons ici évaluer l'influence de la variation du profil du sillage injecté. En effet, le profil de sillage utilisé jusqu'à présent est le profil hérité de la thèse de Benyahia [7] dont l'origine ne nous est pas totalement connue. L'objectif est donc d'évaluer l'incertitude sur le champ moyen simulé en faisant varier le profil de sillage injecté par la condition d'entrée instationnaire. La définition des différents profils est d'abord présentée puis nous nous intéressons à l'effet du profil de sillage sur le champ moyen et le champ instationnaire.

2.3.3.1 Définition de nouveaux profils de sillage

A partir du sillage de référence (*Ref* dans la suite) utilisé jusqu'à présent, quatre autres profils *A*, *B*, *Ai* et *Bi* sont définis par une modification de leur demi-largeur calculée à partir du profil de pression totale P_t . Leurs caractéristiques sont reportées dans le tableau 2.11. Le profil de chacune des 9 variables d'injection est contracté ou dilaté dans la direction azimutale afin d'obtenir la demi-largeur visée. Deux caractéristiques des profils sont des valeurs moyennées par débit $\bar{\star}^D$ calculées à partir de des moyennes surfaciques $\overline{\rho u_x \star}^S$ et $\overline{\rho u_x}^S$:

$$\bar{\star}^D = \frac{\overline{\rho u_x \star}^S}{\overline{\rho u_x}^S} = \frac{\frac{1}{p} \int_0^p \rho u_x \star \partial y}{\frac{1}{p} \int_0^p \rho u_x \partial y} \quad (2.6)$$

avec ρ la masse volumique, u_x la vitesse axiale (i.e. normale au plan de définition du profil), et p le pas inter-aube (dans la suite on utilise le pitch définie par $\text{Pitch} = \frac{y}{p}$). Étant donné que la densité et la vitesse ne fait pas partie des variables fixées dans la condition d'entrée, les profils de ces variables nécessaires au calcul de moyenne par débit ont été extraits d'un calcul initial utilisant le profil *Ref*.

Pour les deux premiers profils *A* et *B*, les demi-largeurs visées correspondent à 50% et 150% de celle du profil *Ref*. Le profil du vecteur unitaire pour la direction d'injection est modifié de manière à que l'angle moyen $\bar{\alpha}_1^D$ (moyenne en débit) soit égal à celui du profil *Ref*. Les profils des autres variables d'injection ne sont pas modifiés. Ainsi, les maximums de déficit de pression totale ΔP_t et d'énergie cinétique turbulente k sont conservés comme on peut le voir dans la figure 2.34. De la même façon, les profils *Ai* et *Bi* sont créés en modifiant la demi-largeur du sillage à 50% et 150% de celle du profil *Ref*. Cette fois-ci, un coefficient est appliqué aux profils de P_t et k pour obtenir des moyennes par débit du déficit de pression $\overline{\Delta P_t^D}$ et de l'énergie cinétique turbulente \bar{k}^D égales à celles du profil *Ref*. De ce fait, leurs maximums de déficit de P_t et de k varient comme cela est visible sur la figure 2.34.

| Profil | <i>Ref</i> | <i>A</i> | <i>B</i> | <i>Ai</i> | <i>Bi</i> |
|---|------------|----------|----------|-----------|-----------|
| $w_{1/2}/w_{1/2,Ref}$ [-] | 1. | 0.5 | 1.5 | 0.5 | 1.5 |
| $\overline{\Delta P_t^D} / \overline{\Delta P_{t,Ref}^D}$ [-] | 1. | 0.5 | 1.5 | 1. | 1. |
| $\bar{k}^D / \bar{k}_{Ref}^D$ [-] | 1. | 0.5 | 1.5 | 1. | 1. |

TABLEAU 2.11 – Caractéristiques des profils de sillages de l'étude

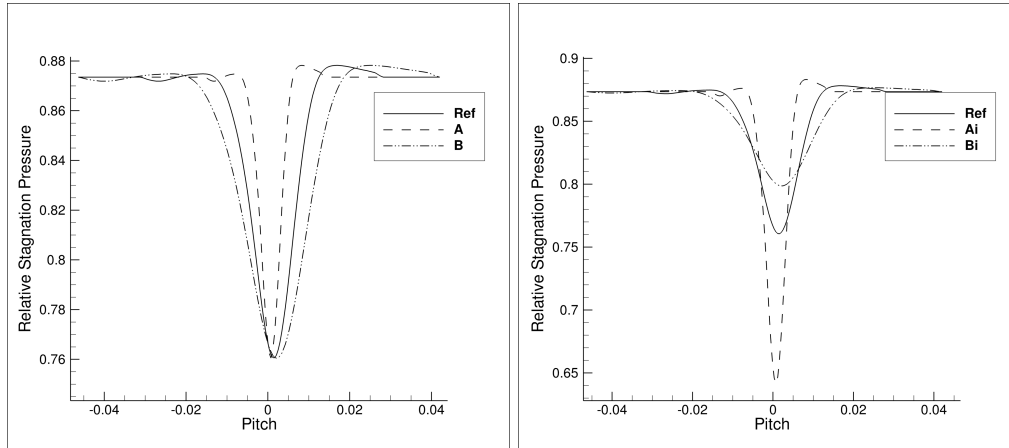


FIGURE 2.34 – Profils des sillages obtenues par modification du sillage de référence

Quatre nouveaux profils de sillages ont donc été créés à partir du sillage *Ref* utilisé jusqu'à présent. Ces sillages vont permettre d'étudier l'influence de la largeur du sillage à la fois à iso-maximum mais aussi à iso-moyenne des grandeurs ΔP_t et k . Pour effectuer cette étude, le cas au nombre de Reynolds 140 000 et avec le taux de turbulence 0,8% (No Grid) a été choisi.

2.3.3.2 Effet sur l'écoulement moyenné en temps

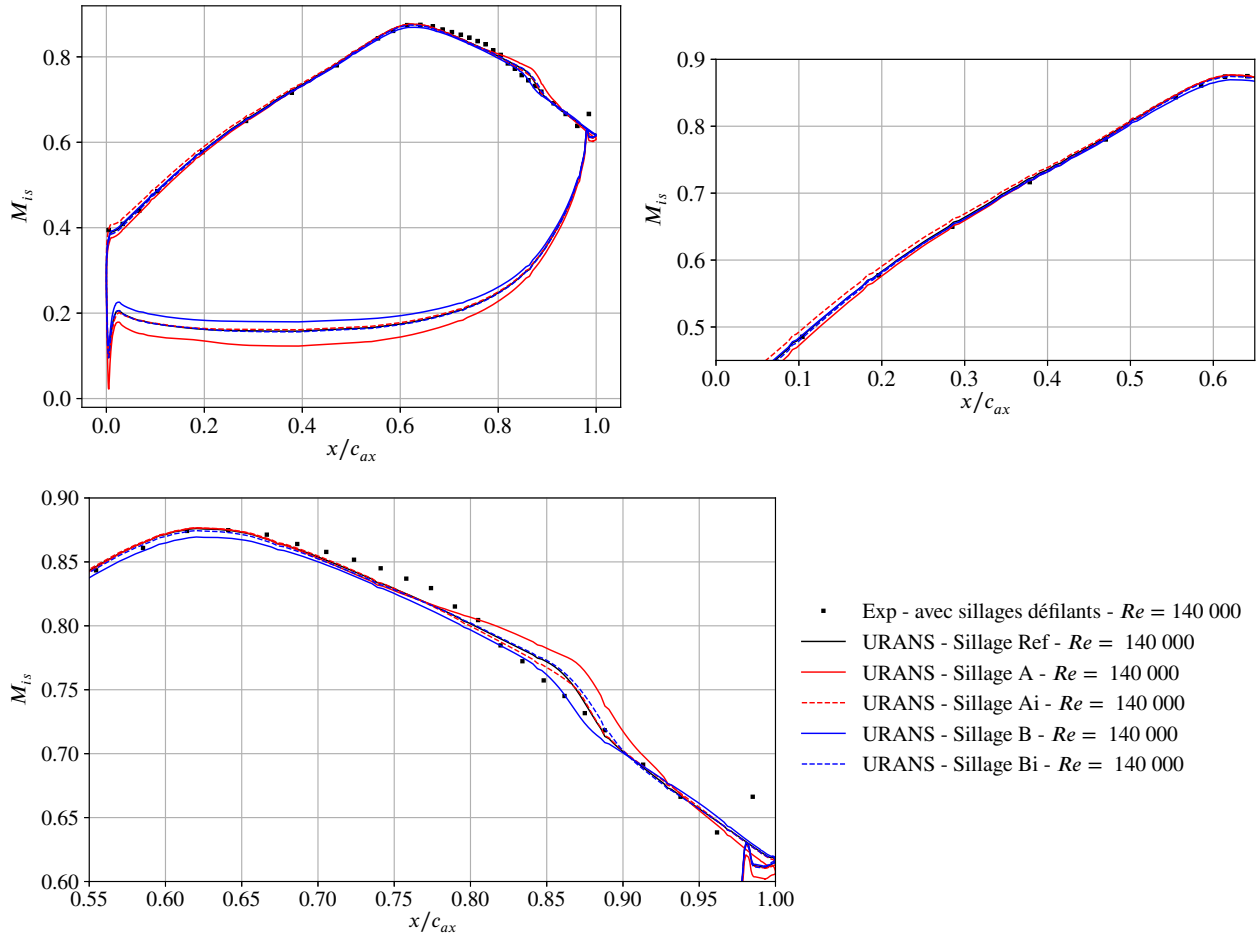
Dans un premier temps, nous allons analyser l'influence des différents profils de sillage sur le champ aérodynamique moyenné en temps. La figure 2.35 représente les différentes distributions moyennes du nombre de Mach isentropique obtenues.

Sur l'intrados, les cas *A* et *B* se distinguent des autres cas sur quasiment toute la longueur de l'aubage. Cette différence semble être la conséquence d'une différence sur l'angle d'écoulement en aval. Cependant, comme reporté dans le tableau 2.12, l'angle moyen en amont de l'aubage varie peu de la valeur pour le cas de référence *Ref*. Le seul cas qui diverge notablement de cette valeur est le cas simulé avec le profil *Ai* qui semble mettre en défaut la technique utilisé pour la création des nouveaux profils lorsque le sillage est très fin (les profils de densité et de vitesse utilisés pour la moyenne par débit sont tous basés sur le profil de la simulation initiale avec le sillage *Ref*).

| | <i>Ref</i> | <i>A</i> | <i>Ai</i> | <i>B</i> | <i>Bi</i> |
|----------------|------------|----------|-----------|----------|-----------|
| α | 28,2° | 28,1° | 29,4° | 27,8° | 28,1° |
| $\delta\alpha$ | 28,2° | -0,1° | +1,2° | -0,6° | -0,1° |

TABLEAU 2.12 – Valeurs moyennes de l’angle de l’écoulement α à $0.5c_{ax}$ en aval du bord d’attaque

Concernant la zone de transition sur la partie aval de l’extrados, deux cas se distinguent : les profils *A* et *B*. En effet, le bulbe de décollement moyen apparaît plus long pour le cas *A* et plus court pour le cas *B* en comparaison avec le cas *Ref*. Une explication probable de cette observation est que la valeur moyenne d’énergie cinétique turbulente influence fortement la longueur moyenne du décollement. Autrement dit, pour le cas *A* le niveau plus faible de turbulence a pour effet une plus faible réduction du décollement alors que c’est l’inverse pour le cas *B*. A niveau de turbulence et de déficit de pression équivalent (cas *Ref*, *Ai* et *Bi*), les différences dans la zone de décollement sont mineures.

FIGURE 2.35 – Effet du profil des sillages défilants sur la distribution moyenne du nombre de Mach isentropique - $Re = 140\,000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid)

Pour avoir une vision plus précise sur l’écoulement moyen simulé, le frottement moyen autour de l’aube est tracé dans la figure 2.36. La distribution du coefficient de frottement sur l’extrados confirme l’observation faite précédemment : le cas *A* possède la plus longue zone décollée ($\tau_p < 0$) alors que le τ_p moyen du cas *B* est constamment positif. Pour les cas à déficit de pression et taux de turbulence moyen constants (*Ref*, *Ai* et *Bi*), les distributions de τ_p sont aussi très proches. On note tout de même que le profil *Ai* réduit légèrement plus le décollement que le profil *Ref* qui lui-même possède un décollement moyen plus court que le profil *Bi*. Cette observation laisse penser que, à

$\overline{\Delta P_t^D}$ et $\overline{k^D}$ constants, les sillages les plus fins ont tendance à mieux réduire les décollements en moyenne. Cependant, c'est bien les valeurs de $\overline{\Delta P_t^D}$ et $\overline{k^D}$ qui font la plus grande différence dans notre cas d'étude.

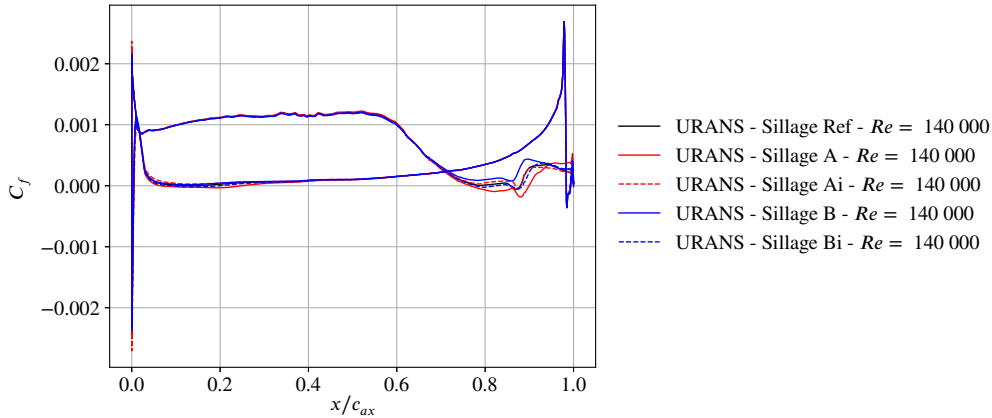


FIGURE 2.36 – Effet de la largeur des sillages défilants sur la distribution du coefficient de frottement moyenné en temps sur l'extrados

La figure 2.37 montre les distributions de déficit de pression totale en aval de l'aube. La pression totale de référence utilisée est la pression totale moyenne en aval de l'injection du sillage. Les distributions sont en accord avec les observations précédentes : il y a peu de différences entre les cas *Ref*, *Ai* et *Bi* alors que le sillage de l'aube est plus profond et large pour le cas *A* et le sillage est plus fin et moins profond pour le cas *B*.

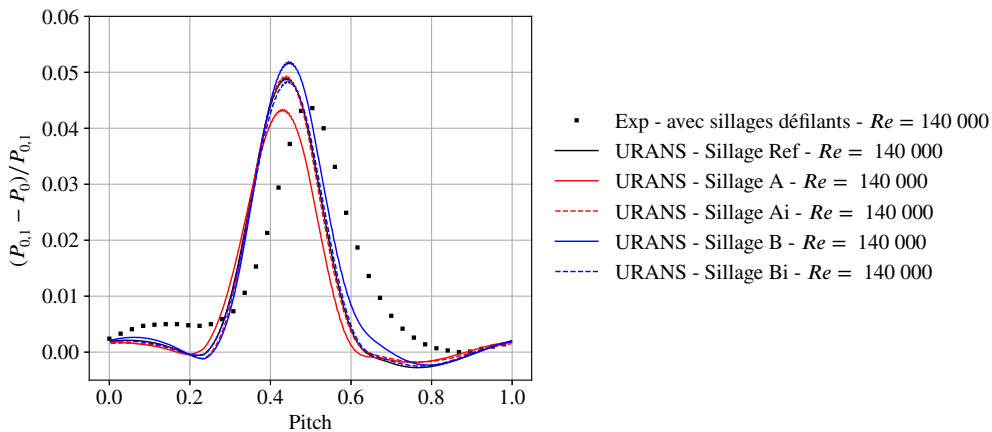


FIGURE 2.37 – Effet du profil des sillages défilants sur la distribution de déficit de pertes de pression totale à l'aval de l'aube

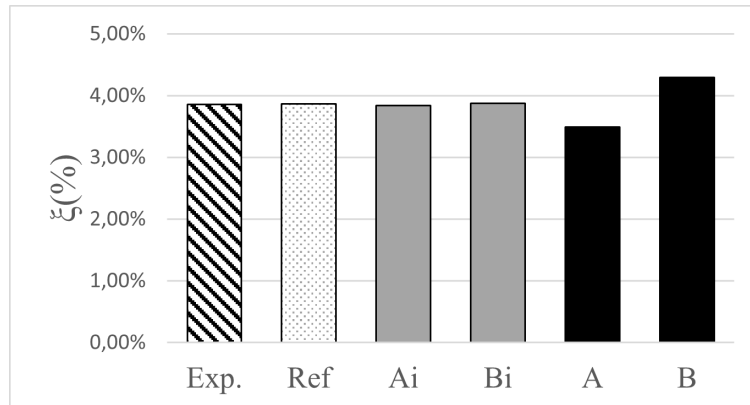


FIGURE 2.38 – Effet du profil des sillages défilants sur les pertes d'énergie cinétique ξ entre l'amont et l'aval de l'aube

Par l'observation du champ moyenné en temps, nous en déduisons que le facteur le plus influent sur le décollement moyen est la valeur de $\overline{\Delta P_t^D}$ et \bar{k}^D . De plus, pour des valeurs de $\overline{\Delta P_t^D}$ et \bar{k}^D constantes, un sillage plus fin réduit légèrement le décollement par rapport à un sillage plus large. Ces conclusions apparaissent aussi clairement sur la comparaison des pertes d'énergie cinétique ξ répertoriées dans la figure 2.38. De plus, pour revenir à la problématique initiale concernant l'incertitude du champ moyen simulé en fonction du profil de sillage injecté, il semblerait qu'une variation conséquente des caractéristiques du profil ne permettent pas d'améliorer notablement l'accord avec les données expérimentales. Le désaccord entre l'expérience et les simulations doit donc être investigué plus en profondeur.

2.3.3.3 Effet sur l'évolution périodique de l'écoulement

Pour mieux comprendre les observations réalisées sur le champ moyen, nous allons nous intéresser aux caractéristiques instationnaires des écoulements simulés. La figure 2.39 représente les contours d'énergie cinétique turbulente k à l'instant $t = \frac{3}{4}T$. Elle permet d'observer la convection des différents profils de sillage. Pour les cas *Ref*, *A* et *B* à iso-maximum de k , la variation de largeur est notable de l'entrée du domaine au bord d'attaque. Ensuite, ces trois sillages prennent une forme équivalente dans le canal inter-aube et ils diffèrent surtout par leur niveau de turbulence. Pour les cas *Ref*, *Ai* et *Bi* à iso moyenne par débit de k et ΔP_t , la différence de largeur semble s'estomper plus rapidement entre le plan d'injection et le bord d'attaque. Notamment, pour le cas *Ai* dont le profil de k possède un maximum élevé, le sillage s'élargit rapidement après l'injection à la condition d'entrée. Cette rapide diffusion du sillage pourrait expliquer la valeur moyenne de l'angle amont pour le cas qui est éloignée de la valeur cible du cas *Ref* (voir tableau 2.12). De la même manière que pour les deux autres cas, les sillages prennent une forme identique dans le canal inter-aube et les niveaux de turbulence sont équivalents pour les cas *Ref* et *Ai* et plus faible pour le cas *Bi*.

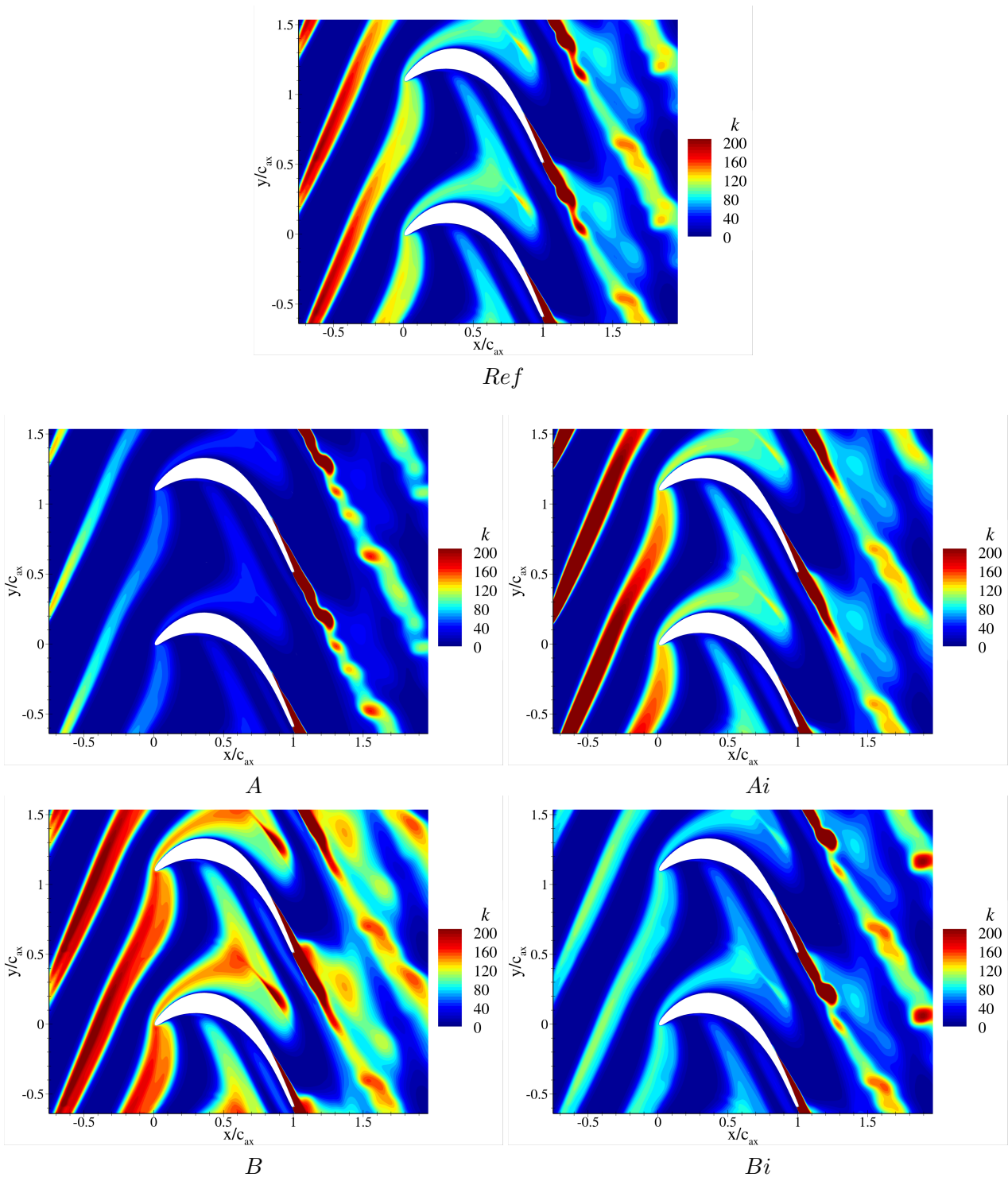


FIGURE 2.39 – Contours d'énergie cinétique turbulente k à l'instant $t = \frac{3}{4}T$ - $Re = 140\,000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) - (k en $m^2 \cdot s^{-2}$)

La figure 2.40 présente l'évolution au cours du temps du frottement τ_p sur l'extrados de l'aube. Comme observée précédemment, du bord d'attaque à l'abscisse $x = 0,6c_{ax}$, une zone allongée de frottement élevé apparaît périodiquement révélant le passage du sillage au-dessus de l'extrados. Comme nous pouvons le voir en comparant les cas A et B , la valeur du frottement de cette zone est directement liée à la turbulence du sillage : le sillage du cas B plus turbulent que le sillage A (voir figure 2.39) induit un frottement plus important. En aval de l'abscisse $x = 0,6c_{ax}$, les zones périodiques de décollement sont repérées par la ligne rouge en pointillée définie par un frottement nul

$\tau_p = 0$. Le sillage défilant *B* induit la zone la plus étendue pour laquelle on observe une suppression du décollement alors que dans le cas *A* le décollement reste constamment présent au cours du temps bien qu'il soit réduit périodiquement. A taux de turbulence moyen égal, l'observation du diagramme espace-temps permet de différencier plus facilement les trois cas *Ref*, *Ai* et *Bi* qu'avec le champ moyenné en temps. Effectivement, la réduction voire la suppression périodique du décollement est plus importante dans le cas *Ai* puis le cas *Ref*. Cette observation va dans le sens de celle de l'étude réalisée sur le champ moyen : à taux de turbulence moyen égal k , les sillages les plus fins sont plus efficaces sur la réduction périodique du décollement. On peut toutefois noter qu'une zone de décollement possédant des limites équivalentes (décollement et recollement) réapparaît pour chacun des cas considérés.

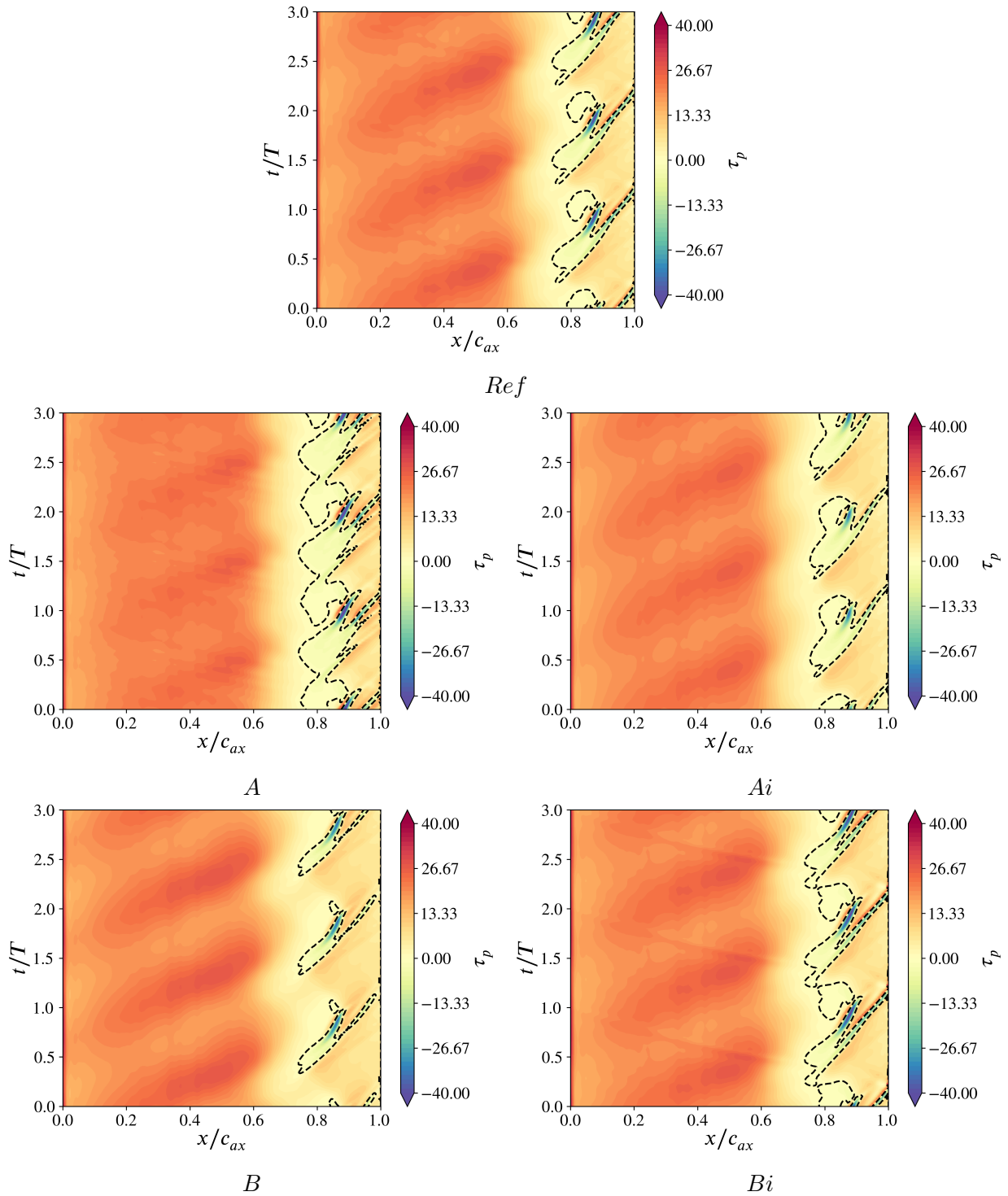


FIGURE 2.40 – Diagramme espace-temps du coefficient de frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube T106C - $Re = 140\,000$ - $Tu = 0,8\%$ (No Grid) pour les différents cas de sillages injectés

Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons mis en œuvre et évalué des méthodes RANS et URANS pour la simulation de l'écoulement autour de la cascade linéaire d'aubes T106C de turbine basse-pression. Des critères de maillage ont été établis avec la méthode RANS. Ensuite, pour le cas stationnaire sans sillage défilant, les simulations RANS couplées au modèle de transition γ - $\overline{Re}_{\theta t}$ ont été comparées aux

données d'essais à disposition. Les résultats obtenus avec les méthodes RANS sont en bon accord avec les mesures expérimentales. De plus, les effets de nombre de Reynolds et de taux de turbulence semblent être correctement captés par les simulations. Toutefois, on note une légère divergence des calculs avec l'expérience pour les plus bas nombres de Reynolds, c'est-à-dire les conditions présentant les typologies de bulbe long/ouvert. Concernant les cas avec sillages défilants, la méthode de simulation URANS choisie utilise une condition d'entrée instationnaire pour injecter un profil de sillage en translation. Des observations préliminaires qualitatives ont montré une physique de l'écoulement simulé proche des connaissances extraites de la littérature. Ensuite, une comparaison aux mesures expérimentales a permis d'observer une prise en compte correcte de l'effet des sillages défilants sur l'écoulement avec notamment une réduction notable du décollement moyen. Cependant, la "trace" du décollement périodique sur la répartition de M_{is} est placée légèrement plus en aval dans les simulations par rapport aux mesures expérimentales. Aussi, les simulations ont montré un effet léger mais visible du nombre de Reynolds et du taux de turbulence alors que celui-ci est quasi inexistant sur les mesures expérimentales. Enfin, une analyse d'influence des caractéristiques du profil de sillage injecté a été produite pour mettre en perspective les conclusions précédentes par rapport à l'incertitude autour du profil injecté. Cette analyse n'a pas montré d'effet majeur qui pourrait expliquer les différences observées entre les simulations et l'expérience.

Ces premières études ont montré des résultats encourageants concernant les méthodes sélectionnées pour simuler l'écoulement autour d'une aube de turbine basse-pression. Cependant, les données expérimentales disponibles ne permettent pas d'analyser suffisamment finement les écoulements afin de faire ressortir les causes des divergences entre simulation et expérience. Pour cela, nous avons choisi de mettre en place des simulations haute-fidélité sur la configuration T106C afin de produire des données de référence plus fines en complément des mesures expérimentales. Ce travail sera présenté dans les prochains chapitres.

Création d'une base de données à partir de simulations QDNS de l'écoulement autour d'une aube de turbine basse-pression

L'objectif de l'étude présentée dans ce chapitre est de générer une base de données de référence sur des écoulements dans des configurations de cascade linéaire d'aubes de turbine basse-pression : la configuration T106C et la configuration SPLEEN. Dans le chapitre 2, nous avons conclu que des données de référence plus fines que les données expérimentales sont nécessaires pour évaluer correctement les simulations RANS et URANS sur la configuration T106C. Pour produire ces données, nous avons choisi de réaliser des simulations haute-fidélité pour reproduire l'écoulement des essais. De la même manière que pour les simulations RANS, la configuration simulée est simplifiée par rapport à l'expérience en considérant une géométrie 2,5D. De plus, étant donné la complexité des simulations à mettre en place, la réalisation de cet objectif est répartie en deux grandes étapes, chacune ajoutant une complexité supplémentaire. La première étape se concentre sur la réalisation de simulations haute-fidélité d'une aube isolée. Elle se poursuit avec l'analyse des données produites et puis l'évaluation des simulations RANS grâce à ces nouvelles données. Cette étape sera présentée dans le présent chapitre. Dans un deuxième temps, pour reproduire les essais de la T106C avec sillages défilants, des simulations haute-fidélité avec un barreau en translation en amont de l'aube sont produites, analysées et utilisées pour l'évaluation des simulations URANS. Cette seconde étape est présentée dans le chapitre 4.

Les simulations haute-fidélité réalisées sont du type QDNS (Quasi Direct Numerical Simulation). Ce choix a été motivé par le coût relativement restreint de ce type de simulation pour cette configuration grâce aux nombres de Reynolds relativement faibles et à la caractéristique 2D extrudée qui limite la taille du domaine simulé. De plus, cela permet de générer des données fiables sans incertitude liée à l'utilisation d'un modèle de turbulence (à l'inverse de simulations de type LES avec leur modèle de sous maille par exemple). Le code de calcul utilisé est *FastS* développé à l'Onera sur les bases du code FLU3M.

Une partie de cette étude a été présentée dans deux publications de congrès avec comité de lecture [29, 30]. Celles-ci sont retranscrites ci-après, chacune dans une section à part entière de ce chapitre. Elles suivent le cheminement de la mise en place et d'analyse des simulations QDNS ainsi que de l'utilisation des données pour une évaluation des simulations RANS. Dans un premier temps, l'étude se limite à l'écoulement autour de la T106C pour le nombre de Reynolds de 100 000. L'écoulement moyen simulé par la QDNS est comparé aux données expérimentales et une investigation est menée pour comprendre les disparités observées. C'est l'objet de la première communication en congrès [29]. Dans un deuxième temps, à la fois pour approfondir l'investigation sur les disparités et pour élargir la base de données créée pour l'évaluation, la production et l'analyse de données QDNS est étendue à trois autres nombres de Reynolds : 120 000, 140 000 et 160 000. C'est le travail présenté dans la seconde publication [30]. Une troisième section propose des éléments supplémentaires pour à la fois décrire la qualité des QDNS de la T106C mais aussi approfondir l'analyse de la physique simulée. Enfin, dans une quatrième et dernière section, nous nous intéressons à une autre configuration de cascade linéaire d'aubes de turbine basse-pression qui a été testée expérimentalement plus récemment : la configuration SPLEEN. Elle permet d'étendre notre base de données à des écoulements à plus haut nombre de Mach et avec un profil d'aube différent. Quatre QDNS sont mises en données et produites pour l'étude. Les résultats sont comparés aux essais puis utilisés comme référence pour évaluer les simulations RANS.

3.1 Réalisation et analyse d'une simulation QDNS du cas T106C au nombre de Reynolds 100 000

Cette première partie est construite autour du papier de congrès [29] présenté à l'ASME Turbo Expo 2022.

Remarque : Dans ce document, les simulations haute-fidélité sont nommées DNS et non QDNS, notre décision d'utiliser le terme QDNS pour mieux décrire nos simulations a été prise après la

soumission du papier final. Ce choix est expliqué par le fait que la taille des mailles n'est pas forcément égale à l'échelle de Kolmogorov dans tous le domaine. Cependant, le maillage est assez fin pour que le champ simulé soit similaire à une DNS. Ceci est discuté dans la thèse de Laurent [54] dont le travail a permis à définir en partie nos critères de résolution numérique. On notera que dans la littérature, les simulations dont la finesse de maillage est équivalente à la celle utilisée pour nos simulations sont très souvent appelées DNS.

Contexte de l'étude et résumé court de Dufau et al. [29]

Pour cette étude, trois simulations QDNS ont été réalisées pour reproduire l'écoulement autour de l'aube T106C au nombre de Reynolds 100 000 et au plus bas niveau de turbulence 0,8%. Une première simulation est réalisée sans injection de turbulence et avec les conditions aérodynamiques et la géométrie utilisé en simulation RANS dans le chapitre 2. Deux différences notables sont observées entre l'écoulement moyen simulé et les mesures expérimentales : sur la distribution de nombre de Mach isentropique sur l'extrados de l'aube, on observe une accélération plus faible pour la QDNS avant le pic de Mach isentropique, et après le pic on observe un plateau de pression (synonyme d'un décollement) plus long pour la QDNS. Pour investiguer ces deux différences, deux autres simulations sont mises en place. La simulation (Q)DNS n°2 est créée à partir de la (Q)DNS n°1 en modifiant l'angle de calage de l'aube en s'inspirant de la stratégie suivie par Hillewaert *et al.* [42]. La simulation (Q)DNS n°3 est créée à partir de la (Q)DNS n°2 en injectant de la turbulence de fond avec la méthode SEM pour se rapprocher des conditions des essais. Ces modifications permettent de diminuer les disparités entre les simulations et l'expérience et de proposer des explications pour ces différences. Dans la deuxième partie de l'étude, les simulations RANS sont comparées aux simulations haute-fidélité, et des pistes sont évoquées pour mieux comprendre pourquoi la simulation RANS semble mieux reproduire les mesures expérimentales que la (Q)DNS. Deux différences notables entre le RANS et la QDNS sont à retenir. D'une part, le développement de la couche limite laminaire sur l'extrados simulé par le RANS n'est pas équivalent à celui observé dans la QDNS. D'autre part, la simulation RANS modélise une production d'énergie cinétique turbulente beaucoup plus faible au niveau de la transition par bulbe. Cette sous-production engendre une zone de décollement plus longue avec une faible recompression à partir du déclenchement de la transition.

HIGH-FIDELITY SIMULATIONS OF THE FLOW AROUND T106C CASCADE AT LOW REYNOLDS NUMBER: THE EFFECTS OF FREESTREAM TURBULENCE AND STAGGER ANGLE

Antoine Dufau

Safran Aircraft Engines
Turbine Department
77550 Moissy Cramayel, France
Email: antoine.dufau@safrangroup.com

Julien Marty

ONERA - The French Aerospace Lab
Aerodynamics Aeroelasticity Acoustics Department
92190 Meudon, France

Daniel Man

Safran Aircraft Engines
Turbine Department
77550 Moissy Cramayel, France

Estelle Piot

ONERA - The French Aerospace Lab
Multi-Physics for Energetics Department
31000 Toulouse, France

ABSTRACT

Flows in low-pressure turbines are highly dependent on the laminar-turbulent transition of the boundary layer and the separation of the laminar boundary layer. This study focuses on the flow around the T106C low-pressure turbine cascade blade for a low Reynolds number 100,000 and a moderately low turbulence intensity 0.8%. For this paper, three direct numerical simulations (DNS) are carried out to understand the discrepancies observed between the simulations and the experimental data. To that end, the effect of freestream turbulence intensity and blade stagger angle are investigated. A first simulation is performed without freestream turbulence, then a second one is performed with a modified stagger angle, and finally a third one is performed with an injection of synthetic turbulence at the inlet plane based on the synthetic eddy method (SEM). The results are compared to experimental data and RANS simulations. These comparisons show that there are still discrepancies between the flow predicted by the DNS and the experimental measurements. A comparison between DNS and RANS simulations highlights some leads to better understand these discrepancies.

NOMENCLATURE

| | |
|---------------|--|
| c | Chord |
| C_f | Skin friction coefficient |
| k | Turbulent kinetic energy |
| M | Mach number |
| Re | Reynolds number |
| P | Pressure |
| u_j | Velocity in direction j |
| U | Velocity magnitude |
| γ | Intermittency |
| ρ | Density |
| τ | Convective time unit ($\tau = c/\overline{U_2}$) |
| μ | Dynamic viscosity |
| μ_t | Turbulent viscosity |
| $\bar{\cdot}$ | Mean value |
| $\hat{\cdot}$ | Cumulative mean value |
| .1 | Value at inlet |
| .2 | Value at exit |
| .ax | Along axial direction |
| .is | Isentropic quantity |
| .s | Static value |
| .0 | Total value |

INTRODUCTION

Flow conditions in the low-pressure turbines (LPT) are defined by low Reynolds numbers. Consequently, the boundary layer on a LPT blade is largely laminar and so it tends to separate in the presence of high adverse pressure gradient. Moreover, the current design trend tends towards a reduction of the aircraft engines mass. As the low-pressure turbine represents about 30% of the engine mass, a solution is to reduce at much as possible the number of blades in LPT stages or the number of stages of the LPT. As a result of this trend, the aerodynamic load on each blade is increased and so the adverse pressure gradient on the suction side of the blades. Therefore, the performance of a LPT is strongly dependent on the transition of the boundary layer on the suction side of the blade.

LPT design requires an accurate tool to predict the blade loading and the losses due to the presence of laminar separation bubble. This bubble can be open, long or short, according to its shape, but also to the effect on pressure distribution over the walls. As LPT design is based on numerous daily simulations, the RANS simulations are the most commonly used. However, they require a turbulence model and also a laminar-turbulent transition model because of the low Reynolds number. One can cite the transition models of Langtry *et al.* [1], of Kubacki and Dick [2] or of Arnal *et al.* [3]. Experiments over a flat plate or in linear cascade configurations [4, 5] are a very useful tool to better understand the transition mechanism involved in LPT and to improve the modeling of the transition process [6]. Nevertheless, the data coming from experiments can be limited. In that case, direct numerical simulations (DNS) are a powerful way to generate accurate data, even if the computational cost can be high. For example, Bernardos *et al.* [7] used a DNS to develop and calibrate an algebraic transition model based on a non-local value.

First DNS carried out on turbine airfoil rely on a incompressible configuration, with a very low Mach number, such as the T106A. Wu and Durbin [8] investigated the evolution of passing wakes in a turbine passage and their effect on separation bubble. The wakes are generated through a boundary condition. Michelassi *et al.* [9] highlighted also the presence of elongated structures and showed that the wake impingement inhibits laminar separation, removing the shear layer generation and appearance of Kelvin-Helmholtz instability. This phenomena is also found in the work of Wissink [10]. More recently, Sandberg *et al.* [11, 12] have performed compressible DNS computations for several flow conditions on T106A with and without passing wakes generated by moving bars and with different Reynolds numbers and turbulence intensities. Other studies [13, 14] have performed compressible DNS computations of the flow around low-pressure blades getting good accordance with the experimental data. All these works deal with DNS carried out on a low Mach number configuration. For a higher Mach number configuration, we can cite the T106C airfoil experimentally tested at von Karman Institute [4]. Hillewaert *et al.* [15]

performed simulations on this T106C blade with a discontinuous Galerkin method. Although the simulations are DNS, they showed that some discrepancies remain when the results are compared with the experimental data. More recently, one can also cite the work of Alhawary and Wang [14] who performed a similar study.

This literature survey shows that a limited number of compressible DNS have been performed. Therefore, the objective of the present paper is to perform compressible DNS on the T106C blade. Three direct numerical simulations (DNS) of the flow around T106C cascade have been performed. The goal of this study is to understand the differences between the first simulation and the experimental data. These investigations highlights the effect of freestream turbulence and stagger angle on the flow around a low-pressure turbine blade. Then, the last DNS computation has been compared to a RANS simulation which is in good accordance with experimental data. This comparison leads to some new hypothesis concerning the differences between the DNS and the experiments.

DESCRIPTION OF T106C CASCADE

| | |
|---------------------------------------|---------|
| Chord c [mm] | 93.01 |
| Pitch to chord ratio [-] | 0.95 |
| Aspect ratio [-] | 2.4 |
| Blade stagger angle [deg] | 30.7 |
| Inlet flow angle α_1 [deg] | 32.7 |
| Zweiffel coefficient | 1.29 |
| Reynolds number $Re_{2,is}$ [-] | 100 000 |
| Exit isentropic Mach number [-] | 0.65 |
| Freestream turbulence intensity [%] | 0.8 |
| Turbulence integral length scale [mm] | 4 |

TABLE 1: T106C characteristics and flow conditions

The test case investigated here is the T106C cascade known as a very high-lift mid-loaded low-pressure turbine blade and experimentally tested in the framework of the European Project TATMo at the von Karman Institute [4, 16]. The velocity peak over suction side is located at mid-curvilinear abscissa followed by a strong flow deceleration toward the trailing edge. It should be noticed that the adverse pressure gradient is stronger than the one in modern LPT. Table 1 summarizes the parameters of the

T106C profile. This configuration has been tested for a several Reynolds numbers and turbulence intensities. For this study, we consider only one case with no turbulence grid and the second lowest exit isentropic Reynolds number $Re_{2,is} = 100,000$. The natural freestream turbulence intensity (FTI) of the facility is 0.8% and the turbulent integral length scale measured is 4 mm. This value of turbulent integral length scale is stated by Michalek *et al.* [16] and Hillewaert *et al.* [15]. The exit isentropic Reynolds number $Re_{2,is}$ is based on the exit isentropic velocity $V_{2,is}$ and the chord c . The exit isentropic Mach number $M_{2,is}$ is based on the ratio between inlet stagnation pressure $P_{0,1}$ and exit static pressure $P_{s,2}$. The measurements have been made on the center blade of the cascade at mid-span. As the aspect ratio is high, a hypothesis of a 2D flow is made concerning the experimental measurements. We also make this hypothesis in our study while comparing simulations to the measurements.

NUMERICAL METHOD

Direct numerical simulations

For this study, three DNS simulations have been performed using the ONERA in-house solver *FastS*. The solver *FastS* has already been used successfully for others studies [17–19] and it has been created from the solver *FLU3M* [20, 21] by developing a Python interface and an optimized HPC performance. This solver is based on an hybrid MPI/OpenMP framework. The time scheme used is the second-order accurate backward scheme of Gear. An optimization of the computing time is done with a Newton algorithm with a spatially adaptive sub-iteration number [22] in which the numerical dissipation is nullified whenever a numerical wiggle is detected. The global time step used for the three simulations is $4.3 \cdot 10^{-7} s$ which equals about 10^{-3} convective time units τ and leads to a maximal CFL number about 25 in the smallest cells of the grid.

Two meshes were created for this study: one for each stagger angle. The mesh used for DNS n^o2 is shown in figure 1. The meshes are a combination of an O-type grid around the blade and four H-type grids. Two others H-type grid are used downstream and upstream to extrude the mesh up to the inlet and outlet planes. Moreover, two buffer zones are placed upstream (only for case without injection of turbulence) and downstream (for all cases) in order to suppress acoustic wave reflection on the inlet and outlet boundary conditions. These buffer zones are H-type grids based on an extrusion of the inlet and outlet planes with a growing cell size in x direction (expansion ratio set to 1.15). The buffer zone length equals to $1 \cdot c_{ax}$. For the design of the mesh, the non-dimensional wall cell lengths were fixed in order to respect $x^+ < 10$, $y^+ < 2$ and $z^+ < 5$. Figure 2 Moreover, the number of cells was fixed so that the expansion ratio does not exceed 1.02. The 2D mesh is extruded along z-direction with 151 point for DNS n^o1 and 301 points for DNS n^o2 and n^o3 which represents about respectively 15% and 30% of the axial chord c_{ax} . The fig-

ure 3 shows the evolution of the Pearson correlation coefficient based on velocity magnitude as a function of the span position (z) difference in the turbulent boundary layer on the suction side near the trailing edge (green point in figure 1). To that end, this coefficient is computed from the sets of velocity magnitude extracted at 30 positions that are distributed regularly along span direction. This coefficient r based on two sets of velocity magnitude $U_{z=0}$ and U_z) is defined by the ratio between their covariance cov and the product of their standard deviations σ :

$$r_U(z) = \frac{cov(U_{z=0}, U_z)}{\sigma(U_{z=0})\sigma(U_z)}$$

This observation traduces that the flow is not correlated in spanwise direction and so the span length is large enough in the present simulations. The injection of synthetic turbulence in DNS n^o3 enforces a wider span because of the high integral length scale of the turbulence. The total mesh size is about 140 millions of points for DNS n^o1 and 280 millions of points for DNS n^o2 and n^o3.

The inlet plane of the mesh is located at $1.75 \cdot c_{ax}$ of the leading edge and the outlet plane is located at $2 \cdot c_{ax}$ of the trailing edge. The inlet boundary condition is a subsonic inflow condition for which five variables are specified: stagnation pressure, stagnation enthalpy and the three components of velocity direction unit vector. The outlet boundary condition is a subsonic outflow condition for which static pressure is specified. As we make the hypothesis of a 2D cascade flow, periodic conditions are used in y and z directions. An adiabatic no-slip condition is used at wall.

Periodicity with Synthetic Eddy Method

To be closer to the experimental conditions, we have chosen to inject turbulence at the inlet condition of DNS n^o3. For that purpose, the method introduced by Jarrin *et al.* [23] has been developed in a ONERA in-house tool [24, 25]. The main idea of this synthetic eddy method (SEM) is the generation of an inlet map of velocity fluctuations with the contribution of several synthetic eddies located in a box that surrounds the inlet condition. These contributions are then summed to a prescribed mean field. Each eddy is defined by its position and three others others variables ϵ^k that defines the sign of the contribution on each axis-component of the velocity field. In this study, Gauss shape functions are used for the contributions of the eddies and all the eddies have the same length scale σ equals to the experiment integral length scale ($L_{Tu} = 4mm$). At each time step, the position of the eddies is updated by using the Taylor's frozen hypothesis and the mean velocity field.

In the original formulation, the size of the box is based on the size of the inlet plane to which the length scale of the eddies σ is added in each direction in order to obtain a uniform

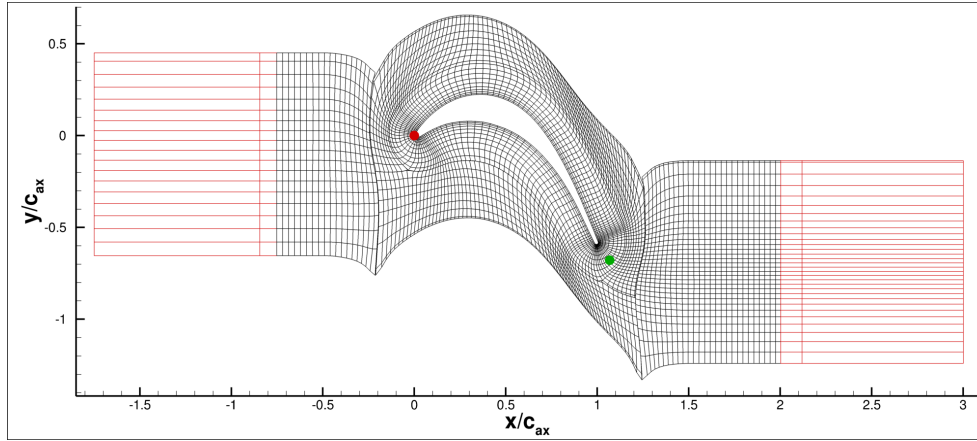


FIGURE 1: Mesh for DNS n°2 (without SEM) with the buffer zones in red - 1 point over 15 in each direction

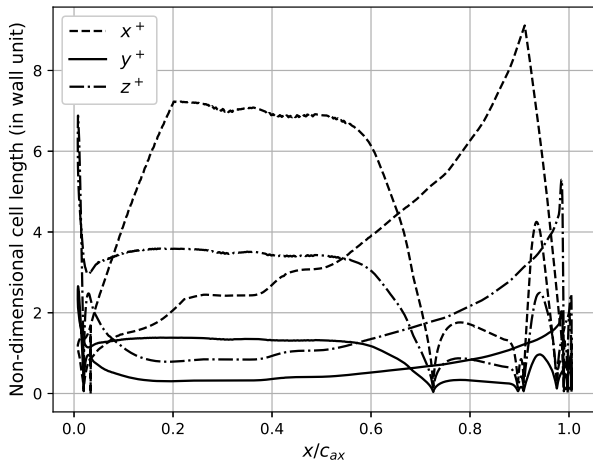


FIGURE 2: Non-dimensional wall units computed from DNS n°1 results

map of velocity fluctuations. Moreover, when an eddy crosses one of the boundaries of the box, it is removed and a new eddy is created at a random position on the opposite side of the box and with random contribution signs ϵ^k . To take account of periodicity and generate a periodic inlet map, we have modified this formulation. Our method is similar to the one proposed by Muller-Schindewolf and Herbst [26]. First, the size of the box of eddies was reduced to the exact size of the inlet plane in the two periodic directions. Then, at each generation of inlet map, the box of eddies is duplicated and translated 8 times in order to surround the inlet condition as presented in figure 4. Conse-

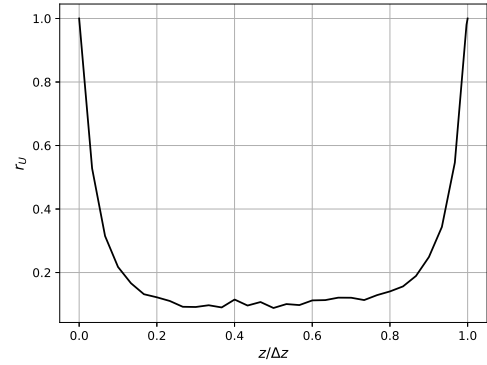


FIGURE 3: Pearson correlation coefficient on Velocity Magnitude r_U between 30 points along span direction in the wake blade - DNS n°3

quently, this technique is directly using the periodic hypothesis to fill the gap at the borders of the box created by the reduction of the size of the box. To fully respect the periodic hypothesis, an other modification has been made on the convection of the eddies. When an eddy crosses a periodic box boundary, it is translated at the same position at the opposite box boundary and it keeps the same contribution signs ϵ^k . To sum up, these two modifications are still following the initial concept while respecting the periodic hypotheses of our configuration. Figure 5 is showing contours of fluctuating x-component velocity of an inlet map generated with our modified SEM to take into account the periodic conditions. The map has been duplicated 8 times to assess its periodicity.

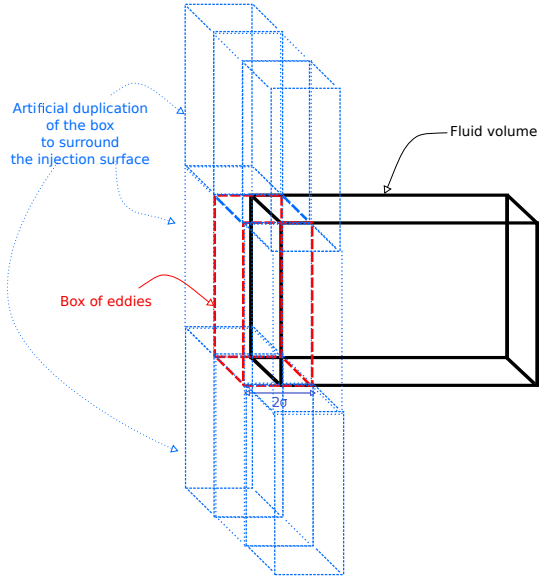


FIGURE 4: Virtual duplication of the box of eddies for periodic SEM

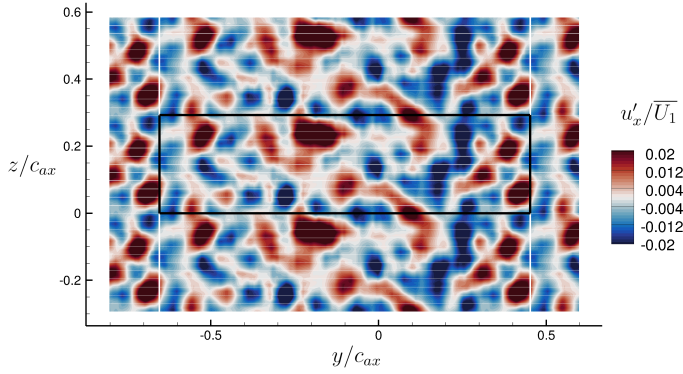


FIGURE 5: Fluctuations of x-component velocity u'_x/\overline{U}_1 of the periodic inlet map generated with Synthetic Eddy Method - duplicated 8 times

RANS simulations

The RANS simulation presented in this study have been carried out with ONERA solver *elsa* [27, 28] co-owned by Airbus, Safran and ONERA. The second order in space upwind scheme of Roe, an implicit time scheme and a scalar LUSSOR implicit method are used. A local time step is used by specifying a CFL number increasing from 1 to 10 in the 1000 first iterations of the simulations. The simulation have been performed during 40 000 iterations leading to a reduction of residuals by more than 5 orders of magnitude. As in [29], the turbulence is modeled by

Wilcox's $k - \omega$ turbulence model [30] and the transition is modeled with the Menter-Langtry model [1, 31] which is composed of two transport equations: one for the numerical intermittency γ and one for the transition Reynolds number \overline{Re}_θ . For the turbulence model, the production term of kinetic energy is based on vorticity to avoid leading edge anomaly. In the present study with $Re_{2,is} = 100,000$, the inlet turbulence intensity Tu and the inlet eddy viscosity ratio μ_t/μ were fixed to, respectively, 0.95% and 10 [32] in order to both obtain a turbulence intensity Tu_{LE} of around 0.8% at leading edge and follow the turbulence intensity decrease that was measured in the experiments.

RESULTS

Direct numerical simulations

As this study aims at identifying the numerical parameters necessary to get a good agreement with experimental data, the first DNS computation is carried out without any stagger angle correction, without any synthetic turbulence and with a span of 15% of the axial chord as indicated in table 2. Based on previous RANS computations [32], the inflow angle is set to 35° instead of the experimental inlet angle of 32.7° . In comparison, after a preliminary analysis, Hillewaert *et al.* [15] set the inlet angle to 34.7° . The statistical convergence can be assessed with the figure 6 in which are plotted the cumulative mean value of the axial velocity and the cumulative RMS value of the fluctuations of axial velocity computed from a signal recorded by a gauge located in the wake, near the blade trailing edge. The quantities are non-dimensionalized by their value computed from the all signal. Considering the time step, the axial chord and the velocity scale, the transient ends after 100 convective time units τ and the time-average is then performed over 350 convective time units τ for all three DNS that are presented here. The convective time unit τ is assessed from the blade chord c and the average outflow velocity magnitude \overline{U}_2 .

| DNS | β ($^\circ$) | Tu (%) | ΔZ ($\%c_{ax}$) |
|-----|----------------------|----------|---------------------------|
| 1 | +0. | 0.0 | 15 |
| 2 | +1. | 0.0 | 30 |
| 3 | +1. | 0.8 | 30 |

TABLE 2: List of Direct Numerical Simulations

To have an idea of the quality of the inlet SEM boundary condition, one can observe in figure 7 the power spectral density of y-component of velocity upstream of the leading edge (red position in figure 1). The slope is a bit lower than the classical spectrum slope $-5/3$ based on Kolmogorov's theory for

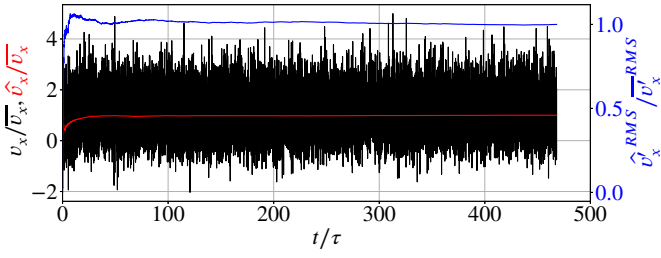


FIGURE 6: Evolution of u_x at one probe in the wake near the trailing edge. Cumulative average value \hat{u}_x and RMS value \hat{u}_x^{RMS} are computed from the start.

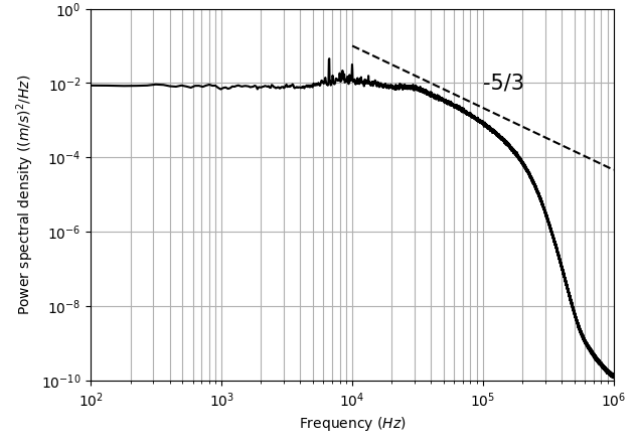


FIGURE 9: Power spectral density of y-component of velocity in the blade wake - DNS n^o3

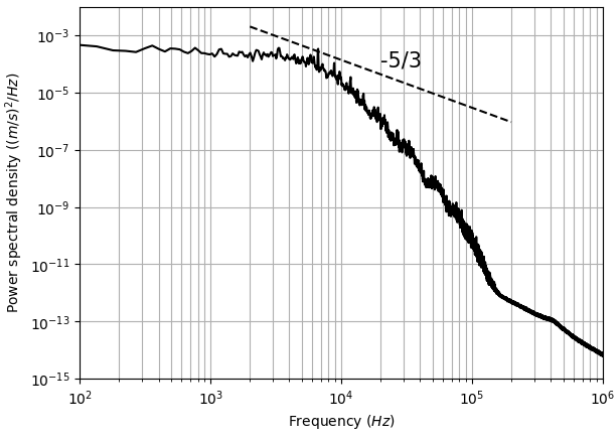


FIGURE 7: Power spectral density of y-component of velocity upstream of the leading edge - DNS n^o3

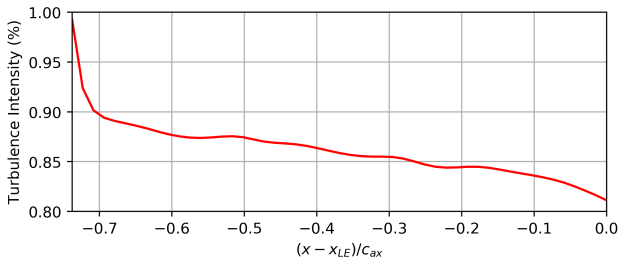


FIGURE 8: Evolution of turbulence intensity Tu from the inlet plane to the leading edge - DNS n^o3

isotropic turbulence. Moreover, the decrease of turbulence intensity from the inlet injection plane to the leading edge is plotted in figure 8. The turbulence intensity at the leading edge is slightly higher than the experimental one equal to 0.8%. Also,

the power spectral density of y-component upstream in the blade wake (green position in figure 1) can be observed in figure 9. At this point, the spectrum slope is close to the classical slope $-5/3$ for isotropic turbulence.

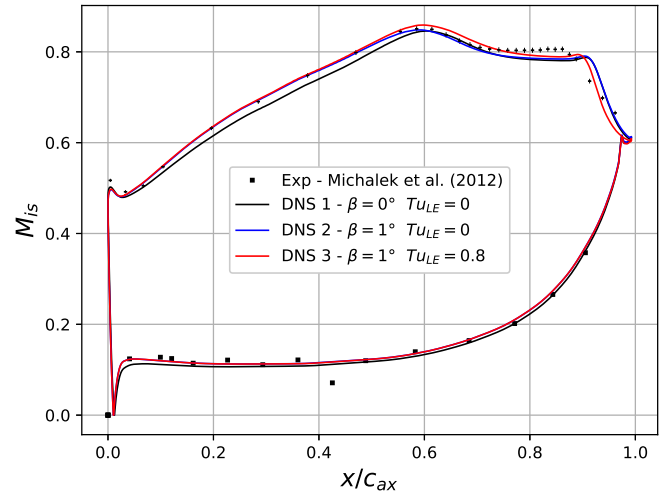
Figure 10 shows the time-averaged isentropic Mach number over the blade, for both DNS and experimental data. The comparison between the first simulation and experiments highlights a mismatch in terms of pressure gradient in the laminar part of the boundary layer over suction side of the blade. While the isentropic Mach number distributions are similar close to the leading edge, the slope differs from 5% of axial chord up to 20%. Thus, the agreement in terms of isentropic Mach number distribution is not as good as expected. Nevertheless, the peak of isentropic Mach number is close to the experimental one, suggesting that the discrepancies between the simulation and the experiments could come from a wrong incidence angle and not from a wrong prediction of the flow physics.

Considering the observations about DNS n^o1 and the idea of Hillewaert *et al.* [15], we have chosen to increase the stagger angle of the T106C blade by 1 degree (configuration DNS n^o2). Thanks to this slight modification, the evolution of isentropic Mach number over the first half of the suction side is in good agreement with experiments. Except in the first ten percents of the axial chord, the distribution of the isentropic Mach number over the pressure side is not influenced by the stagger angle nor by the freestream turbulence. Nonetheless, separation and reattachment points over suction side are not in accordance with the experiments yet. Indeed, the DNS n^o2 gives similar results to DNS n^o1. Consequently, the mismatch on the isentropic Mach number in the vicinity of the laminar separation bubble may not be a consequence of the mismatch on favorable pressure gradient in the laminar part. However, another parameter could

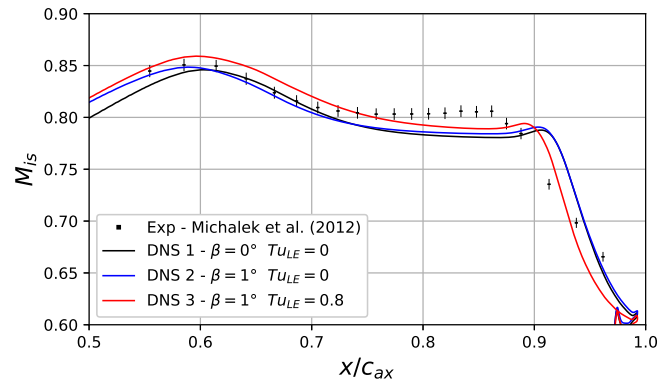
explain discrepancies with experimental data : the freestream turbulence. In experiments, the freestream turbulence intensity without turbulence grid is close to 0.8% while the current simulations are carried-out without any synthetic turbulence. Therefore, a third DNS is conducted by introducing synthetic turbulence following the methodology previously described. The discrepancies appear only downstream the peak of isentropic Mach number so the freestream turbulence does not have a significant influence on the laminar boundary layer. As expected, the separation and reattachment points are, respectively, moved downstream and upstream in comparison with the DNS n^o2 performed without freestream turbulence. Thus, the length of the laminar separation bubble is reduced. However, the pressure recovery at the end of the separation bubble, i.e., the decrease of isentropic Mach number, is still very prompt compared to the experimental data. Moreover, the isentropic Mach number at trailing edge suggests that the laminar separation bubble is open in the experiments but it is closed in all three DNS. These aspects will be further discussed. Given these observations, the hypothesis of three-dimensional effects in the experimental data could explain the difficulty to reproduce the measurements with the simulations.

The validation of DNS is also carried out through the comparison of the kinetic energy loss profile between the experiments and the DNS. These profiles are plotted in figure 11. As in the experiments, the pitch is nondimensionalized by the distance between the two blades 0.08836m and its y-origin is located at 0.247 axial chord from the y-position of the leading edge. Despite the mismatch in terms of isentropic Mach number over the first part of the suction side, the profile predicted by the DNS is close to the experimental one. However, the loss is slightly underestimated and the profile is too thin. The increase of the stagger angle by one degree, thickens the profile, but the loss peak is still slightly underestimated, which is coherent with the prediction of a close bubble. To take into account both the modified trailing edge position and the modified outlet angle, the profile must be shifted by 0.055 in order to keep the relative position to the trailing edge in the experiments. These corrected profiles are also plotted on figure 11. Thus, the wake profile is rather in good agreement with experiments. The adding of freestream turbulence is responsible for a shorter bubble and thus, for a thinner profile characterized by a lower loss peak.

Besides the validation of the DNS by comparison to time-averaged experimental data, the numerical simulations must be verified in terms of flow physics and behavior of boundary conditions. First, figure 12 depicts the nondimensionalized spanwise component (Z-axis) of the instantaneous velocity around the T106C blade. As the time-averaged value of this component must be equal to zero, the instantaneous value is representative of the fluctuations and can be used to investigate the behavior of the synthetic eddy method. In the present case,



(a) Suction side and pressure side



(b) Downstream part of suction side

FIGURE 10: Isentropic Mach number distribution around T106C blade from experiment and DNS simulations. Experimental uncertainties are plotted for suction side

the size of coherent structures injected at the inlet is close to the integral thickness used in SEM ($L_{Tu} = 4mm$) and the evolution of these structures in the blade passage is coherent with the literature: bowing, reorientation, elongation and stretching due to the difference of velocity field between suction and pressure sides [8, 33]. The destabilization of the shear layer resulting from the laminar boundary layer separation is also well visible. The Kelvin-Helmholtz instability causes the structure breakdown into turbulence allowing a possible boundary layer reattachment and pressure recovery. More downstream, once the mesh stretching starts, the coherent structures are progressively dissipated. Figure 13 shows the contours of density gradient magnitude. Not only this confirms the prediction of the role of Kelvin-Helmholtz instability in the laminar-turbulent transition

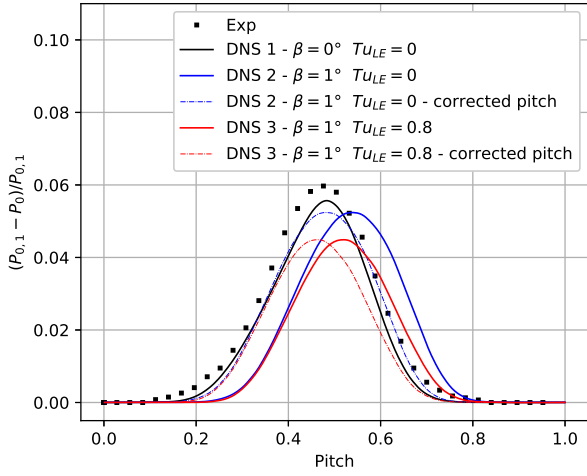


FIGURE 11: Kinetic energy loss in the wake, for experiments and DNS simulations

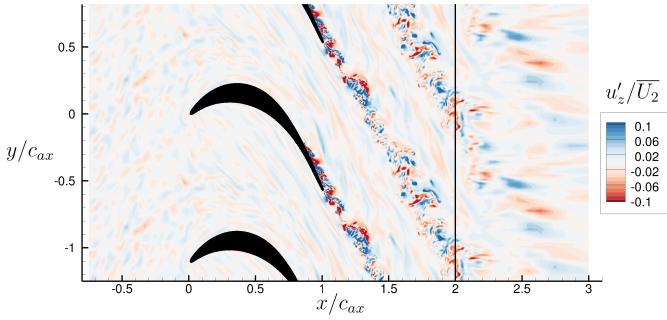


FIGURE 12: Instantaneous iso-contours of nondimensionalized z component of velocity u'_z/\overline{U}_2 for simulation DNS n^o3

onset, but this also show the dissipation of coherent structures in the stretching area. This confirms the good behavior of boundary conditions used in this study.

Comparison to RANS computations

In order to better understand the discrepancies between DNS and experimental data, RANS computations are carried out with the same operating conditions, without (RANS $\beta = 0^\circ$) and with (RANS $\beta = 1^\circ$) the stagger angle modification.

The simulation RANS $\beta = 0^\circ$ is the one that will be compared to the experiments and the DNS simulations in the following part because of its good match with the experimental isentropic mach distribution. However, simulation RANS $\beta = 1^\circ$ is useful to observe a noticeable discrepancy between flows pre-

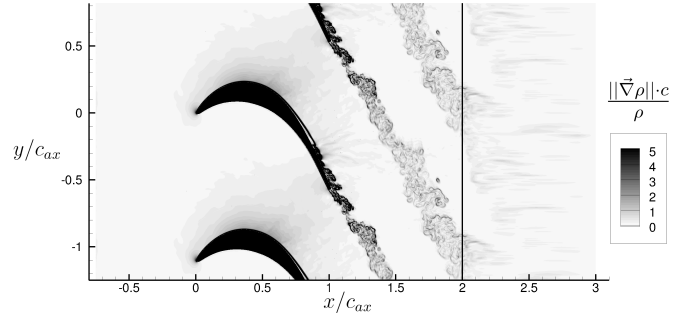


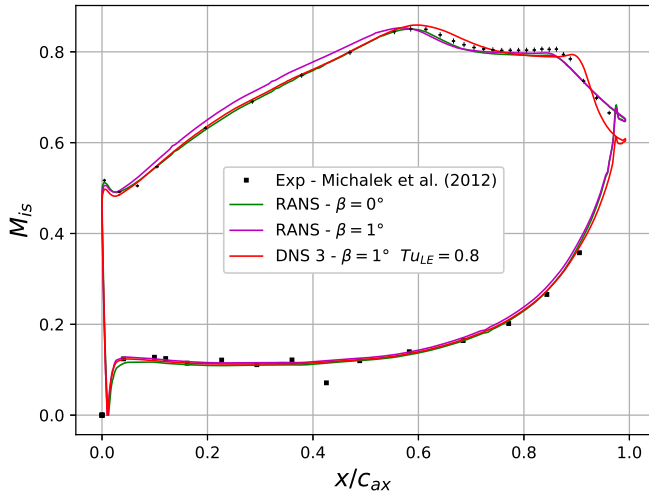
FIGURE 13: Instantaneous iso-contours of $\|\vec{\nabla}\rho\| \cdot c/\rho$ for simulation DNS n^o3

dicted by RANS and DNS in the laminar region on the suction side while the same operating condition and the same geometry are used.

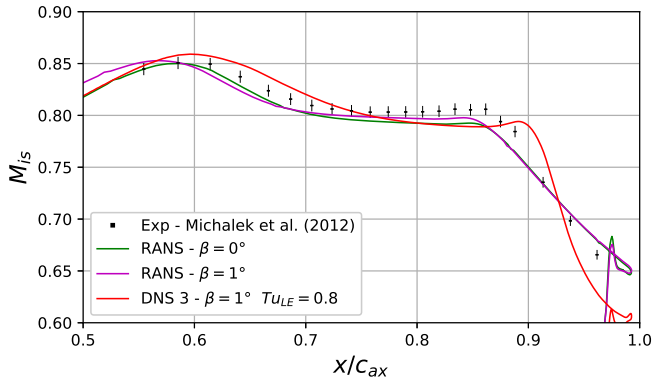
Figure 14 shows the distribution of isentropic Mach number over the blade wall. The laminar part of the boundary layer predicted by RANS $\beta = 0^\circ$ computation is in good accordance with the experiment. Nonetheless, as the stagger angle is not modified, this result is quite surprising and will be discussed later. However, concerning the second part of the suction side, the agreement with experimental data is slightly better for the RANS $\beta = 0^\circ$ computation than the DNS computations. Indeed, the analysis of the isentropic Mach number distributions suggests that the RANS $\beta = 0^\circ$ computation predicts an open bubble with a slow pressure recovery. On the contrary, the DNS predicts a closed and long laminar separation bubble with a harsh pressure recovery; this is consistent with the results obtained by Hillewaert *et al.* [15]. In the experiments, the pressure recovery is stronger than in the RANS $\beta = 0^\circ$ results but smoother than in the DNS results. Moreover, the value of the experimental isentropic Mach number close to the trailing edge suggests an open bubble. As Reynolds number equal to 100 000 is the experimental limit between open and closed bubble, this could explain the discrepancies observed between the numerical and experimental data.

Figure 15 shows the kinetic energy loss profile along the pitch axis, for the experiments, the RANS $\beta = 0^\circ$ computation and the DNS n^o3. The DNS underestimates the loss while the RANS $\beta = 0^\circ$ overestimates it. This is coherent with the fact that the bubble is open for RANS $\beta = 0^\circ$ and closed for DNS. However, the location of the loss peak predicted by DNS is in good agreement with the experimental one, around 0.45 pitchwise while the RANS simulation predicts a peak around 0.55 pitchwise.

Figure 16 depicts the iso-contours of turbulent kinetic energy k over the suction, in the boundary layer frame, and shows the zero isoline of tangential velocity $u_{||}$. Above this isoline, the flow goes from leading edge to trailing edge while below, the



(a) Suction side and pressure side



(b) Downstream part of suction side

FIGURE 14: Comparison of isentropic Mach number distribution around T106C blade from between RANS and DNS $n^{\circ}3$ simulations. Experimental uncertainties are plotted for suction side

flow is heading backwards. Thus, this line cuts the circulatory flow in two parts. The comparison between all numerical results confirms that the RANS $\beta = 0^{\circ}$ simulation predicts an open bubble while the DNS capture a long closed bubble. The stagger angle modification is responsible for a longer bubble as the time-averaged reattachment point of DNS $n^{\circ}2$ is located downstream of the one of DNS $n^{\circ}1$. As expected, due to the presence of freestream turbulence, the bubble of DNS $n^{\circ}3$ is shorter. Nonetheless, the time-averaged reattachment point is quite close to the trailing edge for DNS (97.5% of axial chord, 98.5% and 96.5% for DNS $n^{\circ}1$, $n^{\circ}2$ and $n^{\circ}3$, respectively).

The analysis of turbulent kinetic energy (k) fields show that the k production differs according to the simulation approach: a spread area of moderate levels of k for RANS computations

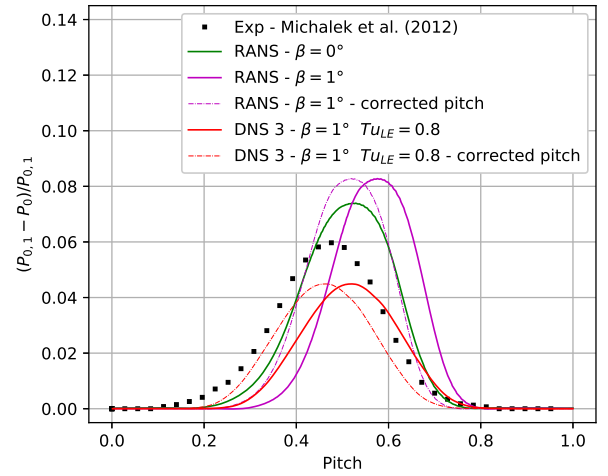


FIGURE 15: Kinetic energy loss in the wake, for experiments, RANS and DNS 3 simulations

and a smaller area with strong turbulence production for DNS. This is consistent with the results of Bouchard *et al.* [34], who showed that separation bubbles predicted by RANS simulations are both too thick and too long. This is coherent with observations made on isentropic Mach number distributions. It can explain that RANS over-predicts the opening of the laminar separation bubble. Regarding the DNS results, the location and the topology of the high turbulent kinetic energy zone are also consistent with the work of Bouchard *et al.*. It should be noticed that, despite the synthetic turbulence at the inlet, the level is sufficiently small so that it is not visible in the bottom figure. The modification of the stagger angle influences slightly the level of turbulent kinetic energy: the peak is located downstream and the level is a little bit higher.

The time-averaged flow of the DNS and the steady RANS simulations have been post-processed in order to compute the integral thicknesses, the shape factor and the skin friction. The evolution of these quantities accordingly to the axial location normalized by the axial chord are plotted in figure 17. It should be noticed that the modification of axial chord due to the increase of stagger angle is taken into account. After a strong rise around the leading edge, the boundary layer thickness evolves smoothly and there is no significant discrepancy between RANS and DNS, and between the three DNS (see figure 17a). This is also visible on the momentum thickness evolution (see figure 17a). Nevertheless, two families of curves are visible on the shape factor distribution. In the first part of the boundary layer development, the shape factor of RANS computation is similar to the DNS $n^{\circ}1$ without the stagger angle change and without freestream turbulence. As the freestream turbulence intensity is quite small, this can be explained by the insensitivity of the RANS model to

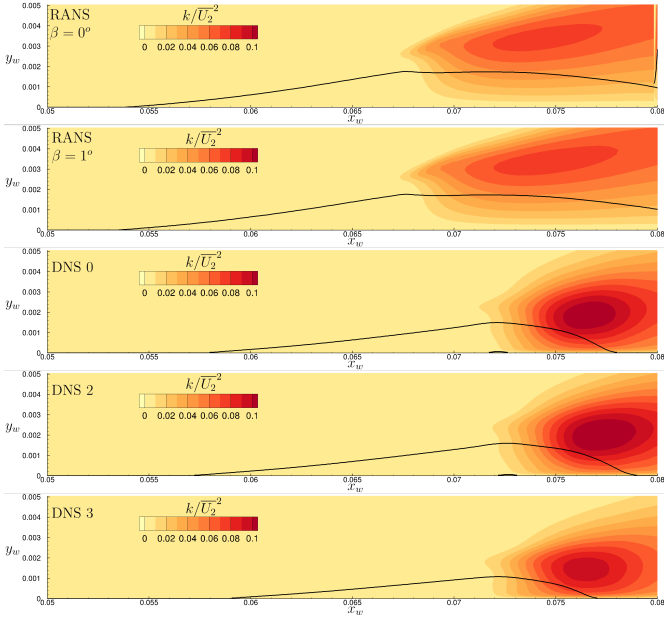
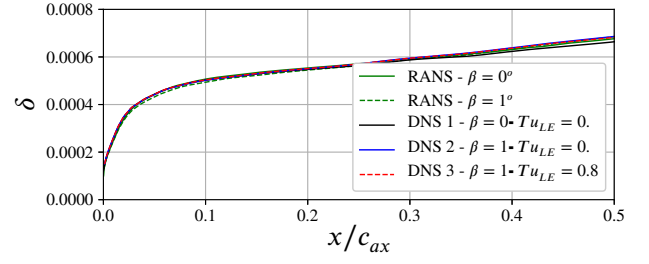
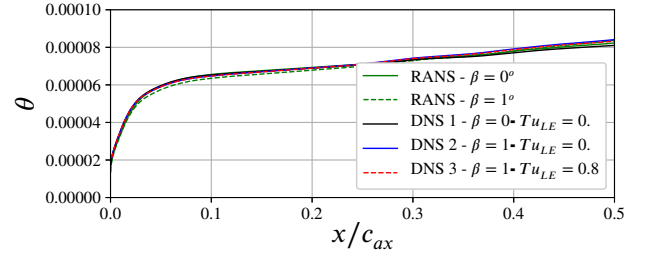


FIGURE 16: Iso-contours of turbulent kinetic energy k on the suction side. Isolines of tangential velocity $u_{//}$

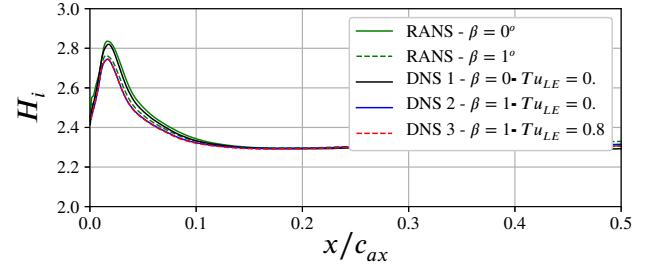
the external turbulence. The modification of the stagger angle is responsible for the creation of the second family of curves. The increase of the stagger angle leads to a small decrease of the shape factor in the first ten percents of the axial chord. The freestream turbulence seems to have no effect on the boundary layer development as the intensity is small. This may not be the case for higher values such as several percent of turbulence intensity. Finally, the most significant difference is observed on the skin friction evolution. At the start of the boundary layer development and consistently with the shape factor peak, the skin friction is smaller for both RANS $\beta = 0^\circ$ and DNS n^o1 simulations, by comparison to the DNS with the increased stagger angle (DNS n^o2 & n^o3). From 10 percents of axial chord, the RANS $\beta = 0^\circ$ data differs from the DNS 1, as the skin friction recovers the levels of the two others DNS at 20 percents of axial chord: the slope of skin friction is higher for the RANS $\beta = 0^\circ$ computation. This may explain why there is no need to change the stagger angle for the RANS $\beta = 0^\circ$ simulation. On the contrary, the lower value of skin friction observed in the results of DNS n^o1 is probably responsible for the underestimation of isentropic Mach number in the laminar part of the boundary layer. The modification of the stagger angle lead to an increase of the skin friction and a better prediction of the isentropic Mach number distribution over the suction side. Moreover, there is no significant impact of freestream turbulence on the skin friction.



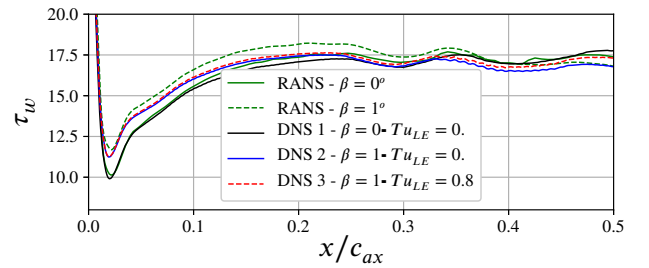
(a) Boundary layer thickness



(b) Momentum thickness



(c) Shape factor



(d) Skin friction

FIGURE 17: Integral thicknesses, shape factor and skin friction over the upstream part of the suction side for RANS and DNS computations

CONCLUSIONS

In this study, three DNS simulations of the T106C blade have been performed in an iterative way. A first one with the same geometry as the experiments and no freestream turbulence,

a second one with a modified stagger angle and a third one with an injection of turbulence. For this third simulation, a modification of the synthetic eddy method has been introduced in order to take into account periodic conditions while generating synthetic turbulence. Modifying the blade stagger angle to match the laminar part of the experimental isentropic Mach number was successful. However, the prediction of the separation bubble by the third DNS with a modified stagger angle and an injection of freestream turbulence is still not in accordance with the open bubble observed in the experiments. Nevertheless, in the experiments, the exit isentropic Reynolds number (100,000) has been highlighted as the limit between the long bubble case and the open bubble case. A way to investigate the remain discrepancies between the experiments and the DNS computation could be to perform a fourth DNS computation at a slightly smaller exit isentropic Reynolds number such as 95,000. One could expect that such a DNS simulation predicts an open bubble similar to the one observed in the experiments.

In the last part of this study, we have made a comparison between the third DNS simulation and a RANS simulation which is in good accordance with the experimental data concerning the isentropic Mach number distribution. The observations made from this comparison are in agreement with the hypothesis of a too close bubble predicted by the DNS simulation compared to the experimental measurements and the RANS results. Moreover, this comparison highlights the over-prediction of the opening of the bubble by the RANS simulation. This could be explained by a too weak production of turbulent kinetic energy in the upper and rear part of the bubble.

As future works, DNS with a higher freestream turbulence intensity and a higher Reynolds number used in experiments will be performed in order to investigate the effect of these parameters on the laminar separation bubble. Two other aspects can also be combined: the effect of passing wakes generated by bars and compressibility effects as future low-pressure turbines will rotate at higher speed.

ACKNOWLEDGMENT

All simulations have been carried out with elsA software co-owned by AIRBUS, SAFRAN, and ONERA. The authors wish to thank the Von Karman Institute who provided experimental results reported in this study in the framework of the European research programs TATMo (www.tatmo.eu) and UTAT (Unsteady Transition in Axial Turbines) in which ONERA was also involved. This work was partially granted access to the HPC resources of TGCC Joliot-Curie/Irene and GENCI (allocation A0112A13039).

REFERENCES

- [1] Langtry, R. B., Menter, F. R., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G., and Völker, S., 2006. “A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part II: Test Cases and Industrial Applications”. *Journal of Turbomachinery*, **128**(3), mar, pp. 423–434.
- [2] Kubacki, S., and Dick, E., 2016. “An algebraic intermittency model for bypass, separation-induced and wake-induced transition”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **62**, Dec., pp. 344–361.
- [3] Arnal, D., Houdeville, R., Seraudie, A., and Vermeersch, O., 2011. “Overview of laminar-turbulent transition investigations at ONERA Toulouse”. In 41st AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit.
- [4] Michálek, J., Monaldi, M., and Arts, T., 2012. “Aerodynamic Performance of a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoil (T106C) at Low Reynolds and High Mach Number With Effect of Free Stream Turbulence Intensity”. *Journal of Turbomachinery*, **134**(6), 08.
- [5] Lengani, D., Simoni, D., Ubaldi, M., Zunino, P., and Bertini, F., 2017. “A POD-Based Procedure for the Split of Unsteady Losses of an LPT Cascade”. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, **2**(4), oct, p. 17.
- [6] Kubacki, S., Simoni, D., Lengani, D., and Dick, E., 2020. “An Extended Version of an Algebraic Intermittency Model for Prediction of Separation-Induced Transition at Elevated Free-Stream Turbulence Level”. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, **5**(4), oct, p. 28.
- [7] Bernardos, L., Richez, F., Gleize, V., and Gerolymos, G. A., 2019. “Algebraic Nonlocal Transition Modeling of Laminar Separation Bubbles Using $k-\omega$ Turbulence Models”. *AIAA Journal*, **57**(2), feb, pp. 553–565.
- [8] Wu, X., and Durbin, P. A., 2001. “Evidence of longitudinal vortices evolved from distorted wakes in a turbine passage”. *Journal of Fluid Mechanics*, **446**, oct, pp. 199–228.
- [9] Michelassi, V., Wissink, J., and Rodi, W., 2003. “Analysis of DNS and LES of Flow in a Low Pressure Turbine Cascade with Incoming Wakes and Comparison with Experiments”. *Flow, Turbulence and Combustion*, **69**(3), Dec., pp. 295–329.
- [10] Wissink, J. G., 2003. “DNS of separating, low Reynolds number flow in a turbine cascade with incoming wakes”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **24**(4), pp. 626 – 635. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements.
- [11] Sandberg, R. D., Michelassi, V., Pichler, R., Chen, L., and Johnstone, R., 2015. “Compressible Direct Numerical Simulation of Low-Pressure Turbines—Part I: Methodology”. *Journal of Turbomachinery*, **137**(5), 05. 051011.
- [12] Michelassi, V., Chen, L. W., Pichler, R., and Sandberg,

- R. D., 2015. “Compressible Direct Numerical Simulation of Low-Pressure Turbines—Part II: Effect of Inflow Disturbances”. *Journal of Turbomachinery*, **137**(7), 07. 071005.
- [13] Garai, A., Diosady, L., Murman, S., and Madavan, N., 2015. “DNS of Flow in a Low-Pressure Turbine Cascade Using a Discontinuous-Galerkin Spectral-Element Method”. In Volume 2B: Turbomachinery, American Society of Mechanical Engineers.
- [14] Alhawwary, M. A., and Wang, Z. J., 2020. “DNS and LES of the flow over the T106C turbine using the high-order FR/CPR method”. In AIAA Scitech 2020 Forum, p. 1572.
- [15] Hillewaert, K., Carton de Wiart, C., Verheylewegan, G., and Arts, T., 2014. “Assessment of a high-order discontinuous Galerkin method for the direct numerical simulation of transition at low-Reynolds number in the T106C high-lift low pressure turbine cascade”. In Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, Vol. 45615, American Society of Mechanical Engineers, p. V02BT39A034.
- [16] , 2010. Aerodynamic Performance of a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoil (T106C) at Low Reynolds and High Mach Number With Effect of Free Stream Turbulence Intensity, Vol. Volume 7: Turbomachinery, Parts A, B, and C of *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*.
- [17] Dandois, J., Mary, I., and Brion, V., 2018. “Large-eddy simulation of laminar transonic buffet”. *Journal of Fluid Mechanics*, **850**, pp. 156–178.
- [18] Lugin, M., Beneddine, S., Leclercq, C., Garnier, E., and Bur, R., 2021. “Transition scenario in hypersonic axisymmetrical compression ramp flow”. *Journal of Fluid Mechanics*, **907**.
- [19] Gleize, V., Costes, M., and Mary, I., 2021. “Numerical Simulation Of NACA4412 Airfoil In Pre-stall Conditions”. In 55th 3AF International Conference on Applied Aerodynamics.
- [20] Pechier, M., Guillen, P., and Cayzac, R., 2001. “Magnus effect over finned projectiles”. *Journal of Spacecraft and Rockets*, **38**(4), pp. 542–549.
- [21] Raverdy, B., Mary, I., Sagaut, P., and Liamis, N., 2003. “High-Resolution Large-Eddy Simulation of Flow Around Low-Pressure Turbine Blade”. *AIAA Journal*, **41**(3), pp. 390–397.
- [22] Mary, I., and Sagaut, P., 2002. “Large eddy simulation of flow around an airfoil near stall”. *AIAA journal*, **40**(6), pp. 1139–1145.
- [23] Jarrin, N., Benhamadouche, S., Laurence, D., and Prosser, R., 2006. “A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **27**(4), pp. 585–593.
- [24] Gand, F., Brunet, V., and Mancel, G., 2015. “Zonal detached eddy simulation (zdes) using turbulent inflow and high order schemes: Application to jet flows”. In *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*. Springer, pp. 141–152.
- [25] Gand, F., 2016. “Investigation of turbulence development in incompressible jets with zonal detached eddy simulation (zdes) and synthetic turbulent inflow”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **61**, pp. 425–437.
- [26] , 2018. The Effect of Turbulent Scales on Low-Pressure Turbine Aerodynamics: Part A — An Optimized Turbulent Boundary-Condition, Vol. Volume 2B: Turbomachinery of *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. V02BT41A004.
- [27] Cambier, L., Heib, S., and Plot, S., 2013. “The Onera elsA CFD Software: Input from Research and Feedback from Industry”. *Mechanics & Industry*, **14**, 1, pp. 159–174.
- [28] Plot, S., 2019. “The high level of maturity of the elsA cfd software for turbomachinery aerodynamics applications”. In ISABE 2019, Camberra, Australia, ISABE-2019-24234.
- [29] Dufau, A., Marty, J., Man, D., and Piot, E., 2021. “Simulation of Passing Wakes Inducing Unsteady Boundary Layer Transition Around Low-Pressure Turbine Blade”. In Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, Vol. 84911, American Society of Mechanical Engineers, p. V02BT32A001.
- [30] Wilcox, D. C., 1988. “Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models”. *AIAA Journal*, **26**(11), nov, pp. 1299–1310.
- [31] Menter, F. R., Langtry, R. B., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G., and Volker, S., 2006. “A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I: Model Formulation”. *Journal of Turbomachinery*, **128**(3), p. 413.
- [32] Minot, A., de Saint Victor, X., Marty, J., and Perraud, J., 2015. “Advanced numerical setup for separation-induced transition on high-lift low-pressure turbine flows using the γ - r θ τ model”. In Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, Vol. 56642, American Society of Mechanical Engineers, p. V02BT39A010.
- [33] Stieger, R. D., and Hodson, H. P., 2005. “The Unsteady Development of a Turbulent Wake Through a Downstream Low-Pressure Turbine Blade Passage”. *Journal of Turbomachinery*, **127**(2), 05, pp. 388–394.
- [34] Bouchard, M., Marty, J., Deck, S., and Costes, M., 2021. “Validation of correlations-based transition modeling strategies applied to the spalart-allmaras turbulence model for the computation of separation-induced transition”. *Aerospace Science and Technology*, **119**, p. 107045.

3.2 Extension de la base de données QDNS de la T106C à des nombres de Reynolds plus élevés

Cette seconde partie est construite autour du papier de congrès [30] présenté à l'ETC 2023.

Contexte de l'étude et résumé court de Dufau et al. [30]

Cette étude repose sur les perspectives de l'étude précédente sur l'écoulement autour de la T106C au nombre de Reynolds 100 000. Elle vise à continuer à investiguer les potentielles causes des différences observées entre les simulations QDNS et les mesures d'essais. Parmi les approches envisagées dans la conclusion de l'étude précédente, l'étude de l'influence du nombre de Reynolds a été retenue. Ainsi, trois simulations QDNS supplémentaires ont été réalisées à plus haut nombre de Reynolds (120 000, 140 000 et 160 000). Cette option est intéressante pour deux raisons. D'une part, elle permet de tester l'hypothèse selon laquelle on rate dans les simulations un effet présent dans les essais à faible nombre de Reynolds. Cette hypothèse est construite à partir de nos observations dans la partie précédente pour le nombre de Reynolds 100 000 et des travaux de Hillewaert *et al.* [42], Garai *et al.* [32] et Alhawwary et Wang [4] qui montrent des différences encore plus marquées au nombre de Reynolds 80 000. D'autre part, cette investigation nous permet d'élargir notre base de données haute-fidélité à trois autres nombres de Reynolds pour l'évaluation des simulations RANS.

Les données générées permettent une comparaison plus étendue entre les QDNS et les mesures expérimentales. La principale observation est la réduction des différences lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cependant, même au nombre de Reynolds le plus haut, des différences non négligeables subsistent sur les comparaisons des distributions de nombre de Mach isentropique autour de l'aube et de pertes de pression totale à l'aval. De plus, cette variation du nombre de Reynolds permet d'en étudier son effet sur le bulbe de décollement présent sur l'extrados de l'aube T106C. La topologie et la taille du bulbe de décollement varient faiblement en fonction du nombre de Reynolds dans les QDNS. Cette observation est opposée à celle expérimentale qui indique un éclatement du bulbe au nombre de Reynolds 120 000 puis une ouverture du bulbe au nombre de Reynolds 100 000. Enfin, comme pour l'étude précédente, les données haute-fidélité sont utilisées pour évaluer les écoulements simulés par les calculs RANS. De la même manière, les différences entre les simulations RANS et les QDNS s'amenuisent lorsque le nombre de Reynolds augmente. Toutefois, la sous-production de turbulence par le modèle RANS par rapport à la QDNS est observée pour tous les nombres de Reynolds. Cette sous-production induit une surestimation de l'effet du nombre de Reynolds sur la taille du décollement par rapport à ce que l'on observe dans la QDNS.

THE EFFECT OF REYNOLDS NUMBER ON THE FLOW AROUND THE T106C VERY HIGH LIFT LOW PRESSURE TURBINE LINEAR CASCADE

*Antoine Dufau*¹ - *Julien Marty*² - *Estelle Piot*³ - *Daniel Man*¹

¹Safran Aircraft Engines, Moissy-Cramayel, France

²ONERA, Meudon, France

³ONERA/DMPE, Université de Toulouse, F-31055 Toulouse, France

ABSTRACT

Low pressure turbines flows are highly dependent on the boundary layer transition and laminar separation because of the low Reynolds number environment and the high blade loading. In the case of a laminar separation, the transition of the shear layer is triggered by instabilities and a recirculation zone appears near the wall. This phenomenon is known as a laminar separation bubble. Depending on its characteristics, the laminar separation bubble can be categorized as open, long or short. Some experiments performed at the von Karman Institute investigated the effect of Reynolds number on the topology of the separation bubble over the suction side of the very high lift T106C blade. In a previous work, the authors have performed a high fidelity simulation on this configuration at the Reynolds number of 100 000 and shown some discrepancies with the experiments. In order to deepen this study, three others simulations at three higher Reynolds numbers have been performed. Thus a wider comparison between QDNS (Quasi Direct Numerical Simulation) and the experiments is proposed in this paper. Moreover, the simulations give a more detailed descriptions of the effect of Reynolds number on the laminar separation bubble. Finally, we discuss the flow predicted by RANS simulations by making a comparison with the flow computed with the QDNS with the intention of validating the γ - $\widetilde{Re}_{\theta t}$ transition model on low pressure turbine cases.

KEYWORDS

LAMINAR SEPARATION BUBBLE, LP TURBINE, TRANSITION, QDNS, RANS, T106C

NOMENCLATURE

| | | | |
|----------|-----------------------------|------------|---------------------------|
| H_i | boundary layer shape factor | δ | boundary layer thickness |
| k | turbulent kinetic energy | δ_1 | displacement thickness |
| M | Mach number | θ | momentum thickness |
| P | pressure | τ_w | skin friction coefficient |
| Re | Reynolds number | is | isentropic |
| T | temperature | 0 | total |
| α | flow angle | s | static |
| β | blade stagger angle | 1 | upstream |
| γ | intermittency | 2 | downstream |

INTRODUCTION

The low-pressure turbine of a turbofan engine can operate at a low Reynolds number especially for cruise conditions at high altitude. Consequently, the boundary layer over the airfoils can be laminar on a large part of the suction side. As the low-pressure turbine is responsible for 30% of the engine weight, a common engine design tendency is the reduction of turbine blade number. An increase of the pitch between the blades leads to an increase of the blade loading usually defined by the Zweifel coefficient. The main consequence of a high blade loading is the presence of a high adverse pressure gradient over the suction side that may lead to the separation of the still laminar boundary layer. The evolution of the separated shear layer is then closely linked to its laminar-turbulent transition. Different parameters influence the topology of the laminar separation bubble such as the Reynolds number or the free-stream turbulence intensity. Indeed, for a low Reynolds number, the separation bubble can be open, meaning that there is no reattachment of the separated shear layer. When the Reynolds number increases, the separation bubble may be closed so the separated shear layer reattaches before the trailing edge. This closed bubble is categorized as long or short depending on the static pressure plateau length and the generated losses. The switch from short bubble to long bubble is called the bursting. There are several definitions of a short versus long bubble. One is when the bubble length is quickly increasing for a small change of aerodynamic conditions (Gaster, 1967). Marxen and Henningson (2011) proposed a list of definitions of what distinguish a short bubble from a long one. One of them is that a short bubble does not have an global effect on the flow. Another one is that, for a short bubble, the point of transition and production of turbulent kinetic energy is the location of the pressure recovery.

The T106C linear cascade is an experimental high loaded low-pressure turbine blade cascade studied at the von Karman Institute (Michálek et al., 2012). Experimental measurements have been made for a large range of Reynolds numbers and several turbulent intensities. To the best knowledge, the only flow condition simulated with DNS or QDNS is a Reynolds number of 80,000 and the lowest level of turbulence intensity (0.8%). The three groups of authors that have done this simulation are Hillewaert et al. (2014), Garai et al. (2016) and Alhawwary and Wang (2020). They all have shown similar results and that there are some discrepancies between the high fidelity simulation and the experimental measurements. The isentropic Mach number distribution differs, especially in the laminar separation zone and the favorable pressure gradient part of the suction side. To reduce this, Hillewaert et al. (2014) proposed a slight modification of the geometry by modifying the stagger angle of 1 degree and the inlet flow angle of 2 degree. This modification reduced the differences but it did not remove them entirely. Even more recently, we performed a QDNS of the flow around T106C cascade at the Reynolds number of 100,000 and the lowest level of turbulence intensity (Dufau et al., 2022). Similar discrepancies with the experiments have been highlighted and the modification of the stagger angle resulted again in a better match but a unexplained mismatch remains in the laminar separation zone.

In the conclusion of our last study, one of our hypothesis was that the low Reynolds numbers causes a phenomenon in the experimental facility that the simulation does not capture. Consequently, this paper aims at investigating this hypothesis by performing Quasi Direct Numerical Simulations of the flow around T106C turbine cascade blade for three higher Reynolds numbers : 120,000, 140,000 and 160,000. As in the previous study, the freestream turbulence of the wind tunnel is replicated by adding an injection of synthetic turbulence at the inlet plane with the Synthetic Eddy Method. Moreover, the modifications of the stagger angle of 1° and of the incidence angle of 2.3° have been kept for these new simulations. It should be noted that these modifications are similar to the ones investigated by Hillewaert et al. (2014) . QDNS results are

compared to experimental data in order to investigate the discrepancies already observed at the Reynolds number 80,000 and 100,000 in the literature. The ultimate purpose of our work is to evaluate the $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ transition model on the T106C configuration. Therefore, we performed an assessment of RANS simulations coupled with $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ transition model by comparing the flow simulated at the same conditions with the QDNS taken as a reference.

T106C CASCADE : GEOMETRY AND EXPERIMENTS

The geometry chosen for our study is the T106C cascade which is a very high lift low pressure turbine blade cascade. It has been tested experimentally by the von Karman Institute in the S1-C facility in the framework of the European project TATMo (Michálek et al., 2012). The experimental setup is made up of 6 aligned blades. One of the two blades at the center is used for the measurements which have been performed for a range of exit isentropic Reynolds number $Re_{2,is}$ from 80,000 to 250,000 and several level of turbulence intensity Tu from 0.8% to 3.2%. Thanks to the variable density characteristic of the S1-C facility, the exit isentropic Mach number is kept constant at 0.65. The characteristics of the T106C are stated in table 1.

| | |
|-----------------------------------|-------|
| Chord c [mm] | 93.01 |
| Pitch to chord ratio [-] | 0.95 |
| Aspect ratio [-] | 2.4 |
| Blade stagger angle [deg] | 30.7 |
| Inlet flow angle α_1 [deg] | 32.7 |
| Zweifel coefficient | 1.29 |

Table 1: T106C characteristics

NUMERICAL METHOD

Quasi Direct Numerical Simulations

The term QDNS (Quasi Direct Numerical Simulation) is chosen to describe a DNS-type simulation for which the cell size does not reach the Kolmogorov scale but is small enough to have similar results. It has to be noted that even if we chose to use this term to be more accurate, the simulations of this study are on the same level of discretization as most of the DNS simulations performed on similar configurations in the literature. Some observations on the turbulence resolution are available in Dufau et al. (2022) with power spectral densities.

For this study, four QDNS have been performed with the ONERA in-house code *FastS*. This solver has already been validated with several studies (Dandois et al., 2018; Lugin et al., 2021; Gleize et al., 2021) and was created from the solver *FLU3M* by adding a python interface and an optimization of the HPC performance based on a hybrid MPI/OpenMP framework. The time scheme used is the second order accurate backward scheme of Gear. The spatial scheme is also of second order. The global time step used for the three simulations is $4.3 \cdot 10^{-7} s$ which equals about 10^{-3} convective time units and leads to a maximal CFL number about 25 in the smallest cells of the grid. The inlet condition is a subsonic inflow condition for which five variables are specified: stagnation pressure, stagnation enthalpy and the three components of the velocity direction unit vector. The outlet condition is a subsonic outflow condition for which the static pressure is specified. As we make the hypothesis of 2.5D flow of a linear cascade, periodic conditions are used in y and z directions. An adiabatic no-slip condition is used at the blade wall. In the experiments with no turbulence grid (No Grid case), the turbulence intensity is about 0.8% near the leading edge. To get closer to the experimental conditions, an injection of

| $Re_{2,is}$ [-] | $M_{2,is}$ [-] | $P_{0,1}$ [Pa] | $T_{0,1}$ [K] | α_1 [$^\circ$] | $P_{s,2}$ [Pa] | β [$^\circ$] |
|-----------------|----------------|----------------|---------------|-------------------------|----------------|----------------------|
| 100,000 | 0.65 | 9027.6 | 299 | 35 | 6796.2 | 1 |
| 120,000 | 0.65 | 10833.1 | 299 | 35 | 8155.5 | 1 |
| 140,000 | 0.65 | 12638.6 | 299 | 35 | 9514.7 | 1 |
| 150,000 | 0.65 | 14444.1 | 299 | 35 | 10874.0 | 1 |

Table 2: List of the QDNS

synthetic turbulence is done at the inlet of the domain. The method known as SEM (Synthetic Eddy Method) developed by Jarrin et al. (2006) is used to create a map of velocity fluctuations that is injected at the inlet boundary condition. This map is created from the locations of fictive eddies which are moving in a phantom box that surrounds the inlet plane. A modification of the method has been made in order to take account of the periodic boundaries of the inlet plane. Consequently, an issue of non coherent injection at the boundaries of the inlet plane has been avoided. More information about the SEM is given in Dufau et al. (2022).

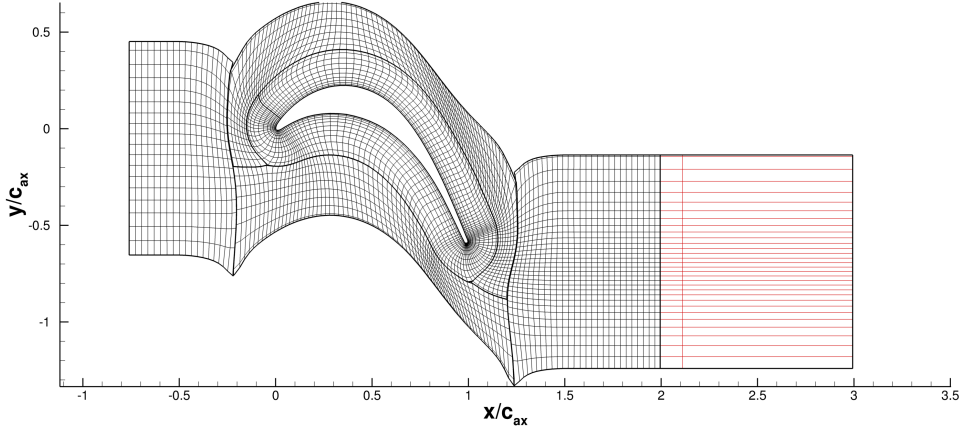


Figure 1: Mesh for QDNS (1 point over 15 in each direction) - Red zone is the buffer zone

As previously stated, for all the simulations, the selected geometry is the experimental blade for which the stagger angle has been modified by $\beta = 1^\circ$. The mesh used is the same mesh that has been designed for our last study in (Dufau et al., 2022). It is shown in figure 1. The same mesh is used for all four simulations. The mesh is made with one O-type grid around the blade and four H-type grids. Two others H-type grids are used upstream and downstream to extrude the mesh towards the inlet and the outlet planes of the domain. A buffer zone is placed downstream of the mesh in order to cancel the acoustic reflections on the outlet boundary conditions. This buffer zone is an extrusion of the mesh with an expansion ratio of 1.15. No buffer zone has been designed at the upstream part because of the injection of synthetic turbulence. In terms of mesh cells size, the non-dimensional wall cells lengths were fixed to have maximum values fulfilling $x^+ < 10$, $y^+ < 2$ and $z^+ < 5$. Moreover, the maximum expansion ratio has been kept under 1.02. The 2D mesh is extruded along the span direction for 30% of the axial chord. In the previous study, the non span-wise correlation has been verified with the observation Pearson correlation coefficient along a span-wise line in the wake of the blade.

The simulations have been performed for around 200 convective time scales. The end of the transitory state has been considered after 100 convective time scales. So the time average quantities shown in this study have been computed over 100 convective time scales.

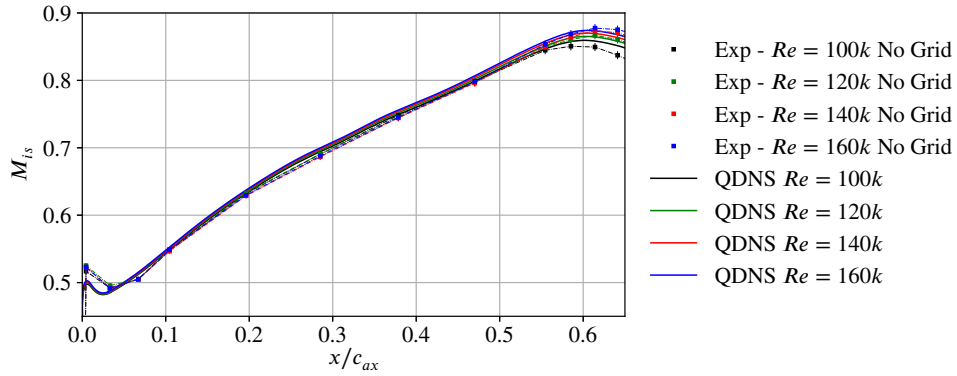


Figure 2: Isentropic Mach Number M_{is} distribution around T106C blade - upstream part of the suction side

Reynolds Averaged Navier-Stokes simulations

RANS simulations has been performed with the ONERA in-house tool *elsA* (Cambier et al., 2013; Plot, 2019). The second order in space upwind scheme of Roe, an implicit time scheme and a scalar LUSSOR implicit method are used. A local time step is fixed with a CFL condition set at 10. The simulations are performed for 40 000 iterations which ensures a reduction of residuals of more than 5 orders of magnitude. Turbulence and transition are modelled by using the $k - \omega$ turbulence model of Wilcox (1988) and the $\gamma - \widetilde{Re}_{\theta t}$ transition model of Menter et al. (2006). The geometric setup is a 2.5D mesh with periodic boundaries. A 2D mesh of around 82,000 points is extruded on 11 points along span direction. A mesh convergence study has been performed and lead to the following main characteristics: $x^+ < 100$, $y^+ < 1$ and an average of 40 points in the boundary layer thickness.

COMPARISON BETWEEN QDNS AND THE EXPERIMENTS

Figure 2 and figure 3 show the evolution of the isentropic Mach number over the stator blade wall along the upstream and downstream parts of the suction side, respectively. Four Reynolds numbers based on the isentropic exit velocity are plotted for both the QDNS and the experiments. The comparison between experimental data and QDNS results shows a good agreement along the upstream part, proving that the growth of the boundary layer in favorable pressure gradient region is well captured by QDNS if the blade stagger angle is modified as already shown in Dufau et al. (2021) for $Re_{2,is} = 100\ 000$. This evolution of isentropic Mach number is similar to the ones obtained by Hillewaert et al. (2014), Garai et al. (2015) and Alhawwary and Wang (2020), especially concerning the local extremum at the leading edge. Moreover, as in the experiments, the Reynolds number has no effect on this region, the main driving parameters being the incidence and the stagger angles (Dufau et al., 2022).

On the contrary, the Reynolds number influences strongly the isentropic Mach number distribution over the downstream part of the blade, i.e. in the strong adverse pressure gradient region. The same tendency is observed with both the QDNS and the experiments. Indeed, as the Reynolds number increases, the isentropic Mach number rises, showing a higher blade loading. The static pressure plateau is reduced when the onset of the separation occurs later and turbulent reattachment occurs earlier. Nevertheless, the position of the isentropic Mach number peak does not depend on the Reynolds number. In terms of isentropic Mach number peak, the comparison between experimental and numerical data shows that the location predicted by QDNS at 60% of the axial chord is slightly upstream of the experimental location close to 61.6%. However,

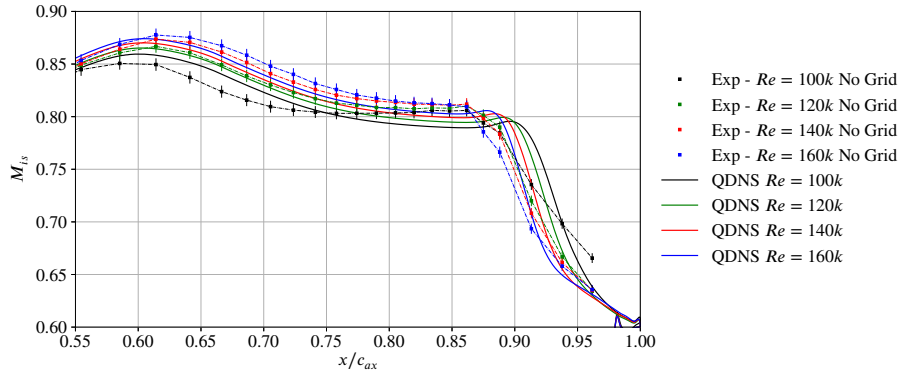


Figure 3: Isentropic Mach Number M_{is} distribution around T106C blade - downstream part of the suction side

the experimental discretization is quite coarse to conclude a mis-match between experiments and QDNS. Moreover, the higher the Reynolds number, the better the agreement, especially the slope of the isentropic Mach number in the region of pressure recovery linked to the boundary layer reattachment. For the three highest Reynolds numbers, the slope is quite brutal in the experiments just as in the QDNS. On the contrary, the $Re=100k$ case exhibits a smoother slope in the experiments while it is again quite brutal in the QDNS. For this Reynolds number, the bubble is probably open in the experiments. Michálek et al. (2012) state that at this Reynolds number the experimental separation bubble is open while it is long at $Re=120k$. This could explain the difficulties to well predict the flow at lower Reynolds number, as in Hillewaert et al. (2014), Garai et al. (2015) and Alhawary and Wang (2020). Closer to the trailing edge, the slope of deceleration decreases in QDNS. This effect is also observed in the experiments for the Reynolds numbers higher than 140,000. For $Re=120k$, as the bubble is longer, this slope amplitude decrease is not observed in the experiments but it could be explained by the lack of probes closer to the trailing edge.

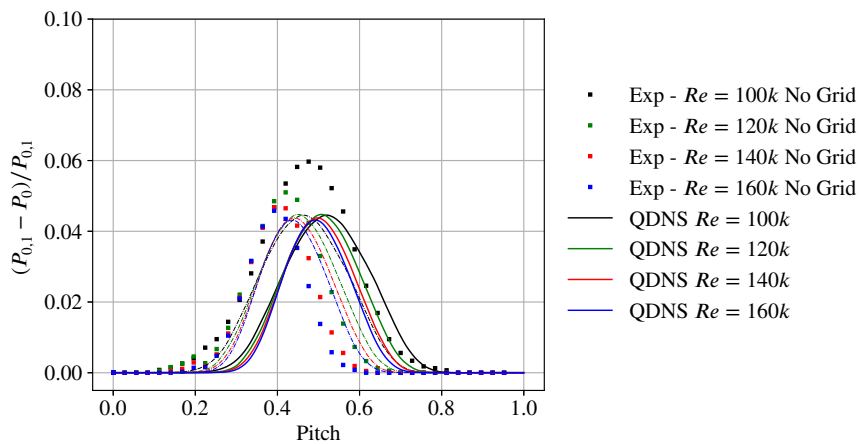


Figure 4: Total pressure deficit distribution in the wake of T106C blade - dashed lines corresponds to distributions with corrected pitch

Figure 4 depicts the total pressure deficit distribution along the pitchwise direction, in the wake of the T106C blade at $0.5c_{ax}$ of the trailing edge, for all investigated Reynolds numbers. The dashed lines represent the same profiles as the solid lines but with a translation in pitch

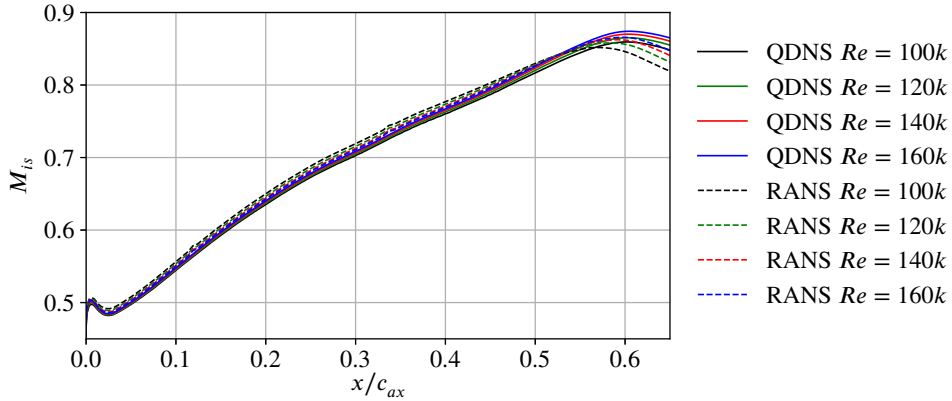


Figure 5: Isentropic Mach Number M_{is} distribution around T106C blade - upstream part of the suction side

to account for the change of stagger angle including both the translation of the position of the trailing edge and the modification of the outlet flow angle. The first observation that can be made is the obvious mismatch between the experiments and QDNS at $Re=100k$ as already described in Dufau et al. (2022). Moreover, the analysis of the experimental data shows that, as the Reynolds number increases, the deficit decreases which means the losses are reduced, and the peak location moves to lower pitch values. The main phenomenon leading to loss reduction is probably the switch from open to long bubble and then from long to short bubble. The increase of the wake peak and width is also observed on the QDNS distributions. However, the difference between the $Re=100k$ and $Re=120k$ cases is much less pronounced in the QDNS compared to the experiments. As shown earlier with the isentropic Mach number, and later with other analysis, this discrepancy comes from the mis-match in terms of bubble topology between experiments (open bubble) and QDNS (long bubble). For higher Reynolds number, the agreement is good between experimental and QDNS results for total pressure deficit levels and the wake thickness is slightly larger in QDNS.

In this comparison between the QDNS and the experiments, it has been shown that the agreement is getting better when the Reynolds number is increased. This is supporting our initial hypothesis that the QDNS might be missing a phenomenon existing in the experiments for the lowest Reynolds numbers. However, the authors consider that the good match for the highest Reynolds number allows to use QDNS as a reference to assess the transition model.

ASSESSMENT OF RANS SIMULATIONS COUPLED WITH γ - $\widetilde{Re}_{\theta t}$ MODEL

Macroscopic analysis

Figures 5 and 6 show the distribution of isentropic Mach number over the upstream part of the T106C wall for all investigated Reynolds numbers, for both RANS and QDNS computations, the latter being taken as references. The evolution in the region characterized by the favorable pressure gradient i.e. the increase of isentropic Mach number differs between RANS and QDNS, the former being higher than the latter, in the first 20% of the axial chord. Then, curves are quite parallel, except for the lowest Reynolds number investigated. Subsequently, this leads to some significant discrepancies from the isentropic Mach number peak. The first one concerns the location of this peak: there is no significant effect of Reynolds number on QDNS results while RANS computations highlight an effect since the location moves downstream when the Reynolds number increases. Quantitatively, the location switches from 57.5%

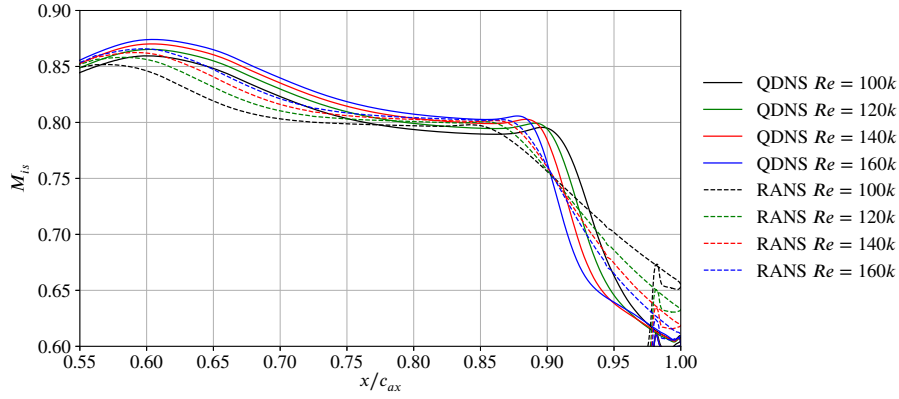


Figure 6: Isentropic Mach Number M_{i_s} distribution around T106C blade - downstream part of the suction side

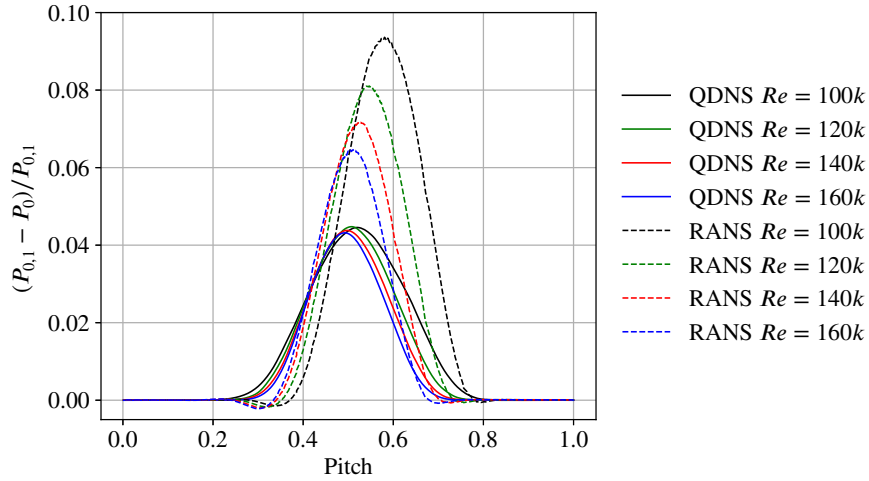


Figure 7: Total pressure deficit distribution in the wake of T106C blade

up to 61% of axial chord.

Once the peak is passed, as shown in Figure 6, RANS and QDNS distributions diverge. The laminar separation occurs earlier for RANS simulations as the plateau of static pressure appears more upstream. The location of the beginning of pressure recovery due to the laminar-turbulent transition differs also. The static pressure recovery is smoother for RANS computations than for QDNS. Moreover, the isentropic Mach number at the trailing edge is highly dependent of the Reynolds number for RANS simulations while it is identical for all the QDNS. By analyzing Figure 3 and Figure 6 for the $Re=100k$ case, RANS results are in better agreement with the experimental data than the QDNS. According to Michálek et al. (2012), the experimental separation bubble is open at $Re_{2, is} = 100\ 000$ so the RANS might also predict an open bubble. For the three higher Reynolds number cases, the experiments seems to be in better agreement with the constant isentropic Mach number at trailing edge observed with the QDNS.

Figure 7 depicts the total pressure loss profile computed in an axial plane downstream of the blade. The main parameters concerning this profile are the level of loss and the location of its maximum and, the thickness of the wake. QDNS results show that the Reynolds number influences mainly on the wake thickness which is reduced as the Reynolds number increases. The

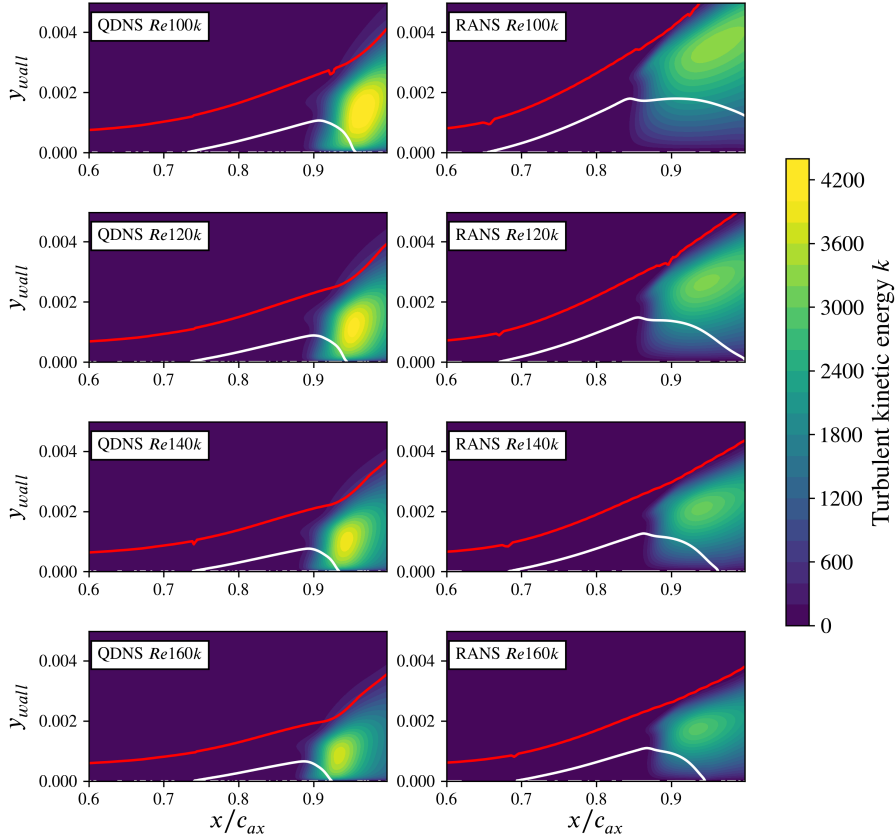


Figure 8: Contours of turbulent kinetic energy k over the downstream part of the suction side of the blade (Red line : Boundary layer thickness δ – White line : Limit of the recirculation zone $u_s = 0$)

location of the loss maximum is slightly modified while the maximum value is quite constant with the Reynolds number. On the contrary, all parameters are significantly dependent on the Reynolds number for the RANS simulation: the wake thickness and the loss level decrease with the rise of Reynolds number. Moreover, the location of the loss maximum moves from 0.52 to 0.44 pitchwise. In the present frame, the left part is linked to the pressure side, and the right one to the suction side. The reduction of the wake thickness appears mainly towards the suction side. This is the footprint of the switch from an open bubble to a closed one. The comparison with the experimental data shows that the change of the wake profile is over-estimated by RANS, especially for Reynolds number higher or equal to 120,000.

Laminar separation bubble

Contours of turbulent kinetic energy over the downstream half of the suction side are depicted in Figure 8. The white represents the boundary of the recirculation zone, $u_s = 0$ where u_s is the streamwise velocity and the red line outlines the boundary layer edge. For both RANS and QDNS, as the Reynolds number increases, the separation point moves downstream while the reattachment one upstream, leading to a smaller bubble in terms of length and thickness. The separation bubble in the QDNS is always closed while it is predicted open for the $Re=100k$ case by the RANS simulation. If we consider the two definitions distinguishing a long from a short bubble, the QDNS seems to predict a short bubble for all Reynolds numbers. Indeed, the

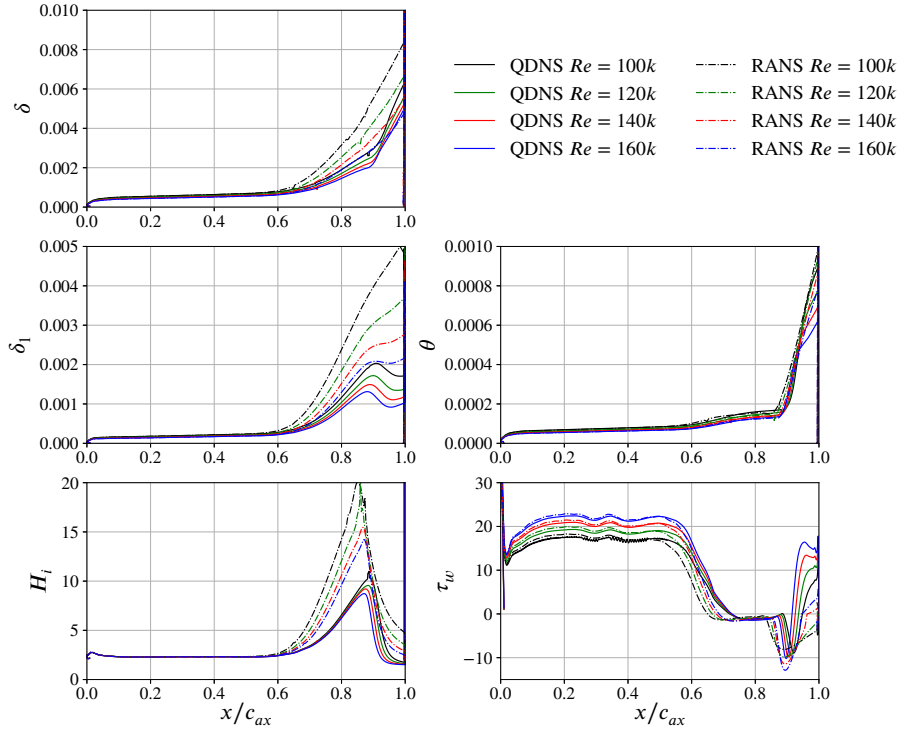


Figure 9: Evolution of boundary layer thickness δ , displacement thickness δ_1 , momentum thickness θ , shape factor H_i and skin friction coefficient τ_w on the suction side of T106C blade

bubble length is varying equally when the Reynolds number is decreasing and the location of turbulence production is matching with the end of the recirculation zone. However, according to these definitions, RANS simulations predict a long bubble for the $Re=120k$ case, and a short bubble for the $Re=160k$ case and a bubble close to bursting for the $Re=140k$ case.

The comparison of turbulent kinetic energy (TKE) fields shows that, in RANS computations based on Boussinesq hypothesis, the production of turbulence is clearly insufficient and is responsible for a delay of turbulent reattachment. This statement was already observed in previous studies such as in Bouchard et al. (2021) based on Spalart-Allmaras turbulence model. Moreover, the TKE peak is mainly predicted in the upper part of the laminar separation bubble and the turbulence production follows the streamwise direction as if the convective terms have a higher influence than the diffusive ones. On the contrary, in QDNS results, the turbulence production occurs in a larger part of the bubble thickness and, at the same streamwise location, there is a slope break in the boundary layer thickness evolution. These discrepancies in terms of TKE production explain the divergence between RANS and QDNS results, in terms of bubble topology leading to differences on macroscopic data such as isentropic Mach number and loss profile.

The boundary layer integral thicknesses and shape factor evolution are plotted in Figure 9 along with the skin friction magnitude weighted by the sign of the streamwise component in order to highlight separation with negative value. In the laminar part, RANS and QDNS predict similar skin friction, except for the first twenty percents, where RANS under-predicts the friction. This could be correlated with the different behavior obtained on the isentropic Mach number. The skin friction becomes negative prematurely for RANS computations, confirming that the separation occurs earlier with this approach. Once the separation has occurred, the

level of skin friction is similar between RANS and QDNS. The discrepancies appear in the last part of the separation bubble i.e. after the transition onset. The high turbulence production in QDNS leads to a sudden increase of skin friction. On the contrary, in RANS computations, due to smaller turbulence production, the increase is slower, especially at the lowest considered Reynolds number. Even for the highest Reynolds number, the natural decrease of a skin friction in turbulent boundary layer is not observed, suggesting that the state of an attached and turbulent boundary layer is not reached in RANS. In the separation bubble, the thicknesses grow, especially the boundary layer thickness and the displacement one. The momentum thickness growth slows down and stagnates before a sudden rise linked to the laminar-turbulent transition leading to turbulence production and boundary layer reattachment. This remarkable point is a source of a slope break for all thicknesses, for both RANS and QDNS results. Nonetheless, a major discrepancy is observed on the displacement thickness as the grow is monotonic for RANS and a thickness decrease is predicted by QDNS, after the maximum of separation bubble thickness. This is the footprint of the mismatch between these two approaches due to turbulence production. This is also visible on the shape factor. The separation is much more massive for RANS than for QDNS, probably due to the lack of turbulence production in RANS computations as previously shown. Moreover, the peak of this integral data is directly linked to the maximum of separation bubble thickness when comparing Figure 8 and Figure 9.

CONCLUSIONS

The previous study (Dufau et al., 2022) showed that a flow feature present in experiments is not captured by QDNS of T106C airfoil. Thus, this investigation aimed at analyzing QDNS carried out at higher Reynolds numbers in order to investigate this hypothesis. The agreement with experimental data is better at higher Reynolds number, especially in the region of the laminar separation bubble characterized by both a static pressure plateau and a strong pressure recovery once the laminar-turbulent transition is triggered. The isentropic Mach number profile close to the trailing edge shows that QDNS is able to capture flow physics of the separation bubble for the high Reynolds numbers. The second objective was the comparison to RANS computations performed with the transition model of Menter and Langtry in order to evaluate it on the T106C configuration. The main discrepancy between these two approaches is the turbulence production once the transition occurred. In QDNS, it is higher and concerns a large part of the boundary layer thickness while, in RANS, the production is smaller and is more influenced by the convection. The boundary layer analysis confirms this statement. Thus, in RANS, the separation is too massive and the size of the bubble is significantly overestimated.

Further works rely on two topics. First, a more deepened study has to be performed to understand the lack of production of turbulence in the RANS simulations. The second topic deals with the effect of the passing wakes on the transition for the T106C cascade. To this end, the experimental configuration with rotating bars will be reproduced by QDNS.

ACKNOWLEDGEMENTS

All RANS simulations have been performed in the framework of the elsA agreement between SAFRAN and ONERA, which are co-owners of this software.

This work was partially granted access to the HPC resources of TGCC Joliot-Curie/Irene and GENCI (allocation A0112A13039).

REFERENCES

Alhawary, M. A. and Wang, Z. J. (2020). DNS and LES of the flow over the T106C turbine using the high-order FR/CPR method. In *AIAA Scitech 2020 Forum*, page 1572.

- Bouchard, M., Marty, J., Deck, S., and Costes, M. (2021). Validation of correlations-based transition modeling strategies applied to the Spalart-Allmaras turbulence model for the computation of separation-induced transition. *Aerospace Science and Technology*, 119:107045.
- Cambier, L., Heib, S., and Plot, S. (2013). The Onera elsA CFD Software: Input from Research and Feedback from Industry. *Mechanics & Industry*, 14:159–174.
- Dandois, J., Mary, I., and Brion, V. (2018). Large-eddy simulation of laminar transonic buffet. *Journal of Fluid Mechanics*, 850:156–178.
- Dufau, A., Marty, J., Man, D., and Piot, E. (2021). Simulation of Passing Wakes Inducing Unsteady Boundary Layer Transition Around Low-Pressure Turbine Blade. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*, volume 84911. American Society of Mechanical Engineers.
- Dufau, A., Marty, J., Man, D., and Piot, E. (2022). High-Fidelity Simulations of the Flow around T106C Cascade at Low Reynolds Number: The Effects of Freestream Turbulence and Stagger Angle. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*, volume 84911. American Society of Mechanical Engineers.
- Garai, A., Diosady, L., Murman, S., and Madavan, N. (2015). DNS of Flow in a Low-Pressure Turbine Cascade Using a Discontinuous-Galerkin Spectral-Element Method. In *Volume 2B: Turbomachinery*. American Society of Mechanical Engineers.
- Garai, A., Diosady, L. T., Murman, S. M., and Madavan, N. K. (2016). DNS of low-pressure turbine cascade flows with elevated inflow turbulence using a discontinuous-Galerkin spectral-element method. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*, volume 49712, page V02CT39A025. American Society of Mechanical Engineers.
- Gaster, M. (1967). The structure and behaviour of separation bubbles. *Aeronautical Research Council Reports & Memoranda*.
- Gleize, V., Costes, M., and Mary, I. (2021). Numerical Simulation Of NACA4412 Airfoil In Pre-stall Conditions. In *55th 3AF International Conference on Applied Aerodynamics*.
- Hillewaert, K., Carton de Wiart, C., Verheylewegen, G., and Arts, T. (2014). Assessment of a high-order discontinuous Galerkin method for the direct numerical simulation of transition at low-Reynolds number in the T106C high-lift low pressure turbine cascade. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*, volume 45615. American Society of Mechanical Engineers.
- Jarrin, N., Benhamadouche, S., Laurence, D., and Prosser, R. (2006). A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4):585–593.
- Lugrin, M., Beneddine, S., Leclercq, C., Garnier, E., and Bur, R. (2021). Transition scenario in hypersonic axisymmetrical compression ramp flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 907.
- Marxen, O. and Henningson, D. S. (2011). The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a laminar separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 671:1–33.
- Menter, F. R., Langtry, R. B., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G., and Völker, S. (2006). A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I: Model Formulation. *Journal of Turbomachinery*, 128(3):413.
- Michálek, J., Monaldi, M., and Arts, T. (2012). Aerodynamic Performance of a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoil (T106C) at Low Reynolds and High Mach Number With Effect of Free Stream Turbulence Intensity. *Journal of Turbomachinery*, 134(6).
- Plot, S. (2019). The High Level of Maturity of the elsA CFD Software for Turbomachinery Aerodynamics Applications. In *ISABE 2019, Canberra, Australia*, ISABE-2019-24234.
- Wilcox, D. C. (1988). Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11):1299–1310.

3.3 Analyses complémentaires des simulations QDNS de la T106C

Dans cette troisième partie, nous analysons de manière plus approfondie les données extraites des différentes simulations QDNS présentées dans les deux premières parties 3.1 et 3.2. En effet, les observations menées dans les parties précédentes se sont majoritairement concentrées sur les données comparables aux données expérimentales. Dans un premier temps, nous proposons une évaluation plus fine de la qualité numérique des simulations. Dans un deuxième temps, la physique reproduite par les simulations est observée et critiquée par rapport à l'état de l'art sur ce type d'écoulement.

Le tableau 3.1 liste les différentes QDNS présentées dans les parties précédentes avec une uniformisation des noms. Les simulations *QDNS Re100k A* et *QDNS Re100k B* ne seront pas considérées dans cette partie.

| Nom | $Re_{2, is}$ | Calage aube | Injection de turbulence | Références communications | |
|----------------------|--------------|-------------|-------------------------|---------------------------|--|
| <i>QDNS Re100k A</i> | 100k | 0° | Non | DNS 1 | Dufau <i>et al.</i> [29] |
| <i>QDNS Re100k B</i> | 100k | +1° | Non | DNS 2 | Dufau <i>et al.</i> [29] |
| <i>QDNS Re100k</i> | 100k | +1° | 1.% Inlet | DNS 3 QDNS Re100k | Dufau <i>et al.</i> [29] Dufau <i>et al.</i> [30] |
| <i>QDNS Re120k</i> | 120k | +1° | 1.% Inlet | QDNS Re120k | Dufau <i>et al.</i> [30] |
| <i>QDNS Re140k</i> | 140k | +1° | 1.% Inlet | QDNS Re140k | Dufau <i>et al.</i> [30] |
| <i>QDNS Re160k</i> | 160k | +1° | 1.% Inlet | QDNS Re160k | Dufau <i>et al.</i> [30] |

TABLEAU 3.1 – Liste et caractéristiques des simulations QDNS de la T106C réalisées pour l'étude

3.3.1 Complément pour l'évaluation de la qualité numérique des simulations

L'analyse de la qualité des QDNS de la T106C présentées dans les parties précédentes est complétée en observant différentes caractéristiques numériques des simulations (tailles adimensionnées des premières mailles, nombre de Courant et évolution statistique) mais aussi la physique globale de l'écoulement simulé (structures tourbillonnaires et leurs fréquences caractéristiques).

3.3.1.1 Tailles adimensionnées de première maille x^+ , y^+ et z^+

Les tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi de l'aube T106C x^+ , y^+ et z^+ sont tracées dans la figure 3.1 pour les quatre simulations QDNS. Ces tailles x^+ , y^+ et z^+ sont définies par :

$$x^+ = \frac{u_* x}{\nu} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{u_* y}{\nu} \quad \text{et} \quad z^+ = \frac{u_* z}{\nu} \quad (3.1)$$

avec ν la viscosité cinématique, x la coordonnée tangentielle à la paroi et dans le sens de l'écoulement, y la coordonnée normale à la paroi, z la coordonnée tangentielle à la paroi et orthogonale au sens de l'écoulement et u_* la vitesse de frottement définie par :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (3.2)$$

avec τ_p le frottement à la paroi et ρ la densité.

Les critères utilisés pour définir le maillage sont les suivants : $x^+ < 10$, $y^+ < 2$ et $z^+ < 5$. Ces critères ont été définies à partir des connaissances accumulées par des études validées Laurent [54], Pechier *et al.* [76], Raverdy *et al.* [80] utilisant le code FLU3M, prédécesseur du code FastS . Un maillage identique a été utilisé pour les quatre nombres de Reynolds. Or, ce maillage a été préalablement dessiné pour la première étude (section 3.1) au nombre de Reynolds 100 000. De ce fait, les critères de maillage définis ci-dessus sont respectés pour le cas QDNS $Re = 100k$. Pour les autres cas, les critères sont dépassés avec une augmentation d'un facteur jusqu'à 1,5 pour le cas QDNS $Re = 160k$. Ces valeurs ($x^+_{\max} \approx 15$, $y^+_{\max} \approx 3$ et $z^+_{\max} \approx 7$) sont donc au-dessus des critères usuels. Cependant, le taux d'accroissement maximal fixé à 1,02 permet de garantir une discrétisation fine de la couche limite dans l'épaisseur de la couche limite.

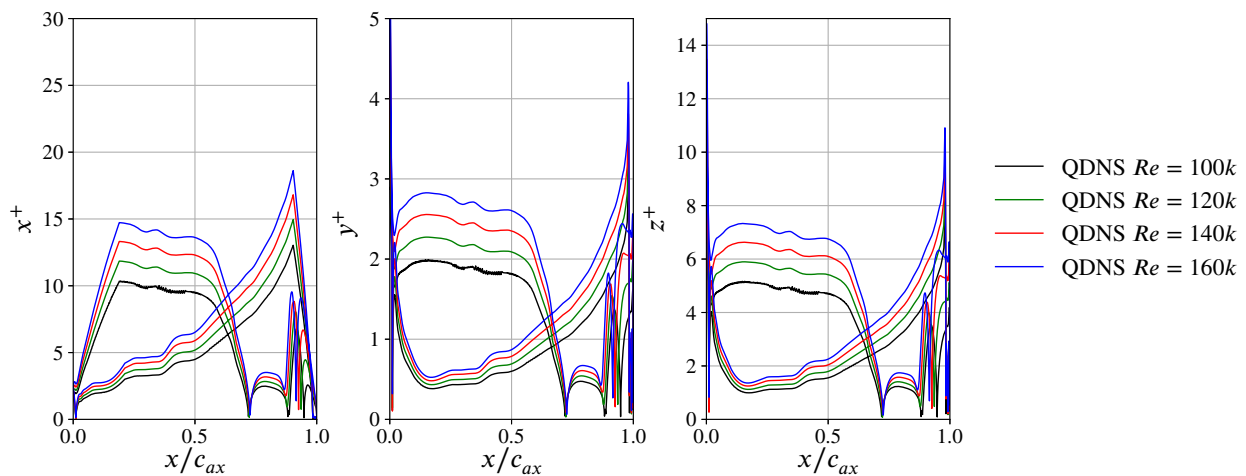
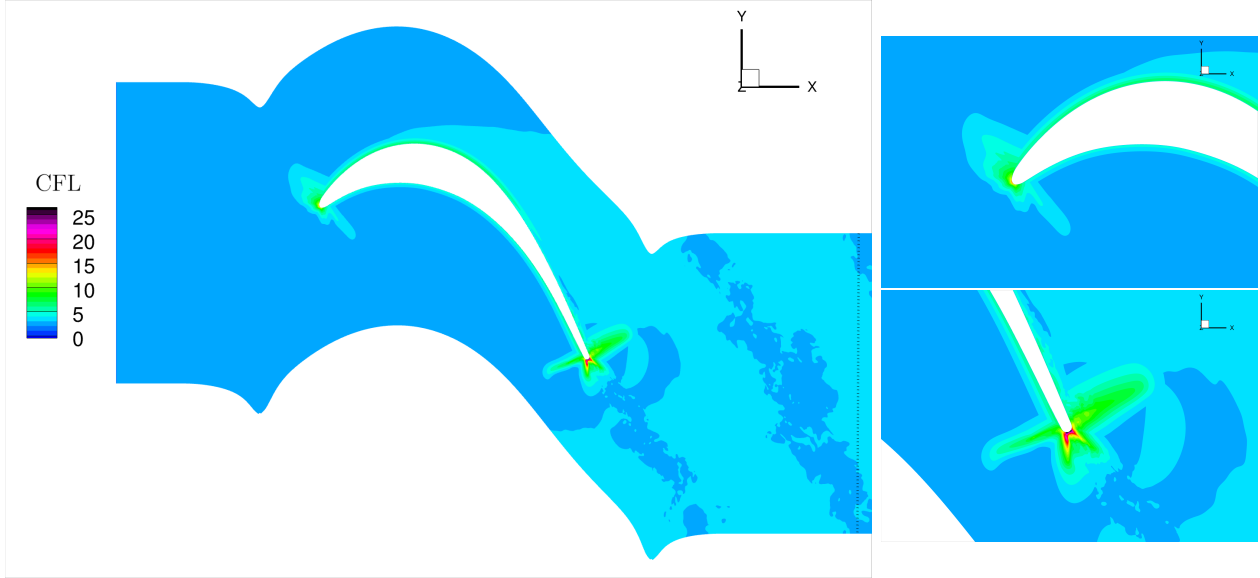


FIGURE 3.1 – Tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi x^+ , y^+ et z^+ autour de l'aube pour les quatre simulations QDNS de la T106C

3.3.1.2 Nombre de Courant

La figure A.8 montre les valeurs du nombre de Courant calculé à partir d'un champ instantané de la simulations QDNS de l'écoulement autour de la T106C au nombre de Reynolds 100 000 avec injection de turbulence de fond. Les mêmes contours pour les trois autres nombres de Reynolds sont très similaires à celui-ci (voir annexe). On peut observer que le nombre de Courant reste en dessous de 5 sur la quasi-totalité de l'écoulement. Les zones où le nombre de Courant est plus élevée (≈ 25 au maximum) sont très réduites : elles se situent autour du bord d'attaque et du bord de fuite. Dans ces zones, la taille des mailles est volontairement plus petite que nécessaire pour des raisons géométriques liées au maillage structuré : il faut un nombre de points relativement grand au bord de fuite et au bord d'attaque pour ensuite avoir des mailles assez fines plus loin de la paroi notamment dans la zone du sillage. Le schéma temporel utilisé pour les simulations est un schéma implicite utilisant jusqu'à 30 sous-itérations par pas de temps. De ce fait, ces zones avec un nombre de Courant élevé sont considérées comme correctement résolues car les 30 sous-itérations permettent de réduire de 4 à 5 ordres de grandeur les résidus à chaque pas de temps réel.

FIGURE 3.2 – Nombre de Courant instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 100\,000$

3.3.1.3 Evolution statistique : détection du transitoire

Une étape importante lors de l'analyse des données d'une simulation aérodynamique avec turbulence résolue est la détermination de la période transitoire pendant laquelle l'écoulement converge vers un état statistiquement stationnaire. Pour nos études, la période transitoire est sans intérêt (temps de transition entre le champ d'initialisation basé sur un résultat RANS et la régime permanent) et elle est donc exclue pour le post-traitement des données. L'idée est donc de déterminer de façon assez précise la fin du transitoire pour à la fois éviter de comptabiliser des instants de l'écoulement transitoire dans les futurs post-traitements mais aussi maximiser la durée des signaux que l'on peut examiner en tant que données de l'écoulement permanent.

Dans un premier temps, on peut observer l'évolution des débits amont et aval dans la figure 3.3. Elles sont présentées comme une variation en pourcentage autour de la valeur moyenne stationnaire du débit. On remarque rapidement que le signal brut en gris n'est pas lisible sans un traitement statistique. Pour analyser les signaux, nous pouvons recourir à différentes moyennes :

- *Moyenne glissante de * sur une fenêtre de taille n à l'instant t_i*

Pour chaque instant t_i , on calcule la moyenne du signal entre les instants $t_{i-n/2+1}$ et $t_{i+n/2}$. La valeur n'est donc pas disponible pour les premiers et les derniers instants du signal complet.

$$\overline{*}_{t=t_i}^{glissante,n} = \frac{1}{n} \sum_{j=i-n/2+1}^{i+n/2} *_{t=t_j} \quad (3.3)$$

- *Moyenne cumulative de * depuis le début à l'instant t_i*

Pour chaque instant t_i , on calcule la moyenne du signal entre l'instant initial t_0 et l'instant t_i .

$$\overline{*}_{t=t_i}^{cumul} = \frac{1}{i+1} \sum_{j=0}^i *_{t=t_j} \quad (3.4)$$

- *Moyenne cumulative inversée de * depuis la fin à l'instant t_i*

Pour chaque instant t_i , on calcule la moyenne du signal entre l'instant t_i et le dernier instant du signal t_N .

$$\overline{*}_{t=t_i}^{cumulInv} = \frac{1}{N-i+1} \sum_{j=i}^N *_{t=t_j} \quad (3.5)$$

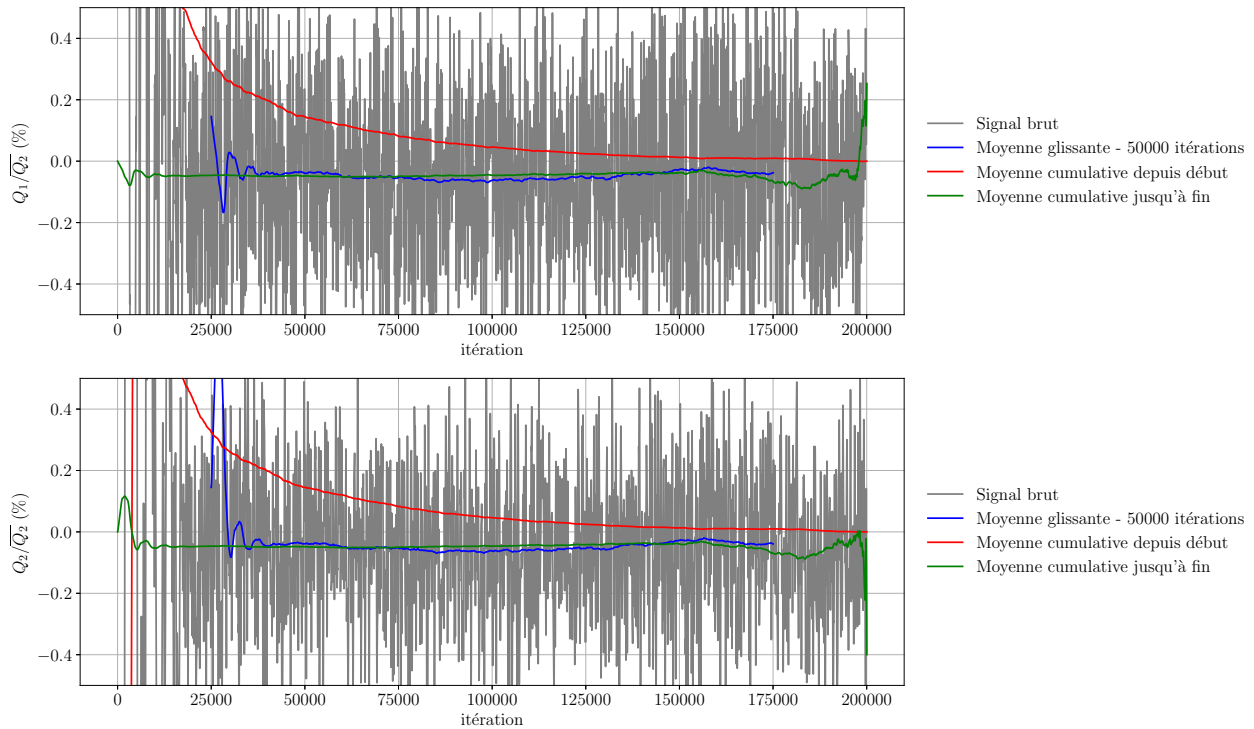


FIGURE 3.3 – Évolution statistique des débits amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re = 100\,000$

A partir de l'évolution temporelle d'une grandeur de l'écoulement (moyenne ou locale), il est possible d'observer l'évolution de sa moyenne cumulative depuis le début jusqu'à sa stabilisation. A partir de cette stabilisation, on peut estimer que l'on a largement quitté la période transitoire. En effet, une stabilisation de la moyenne cumulative depuis le début implique que l'on a atteint le régime permanent et que la partie du signal du régime permanent a compensé les variations du signal du régime transitoire. Cette technique n'est donc pas économe en temps de simulation et elle dépend fortement de l'éloignement du champ initial du champ moyen permanent. Par conséquent, dans la suite, une technique plus fine pour définir la limite entre état transitoire et permanent est proposée en utilisant la moyenne cumulative inversée (ou "jusqu'à la fin") et la moyenne glissante. Pour cela, on fait l'hypothèse que la durée du régime permanent est suffisamment grande pour pouvoir faire converger notre moyenne d'intérêt. La définition de la limite de l'état transitoire est faite en deux étapes :

1. Tout d'abord, en parcourant la moyenne cumulative inversée, on peut définir le temps de signal nécessaire à la convergence de la moyenne dans un régime supposé permanent (temps de stabilisation en parcourant à l'envers le signal à partir de la fin). Ce temps sera le temps de référence pour calculer une moyenne glissante.
2. Ensuite, la moyenne glissante sur une fenêtre égale à ce temps de référence permet alors d'avoir une observation plus fine sur l'évolution de la variable d'intérêt. La stabilisation de cette moyenne certifie avec une bonne précision la fin du régime transitoire.

Nous allons maintenant utiliser cette méthode pour caractériser le transitoire de la simulation QDNS $Re100k$. Le lecteur peut se référer à l'annexe pour observer les tracés pour les autres simulations qui sont très similaires à ceux présentés ici. La figure 3.3 trace en gris l'évolution temporelle des fluctuations de débit autour de débit moyen mesuré aux conditions d'entrée Q_1 et de sortie Q_2 . On notera que le débit moyen $\overline{Q_2}$ est défini pour cette figure comme la valeur de la moyenne cumulative à l'itération finale, ce n'est donc pas la valeur moyenne du débit aval en régime permanent. Les trois types de moyennes sont aussi tracées pour chacune des deux variables : la moyenne cumulative en rouge, la moyenne cumulative inversée en vert et la moyenne glissante sur 50 000 itérations en bleu.

Comme décrit ci-dessus, la moyenne cumulative est très longue à se stabiliser, elle ne se stabilise pas pendant les 200 000 itérations du calcul. En faisant l'hypothèse d'un état permanent suffisamment long pendant le temps simulé ($\approx 0,086s$), la moyenne cumulative inversée permet de fixer à 50 000 itérations ($\approx 0,0215s$) le temps nécessaire à la convergence de la moyenne des débits. La moyenne glissante sur 50 000 itérations permet alors de décrire l'évolution globale du débit au cours de la simulation. On voit que cette moyenne décrit une fin de transitoire à environ l'itération 40 000. Cela montre donc bien l'utilité de ne pas se fier seulement à la moyenne cumulative qui aurait laissé penser que la totalité du temps simulé appartient à l'état transitoire. Les évolutions des débits amont et aval permettent d'avoir une première caractérisation du temps transitoire. Cependant, le débit étant une grandeur intégrale éloignée des écoulements pariétaux, on peut s'attendre à ce que sa convergence et sa stabilisation soit rapide et ne caractérise pas l'ensemble de l'écoulement. De ce fait, l'analyse du transitoire va être poursuivie avec des signaux de pression extraits à différentes positions dans le domaine.

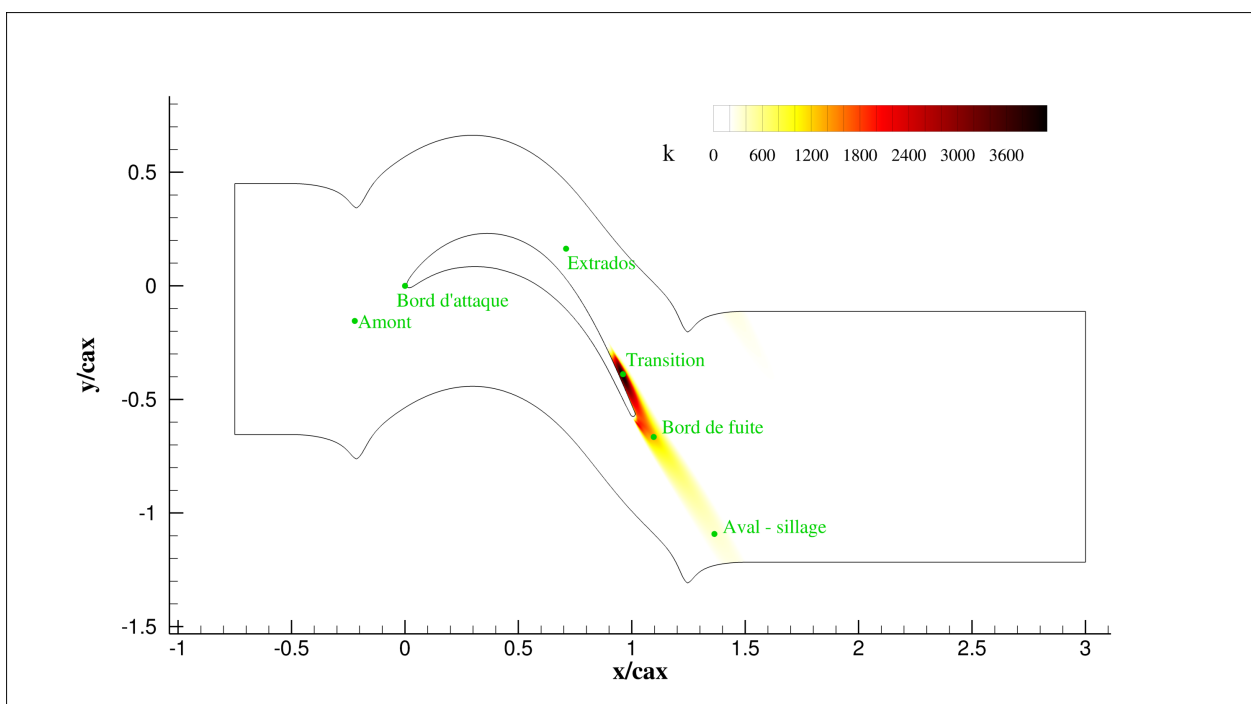


FIGURE 3.4 – Positions des sondes dont les données extraites servent à caractériser l'évolution statistique de l'écoulement - Contours d'énergie cinétique turbulente k extraite du calcul QDNS de la T106C à $Re = 120\,000$

Les positions des six sondes utilisées pour extraire les signaux de pression sont représentées dans la figure 3.4. Sur la même figure, des contours d'énergie cinétique turbulence k sont tracés afin de délimiter la zone de transition vers la turbulence de la couche limite sur l'extrados. De la même manière que pour les débits dans la figure 3.3, les évolutions des fluctuations de pression pour chacune des sondes et les moyennes associées sont tracées dans la figure 3.5. Pour la sonde Amont, les fluctuations de pression sont très faibles dans cette zone de l'écoulement et les trois moyennes sont constantes et égales sur quasiment la totalité du signal. Lorsqu'on se rapproche de la zone de décollement et de transition, avec la sonde BA puis la sonde Extradoss, on observe que les fluctuations de pression augmentent, et le temps de stabilisation de la moyenne cumulative augmente ce qui montre que l'écoulement initial basé sur le résultat RANS s'éloigne d'autant plus du champ moyen DNS. Les sondes Transition, BF et Aval Sillage sont celles présentant les plus grandes fluctuations de pression par ordre décroissant. Ces observations sont en accord avec le champ d'énergie cinétique turbulente. Les moyennes se stabilisent rapidement pour les sondes BF et Aval Sillage. En revanche, pour la sonde Transition, on observe une fluctuation avec une fréquence

très basse sur la moyenne glissante. Il y a donc une oscillation très lente de la pression au niveau de la zone de recirculation de l'ordre de 0,5% autour de la valeur moyenne, dont l'origine n'est pas clairement identifiée. Cependant, on considère que cette fluctuation de grande période est un phénomène distinct du transitoire observé sur les autres sondes (dont la fin apparaît autour de l'itération 50 000) et donc qu'elle fait partie du régime permanent pour notre étude.

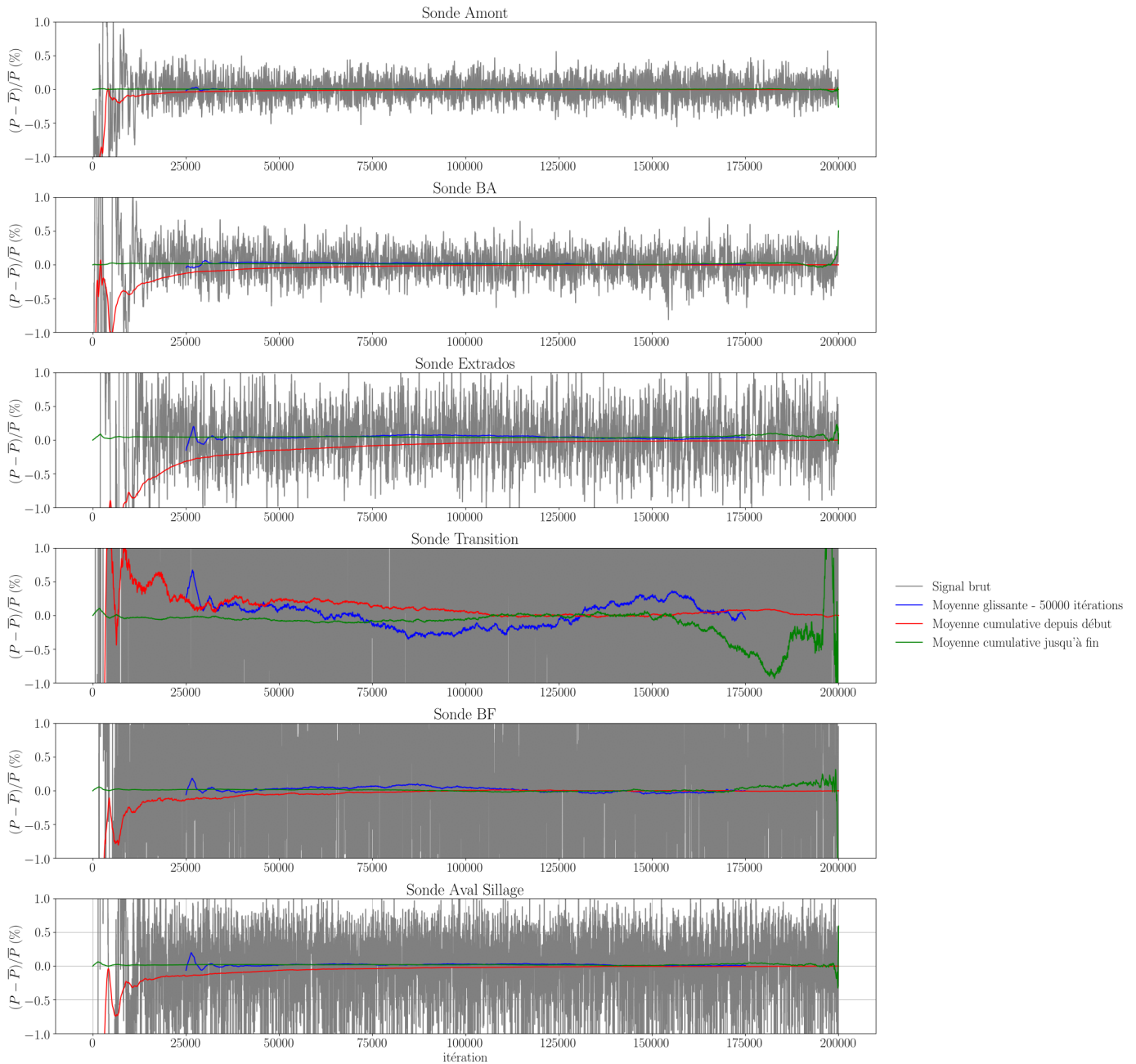


FIGURE 3.5 – Évolution statistique de la pression en différents points de l'écoulement pour la simulation QDNS de la T106C à $Re = 100\ 000$

Pour les études précédentes, une marge avait été prise sur la définition de la fin du transitoire : l'itération 100 000 avait été définie comme la fin du transitoire soit après environ 100 temps convectifs $\tau = \frac{c_{T106C}}{u_2}$ avec c la corde de l'aube et u_2 la vitesse moyenne en aval de l'aube.

3.3.2 Observation de la physique des écoulements simulés : caractéristiques de la transition par bulbe de décollement

Les sections 3.1 et 3.2 ont été construites autour de la comparaison entre les données QDNS, les données expérimentales et les données RANS. De ce fait, jusqu'ici, seulement le champ moyen des QDNS a été réellement exploité. Cette section vise à utiliser une partie des données riches produites par les QDNS pour observer la physique simulée et ainsi étendre l'analyse de la qualité des simulations au-delà des critères numériques courants et examinés dans la sous-partie précédente. Premièrement, un iso-contour du critère Q du champ instantané est tracé afin de visualiser les principales structures tourbillonnaires de l'écoulement. Ensuite, des contours de gradient de la masse volumique $\|\vec{\nabla}\rho\|$ sur une coupe à mi-envergure sont utilisés pour notamment caractériser le comportement de l'écoulement dans les zones proches des conditions limites d'entrée et de sortie. Enfin, des analyses spectrales de puissance sont effectuées à partir du signal de pression prélevé à différentes positions afin de caractériser la turbulence simulée.

3.3.2.1 Les structures tourbillonnaires principales de l'écoulement : Iso-contour de critère Q

Un iso-contour de critère Q ($= 1 \cdot 10^7$) calculé à partir d'un champ instantané est présenté sur la figure 3.6. L'iso-contour est coloré par la composante instantanée de la vitesse dans la direction z (direction de l'envergure) u_z , qui est aussi la composante instantanée de la fluctuation de vitesse dans la direction z u'_z puisque le champ moyen est bi-dimensionnel et donc u_z moyen est nul. Pour aider à la visualisation, l'iso-contour a été dupliqué périodiquement dans la direction Y (axe d'alignement des bords d'attaque) : l'iso-contour visible dans le coin haut-droite de la figure est le sillage de l'aube au-dessus de l'aube au centre de la figure. Les mêmes iso-contours pour les autres nombres de Reynolds sont très similaires et ne seront donc pas discutés ici, ils sont à la disposition du lecteur dans l'annexe .

Cet iso-contour nous permet d'observer les caractéristiques usuelles d'une transition par bulbe de décollement sur l'extrados d'une aube de turbine. Depuis le bord d'attaque et sur une grande partie de l'extrados (zone A), l'iso-contour est lisse et bi-dimensionnel et les fluctuations de vitesse u'_z sont quasi-nulles : la couche limite est laminaire. Au niveau du point B, la couche limite décolle et on peut observer que l'iso-contour reste bi-dimensionnel mais des oscillations apparaissent et se transforment ensuite en rouleaux : une instabilité de Kelvin-Helmholtz apparaît dans la couche de cisaillement laminaire, c'est le déclenchement de la transition de la couche limite. Peu après (zone C), à partir de ces rouleaux bi-dimensionnels, il découle des structures turbulentes tridimensionnelles plus petites dont les valeurs de fluctuation de vitesse u'_z sont très grandes : la couche de cisaillement devient pleinement turbulente. D'après nos précédentes observations (voir tracés de frottement pariétal dans les sections précédentes 3.1 et 3.2), on observe un recollement de la couche limite peu avant le bord de fuite : au point D la couche limite est attachée et turbulente. Enfin, après le bord de fuite (zone E), les couches de cisaillement qui découlent des couches limites intrados et extrados constituent le sillage turbulent de l'aube dont les fluctuations de vitesse u'_z diminuent lorsqu'on se déplace vers l'aval.

Aucune structure tourbillonnaire n'est visible du côté de l'intrados ce qui est cohérent avec le fait que la couche limite reste laminaire sur la totalité de l'intrados (très faibles niveaux d'énergie cinétique turbulente sur la figure 3.4). On notera aussi que pour la valeur de critère Q choisie les structures de la turbulence de fond injectée à la condition d'entrée ne sont pas visibles mais elles sont bien présentes dans l'écoulement comme observé dans la figure 12 dans Dufau *et al.* [29] dans la section 3.1.

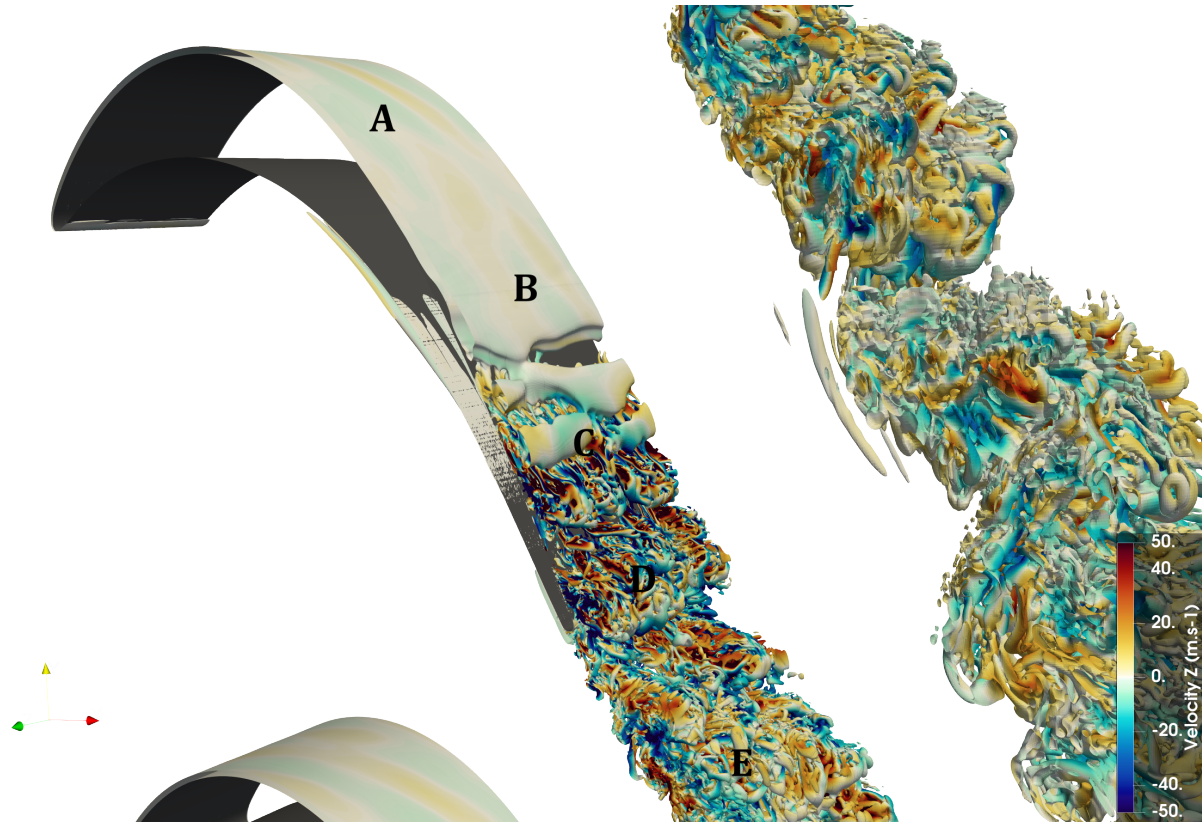


FIGURE 3.6 – Iso-contour de critère Q ($= 1 \cdot 10^7$) autour de l'aube T106C - QDNS $Re = 100k$ - Vue depuis l'aval - Coloration par la composante de la vitesse dans la direction z $u_z = u'_z$

3.3.2.2 Caractérisation de l'effet de la zone tampon et de la condition d'entrée : contours de gradient de masse volumique $\|\vec{\nabla}\rho\|$

La figure 3.7 représente les contours du gradient de masse volumique instantané $\|\vec{\nabla}\rho\|$ coloré avec une échelle logarithmique. Comme pour la figure précédente, les différences entre les nombres de Reynolds sont faibles donc seule la visualisation pour le cas *QDNS Re100k* sera discutée ici, les autres figures sont disponibles dans l'annexe 3.3.2.1, figure A.9. Sur cette figure 3.7, les caractéristiques de la transition par bulbe observées avec l'iso-contour de critère Q sont retrouvées : instabilité de Kelvin-Helmholtz après le décollement, transition de la couche de cisaillement et sillage turbulent. Le lâcher tourbillonnaire qui découle de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est générateur d'ondes acoustiques qui se propagent vers l'aval et vers le bord de fuite de l'aube supérieure.

En aval de l'aube, à une corde axiale du bord de fuite, on observe que la zone tampon, constituée de mailles dont la taille augmente avec un facteur de 1,15 vers l'aval, remplit bien sa fonction : les structures les plus intenses sont lissées jusqu'à obtenir de faibles variations de masse volumique au niveau de la condition de sortie. De plus, aucun effet indésirable sur l'écoulement en amont de cette zone tampon n'est visible qualitativement. Sur la partie amont du domaine, les taux de gradient de masse volumique sont faibles, les variations résiduelles sont très probablement associées à la turbulence synthétique injectée en entrée du domaine. En observant ces contours, on n'observe aucune réflexion acoustique majeure sur la condition d'entrée donc l'absence de zone tampon en aval de la condition d'entrée ne semble pas avoir d'effet critique sur le champ simulé.

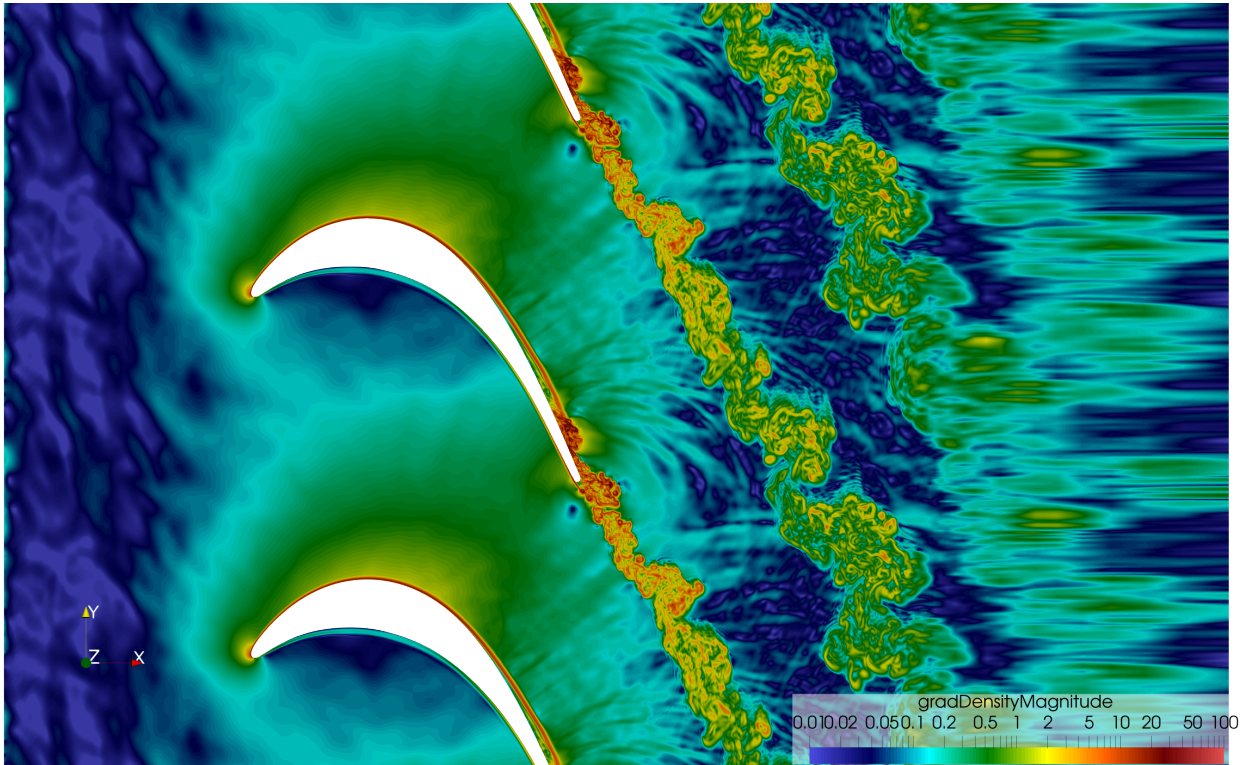


FIGURE 3.7 – Contours instantanés de gradient de masse volumique $\|\vec{\nabla}\rho\|$ autour de l’aube T106C - QDNS $Re100k$ - Echelle logarithmique - Coupe à mi-envergure

3.3.2.3 Caractérisation de la turbulence simulée : densités spectrales de puissance des signaux de pression

Une estimation de la densité spectrale de puissance a été calculée à partir des signaux de pression extraits à différentes positions dans le domaine définies dans la figure 3.4. Cette estimation a été construite avec la méthode de Welch en utilisant 20 fenêtres sur le signal constitué de 100 000 itérations. La figure 3.8 montre les tracés des densités spectrales de puissance pour chacune des quatre simulations (*QDNS Re100k* en noir, *QDNS Re120k* en vert, *QDNS Re140k* en rouge et *QDNS Re160k* en bleu) et chacune des positions d’extraction des signaux de pression. La comparaison entre les densités spectrales de puissance du signal Amont et du signal BF montre une différence de 2 ordres de grandeurs de puissance pour les fréquences les plus énergétiques. De plus, on peut s’intéresser à la pente de décroissance comparée à la pente théorique en $-5/3$ pour un écoulement pleinement turbulent isotrope représentée en ligne pointillée. Pour les sondes en amont de la transition (Amont et Extrados), on observe que la décroissance de la turbulence est trop grande par rapport à la pente théorique. Cette constatation montre une faiblesse de la méthode SEM qui ne produit pas un spectre complet et naturel de la turbulence. En revanche, les spectres calculées à partir des signaux Transition BF et Aval Sillage montrent une pente de décroissance très proche de la pente théorique en $-5/3$.

Pour les spectres de *QDNS Re100k*, on observe un pic à $F \approx 7 \cdot 10^3 Hz$ visible à toutes les positions dans le domaine. Ce pic pourrait être lié au lacher tourbillonnaire de l’instabilité de Kelvin-Helmholtz. Sa visibilité à toutes les positions montre une remontée d’onde acoustique jusqu’à la zone amont du domaine de calcul.

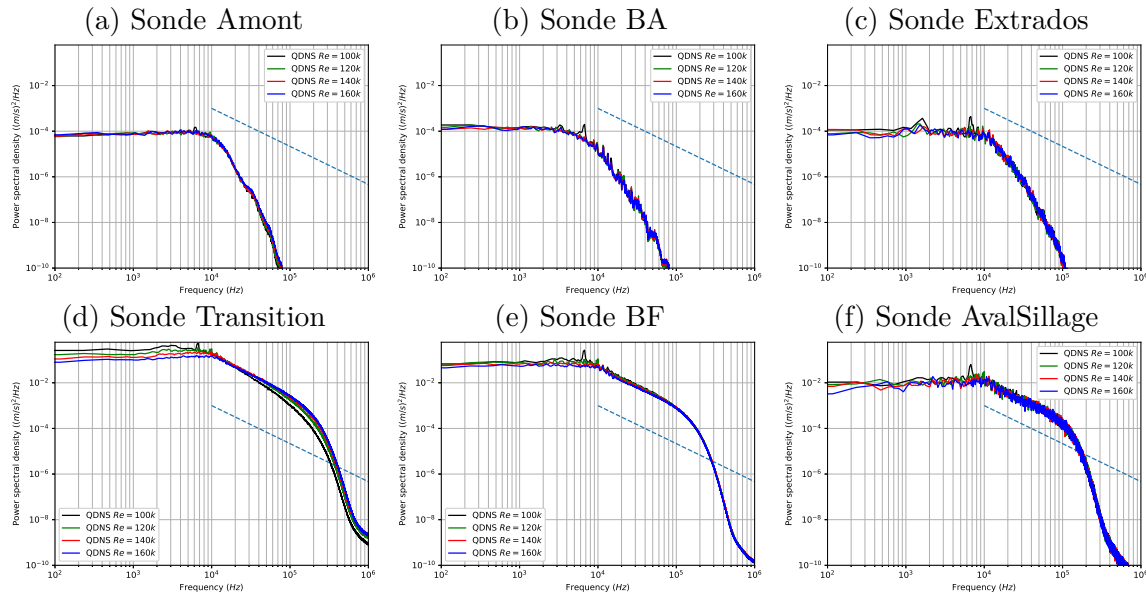


FIGURE 3.8 – Densité spectrale de puissance du signal de pression mesurée à 6 positions différentes - Estimation par la méthode de Welch

3.4 Extension de la base de données aux écoulements transsoniques avec la géométrie SPLEEN

Dans cette partie, nous nous intéressons à une autre configuration : la cascade linéaire d'aube de turbine basse-pression SPLEEN. Dans le cadre du projet européen SPLEEN impliquant Safran Aircraft Engines, qui s'est déroulé sur la même période que cette thèse, des essais sur cette géométrie ont été menés par l'Institut von Karmàn. Les premiers résultats ont été publiés en 2022 [55, 87]. La géométrie des aubes SPLEEN se distingue de la géométrie T106C par son dessin typique des turbines basse-pression rapides que l'on retrouve dans les configurations de moteurs avec réducteur. L'aube SPLEEN est moins chargée aérodynamiquement que l'aube T106C et a été dessinée pour un fonctionnement en écoulement transsonique (nombre de Mach isentropique aval entre 0,7 et 0,95 contre 0,65 pour l'aube T106C). De ce fait, la publication de ces données au cours de la période de thèse a semblé une opportunité pour étendre notre étude à des écoulements transsoniques de turbine basse-pression peu étudiés dans la littérature. Par ailleurs, la comparaison de nos simulations haute-fidélité avec ces nouvelles données expérimentales nous permet d'étendre l'évaluation de notre méthode sur une autre géométrie avec des conditions aérodynamiques différentes et ainsi continuer à investiguer les écarts entre données expérimentales et données QDNS de la T106C.

En conservant la même méthode que pour la T106C, dans un premier temps, des QDNS de l'aube SPLEEN seront mises en place et leur qualité numérique sera évaluée. Ensuite, les données produites seront comparées aux données expérimentales. Enfin, une évaluation des simulations RANS sera effectuée à l'aide des données expérimentales et des données QDNS produites.

3.4.1 Présentation de la cascade linéaire d'aubes SPLEEN

Les essais SPLEEN (WorkPackage1) [55, 87] sont semblables aux essais T106C qui ont été présentés dans le chapitre 2. La configuration SPLEEN est une configuration de cascade linéaire d'aubes de turbine basse-pression dite rapide c'est-à-dire que les écoulements sont transsoniques. Le profil de l'aubage est tracé dans la figure 3.9 et ses caractéristiques sont renseignées dans le tableau 3.2 Les essais SPLEEN ont été réalisés dans la même soufflerie que les essais de la T106C :

la soufflerie S-1/C à l'Institut von Karman. De la même manière que pour la T106C, des mesures ont été faites avec et sans sillages défilants générés par des barreaux en rotation. Aussi, des mesures spécifiques ont été produites pour caractériser les écoulements secondaires avec notamment des effets de cavité.

Dans notre cas, nous nous intéressons seulement à l'écoulement à mi-hauteur d'aube considéré comme bi-dimensionnel et sans sillages défilants. Les conditions d'écoulements sont définies à partir d'un nombre de Reynolds isentropique aval Re et un nombre de Mach isentropique aval M . Les conditions balayées pendant les essais sont : $Re = 65\ 000$; $70\ 000$; $100\ 000$; $120\ 000$ et $M = [0,7 ; 0,8 ; 0,9 ; 0,95]$.

Les mesures disponibles sont similaires à celles pour la T106C :

- des mesures de pression statique à la paroi de l'aube permettent d'obtenir une distribution de Mach isentropique autour de l'aube sur l'extrados et l'intrados (mesures à 49,70% de hauteur de veine).
- des mesures de pression totale au plan 06 à $0,5c_{ax,SPLEEN}$ en aval du bord de fuite permettent d'obtenir une distribution du déficit de pression totale dans le sillage de l'aube (mesures à 50% de hauteur de veine).

D'autres mesures sont disponibles mais elles n'ont pas été utilisées dans la suite de l'étude donc elles ne seront pas listées ici.

| | | |
|---------------------------------------|-------|-----|
| Corde c | 52,28 | mm |
| Corde axiale c_{ax} | 47,61 | mm |
| Pas inter-aubes p | 32,95 | mm |
| Hauteur h | 165,0 | mm |
| Solidité p/c | 0,630 | [-] |
| Rapport hauteur sur corde h/c | 3,156 | [-] |
| Angle de calage | 24,4 | ° |
| Angle solide bord d'attaque β_1 | 37,3 | ° |
| Angle solide bord de fuite β_2 | 53,8 | ° |

TABLEAU 3.2 – Caractéristiques géométriques de la cascade SPLEEN

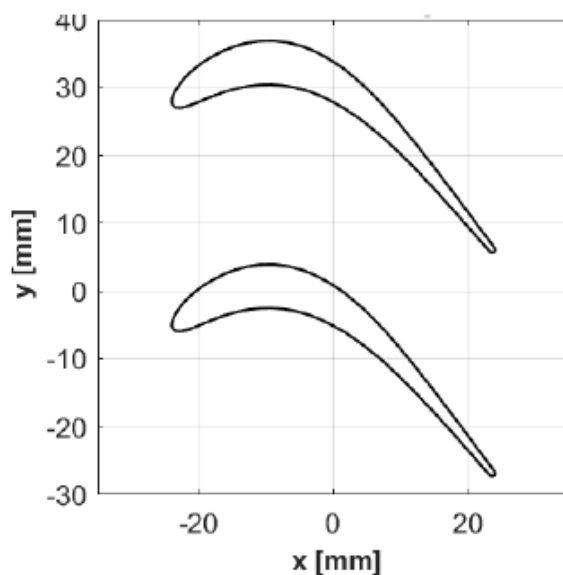


FIGURE 3.9 – Profil 2D de la cascade d'aube SPLEEN

3.4.2 Mise en place des simulations QDNS de la cascade SPLEEN

Pour cette étude, quatre conditions d'écoulement ont été sélectionnées autour du point nominal $Re = 70k$ $M = 0,9$ afin d'obtenir des effets de nombre de Reynolds mais aussi de nombre de Mach. Parmi les différentes possibilités, le second critère de choix s'est porté sur les données de mesures disponibles. Les quatre conditions choisies pour réaliser les QDNS sont reportées dans le tableau 3.3.

| Nombre de Reynolds isentropique aval Re | Nombre de Mach isentropique aval M |
|---|--------------------------------------|
| 70 000 | 0,7 |
| 70 000 | 0,9 |
| 120 000 | 0,7 |
| 120 000 | 0,9 |

TABLEAU 3.3 – Conditions aérodynamiques des quatre simulations QDNS réalisées sur la configuration SPLEEN

3.4.2.1 Maillage et paramètres numériques

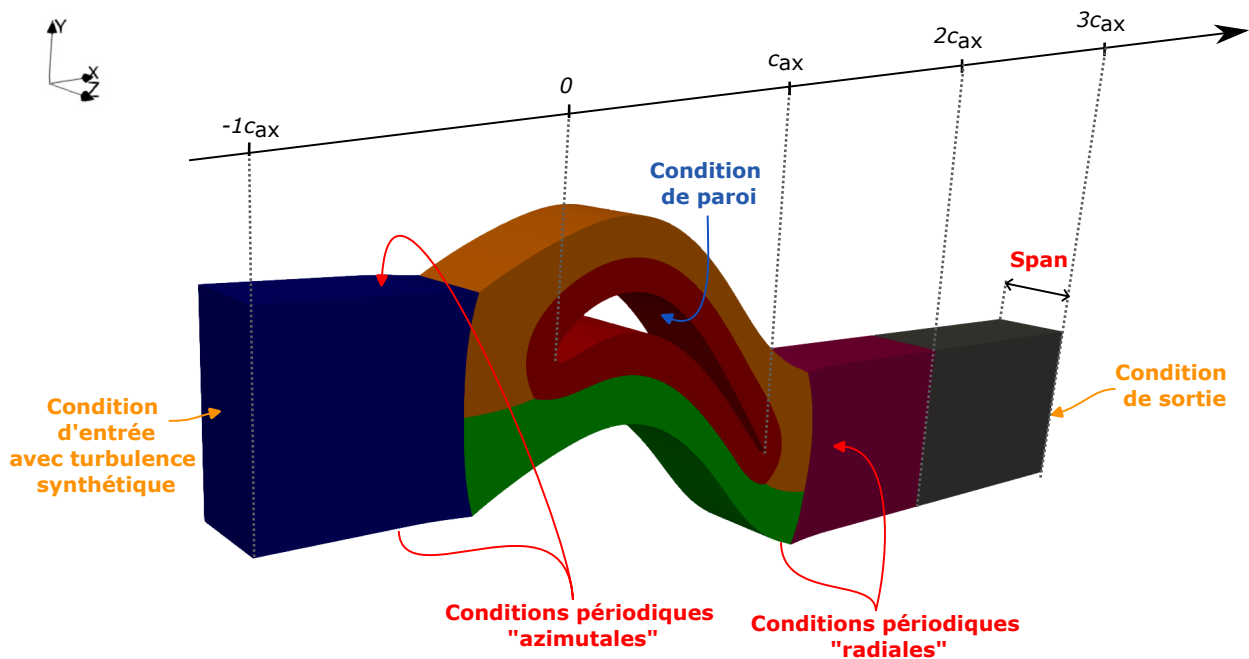


FIGURE 3.10 – Géométrie et caractéristiques de la configuration SPLEEN simulée

La mise en données des QDNS de la cascade SPLEEN est similaire à celle utilisée pour la cascade T106C dans les premières sections de ce chapitre. La figure 3.10 décrit la configuration globale de la simulation. Le volume représenté est le véritable domaine de calcul ce qui permet de visualiser l'ordre de grandeur de l'envergure simulée par rapport à la taille de l'aube. Un maillage 2D construit autour du profil de l'aube SPLEEN est extrudé dans la troisième dimension sur $15,6\text{mm}$ soit environ $33\% c_{ax,SPLEEN}$. La condition d'entrée est placée à une corde axiale $c_{ax,SPLEEN}$ en amont du bord d'attaque. La condition d'entrée impose une pression totale, une enthalpie totale et la direction de l'écoulement. Une injection de turbulence synthétique basée sur la méthode SEM développé par Jarrin *et al.* [49] est appliquée avec comme caractéristique un taux de turbulence de 2% et une longueur intégrale de 4 mm. Le taux de turbulence correspond à celui mesuré en essai au point

$Re = 70k$ $M = 0,9$ ($Tu = 2,3\%$) mais la longueur de turbulence a été modifiée. En effet, la longueur intégrale de la turbulence mesurée dans les essais est de l'ordre de 12 mm soit environ 36% du pas inter-aubes. En conservant une simulation avec une seule aube, choisir une si grande longueur de turbulence aurait eu pour conséquence une corrélation de la turbulence synthétique dans la direction "azimutale". Pour éviter un surcoût non négligeable de la simulation (doublement de la taille du maillage pour simuler un domaine avec deux aubes sans compter l'augmentation nécessaire de l'envergure), il a été décidé de choisir une longueur de turbulence plus faible égale à 4 mm soit environ 12% du pas inter-aubes. La condition de sortie est placée à 2 cordes axiales $c_{ax,SPLEEN}$ du bord de fuite. Une pression statique uniforme y est imposée. Pour éviter les réflexions acoustiques sur la condition de sortie, une zone tampon (en gris sur la figure 3.10) d'une longueur d'une corde axiale est positionnée en amont de celle-ci : la taille des mailles dans la direction axiale est augmentée de manière constante avec un facteur de 1,15. Enfin, pour satisfaire les hypothèses d'écoulement de cascade linéaire 2D, deux paires de conditions périodiques sont appliquées dans les directions Y et Z.

De la même manière que pour la T106C, le maillage est un maillage structuré avec un bloc O autour de l'aube (en rouge sur la figure 3.10), deux blocs H au-dessus et en dessous (en orange et vert sur la figure 3.10) et des blocs H à l'amont et à l'aval (en orange et vert sur la figure 3.10). Des parties du maillage générées avec les logiciels Autogrid et Pointwise sont montrées dans la figure 3.11. Une optimisation sur l'orthogonalité des mailles a été effectuée et le taux d'accroissement maximal est de 1,02 dans tout le maillage. Les tailles des premières mailles à la paroi ont été fixées pour respecter les critères suivants : $x^+ < 10$, $y^+ < 1$ et $z^+ < 5$. Pour cela, les données pariétales d'un résultat RANS ont été utilisées pour obtenir une estimation de ces tailles de première maille adimensionnées. La validation de ces critères est vérifiée pour les quatre simulations réalisées en observant les tailles adimensionnées autour de l'aube SPLEEN tracées dans la figure 3.12. Pour les deux simulations à $M = 0,7$, les critères sont bien respectés, pour les simulations à $M = 0,9$, le x^+ dépasse légèrement la limite avec des valeurs jusqu'à 12 sur la seconde moitié de l'intrados ce qui reste largement acceptable pour ces simulations.

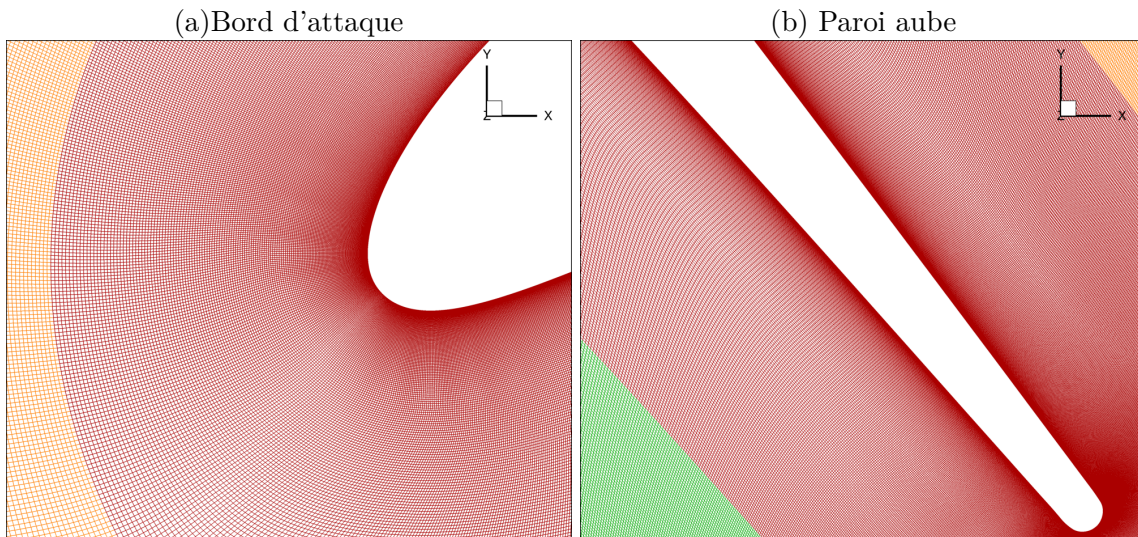


FIGURE 3.11 – Maillage des QDNS de la configuration SPLEEN

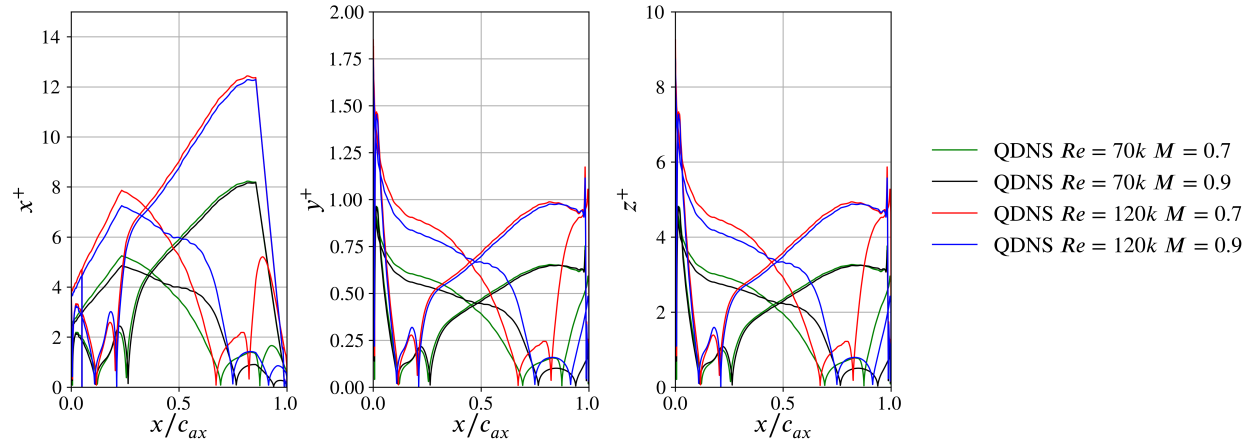


FIGURE 3.12 – Tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi x^+ , y^+ et z^+ autour de l'aube pour les quatre simulations QDNS de SPLEEN

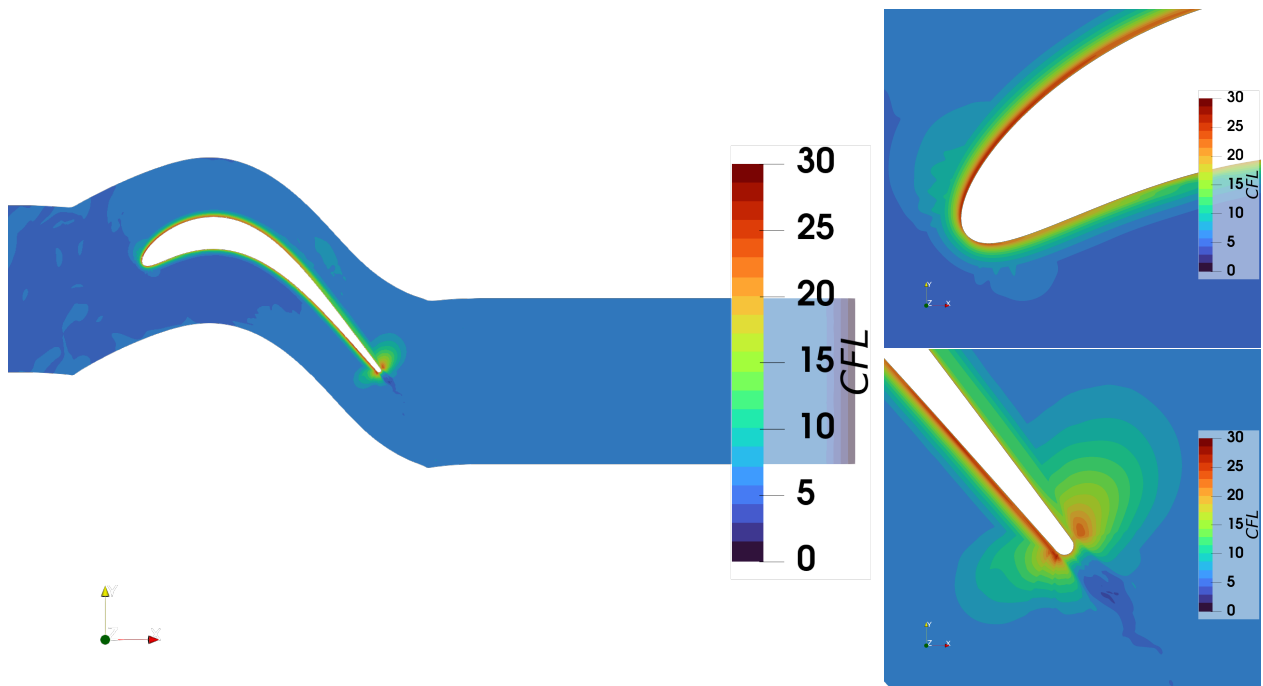


FIGURE 3.13 – Nombre de Courant instantané de la simulation QDNS de SPLEEN à $Re = 120k$ $M = 0.9$

| Cas | Nombre de Courant | |
|-------------|-------------------|-------|
| | Maximum | Moyen |
| Re70k M0,7 | 24,07 | 7,73 |
| Re70k M0,9 | 24,49 | 8,05 |
| Re120k M0,7 | 29,20 | 7,84 |
| Re120k M0,9 | 25,92 | 8,16 |

TABLEAU 3.4 – Nombres de Courant maximum et moyen pour les quatre QDNS de SPLEEN - valeurs mesurées à un instant arbitraire

Le pas de temps de la simulation a été fixé à $\delta t = 3,2 \cdot 10^{-7} s$. Le nombre de Courant qui en résulte est tracé dans la figure 3.13 pour la simulation à $Re = 120k$ $M = 0,9$. La longueur caractéristique utilisée pour calculer le nombre de Courant est l'arête la plus petite de la maille donc cette définition du CFL fait partie des plus sévères. Les contours de nombre de Courant pour les trois autres simulations sont similaires. Loin des parois, le nombre de Courant varie entre 3 et 7 alors que proche paroi, le nombre de Courant augmente jusqu'à environ 25. Le tableau 3.4 renseigne les valeurs maximales et moyennes du nombre de Courant. De la même façon que pour la T106C, ces valeurs modérées du nombre de Courant sont considérées non impactantes sur le résultats du calcul grâce à l'utilisation du schéma temporel implicite et du grand nombre de sous-itérations (30) qui permet de réduire les résidus d'au moins 5 ordres de grandeur à chaque itération.

Les principales caractéristiques de la mise en données et de la qualité numérique des quatre simulations ont été présentées. Nous allons maintenant nous intéresser à la physique simulée avec l'observation du champ instantané.

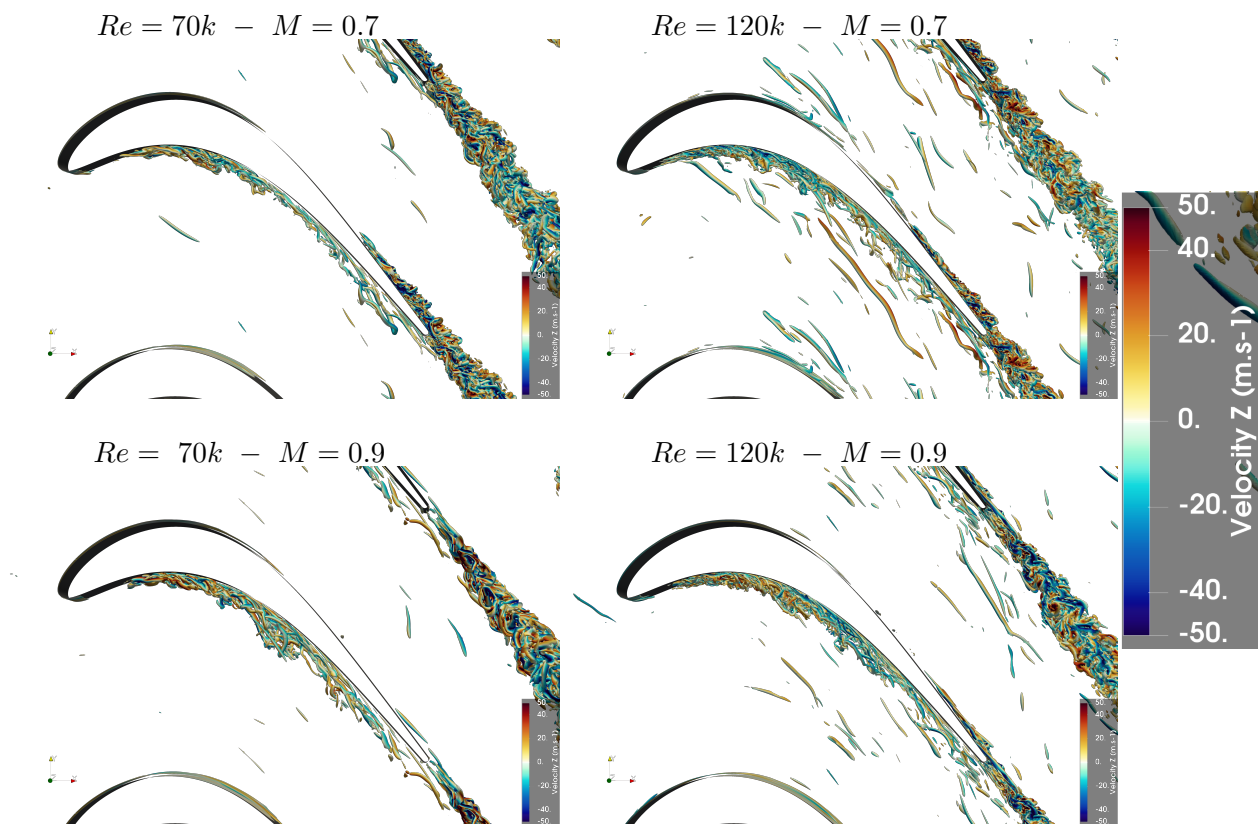


FIGURE 3.14 – Iso-contour instantané de critère Q ($= 3 \cdot 10^9$) autour de l'aube SPLEEN pour les quatre QDNS - Coloration par la norme de la vitesse u

3.4.3 Analyse des simulations QDNS de l'écoulement autour de l'aube SPLEEN

3.4.3.1 Observation et caractérisation des écoulements simulés

Pour avoir une vision globale des écoulements, des iso-contours de critère Q ($= 3 \cdot 10^9$) sont tracés dans la figure 3.14 pour les quatre conditions aérodynamiques simulées. Ces iso-contours sont colorés par la composante en z de la vitesse u_z et le domaine a été dupliqué pour faciliter l'observation. Sur l'extrados, on remarque qu'il y a très peu de structures tourbillonnaires. Pour les deux cas au nombre de Mach plus faible ($M = 0,7$), des tourbillons apparaissent un peu avant le bord de fuite : il y a une transition de la couche limite tardive sur l'extrados. Pour les deux autres cas au nombre de Mach élevé ($M = 0,9$), quasiment aucune structure tourbillonnaire n'est visible jusqu'au bord

de fuite : la couche limite reste laminaire jusqu'au bord de fuite sur l'extrados. L'augmentation du nombre de Mach a donc pour effet de retarder la transition de la couche limite sur l'extrados de l'aube. Concernant l'intrados, pour les quatre simulations, des tourbillons apparaissent peu après le bord d'attaque et sont présents jusqu'au bord de fuite. Il y a donc une transition relativement rapide de la couche limite sur l'intrados sans doute par un bulbe de décollement. De plus, la densité de ces structures diminue sur la deuxième moitié de l'intrados certainement à cause de l'accélération qui a un effet de relaminarisation.

Pour avoir une vision plus quantitative de la production de turbulence dans les couches limites sur l'extrados et sur l'intrados, les figures 3.15 et 3.16 représentent les contours de l'énergie cinétique turbulente k dans le repère de la paroi $x/c_{ax} - y_{wall}$ avec y_{wall} la distance à la paroi. La ligne blanche est définie telle que $u_{tangentielle} = 0$ où $u_{tangentielle}$ est la composante tangentielle de la vitesse, elle permet donc de délimiter les zones de recirculation. Ces figures comportent également les tracés pour des simulations RANS qui seront discutés dans une partie suivante sur l'évaluation du RANS.

Ce tracé pour l'extrados sur la figure 3.15 permet à la fois de tester la déduction qualitative faite sur la production de la turbulence dans la couche limite sur l'extrados avec l'iso-contour de critère Q et aussi d'observer les recirculations qui peuvent en être à l'origine. En effet, on observe qu'un bulbe de décollement laminaire est présent pour les quatre conditions aérodynamiques. L'augmentation du nombre de Mach induit une réduction de la hauteur et un déplacement vers l'aval de cette zone de recirculation. De plus, pour les deux nombres de Mach, l'augmentation du nombre de Reynolds provoque une réduction de la longueur de la zone de recirculation. Au nombre de Mach faible (0,7), ces décollements sont corrélés avec une production intense d'énergie cinétique turbulente typique d'une transition par bulbe de décollement. Au nombre de Mach élevé (0,9), cette production est beaucoup plus faible ce qui concorde avec l'absence de structures sur les iso-contours de critère Q de la figure 3.14.

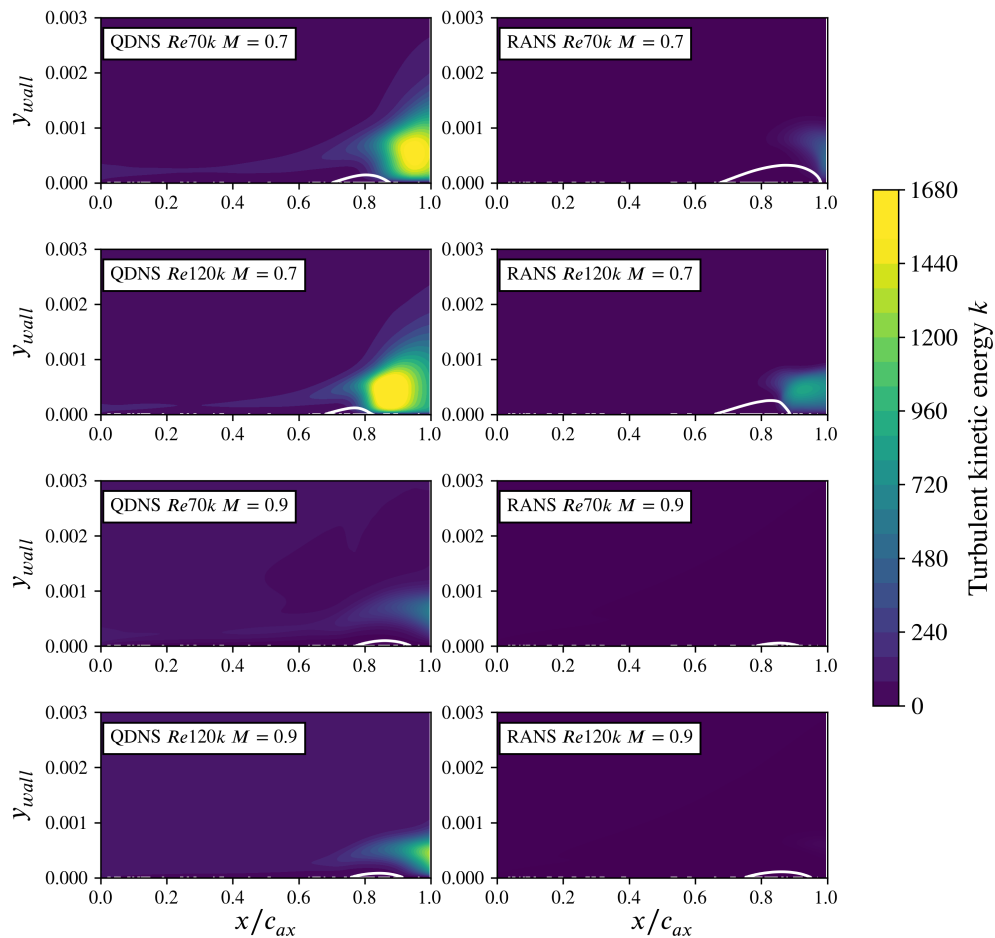


FIGURE 3.15 – Contour d'énergie cinétique turbulente au-dessus de l'extrados de l'aube SPLEEN - ligne blanche : $u_{tangentielle} = 0$ (zone de recirculation) - Données QDNS et RANS

Concernant le tracé au-dessus de l'intrados sur la figure 3.16, il montre la présence d'une zone de recirculation après le bord d'attaque pour les quatre QDNS. A l'inverse de celle sur l'extrados, la taille (longueur et hauteur) de cette zone de recirculation augmente lorsque le nombre de Mach augmente. De plus, à plus haut nombre de Mach, la production de k est nettement plus grande. A nombre de Mach constant, l'augmentation du nombre de Reynolds induit une réduction de la zone de recirculation et une production de k résultante moins intense.

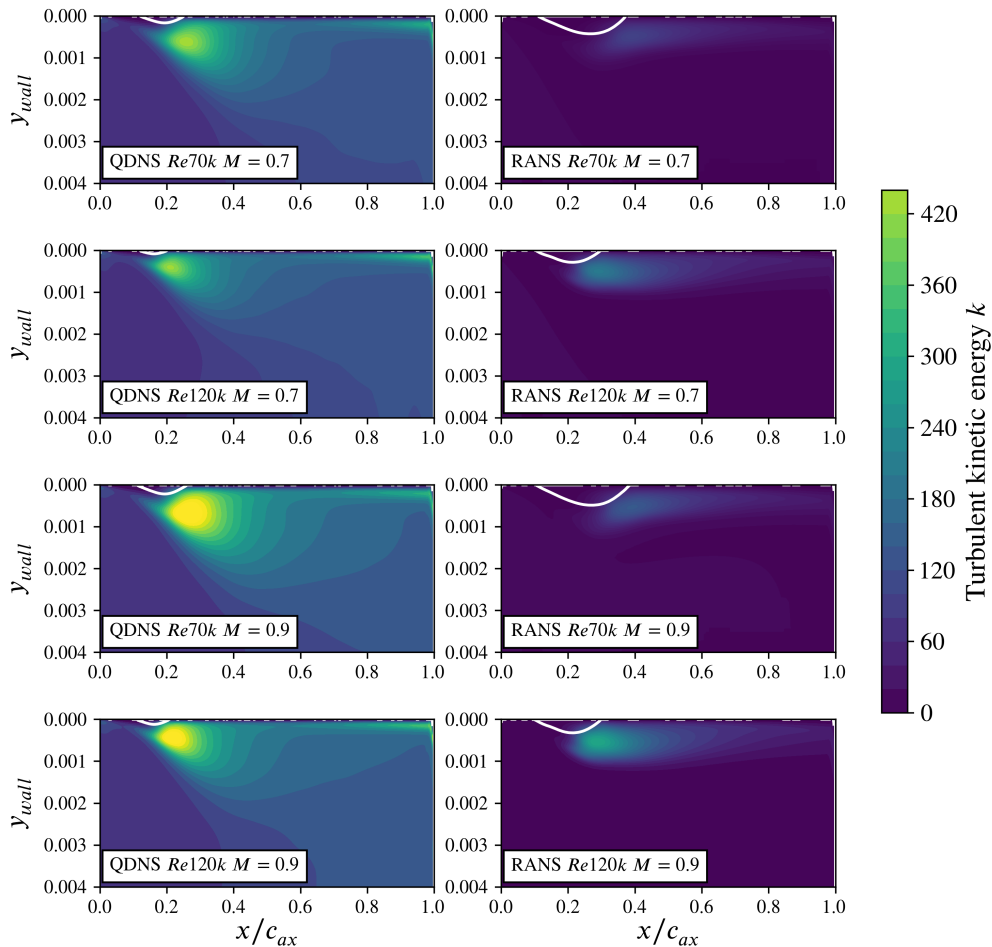


FIGURE 3.16 – Contour d'énergie cinétique turbulente au dessus de l'intrados de l'aube SPLEEN - ligne blanche : $u_{tangentielle} = 0$ (zone de recirculation) - Données QDNS et RANS

Les écoulements obtenus avec la géométrie SPLEEN ont donc plusieurs caractéristiques qui les démarquent de ceux que l'on a pu observer précédemment avec la géométrie T106C. Un bulbe de décollement est présent sur l'extrados de l'aube pour les quatre conditions d'écoulement simulées. De plus, un autre bulbe de décollement est présent sur le premier tiers de l'intrados pour aussi toutes les conditions aérodynamiques. Selon le nombre de Reynolds et le nombre de Mach, les bulbes de décollement sont plus ou moins étendus et exercent une influence différente sur la transition et la production d'énergie cinétique turbulente.

3.4.3.2 Comparaison entre les données QDNS et les données expérimentales

Les observations précédentes nous ont permis d'avoir une vision éclairée de l'écoulement autour de l'aube SPLEEN pour les quatre conditions simulées. Nous allons maintenant comparer les résultats QDNS aux données d'essais à disposition.

Les distributions de nombre de Mach isentropique autour de l'aube pour les quatre cas sont tracées sur la figure 3.17. Dans l'ensemble, les tracés du nombre de Mach isentropique des QDNS sont en bon accord avec les données expérimentales. De plus, le bon accord avec les premiers points intrados et extrados après le bord d'attaque indique que l'angle amont de l'écoulement dans les essais est reproduit correctement dans les QDNS. Cependant, le maximum de M_{i_s} mesuré dans les QDNS est, pour tous les cas, légèrement inférieur à celui mesuré dans les essais.

Plus spécifiquement sur la partie aval de l'extrados, dans la région du décollement, les simulations

au plus petit nombre Mach $M = 0,7$ reproduisent bien voire très bien pour le cas $Re = 120k - M = 0,7$ les mesures des essais. Concernant les deux cas à $M = 0,9$, on note une petite divergence entre les mesures expérimentales et les données QDNS dans la zone du décollement sur l'extrados : les données d'essais suggèrent un plateau de pression un peu plus prononcé que celui extrait des QDNS.

Pour la distribution du nombre de Mach isentropique sur l'intrados, l'accord entre les données QDNS et les mesures des essais est très bon pour les quatre conditions d'écoulement considérées. En particulier, les simulations reproduisent très bien les mesures expérimentales dans la zone du bulbe de décollement après le bord d'attaque (bien qu'elle ne soit pas très bien discrétisée dans les mesures expérimentales).

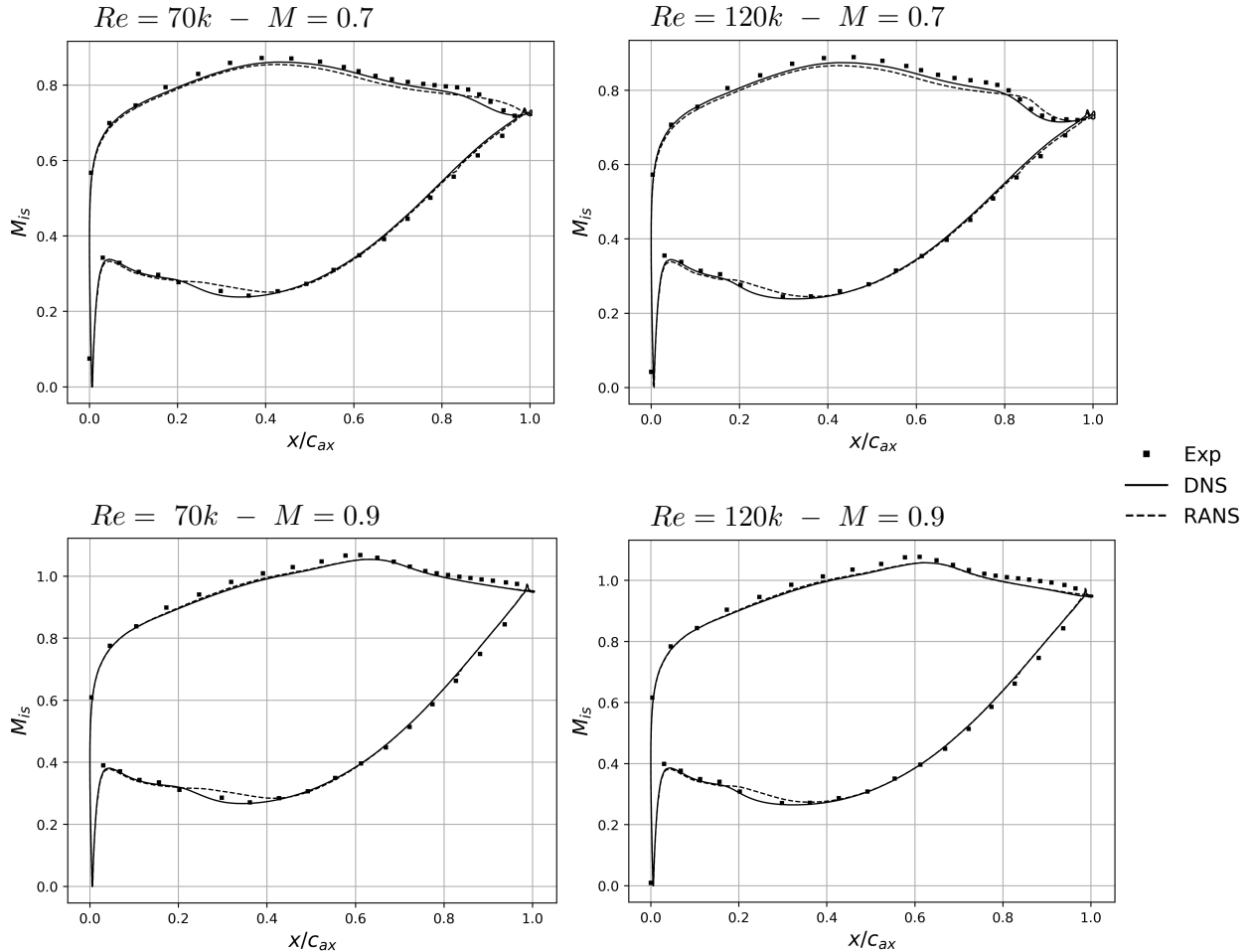


FIGURE 3.17 – Distributions moyennées en temps du nombre de Mach isentropique autour de l'aube SPLEEN - Données essais, QDNS et simulations RANS

La seconde mesure expérimentale avec laquelle les données QDNS sont comparées est la distribution de déficit de pression totale au plan 06 positionné à $0.5c_{ax,SPLEEN}$ en aval du bord de fuite. Elles sont tracées dans la figure 3.18. Cette mesure n'a pas été faite dans les essais pour le cas $Re = 120k - M = 0,7$. Pour les trois autres cas, un bon accord est observé malgré quelques disparités entre les données QDNS et les essais. Au nombre de Reynolds 70 000, la largeur du sillage expérimentale est bien reproduite par les QDNS alors que, au nombre de Reynolds 120 000, il y a une petite sous-évaluation de la largeur du sillage par la QDNS. Pour les trois cas, la position du pic de déficit est cohérente entre les QDNS et les mesures expérimentales ce qui montre une bonne cohérence dans l'angle de l'écoulement aval. Enfin, la valeur du maximum de déficit de pression totale dans les QDNS est un peu plus élevé pour le cas $Re = 70k - M = 0,7$, un peu plus faible pour les cas $Re = 70k - M = 0,9$ et au même niveau pour le cas $Re = 120k - M = 0,9$. Il

est difficile de trouver une corrélation avec l'observation des distributions de M_{is} pour expliquer ces petites disparités.

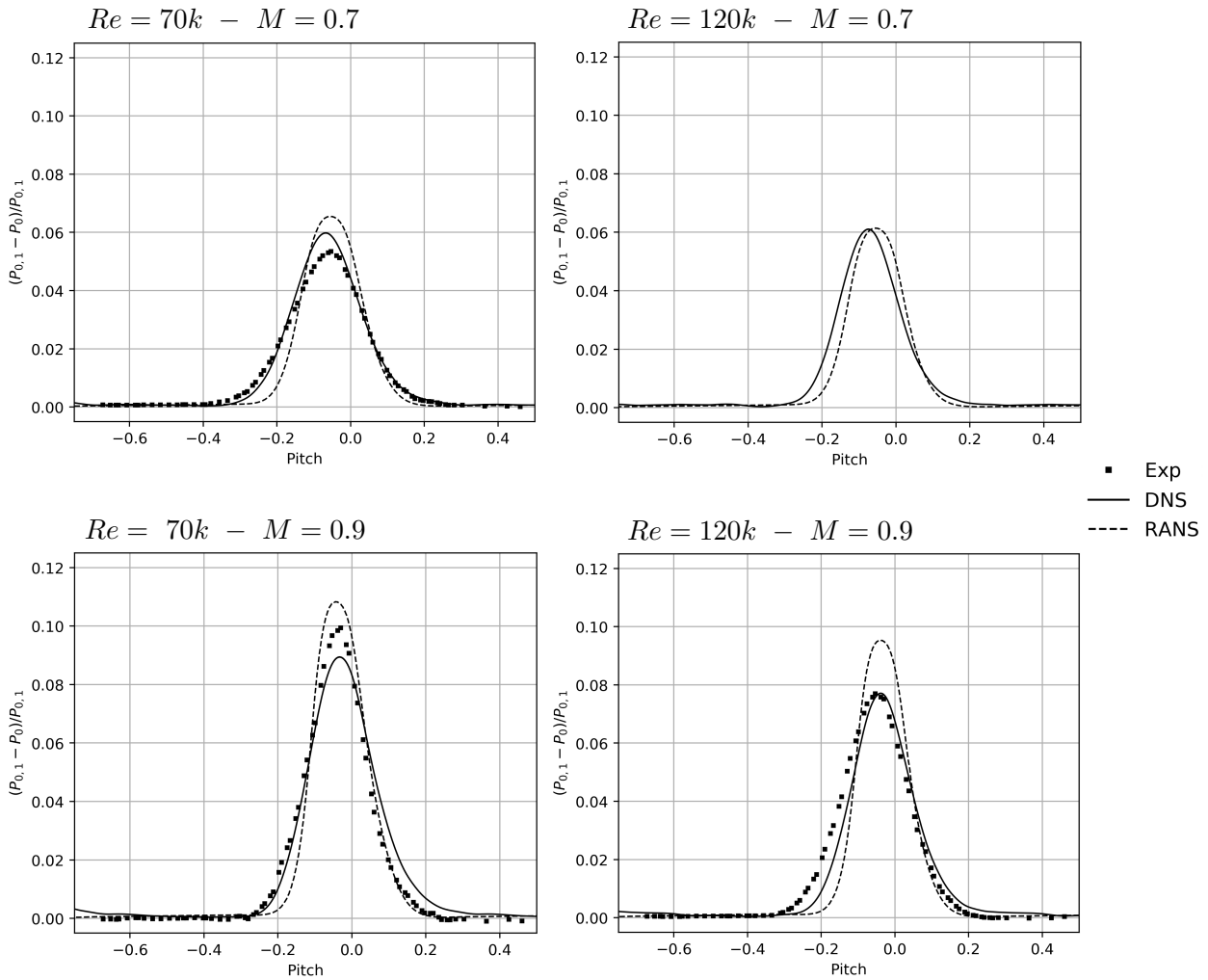


FIGURE 3.18 – Distributions moyennées en temps des pertes de pression totale en aval de l'aube SPLEEN au plan $x = 1.5c_{ax}$ - Données essais, QDNS et simulations RANS

Pour conclure, ces comparaisons montrent un très bon accord entre les données expérimentales et le champ moyen résultant des QDNS de l'aube SPLEEN pour quatre conditions d'écoulement. Ces constatations contrastent avec les précédentes sur la géométrie T106C, où les comparaisons entre les données QDNS et les mesures d'essais étaient moins satisfaisantes.

3.4.4 Utilisation des données QDNS sur SPLEEN pour évaluer la méthode RANS

Ayant validé la qualité des données QDNS sur SPLEEN par des critères numériques et la comparaison aux essais, nous allons maintenant les utiliser comme référence pour évaluer les performances des simulations RANS. La mise en données des simulations RANS de la géométrie SPLEEN suit les pratiques qui découlent des études faites dans le chapitre 2 en particulier sur les caractéristiques de maillage. De ce fait, elles ne seront pas explicitées plus en détail ici.

La figure 3.17 permet d'évaluer les simulations RANS sur la distribution du nombre de Mach

isentropique autour de l'aube. Sur la partie extradados, l'accord avec les données QDNS est très bon pour les cas au nombre de Mach 0,9, cela peut s'expliquer par le fait que l'écoulement est laminaire sur tout l'extrados. Pour les cas au nombre de Mach 0,7, des disparités apparaissent dans la zone de décollement, le plateau de pression prévu par les simulations RANS est trop long par rapport à celui des QDNS. Cette observation fait écho à celles sur la T106C dans les premières sections du chapitre où les simulations RANS prévoyaient aussi des décollements et donc des plateaux de M_{i_s} trop longs. Pour la distribution sur l'intrados dans la zone du décollement, la comparaison n'est satisfaisante pour aucune des conditions aérodynamiques. Le plateau de M_{i_s} prévu par le RANS est encore une fois trop long. Cette disparité est plus grande pour les cas au plus petit nombre de Reynolds.

Cette constatation de décollements prévus par les simulations RANS trop longs est cohérente avec les tracés de la figure 3.18. En effet, les maxima de distributions du déficit de pression en aval de l'aube sont globalement plus grands dans le champ prévu par les simulations RANS par rapport à celui des QDNS ce qui est cohérent avec la présence de décollement plus massifs qui génèrent plus de pertes de pression totale. Cependant, on note que pour le cas $Re = 120k - M = 0.7$ la largeur du sillage et le maximum de déficit de pression totale de la simulation RANS sont en bon accord avec ceux de la QDNS.

Pour avoir une vision plus éclairée sur l'état des couches limite sur l'intrados et l'extrados, les figures 3.15 et 3.16 nous renseignent sur les niveaux d'énergie cinétique turbulente et les zones de recirculation pour les champs moyens QDNS et pour les champs RANS. Pour tous les cas, on observe des niveaux de k prévus par les simulations RANS sensiblement inférieurs à ceux présents dans la QDNS. Pour les cas au nombre de Mach 0,7, le manque de production de k dans les simulations RANS est notable et il est très certainement à l'origine de la grande taille des zones de recirculation en comparaison des QDNS. En plus de la différence de niveau, il faut noter que la zone de production de k est trop en aval par rapport à celle des QDNS. Pour les cas au nombre de Mach 0,9, la production de k est invisible pour les simulations RANS et elle est faible pour les QDNS. De ce fait, la différence de niveaux de k est moins prononcée entre QDNS et RANS ce qui induit une moins grande différence sur la taille des zones de recirculations pour ces deux cas.

Cette sous production d'énergie cinétique turbulente par le RANS avait déjà été observée pour l'étude sur la T106C dans les premières sections de ce chapitre, les différences de niveau de k étaient toutefois moins importantes sur le cas T106C avec en particulier une position satisfaite du début de la transition. Les contours au-dessus de l'extrados du paramètre γ_{eff} du modèle de transition $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ qui pilote la production de k sont tracés dans la figure 3.19. On remarque que la position de la transition semble bien captée par le modèle. Cependant, après la transition la valeur de γ_{eff} reste constante à 1 alors que la logique du modèle voudrait que le maximum soit proche de 2 à la suite de l'activation du paramètre γ_{sep} utilisé pour accélérer la production de k dans les décollements. Cette non-activation de ce paramètre est certainement la cause de cette si grande différence de niveau de k entre RANS et QDNS. Une des pistes dans des prochaines études serait donc de mieux comprendre la non-activation de ce paramètre pour cette configuration.

Sur la partie intrados (figure 3.16), une sous production notable de k est aussi observée. Comme sur l'extrados, la sous production de k est à l'origine d'une zone de décollement plus massive pour tous les cas simulés.

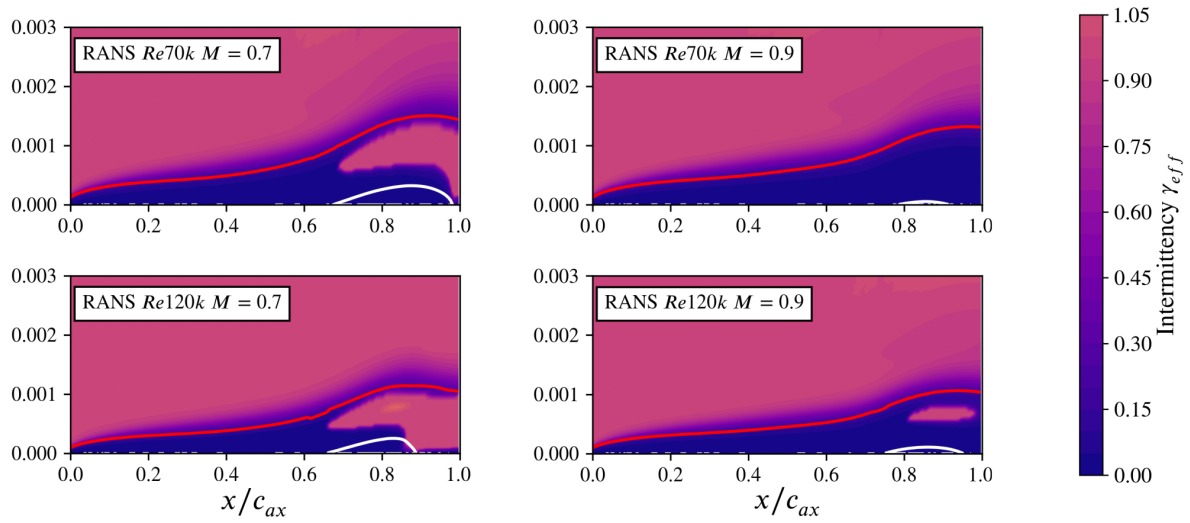


FIGURE 3.19 – Contour de l’intermittence γ_{eff} au-dessus de l’extrados dans les simulations RANS - ligne blanche : $u_{tangentielle} = 0$ (zone de recirculation) - ligne rouge : épaisseur de la couche limite

Pour terminer cette évaluation des simulations RANS, le frottement pariétal τ_w sur l’extrados et sur l’intrados est tracé sur les figures 3.20 et 3.21. On peut facilement repérer les zones de décollement par un frottement pariétal négatif. Comme sur les observations précédentes, ces tracés montrent des longueurs de décollement trop grandes dans les simulations RANS par rapport aux QDNS. Sur l’extrados avant $x/c_{ax} = 0.7-0.8$, le frottement prévu par les simulations RANS est en bon accord avec celui des QDNS. De même, sur la fin de l’intrados les niveaux de frottement pariétal prévus par le RANS sont en bon accord avec ceux de la QDNS après une zone où la valeur du frottement pariétal est encore impactée par l’importante zone de décollement.

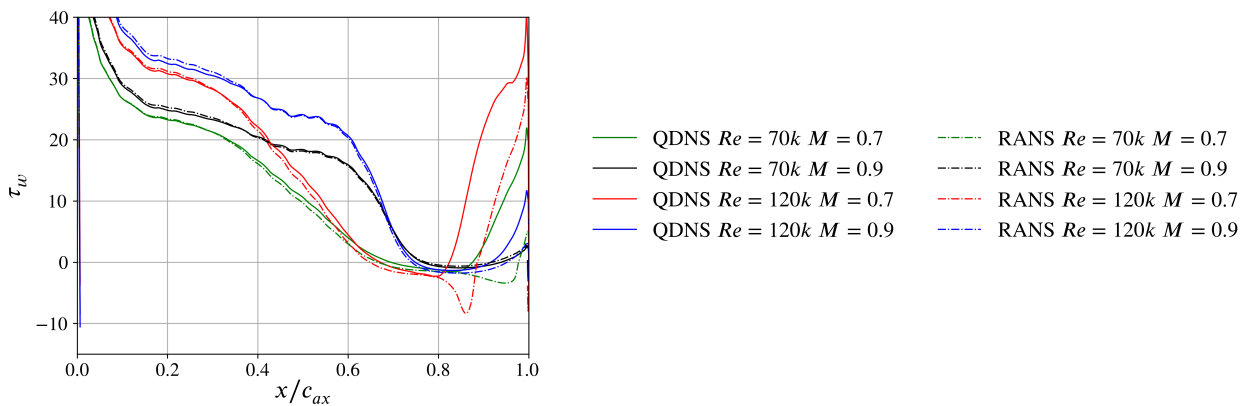


FIGURE 3.20 – Frottement pariétal τ_w sur l’extrados de l’aube SPLEEN pour quatre conditions d’écoulement - Données QDNS et RANS

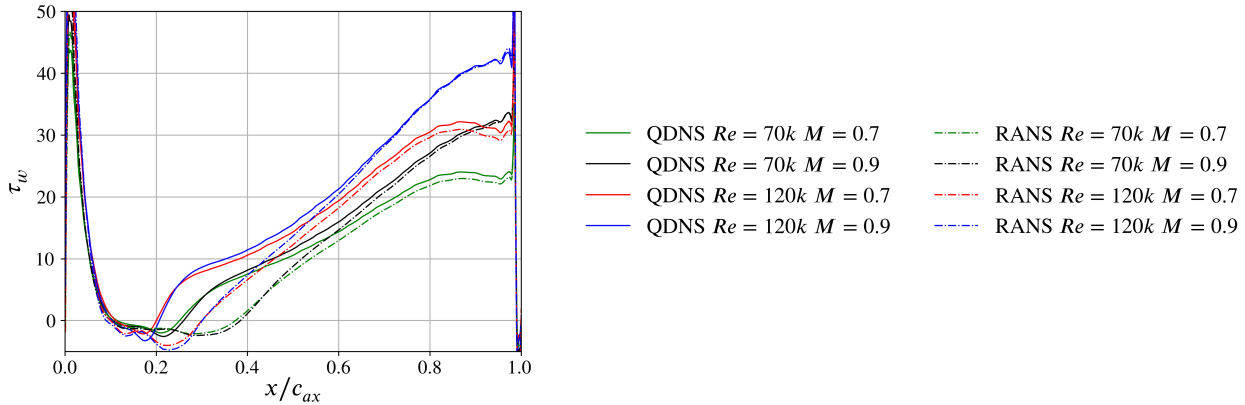


FIGURE 3.21 – Frottement pariétal τ_w sur l'intrados de l'aube SPLEEN pour quatre conditions d'écoulement - Données QDNS et RANS

Pour conclure, l'évaluation des simulations RANS à partir des données QDNS de la configuration SPLEEN a montré des failles dans la modélisation de la transition et de la production d'énergie cinétique turbulente k résultante. De la même manière que pour la configuration T106C mais de façon encore plus marquée, les modèles RANS ne produisent pas assez d'énergie cinétique turbulente k au moment de la transition par bulbe de décollement ce qui induit des zones de décollement trop grandes par rapport aux données QDNS de référence. La non-activation du paramètre γ_{sep} du modèle a été observée et désignée comme une des sources de ce manque de production de k . Des investigations supplémentaires seront nécessaires pour comprendre le comportement de ce paramètre dans ces simulations.

Conclusions du chapitre 3

Dans ce chapitre, une base de données de référence a été construite à partir de simulations haute-fidélité de type QDNS sur des configurations de cascade linéaire d'aube de turbine basse-pression. Cette base de référence a ensuite été utilisée pour évaluer les simulations RANS et mettre en lumière des faiblesses du modèle de transition $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ utilisé.

Tout d'abord, nous nous sommes intéressés à la configuration de la T106C. Une première simulation QDNS a été réalisée au nombre de Reynolds 100 000. Une comparaison avec les données d'essais a montré des différences non négligeables et non expliquées. Une étude a alors été menée pour tenter de comprendre ces écarts. Dans un premier temps, deux simulations QDNS ont été produites au même nombre de Reynolds pour étudier l'effet d'un changement de l'angle de calage du profil puis l'effet de l'injection d'une turbulence de fond similaire à celle mesurée dans les essais. Ces premières études d'influence n'ont pas permis de mettre en lumière la cause des différences entre les essais et les QDNS. Dans un deuxième temps, une étude d'influence du nombre de Reynolds a été effectuée en produisant trois QDNS de la T106C supplémentaires aux nombres de Reynolds 120 000, 140 000 et 160 000. Une amélioration de la comparaison entre les données QDNS et les données expérimentales a été constaté lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ceci a permis d'appuyer notre hypothèse selon laquelle l'origine des écarts viendrait plutôt d'une mauvaise connaissance des conditions d'écoulements dans les essais plutôt que d'une mauvaise qualité des simulations QDNS produites. La validation de la qualité des QDNS a été complétée dans une troisième section en utilisant des critères numériques mais aussi en s'intéressant à la physique simulée.

Les données QDNS de la T106C ont été utilisées en tant que données de référence pour évaluer les simulations RANS utilisant le modèle de transition $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$. Il a été observé que le modèle de

transition induit une production insuffisante d'énergie cinétique turbulente pendant la transition par bulbe de décollement. Cette sous-production induit des décollements trop massifs et donc des sillages de déficit de pression totale trop larges et intenses. Plus le nombre de Reynolds est faible, plus cette sous-production est accentuée et a des effets notables sur la prévision de la longueur du bulbe de décollement.

Dans la deuxième grande partie de ce chapitre, une seconde configuration de cascade linéaire a été étudiée : la cascade SPLEEN. Quatre simulations QDNS ont été réalisées pour quatre conditions d'écoulement : $Re = 70k - M = 0,7$, $Re = 120k - M = 0,7$, $Re = 70k - M = 0,9$ et $Re = 120k - M = 0,9$. Un bon à très bon accord avec les données expérimentales a été constaté. Dans les simulations, deux bulbes de décollement laminaire sont présents pour les quatre conditions d'écoulement. Un bulbe de décollement est placé sur l'extrados proche du bord de fuite et le second est placé sur l'intrados proche du bord d'attaque. Ensuite, ces données ont été utilisées comme référence pour évaluer les simulations RANS utilisant le modèle de transition $\gamma-\widetilde{Re}_{\theta t}$. Comme pour l'étude sur la T106C, une sous-production d'énergie cinétique turbulente dans la simulation RANS a été constatée au niveau des bulbes de décollement. Ce manque de production est encore plus marqué que pour l'étude sur la T106C. L'hypothèse d'un dysfonctionnement du paramètre γ_{sep} du modèle $\gamma-\widetilde{Re}_{\theta t}$ dans les conditions de la configuration SPLEEN a été émise.

Élargissement de la base de données avec des simulations QDNS avec sillages défilants

| | | |
|------------|---|-----------|
| 1.1 | La turbine basse pression dans les turbomoteurs | 13 |
| 1.1.1 | Le turboréacteur | 13 |
| 1.1.2 | Les turbomachines | 16 |
| 1.1.3 | La turbine basse pression | 16 |
| 1.1.3.1 | Généralités | 16 |
| 1.1.3.2 | Positionnement du pic du nombre de Mach isentropique (ou pression statique) sur l'extrados | 18 |
| 1.2 | La couche limite | 19 |
| 1.2.1 | Grandeurs caractéristiques d'une couche limite | 20 |
| 1.2.2 | La transition d'une couche limite laminaire vers une couche limite turbulente | 22 |
| 1.2.2.1 | La transition naturelle | 23 |
| 1.2.2.2 | La transition by-pass | 23 |
| 1.2.2.3 | La transition par bulbe de décollement | 24 |
| 1.2.3 | La transition induite par sillage | 27 |
| 1.2.3.1 | Définition et caractéristiques d'un sillage | 27 |
| 1.2.3.2 | La convection des sillages dans le canal inter-aube | 28 |
| 1.2.3.3 | Le mécanisme de la transition induite par sillage | 31 |
| 1.2.3.4 | Effet des caractéristiques des sillages sur la transition | 31 |
| 1.3 | Simulations de la turbulence et de la transition dans les turbines basse pression | 33 |
| 1.3.1 | Équations de Navier-Stokes et simulations | 33 |
| 1.3.2 | Les différents niveaux de fidélité pour les simulations basées sur les équations de Navier-Stokes | 34 |
| 1.3.3 | Les simulations RANS | 35 |
| 1.3.3.1 | Les équations RANS | 35 |
| 1.3.3.2 | Modèle de turbulence $k - \omega$ de Wilcox 1988 | 35 |
| 1.3.3.3 | La modélisation de la transition dans les simulations RANS | 36 |
| 1.3.3.4 | Modèle de transition $\gamma - \widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter et Langtry | 37 |
| 1.3.4 | Les simulations de l'écoulement transitionnel d'aubes de turbine basse-pression | 40 |
| 1.3.4.1 | Simulations URANS d'aube de turbine basse-pression | 40 |
| 1.3.5 | Simulations DNS d'aube de turbine basse pression | 41 |

Dans le chapitre 2, nous avons montré que les simulations URANS de la T106C avec sillage défilants était relativement en bon accord avec les données expérimentales. Cependant, nous avons aussi souligné la nécessité de données de référence plus précises pour valider ces simulations et mieux comprendre les phénomènes instationnaires mis en jeu. De ce fait, l'objectif de ce chapitre est d'agrandir la base de données de référence initiée dans le chapitre précédent en effectuant des simulations QDNS de la T106C avec des sillages défilants. De la même manière que dans les essais, un barreau de 2mm de diamètre en translation est placé à $0,67c_{ax}$ en amont du bord d'attaque de l'aube. La démarche est similaire à celle suivie dans le chapitre précédent. Dans une première partie, la mise en donnée des simulations est présentée. Deux simulations de la T106C avec un barreau en translation ont été effectuées à deux nombres de Reynolds différents : 100 000 et 160 000. Ensuite, nous évaluons la qualité numérique des simulations à partir des caractéristiques classiques pour qualifier les discrétisations spatiale et temporelle. La troisième partie est consacrée à une analyse générale des écoulements simulés avec des observations du champ instantané. Après cela, les champs moyens obtenus avec les QDNS sont comparés aux données expérimentales. Enfin, les simulations URANS mises en place dans le chapitre 2 sont évaluées en utilisant le champ moyen et les champs en moyenne de phase des simulations QDNS.

4.1 Mise en place des simulations QDNS de la T106C avec barreaux en translation

4.1.1 Définition de la mise en données des simulations

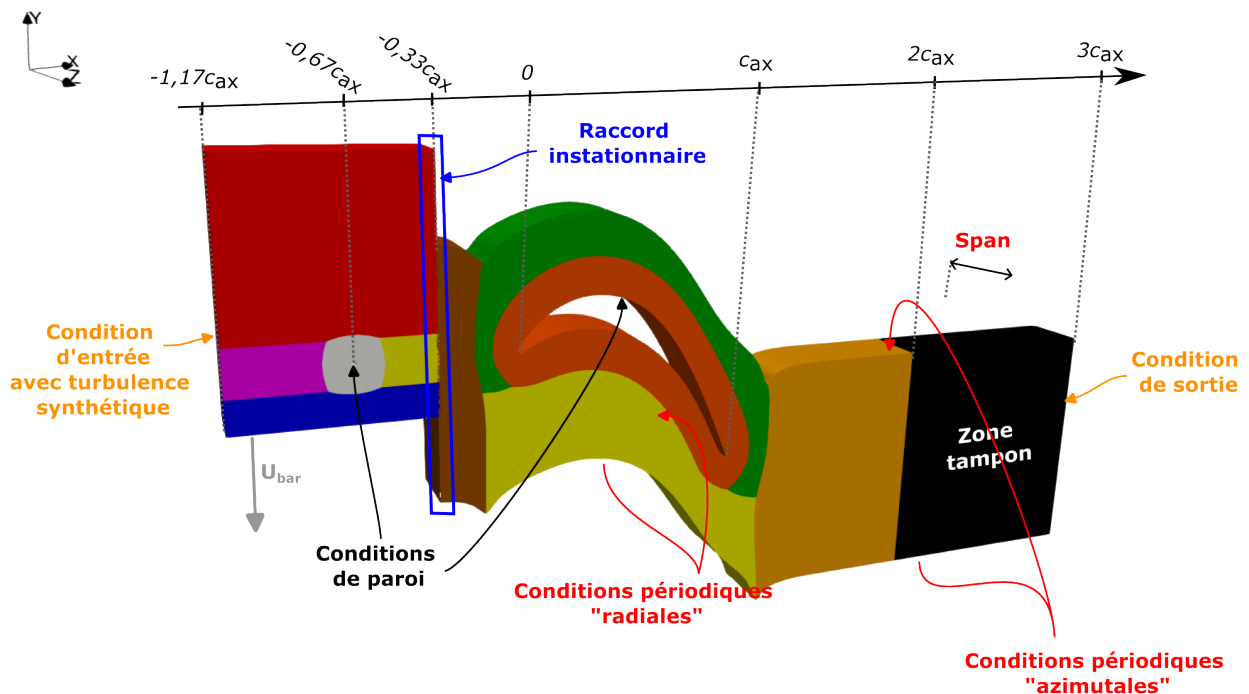


FIGURE 4.1 – Géométrie et caractéristiques de la configuration T106C avec barreau en translation

La mise en donnée des simulations QDNS dans ce chapitre se base sur celle établie dans le chapitre précédent. Elle est présentée dans la figure 4.1. Un domaine fluide est ajouté en amont de celui défini dans la simulation de l'aube isolée pour simuler l'écoulement autour du barreau en

translation. Le domaine de l'aube est raccourci en amont afin que les deux domaines se rejoignent à mi-distance entre le barreau et le bord d'attaque de l'aube. Le domaine du barreau (et donc le maillage) est en translation à la vitesse du barreau en se reposant sur la méthode ALE (Arbitrarian Lagrangian Eulerian) pour la prise en compte du mouvement. Pour faire la jonction entre le domaine du barreau et le domaine de l'aube, une condition de raccord instationnaire de type chimère est utilisée. Les maillages de l'aube et du barreau se recouvrent sur 4 à 5 mailles afin d'effectuer une interpolation réciproque pour actualiser les cellules fictives de chacun des deux côtés du raccord. Les coefficients d'interpolation sont calculés et stockés avant le calcul pour une période complète de défilement du barreau.

Le pas de temps δt est défini comme une fraction ($\frac{1}{1600}^{\text{ème}}$) de la période de défilement du barreau T_{bar} soit : $\delta t = \frac{1}{1600} T_{bar} = 3.90625 \cdot 10^{-7} s$ avec $T_{bar} = \frac{1}{F_{bar}}$ et $F_{bar} = 1600 Hz$. La valeur du pas de temps est donc proche de celle utilisée pour les simulations de l'aube isolée qui était de $4.3 \cdot 10^{-7} s$.

Deux simulations ont été effectuées avec cette mise en données en considérant deux nombres de Reynolds : 100 000 et 160 000. Ce choix s'explique par la volonté d'étudier l'effet du nombre de Reynolds donc en choisissant les valeurs extrêmes parmi celles déjà simulées dans la configuration de l'aube isolée dans le chapitre précédent.

La simulation QDNS au nombre de Reynolds 100 000 (resp. 160 000) a été lancée sur 174 900 (resp. 173 000) itérations soit environ 109 (resp. 108) périodes de défilement du barreau. La fin du transitoire a été évalué au bout de 80 000 itérations pour les deux simulations. Les champs moyens présentés dans ce chapitre ont donc été calculés sur environ 93 000 itérations et les champs en moyenne de phase ont été calculés avec 58 instants.

4.1.2 Définition du maillage du barreau

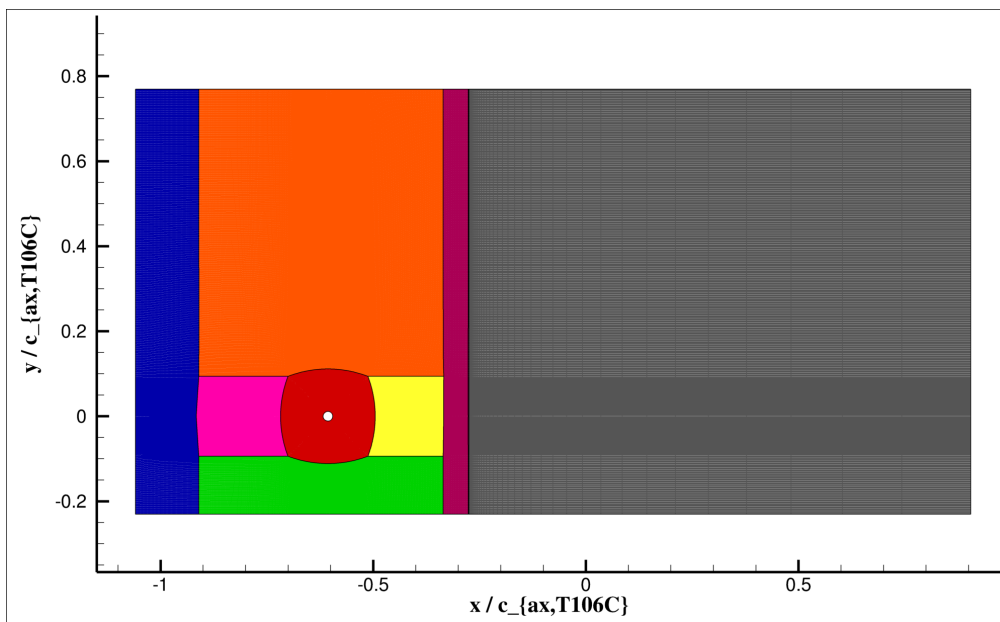


FIGURE 4.2 – Maillage QDNS du barreau avec une zone tampon (en gris) en aval utilisée pour les calculs préliminaires de barreau isolé - (Maillage 13 points de l'étude de convergence en maillage)

Le maillage structuré du barreau est constitué d'un bloc O qui entoure le barreau et quatre blocs de type H placé autour de ce bloc O. Deux autres blocs H s'étendent en aval et en amont de cet ensemble jusqu'à la position des conditions limites. Le maillage a été réalisé avec le logiciel Pointwise. Il est tracé dans la figure 4.2. Des visualisations supplémentaires sont disponibles dans

l'annexe B. Des simulations RANS préliminaires ont montré que le frottement est plus élevé sur le barreau que sur l'aube et donc qu'il y a une nécessité d'avoir des mailles plus petites en proche paroi pour respecter les contraintes sur les tailles adimensionnées des premières mailles. Ceci s'explique par une plus grande vitesse relative de l'écoulement vue par le barreau par rapport à celle dans le repère de l'aube fixe. Cependant, pour conserver un nombre de Courant modéré et ne pas avoir à diminuer le pas de temps pour conserver un coût de calcul raisonnable, les tailles des premières mailles à la paroi dans la direction normale et la direction de l'envergure ont été sélectionnées sensiblement plus grandes que la taille requise, en utilisant exactement les mêmes tailles utilisées pour le maillage proche paroi de l'aube. Ce choix se justifie par la priorisation du coût de calcul au détriment de la qualité de résolution dans une zone d'intérêt secondaire pour notre étude : notre objectif principal est d'étudier l'écoulement autour de l'aube avec des sillages défilants et non celui autour du barreau dont la fonction est la génération d'un sillage. Concernant la taille des premières mailles dans la direction tangentielle à la paroi, elle est, par construction du maillage structuré, un résultat du choix du paramètre qui va être abordé juste après : la taille de maille dans tout le domaine fluide loin de la paroi. Les tailles de mailles adimensionnées résultantes seront discutées dans la partie suivante.

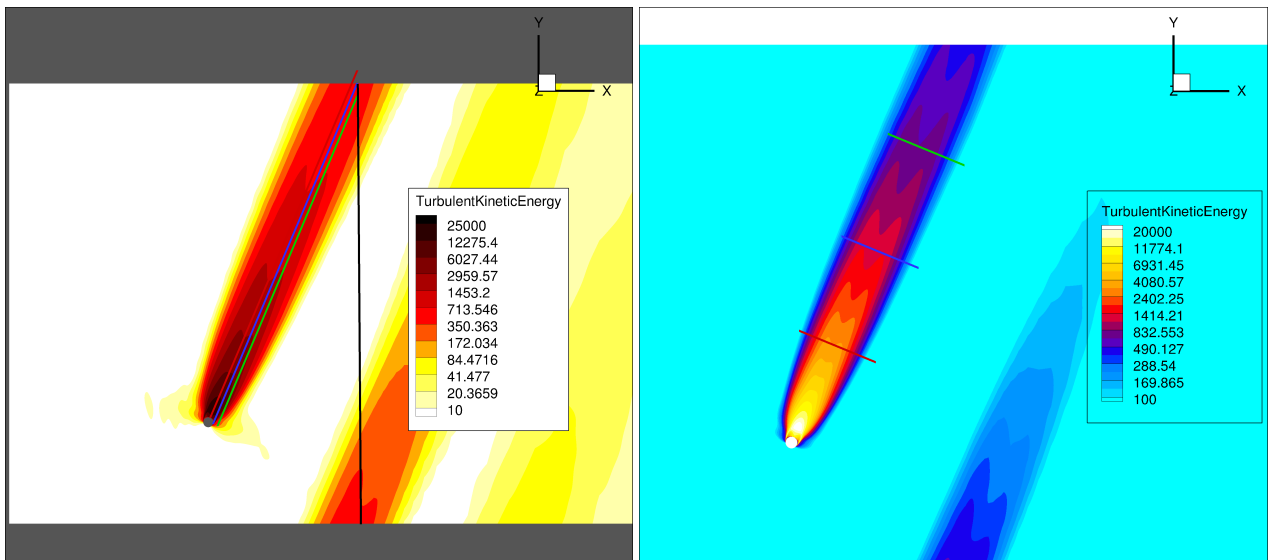


FIGURE 4.3 – Contours du champ moyen de pression totale P_t (à gauche) et d'énergie cinétique turbulente (à droite) des calculs QDNS de barreau isolé - Cas *13 points* - Affichage des lignes d'extraction longitudinales et transversales pour l'étude de convergence en maillage

La taille des mailles loin des parois doit être déterminée afin de correctement discrétiser les sillages défilants. Pour cela, une étude d'influence de ce paramètre a été effectuée avec des simulations de l'écoulement autour du barreau seul. Deux maillages ont été considérés pour cette étude : l'un dont la taille de maille caractéristique vaut $\frac{1}{13}^e$ du diamètre du barreau, c'est le cas *13 points* (i.e. 13 points pour un diamètre barreau) et l'autre avec une taille caractéristique équivalente à $\frac{1}{20}^e$ du diamètre du barreau, c'est le cas *20 points*. On note que la taille qui vaut $\frac{1}{13}^e$ du diamètre barreau est très proche de la taille de maille utilisée pour le maillage de l'aube loin de paroi afin de discrétiser correctement le domaine fluide pour conserver la turbulence synthétique utilisée dans les simulations QDNS du chapitre 3. De ce fait, l'objectif de cette étude est aussi de savoir si le maillage de l'aube déjà à disposition est suffisamment fin pour effectuer la nouvelle simulation avec sillages défilants. A partir des deux maillages *13 points* et *20 points*, deux simulations QDNS ont été produites avec une mise en donnée équivalente à celle de la la simulation complète au nombre de Reynolds 100 000. Une zone tampon en aval a été ajoutée pour dissiper le sillage avant la condition limite de sortie comme on peut le voir sur la figure 4.2. La figure 4.3 représente les contours du champ moyen de pression totale P_t (à gauche) et d'énergie cinétique turbulente k (à droite) obtenus avec la simulation

QDNS utilisant le maillage *13 points*. On observe à iso-distance en aval du barreau des maxima de déficit de pression totale et d'énergie cinétique turbulente au centre des deux épaisseurs de vorticité qui forment le sillage. Pour comparer les deux simulations, on extrait la pression totale P_t et l'énergie cinétique turbulente k (pouvant être représentée par le taux de turbulence Tu dans la suite) le long des six lignes vertes, rouges et bleues représentées sur les contours de la figure 4.3. Les distributions de P_t et Tu extraites sur les lignes parallèles à la direction du sillage sont représentées dans la figure 4.4. Les distributions de P_t et k de extraites sur les lignes normales à la direction du sillage sont représentées dans la figure 4.5. Sur les distributions de pression totale P_t , les différences sont quasi nulles entre les deux simulations. Pour les distributions de k et Tu , on observe un écart léger entre les deux simulations. Cependant, les distributions longitudinales montrent que cet écart apparaît au début du développement du sillage puis reste constant.

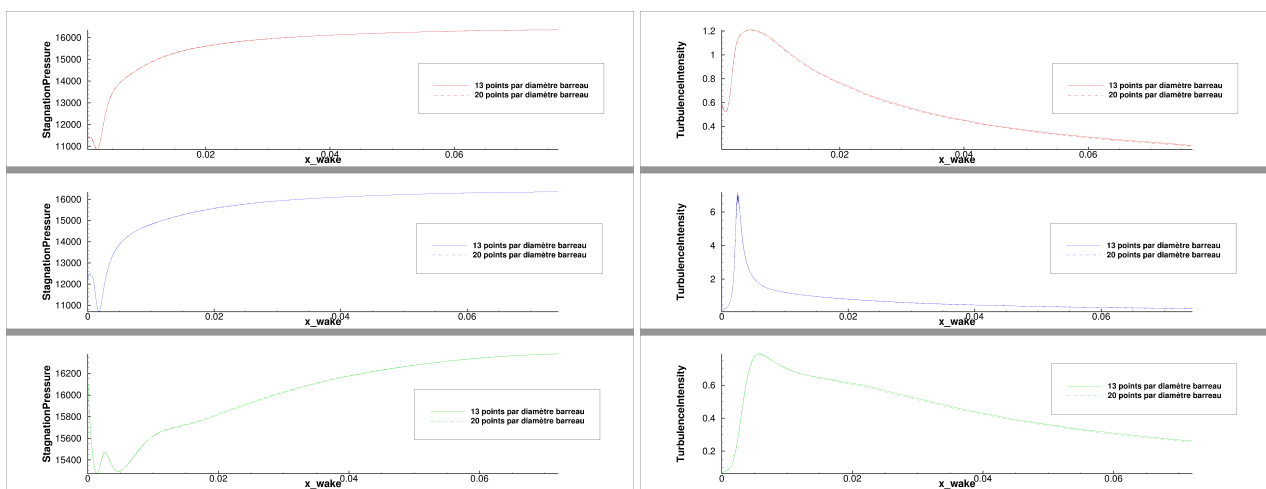


FIGURE 4.4 – Distributions de pression totale P_t (  gauche) et le taux de turbulence Tu (  droite) le long des lignes d'extraction parallèles - Comparaison entre les deux maillages *13 points* (grossier) et *20 points* (fin)

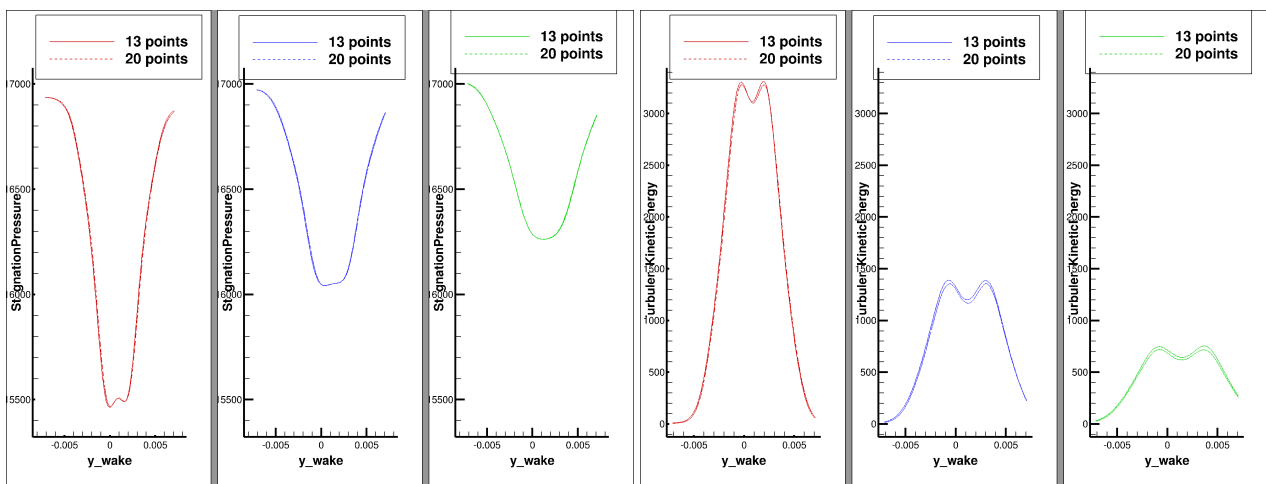


FIGURE 4.5 – Distributions de pression totale P_t (  gauche) et d'énergie cinétique turbulente k (  droite) le long des lignes d'extraction normales - Comparaison entre les deux maillages *13 points* (grossier) et *20 points* (fin)

Ces observations permettent de conclure que le maillage *13 points* est suffisamment fin pour discrétiser le sillage défilant et ainsi simuler correctement la physique de la convection du sillage. C'est ce maillage qui sera utilisé dans la suite. De même, le maillage utilisé pour les simulations QDNS de la T106C isolée dans le chapitre précédent sera utilisé dans la suite car il respecte la même finesse de maillage.

Le taille du maillage du barreau est d'environ 102 millions de points. Avec le maillage de l'aube, la taille totale du maillage pour la simulation QDNS du barreau en translation et de l'aube T106C est de 522 millions de points.

4.2 Evaluation de la qualité numérique des simulations QDNS

Dans cette seconde partie, la qualité numérique des simulations QDNS est discutée à partir de l'observation des tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi et du nombre de Courant instantané dans le domaine simulé.

La figure 4.6 montre les distributions des tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi calculées à partir du champ moyen autour du barreau et autour de l'aube T106C. Pour rappel, les critères fixés pour les simulations QDNS pour ces grandeurs sont les suivantes : $x^+ < 10$, $y^+ < 2$ et $z^+ < 5$. Pour les distributions autour du barreau, la valeur de x^+ est très petite devant le critère car la taille de première maille dans la direction tangentielle δx était contrainte par la construction du maillage structuré. La valeur du y^+ est jusqu'à deux fois plus grande que le critère maximum. La valeur maximale de z^+ est 3 à 4 fois plus grande que le critère. Comme attendu, les critères des tailles adimensionnées ne sont pas respectés, c'est une faiblesse de la mise en données de la simulation à retenir. Pour les distributions autour de l'aube T106C, les valeurs de ces tailles adimensionnées sont très proches de celles observées pour les simulations QDNS de la T106C isolée qui sont tracées dans la figure 3.1. Les conclusions restent donc les mêmes que dans le chapitre précédent.

La figure 4.7 montre la distribution du nombre de Courant pour un instant choisi arbitrairement, dans le plan à mi-envergure extrait de la simulation QDNS de la T106C avec sillages défilants, au nombre de Reynolds 100 000. Le nombre de Courant est de l'ordre de l'unité dans le domaine de calcul, tant côté barreau que aube de turbine, excepté au voisinage des parois où il atteint 20 pour le barreau et 25 pour la turbine (bord de fuite). Il est rappelé qu'une méthode implicite est utilisée dans ces travaux, ce qui permet de simuler correctement l'écoulement avec un tel nombre de Courant

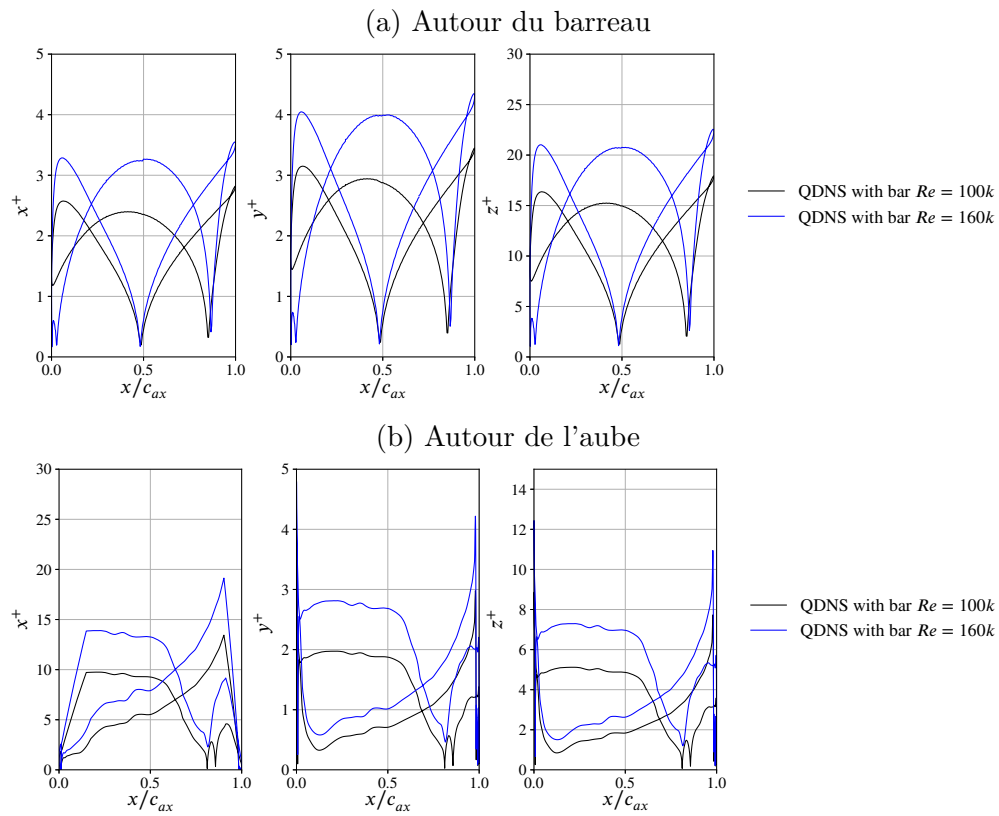


FIGURE 4.6 – Tailles adimensionnées des premières mailles à la paroi x^+ , y^+ et z^+ autour du barreau et autour de l'aube pour les deux simulations QDNS de la T106C avec sillages défilants - Ces tailles sont calculées à partir du champ moyenné en temps

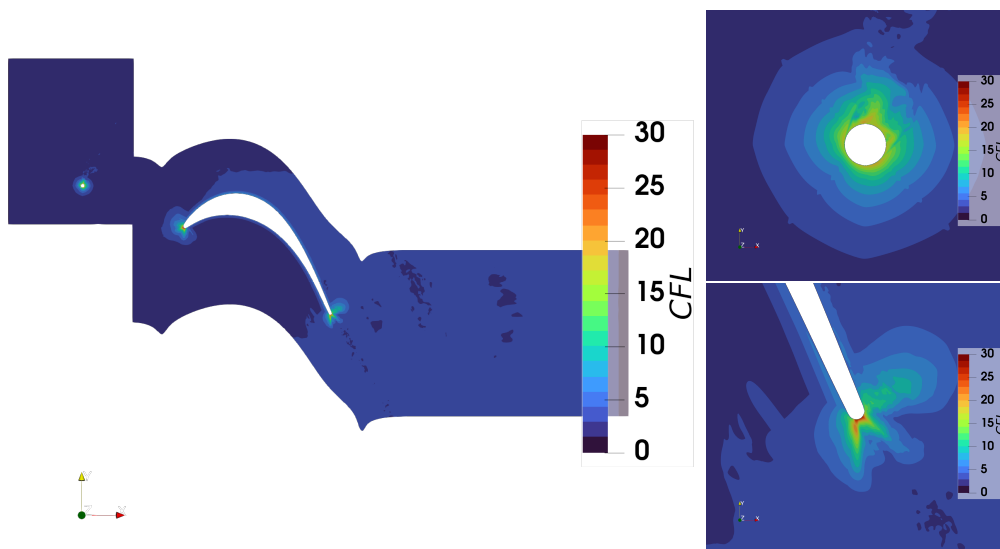


FIGURE 4.7 – Nombre de Courant instantané de la simulation QDNS de la T106C avec sillages défilants à $Re = 100\,000$ - Coupe à envergure constante

4.3 Analyse de la physique des écoulements simulés

Dans cette partie, nous faisons une première analyse des écoulements simulés avec l'observation du champ instantané à travers des iso-contours de critère Q ainsi que des contours de gradient de masse volumique et de la composante de la vitesse dans la direction z sur une coupe à mi-envergure.

La figure 4.8 montre un iso-contour de critère Q autour du barreau et de l'aube. L'iso-contour est coloré par la composante z de la vitesse u_z qui est aussi sa fluctuation u'_z car la moyenne de u_z est supposé nulle. Tout d'abord, on observe la création du sillage défilant en aval du barreau (A). Les fluctuations u'_z sont élevées. Le sillage se propage jusqu'à la ligne de bord d'attaque de l'aube où le sillage est découpé par le profil de la T106C (B). Dans le canal inter-aube, le sillage prend la forme caractéristique de la déformation des sillages dans un canal inter-aube (C) : une forme d'arc avec une accumulation dans la zone de l'extrados. Au niveau de l'extrados, une zone de fluctuations u'_z élevée est observée (D) ; elle est le signe de l'interaction entre le sillage et le bulbe de décollement. Plus en aval, une couche limite turbulente attachée est observée sur l'extrados jusqu'au bord de fuite (E). A l'aval de l'aube, le sillage défilant précédent est confondu avec le sillage de l'aube (F).

La figure 4.9 représente les contours instantanés de gradient de masse volumique autour du barreau et de l'aube pour le nombre de Reynolds 100 000. Une figure similaire pour le nombre de Reynolds 160 000 est disponible dans l'annexe B, figure B.4 . Les caractéristiques de l'écoulement observées avec l'iso-contour de critère Q sont retrouvées sur cette visualisation. On note que les ondes acoustiques sont plus nombreuses que pour les simulations QDNS de l'aube isolée dans les zones d'écoulements non perturbées par les sillages (voir figure A.9). Autour du barreau, on observe la présence périodique de chocs dont la position alterne de chaque côté du barreau. Cette présence de chocs s'explique par le lâcher tourbillonnaire caractéristique de l'écoulement derrière un barreau pour le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du barreau de l'ordre de 2000. Ce phénomène induit l'apparition périodique d'une accélération élevée (d'un facteur proche de 2 par rapport à la vitesse de l'écoulement loin de la paroi) de l'écoulement de chaque côté du barreau. Le nombre de Mach de l'écoulement dans le repère du barreau est relativement élevé de l'ordre de 0.6. De ce fait, les accélérations périodiques induisent l'apparition de chocs. Dans la littérature, quelques papiers [24, 81, 98] traitent de l'écoulement autour d'un cylindre à des nombres de Reynolds et nombres de Mach du même ordre de grandeur. Ils observent l'apparition périodique de chocs similaire à ceux observés dans nos simulations. Ces chocs sont très certainement à l'origine des ondes acoustiques observées dans tout l'écoulement.

La dernière observation du champ instantané est proposée dans la figure 4.10. Des contours de la composante z de la vitesse sont tracés pour quatre instants qui sont équitablement répartis sur la période de défilement du barreau. Ces contours sont issus d'extractions faites à chaque fin de calcul (il est rappelé qu'un calcul représente 7000 itérations). Ainsi, les instants choisis ne se suivent pas dans le temps, les structures observées pour $t \equiv 0.25T_{bar} \pmod{T_{bar}}$ ne suivent donc pas celles observées pour $t \equiv 0.T_{bar} \pmod{T_{bar}}$. Comme l'analyse est ici qualitative afin de montrer la qualité de la simulation, ce défaut de visualisation est sans conséquence. Une figure similaire pour le nombre de Reynolds 160 000 est disponible dans l'annexe B, figure ?? . Ces quatre instants permettent de mieux observer la déformation du sillage à partir de son entrée dans le canal inter-aube lorsqu'il est découpé par le bord d'attaque. Cette déformation est très proche de celle décrite dans la littérature et reportée dans le chapitre 1 de ce manuscrit : courbure, réorientation, élongation et étirement. De plus, on peut observer l'effet des sillages sur la couche limite de l'extrados. A l'instant $t \equiv 0.5T_{bar} \pmod{T_{bar}}$, on observe que le sillage interagit avec la couche limite et le bulbe de décollement ce qui entraîne des fluctuations de vitesse u'_z élevées. A l'instant $t \equiv 0.5T_{bar} \pmod{T_{bar}}$, la couche limite semble turbulente sur une grande partie de l'extrados. Ensuite, la taille de la partie turbulente sur l'extrados est nettement plus faible à $t \equiv 0.T_{bar} \pmod{T_{bar}}$ et enfin quasiment inexistante à $t \equiv 0.25T_{bar} \pmod{T_{bar}}$.

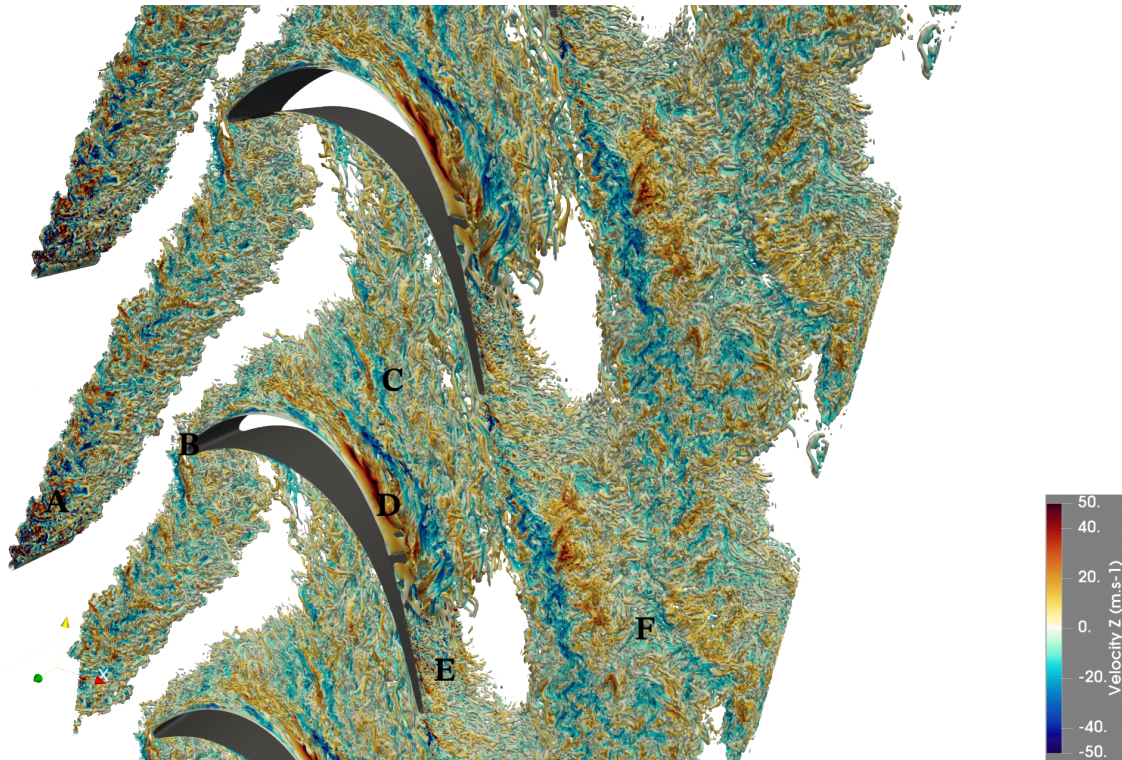


FIGURE 4.8 – Iso-contour instantané de critère Q ($= 1 \cdot 10^8$) autour du barreau et de l'aube T106C pour la QDNS au nombre de Reynolds 160 000 - Vue depuis l'aval - Coloration par la composante de la vitesse dans la direction z $u_z = u'_z$

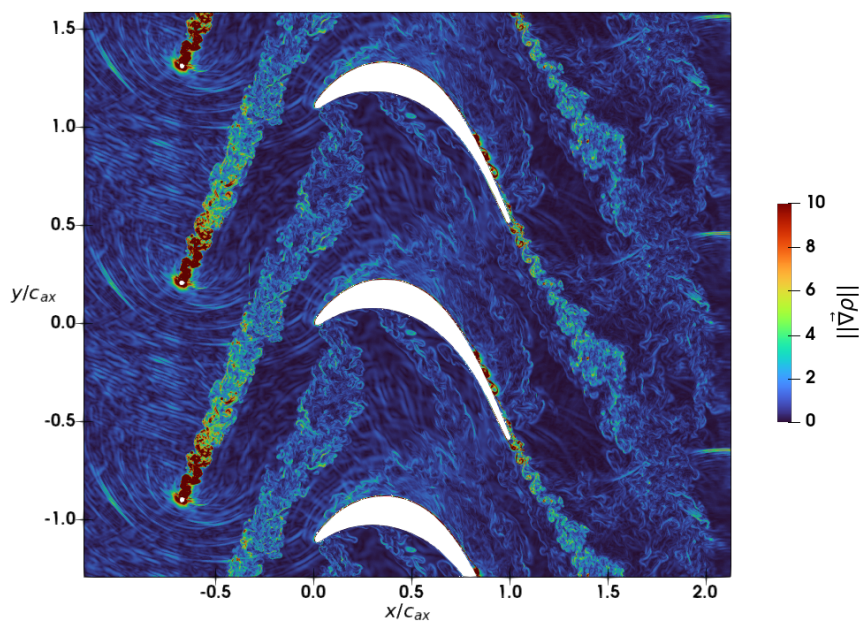


FIGURE 4.9 – Contours instantanés de gradient de masse volumique $\|\vec{\nabla}\rho\|$ autour du barreau et de l'aube T106C - $Re = 100\ 000$ - Coupe à mi-envergure

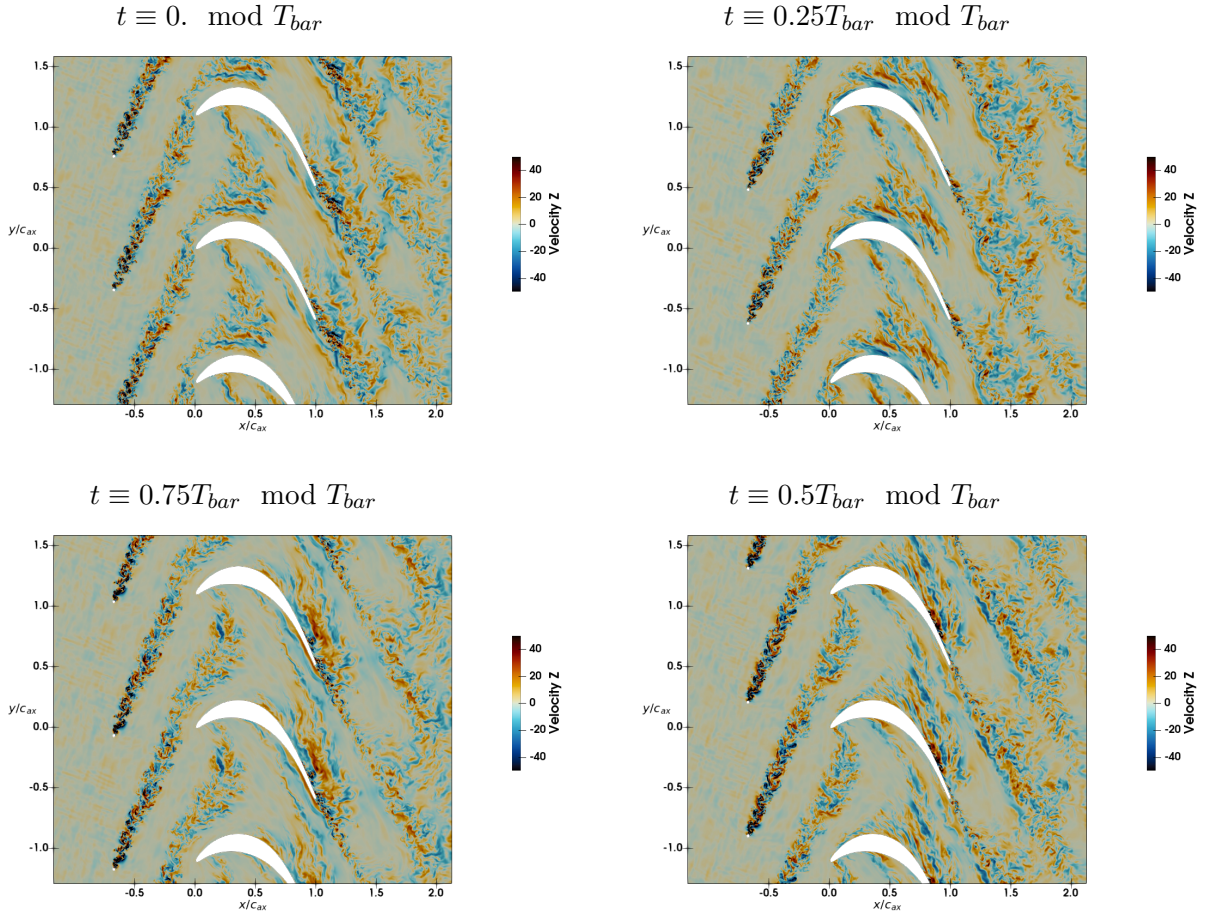


FIGURE 4.10 – Contours instantanés de la composante de la vitesse dans la direction z $u_z = u'_z$ autour du barreau et de l'aube T106C - $Re = 100\ 000$ - Coupe à mi-envergure

4.4 Comparaison aux données des essais

Dans cette partie, le champ moyen des QDNS est comparé aux données expérimentales. Les figures 4.11 et 4.12 montrent les distributions de nombre de Mach isentropique autour de l'aube T106C des simulations QDNS et des mesures expérimentales avec et sans sillages défilants, pour les nombres de Reynolds 100 000 et 160 000, respectivement. Les résultats RANS et URANS seront discutés dans la partie suivante. De façon générale, la tendance des distributions extraites des QDNS sur l'effet des sillages défilants est en accord avec celle observée avec les données expérimentales. En effet, l'ajout de sillages défilants a deux effets majeurs. D'une part, cela induit la modification de la valeur de nombre de Mach isentropique M_{is} proche du bord d'attaque sur l'extrados qui traduit une modification de l'angle moyen amont. D'autre part, cela induit une réduction significative du plateau de M_{is} caractéristique du bulbe de décollement sur la partie aval de l'extrados. Pour les cas avec sillages défilants, un changement net de la pente entre le pic de M_{is} reste tout de même observable pour les deux nombres de Reynolds. Ce changement de pente est la trace d'un bulbe de décollement qui disparaît périodiquement avec le passage des sillages défilants.

Pour les deux nombres de Reynolds, les données QDNS et expérimentales sont en très bon accord sur le premier effet avec la superposition des premiers points des mesures expérimentales sur la courbe de la QDNS. Concernant, le deuxième effet sur le plateau de M_{is} , les comparaisons sont plus nuancées. La première différence majeure entre les simulations et l'expérience est la valeur du pic de M_{is} . Un écart absolu d'environ 0,02 est observé entre QDNS et essais pour les deux nombres de Reynolds. Cet écart entre les courbes des QDNS et des essais s'étend sur toute la partie centrale de l'extrados entre $x/c_{ax} = 0,3$ et $x/c_{ax} = 0,7$. Toutefois, on remarque que pour les deux nombres de

Reynolds, la position axiale du changement de pente sur la partie aval au pic de M_{is} est similaire entre les QDNS et l'expérience : environ $x/c_{ax} = 0,8$ pour les deux nombres de Reynolds.

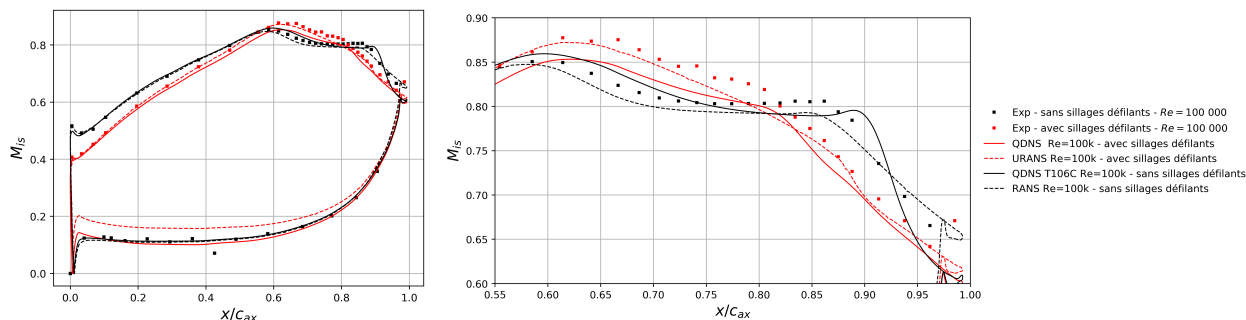


FIGURE 4.11 – Distributions du nombre de Mach isentropique basé sur la moyenne temporelle de la pression statique autour de l'aube T106C au nombre de Reynolds 100 000 avec sillages défilants - Données expérimentales, QDNS et simulations URANS

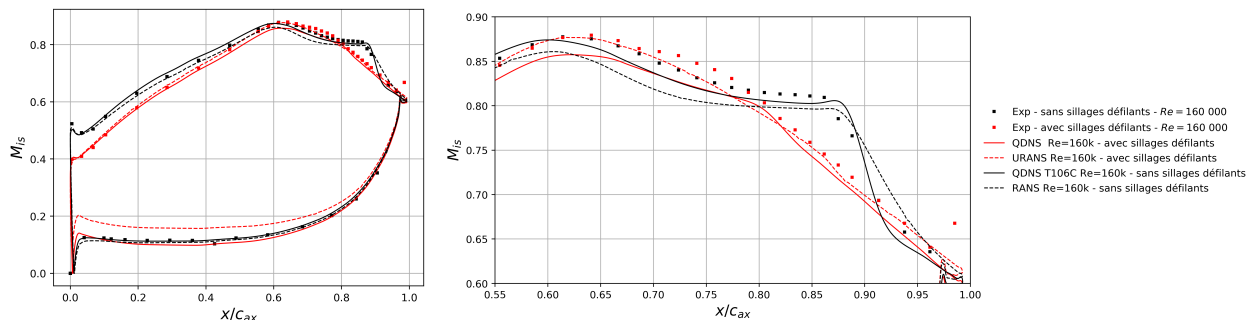


FIGURE 4.12 – Distributions du nombre de Mach isentropique basé sur la moyenne temporelle de la pression statique autour de l'aube T106C au nombre de Reynolds 160 000 avec sillages défilants - Données expérimentales, QDNS et simulations URANS

4.5 Utilisation des données QDNS pour l'évaluation des simulations URANS

Dans cette dernière partie, nous effectuons une évaluation préliminaire des simulations URANS mises en place dans le chapitre 2. L'objectif est d'avoir une vision générale des points de divergences entre les champs URANS et QDNS afin d'entrevoir les investigations à mener pour comprendre le comportement des simulations URANS. Dans un premier temps, on compare les sillages défilants en amont du bord d'attaque obtenus avec les simulations URANS du chapitre 2 avec ceux des simulations QDNS. Puis, des nouvelles simulations URANS sont effectuées avec un nouveau profil de sillage défilant dans le but d'améliorer l'accord avec les sillages des QDNS. Ensuite, les résultats URANS sont évalués par confrontation au champ moyen et champ en moyenne de phase des QDNS.

4.5.1 Comparaison des sillages injectés avec les sillages de la QDNS

L'idée de cette sous-partie est d'évaluer le choix de profil de sillage fait dans le chapitre 2. En effet, on rappelle que le profil de sillage utilisé jusqu'à présent était un sillage hérité des travaux de thèse de Benyahia [7] mais dont l'origine complète n'est pas connue. Les figures 4.13 et 4.14 représentent les contours de la moyenne de phase du déficit de pression totale et de l'énergie cinétique turbulente pour la QDNS et le URANS pour le nombre de Reynolds 100 000. On remarque une sous-estimation

des maximums de déficit de pression et d'énergie cinétique turbulente de la simulation URANS par rapport à ceux de la QDNS : il y a un facteur 4 pour le déficit de pression totale et un facteur 6 pour la turbulence. Ces observations motivent la décision de refaire des simulations URANS avec un sillage dont les maximums de déficit de pression totale et d'énergie cinétique turbulente ont été ajustés pour tenter de mieux correspondre au sillage observé dans les simulations QDNS. Même si les mécanismes physiques semblent similaires, les écarts de niveaux indiquent que l'effet des sillages défilants est certainement largement sous-estimé dans les simulations URANS, avec un bulbe moyen encore trop important

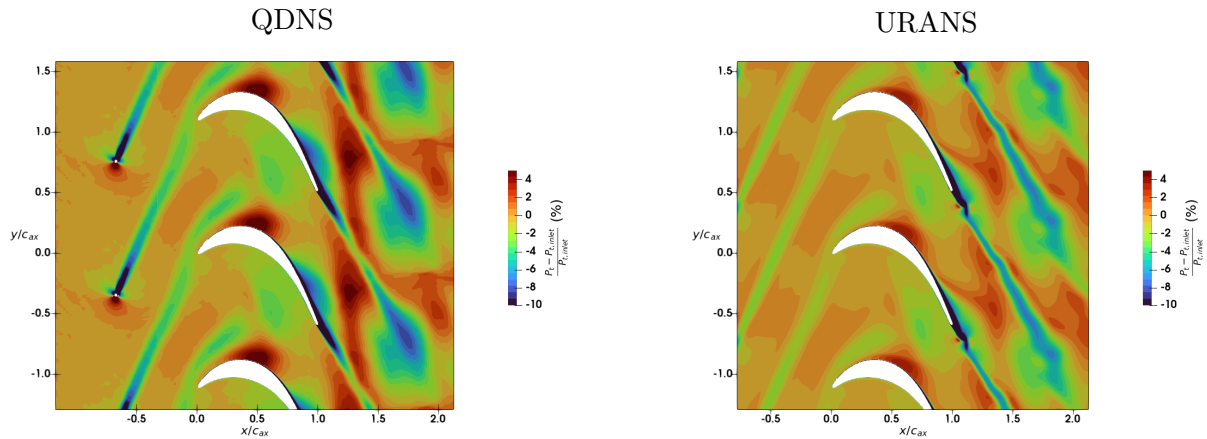


FIGURE 4.13 – Contours de la moyenne de phase ($t = 0$) du déficit de pression totale $\frac{P_t - P_{t,inlet}}{P_{t,inlet}}$ (en %) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage *Ref* utilisé dans le chapitre 2 - $Re = 100\,000$

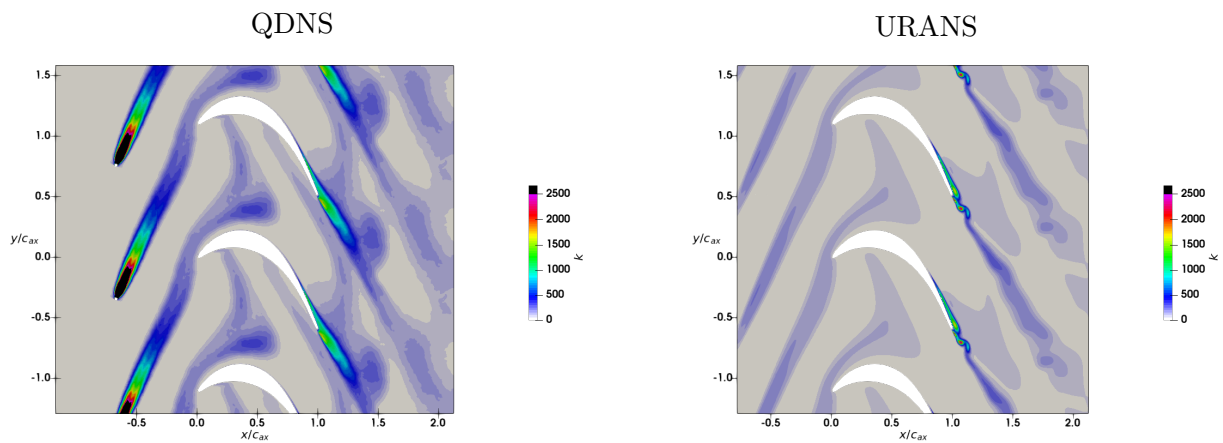


FIGURE 4.14 – Contours de la moyenne de phase ($t = 0$) d'énergie cinétique turbulence k (en $m^2.s^{-2}$) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage *Ref* utilisé dans le chapitre 2 - $Re = 100\,000$

4.5.2 Évaluation des simulations URANS avec un profil de sillage recalé

A partir des observations faites dans la sous-partie précédente, un nouveau profil de sillage défilant a été défini pour les simulations URANS. Ce nouveau sillage a été créé à partir du précédent en modifiant indépendamment les maximums de déficit de pression totale et d'énergie cinétique turbulente et la largeur du sillage de la même manière que dans la dernière partie du chapitre 2 sur l'étude d'influence de la largeur du sillage. Plusieurs paramétrages ont été testés mais une limitation de la méthode a été mise en évidence. En effet, pour des valeurs trop élevées de déficit de pression

totale, des zones de vitesses négatives au niveau de la condition d'entrée apparaissent ce qui est incompatible avec la condition d'injection utilisée. De ce fait, notre méthode URANS limite la valeur du déficit de pression totale et nous empêche d'obtenir des niveaux similaires à la QDNS. De plus, il y a une influence entre le niveau de turbulence élevée et le déficit de pression totale dans le sillage, ce qui ne permet pas de recouvrir ces deux grandeurs à la fois. En conséquence, pour prendre en compte le sillage dans la simulation URANS, il faudrait revoir la méthodologie et s'orienter vers un barreau maillé en translation, ce qui n'a pas encore été fait avec elsA, à notre connaissance. Le paramétrage suivant par rapport à notre sillage de départ a été retenu : le maximum de déficit de pression totale a été multiplié par deux, le maximum d'énergie cinétique turbulente a été multiplié par 6 et la largeur du sillage a été divisée par 2.

Les figures 4.13 et 4.14 représentent les contours de la moyenne de phase du déficit de pression totale et de l'énergie cinétique turbulente pour la simulation QDNS et la simulation URANS avec le nouveau sillage au nombre de Reynolds 100 000. Plusieurs instants sont représentés pour visualiser l'évolution périodique de l'écoulement. On remarque que la définition du nouveau sillage a permis de mieux se rapprocher des valeurs d'énergie cinétique turbulente de la QDNS. Cependant, à cause de la limitation citée précédemment, les valeurs du déficit de pression totale sont trop faibles en comparaison à la QDNS. Si l'on s'intéresse à l'évolution du sillage dans le canal inter-aubes, on observe que la déformation du sillage dans la simulation URANS est en bon accord avec celle de la QDNS. Néanmoins, le déficit de pression totale varie beaucoup dans la QDNS dans le canal inter-aubes avec la présence de gradients de pression totale notables proche des parois de l'aube. Cet effet est beaucoup plus faible dans le URANS. Concernant l'énergie cinétique turbulente, de la création de turbulence à l'intérieur du sillage est visible pour la QDNS notamment dans le pic du sillage. Pour le URANS, cette production est faible voire invisible. L'évolution du sillage et de ses caractéristiques dans le canal inter-aubes n'est donc pas correctement reproduite par les simulations URANS.

La figure 4.17 représente le diagramme espace-temps du frottement pariétal sur l'extrados pour la simulation URANS et la QDNS au nombre de Reynolds 100 000. Une figure similaire pour le nombre de Reynolds 160 000 est disponible dans l'annexe B. Sur la partie aval de l'extrados, la trace du sillage caractérisée par un frottement plus élevé est moins intense pour la simulation URANS par rapport à la QDNS. Cette observation est cohérente avec le fait que le niveau de turbulence du sillage défilant est plus faible dans la simulation URANS. De même, l'effet du sillage sur la suppression de la zone de décollement délimitée par la ligne pointillée est moins marquée pour la simulation URANS.

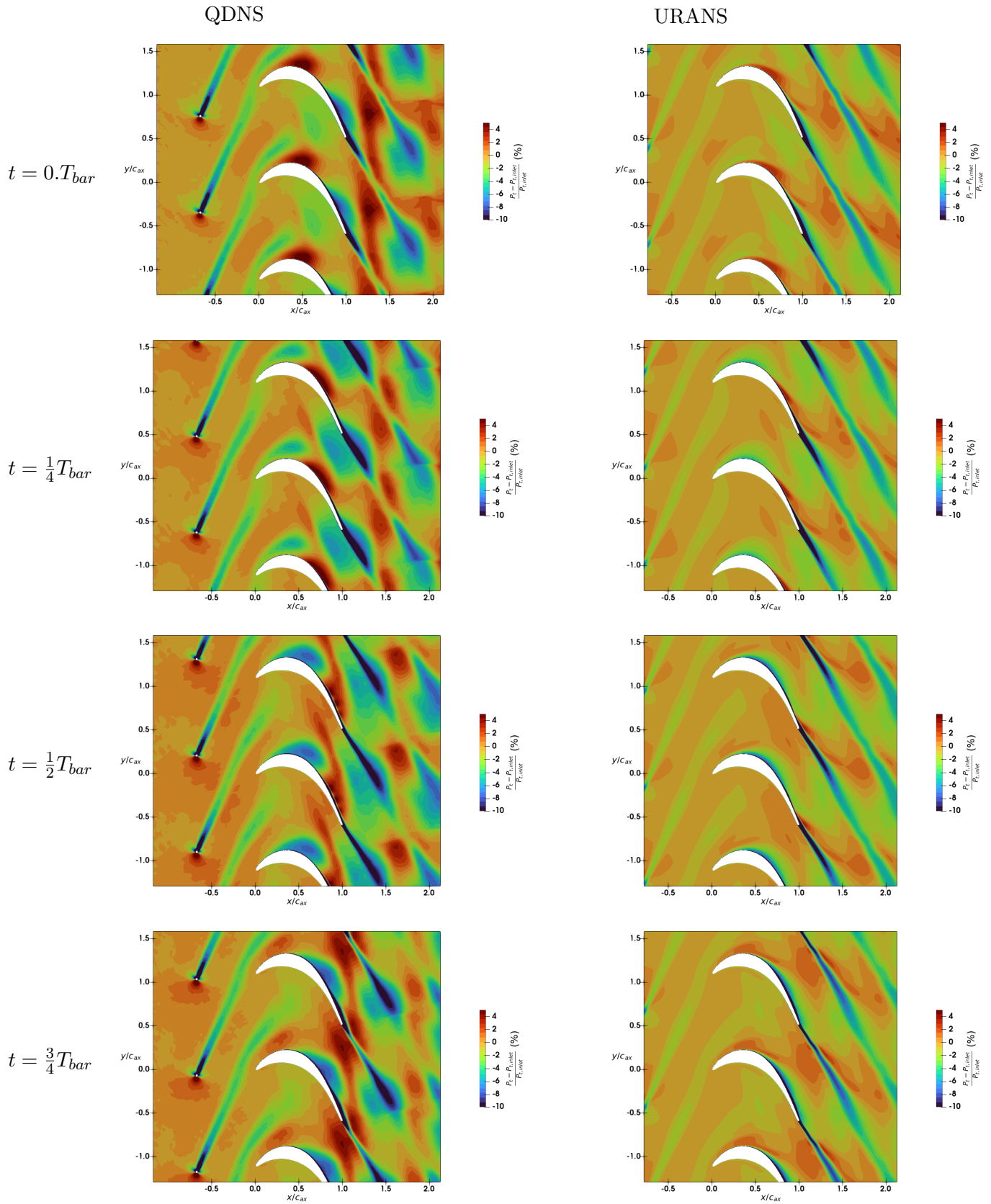


FIGURE 4.15 – Contours de quatre moyennes de phase du déficit de pression totale $\frac{P_t - P_{t,inlet}}{P_{t,inlet}}$ (en %) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage modifié- $Re = 100\,000$

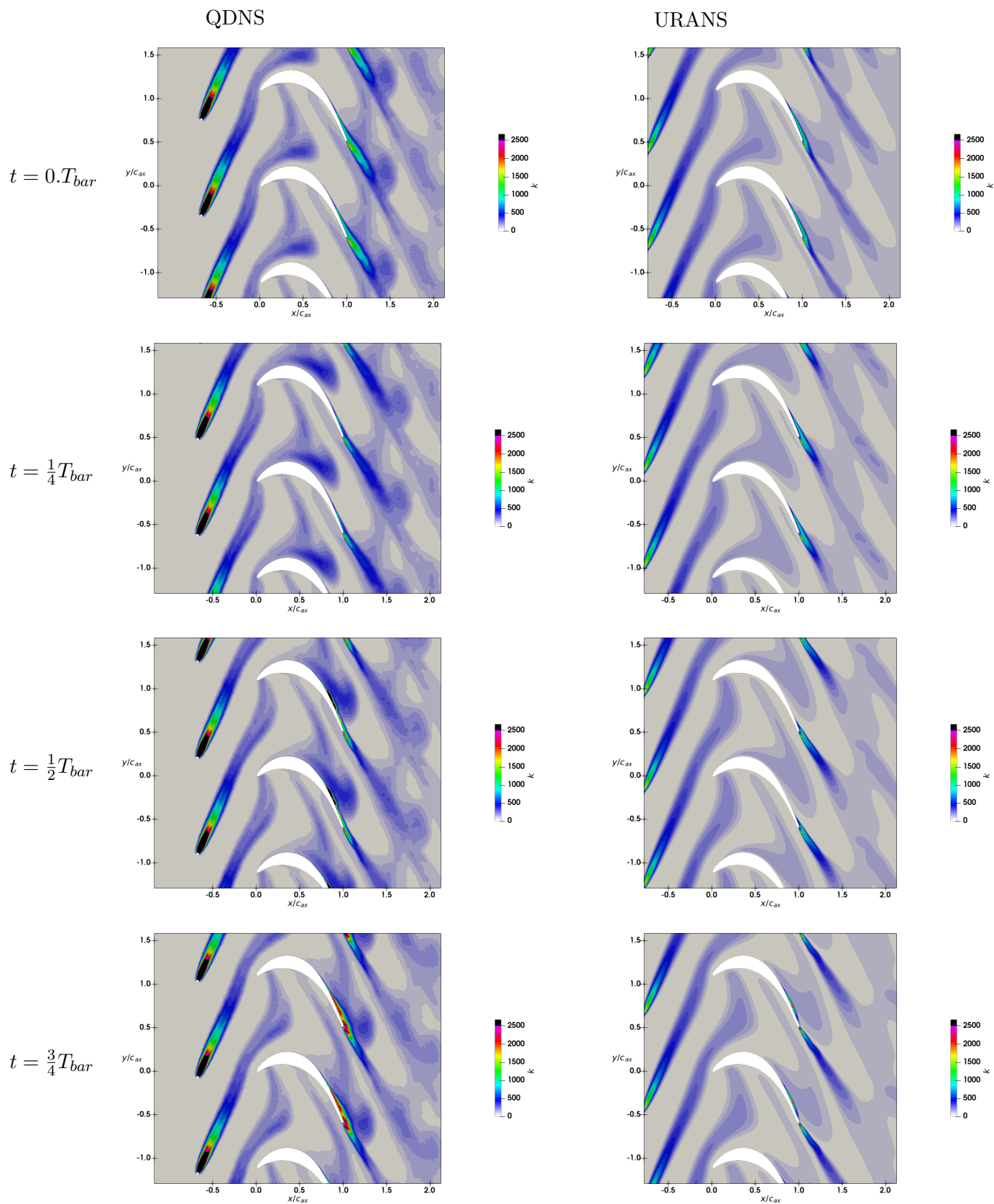


FIGURE 4.16 – Contours de quatre moyennes de phase d'énergie cinétique turbulente k (en $m^2.s^{-2}$) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage modifié- $Re = 100\,000$

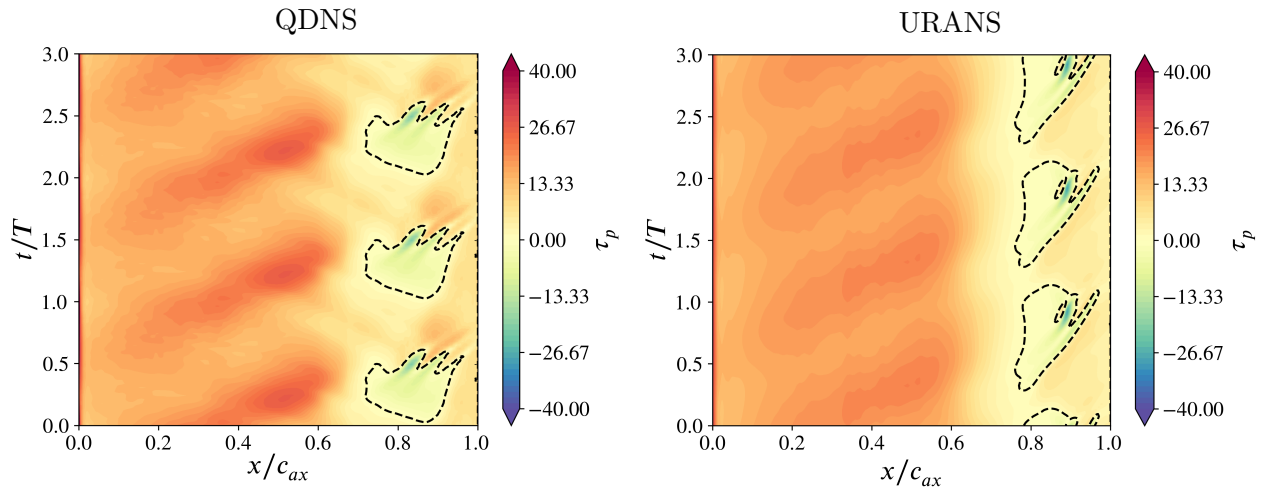


FIGURE 4.17 – Diagramme espace-temps du coefficient de frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube T106C - $Re = 100\ 000$ - Simulations QDNS et RANS avec profil modifié

Conclusions du chapitre 4

Dans ce chapitre 4, deux simulations QDNS de l'aube T106C avec un barreau en translation ont été effectuées aux nombres de Reynolds 100 000 et 160 000. Pour cela, la mise en données utilisée dans le chapitre précédent pour les simulations d'une aube isolée a été modifiée en ajoutant un volume fluide en translation autour du barreau. De plus, une étude de convergence en maillage a été menée pour s'assurer de la bonne discrétisation des sillages défilants. Ensuite, une analyse de la physique des écoulements QDNS a permis d'avoir une première vision de l'écoulement autour de la T106C avec des sillages défilants. Cette analyse a aussi permis d'observer des phénomènes en cohérence avec les connaissances de la littérature tels que la déformation du sillage dans le canal inter-aubes ou l'apparition périodique de chocs autour du barreau. Après cela, les champs moyens QDNS ont été comparés aux données d'essais. Comme pour le cas sans sillages défilants, des différences non négligeables sont observées entre les données QDNS et expérimentales notamment sur la valeur du pic de nombre de Mach isentropique sur l'extrados qui est plus faible que dans la QDNS. Enfin, les simulations URANS effectuées dans le chapitre 2 ont été comparées aux données QDNS. Une limitation forte de la méthode URANS a été mise en évidence : le choix du maximum de déficit de pression totale dans le sillage est rapidement limité par la condition limite d'entrée. Cette limitation empêche d'avoir un profil de sillage cohérent avec celui simulé par les QDNS sur le déficit de pression totale. Ces différences induisent un comportement différent de l'écoulement périodique pariétal sur l'extrados. D'autres pistes devront être envisagées pour mieux reproduire les sillages défilants observés dans les QDNS comme l'intégration du barreau dans le domaine fluide des simulations URANS.

Conclusions et Perspectives

L'étude présentée dans ce manuscrit a consisté à évaluer les simulations RANS et URANS utilisant le modèle $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61] sur leur capacité à prévoir la transition de la couche limite et donc l'écoulement dans les turbines basse-pression, en particulier lors de la présence de bulbe de décollement et de sillages défilants. Pour cela, deux configurations ont été considérées dans l'étude, l'aube T106C caractéristique des turbines conventionnelles et l'aube SPLEEN représentative des turbines rapides.

Dans le chapitre 2, nous nous sommes concentrés sur l'évaluation des simulations RANS et URANS de la configuration T106C sans et avec sillages défilants à partir des données expérimentales. Tout d'abord, à partir d'une étude d'influence des critères de maillages, la méthodologie de simulations RANS établie par les travaux de thèse de Minot *et al.* [70] a été complétée afin de s'assurer de la qualité des simulations RANS utilisées dans la suite de l'étude. Ensuite, les résultats des simulations RANS de la T106C ont été comparées aux données expérimentales à travers l'influence du nombre de Reynolds et l'influence du taux de turbulence. Ces comparaisons montrent un bon accord entre les simulations RANS et l'expérience avec une bonne tendance concernant l'influence des deux paramètres. Cependant, la prévision des simulations diverge légèrement des données d'essai pour les plus bas nombres de Reynolds. Cet écart est notamment visible sur la distribution de nombre de Mach isentropique dans la zone de décollement sur l'intrados : la simulation RANS semble prévoir un décollement moins intense que celui de l'expérience. Ensuite, une méthodologie a été mise en place pour les simulations URANS avec une injection d'un profil de sillage en translation à l'aide d'une condition limite d'entrée instationnaire. L'effet de l'ajout de sillages défilants dans la simulation est notable avec une forte réduction de la marque du décollement sur les distributions de nombre de Mach isentropique. Cet effet est très cohérent de celui observé sur les données expérimentales. Toutefois, on note des légères disparités entre les simulations et les résultats expérimentaux sur la distribution de nombre de Mach isentropique dans la zone du décollement sur l'extrados. De plus, l'effet du nombre de Reynolds est bien plus notable sur les résultats des simulations que sur les mesures expérimentales. Pour analyser l'incertitude autour du profil de sillage injecté, une étude d'influence des paramètres de ce profil a été menée. L'influence de ces paramètres s'est révélée faible par rapport aux différences observées avec l'expérience.

Les conclusions nuancées du chapitre 2 ont motivé le choix de créer une base de données de référence à partir de simulations haute-fidélité afin de compléter les données expérimentales et d'évaluer plus finement les simulations RANS et URANS.

Dans le chapitre 3, des simulations QDNS d'aube isolée ont été produites sur les configurations T106C et SPLEEN. Les données produites ont ensuite été utilisées pour évaluer les simulations RANS analogues. Dans un premier temps, une première simulation QDNS (notée $n^{\circ}1$ dans ce manuscrit) a été mise en place sur la configuration de la T106C pour le nombre de Reynolds de 100 000.

Des disparités non négligeables ont été observées entre le champ moyen de la simulation et les données expérimentales. Ces disparités concernent la distribution du nombre de Mach isentropique sur l'extrados : la pente d'accélération diffère et ainsi que la zone de décollement où, pour le champ simulé, le plateau de pression est plus long mais la recompression est aussi plus abrupte. Pour investiguer ces différences, deux autres simulations QDNS ont été produites. La QDNS $n^{\circ}2$ est définie à partir de la simulation initiale avec une modification de l'angle de calage de l'aube inspirée des travaux de Hillewaert *et al.* [42] et d'une étude RANS préliminaire. La QDNS $n^{\circ}3$ est définie à partir de la simulation QDNS $n^{\circ}2$ à laquelle est ajoutée une injection de turbulence synthétique à l'entrée du domaine de calcul avec la méthode SEM (Synthetic Eddy Method) développée par Jarrin *et al.* [49] modifiée pour tenir compte des contraintes de périodicité par translation. Ces modifications visaient à répondre indépendamment à chacune des deux différences observées entre la QDNS $n^{\circ}1$ et les essais. Cependant, des écarts subsistent entre la QDNS $n^{\circ}3$ et les essais et les modifications effectuées n'ont pas permis de produire une explication ferme et définitive sur les différences entre simulation et données expérimentales. Ces différences pourraient provenir d'un écart de retranscription des conditions aérodynamiques des essais dans la QDNS comme les effets tridimensionnels liés au parois latérales. En effet, des analyses ont été menées dans une partie distincte du chapitre pour renforcer la validation numérique et physique des simulations QDNS mises en place. De ce fait, les données QDNS ont été utilisées pour évaluer des simulations RANS qui utilisent exactement les mêmes géométries et conditions aérodynamiques. Une différence notable a alors été observée entre la simulation RANS et la simulation QDNS : la production d'énergie cinétique turbulente modélisée par la simulation RANS au niveau du bulbe de décollement est nettement plus faible que celle observée dans le champ moyen de la QDNS. Cette sous-production de turbulence résulte en une zone de décollement plus longue avec une faible recompression.

Dans la deuxième partie du chapitre 3, trois autres simulations QDNS de la T106C ont été produites à trois nombres de Reynolds différents : 120 000, 140 000 et 160 000. L'idée est à la fois d'étendre la base de données de référence et de tester une hypothèse d'influence du nombre de Reynolds sur la reproductibilité des essais. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, nous avons observé une réduction des différences entre le champ moyen des QDNS et les mesures expérimentales même si des différences demeurent jusqu'au nombre de Reynolds 160 000. Par ailleurs, l'effet du nombre de Reynolds sur le champ moyen QDNS est faible en comparaison des conclusions qui découlent de l'observation des mesures expérimentales concernant l'évolution de la taille du bulbe de décollement. L'éclatement et l'ouverture du bulbe de décollement observés dans les essais ne sont pas présents pour les simulations QDNS. Concernant la comparaison aux simulations RANS, la sous-production d'énergie cinétique turbulente par les modèles RANS par rapport à la QDNS est observée pour tous les nombres de Reynolds. Cette sous-production semble moins impactante aux plus hauts nombres de Reynolds puisque les écarts de taille de décollement entre la simulation RANS et QDNS diminuent.

Dans la dernière partie du chapitre 3, quatre simulations QDNS de la configuration SPLEEN ont été produites pour quatre conditions aérodynamiques différentes incluant des variations de nombre de Reynolds et de nombre de Mach. Les résultats des simulations QDNS sont, cette fois-ci, en très bon accord avec les mesures expérimentales ce qui contraste avec les observations faites sur la configuration T106C. L'analyse des écoulements simulés met en évidence la présence de deux bulbes de décollement, l'un sur l'extrados proche du bord de fuite et l'autre sur l'intrados proche du bord d'attaque. De plus, l'évaluation des simulations RANS avec les données QDNS produites réitère l'observation d'une trop faible production d'énergie cinétique turbulente par les modèles RANS ce qui conduit à des longueurs de décollement trop grandes. Cette sous-production est encore plus marquée pour cette configuration, la non-activation inattendue du paramètre γ_{sep} a été désignée comme une des sources de cette observation.

De ce fait, la raison des différences observées avec l'expérience demeure inconnue malgré les investigations menées. La même observation a été faite par d'autres auteurs [3, 4, 32, 42, 57] en utilisant des méthodes haute-fidélité distinctes.

Dans le chapitre 4, deux simulations QDNS de la configurations T106C avec sillages défilants ont été réalisées pour deux nombres de Reynolds : 100 000 et 160 000. Pour cela, un barreau en translation a été ajouté en amont de l'aube T106C. Comme pour le cas sans sillages défilants, des différences non négligeables sont observées entre les données QDNS et expérimentales notamment sur la valeur du pic de nombre de Mach isentropique sur l'extrados qui est plus faible que dans la QDNS. Les données générées ont été utilisées pour faire une évaluation préliminaire des simulations URANS mises en place dans le chapitre 2. Une limitation de la méthode mise en place a été rencontrée. Cette limitation empêche d'obtenir des caractéristiques de sillages défilants similaires à celles des simulations QDNS avec notamment un manque de déficit de pression. Malgré cela, certaines observations de la physique produite par le URANS est encourageante. Une nouvelle méthode de mise en données devra être envisagée pour tenter d'obtenir des sillages défilants plus en accord avec les données QDNS.

Suite à ces travaux, certaines questions déjà existantes demeurent partiellement non résolues, tandis que de nouvelles interrogations ont vu le jour. Les paragraphes suivants présentent des perspectives au le travail effectué dans cette thèse.

Tout d'abord, concernant les simulations QDNS de la T106C, nous avons conclu que la raison des écarts avec les mesures expérimentales ne pourrait provenir que d'une mauvaise reproduction des conditions aérodynamiques des essais en mettant de côté l'hypothèse d'une mauvaise qualité numérique des simulations. Plusieurs hypothèses peuvent alors être avancées. La première est une mauvaise reproduction de la turbulence par la méthode SEM et les hypothèses d'isotropie et de longueur intégrale. Ainsi, l'influence des paramètres de la turbulence injectée en amont devra être étudiée pour tester cette hypothèse et en même temps élargir les connaissances sur le sujet en se rapprochant des taux de turbulence représentatifs des turbines basse-pression (de l'ordre de quelques %). Une autre hypothèse porte sur la présence d'écoulement fortement 3D dans la soufflerie ce qui fausse l'hypothèse d'un écoulement bidimensionnel à mi-envergure de l'aubage malgré le rapport hauteur sur corde de 2,4. Cette hypothèse n'a pas pu être éprouvée dans les travaux de cette thèse à cause d'un facteur 10 estimé sur la taille du maillage pour une simulation de l'aube entière avec les parois latérales par rapport à nos simulations. Cependant, pendant la fin de l'écriture de ce manuscrit, Rosenzweig *et al.* [82] ont communiqué leur étude récente sur la T106C dans laquelle ils soutiennent avoir validé cette hypothèse en effectuant une simulation haute-fidélité de l'aube T106C avec les parois aux extrémités de l'aube. Leurs résultats montre une très bonne cohérence avec les données expérimentales sur la distribution de nombre de Mach isentropique dans la zone de décollement. Toutefois, il faut noter que les auteurs n'ont pas montré la partie amont de la distribution de nombre de Mach isentropique pour laquelle une autre différence était visible dans notre étude, la question n'est donc pas totalement close. La poursuite des travaux sur les QDNS de T106C devra donc porter sur les effets 3D pour conclure sur ces interrogations. La mise en place de ce type de simulation devra être accompagnée d'une réflexion sur la turbulence injectée par le SEM dans les couches limites des parois latérales.

Si nous nous recentrons sur la méthode RANS, la mise en défaut de l'hypothèse d'un écoulement bi-dimensionnel dans les essais remet en question la validation des simulations RANS couplées au modèles γ - $\widetilde{Re}_{\theta t}$ sur la configuration T106C qui tenait compte de cette hypothèse. Une première perspective consisterait à reproduire l'écoulement 3D à la manière de la récente publication de Rosenzweig *et al.* [82] avec la méthode RANS pour pouvoir avoir une meilleure comparaison avec les essais. Par ailleurs, la sous-production d'énergie cinétique turbulence observée dans le RANS par rapport aux données QDNS reste une problématique majeure pour la poursuite des travaux. Une modification du modèle de transition ou du modèle de turbulence devra être envisagée afin d'améliorer la reproduction de l'écoulement d'un bulbe de décollement laminaire. On peut citer les travaux de thèse de Bernardos [9] qui a proposé une méthode pour augmenter la production de turbulence dans ce type d'écoulement pour un autre type de modèle de transition. Aussi, des publications récentes comme celle de Akolekar *et al.* [2] montrent que les modèles de transition entraînés par des méthodes de machine learning forment une piste très encourageante pour améliorer

les prévisions des simulations RANS. Les travaux à venir concernant la méthode RANS devront se concentrer principalement sur l'amélioration de la modélisation de la transition, en mettant l'accent sur son couplage avec la production de turbulence.

Concernant la méthode URANS, les résultats ont montré un effet notable lors de l'ajout des sillages défilants par rapport au cas stationnaire. Cependant, des difficultés ont été rencontrées pour reproduire convenablement le sillage extrait des simulations QDNS. D'autres méthodes sont envisageables pour passer outre, comme l'ajout du barreau dans le volume fluide simulé ou la simulation d'un étage de turbine BP composé d'un distributeur et d'une roue mobile. Cependant, les simulations RANS sont régulièrement mises en défaut sur leur capacité à reproduire correctement la convection des sillages avec une forte dépendance au maillage. Des travaux sur une adaptation dynamique du maillage pourront être envisagés pour résoudre ce problème. Une autre solution souvent envisagée pour pallier à ce problème est l'utilisation de simulations à plus haut niveau de fidélité telles que les simulations hybrides RANS-LES ou les simulations LES avec une modélisation de l'écoulement à la paroi. Toutefois, il faut noter que cette solution est coûteuse et ne peut pas remplacer la méthode URANS. Dans cette optique, la thèse récente de Bouchard [11] a porté sur la mise en place de simulations ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation) qui simule les écoulements décollés comme les sillages en formulation LES et les écoulements pariétaux avec une méthode RANS utilisant un modèle similaire à celui $\gamma\text{-}\widetilde{Re}_{\theta t}$ de Menter *et al.* [61] mais couplé au modèle de turbulence de Spalart–Allmaras. Ce type de simulation pourrait être la solution pour avoir un transport des sillages correctement simulé tout en limitant le coût des simulations grâce au recours de la simulation RANS avec modèle de transition dans les zones des couches limites. Cependant, une nouvelle pose la question de l'interaction entre la turbulence résolue des sillages défilants.

Enfin, plus généralement sur les méthodes industrielles RANS et URANS, plusieurs effets non considérés dans ces travaux devront être pris en compte pour continuer à se rapprocher des écoulements des turbines basse-pression. Un effet à prendre en compte pour se rapprocher de la véritable géométrie des turbines basse pression est la prise en compte des écoulements de purge et de cavité qui sont des caractéristiques essentielles des turbine basse pression. Les mesures expérimentales autour de l'aube SPLEEN contiennent des données sur les écoulements secondaires avec des effets de sillages défilants et d'écoulement de purge. De ce fait, ces essais forment une excellente base de données pour évaluer méthodes RANS et URANS sur des écoulements plus complexes et plus proche de la réalité de la turbine basse-pression. De ce fait, les travaux finaux sur cette thématique devront porter sur l'amélioration de la représentativité géométriques en incluant dans les simulations RANS et URANS : une géométrie 3D, annulaire et des effets technologiques.

Annexes

A.1 QDNS T106C

A.1.1 Evaluation de la qualité numérique des simulations QDNS

A.1.1.1 CFL

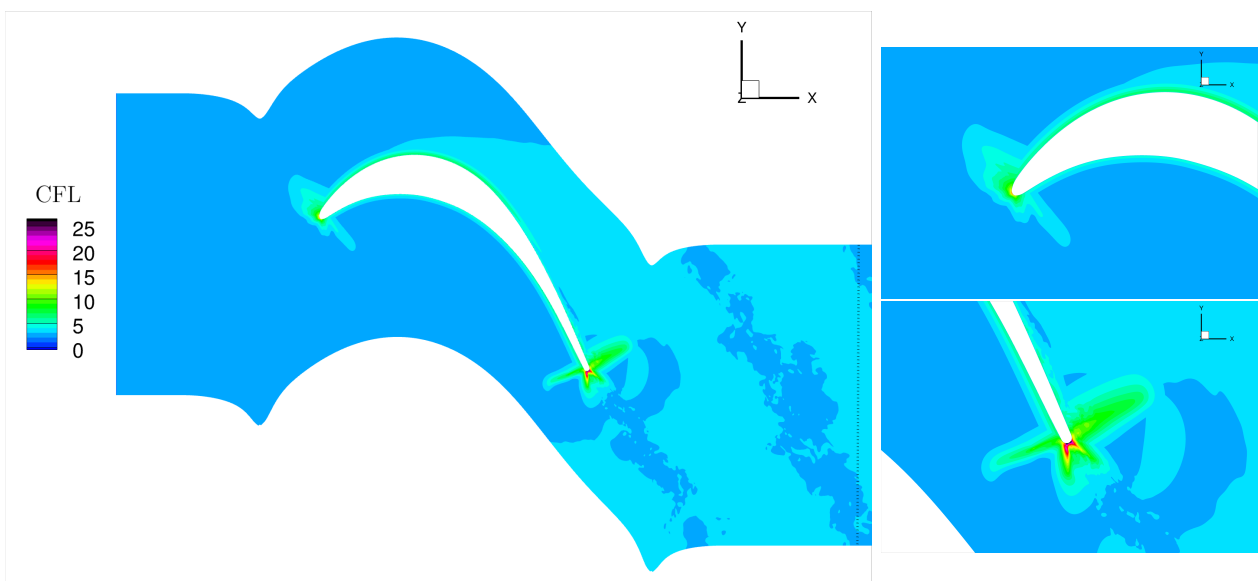
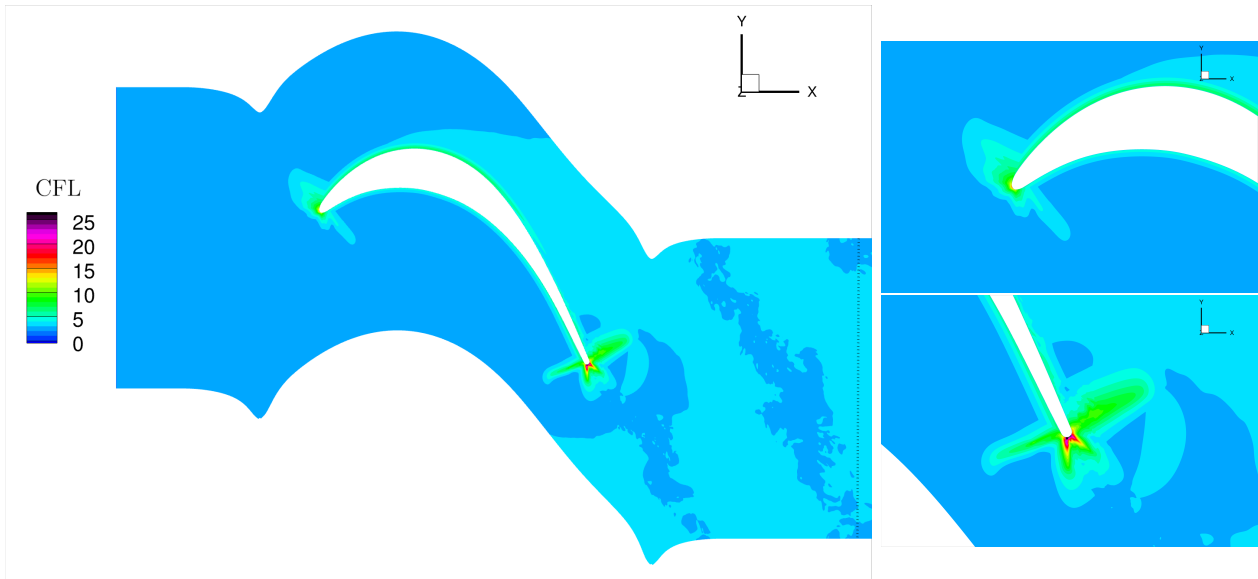
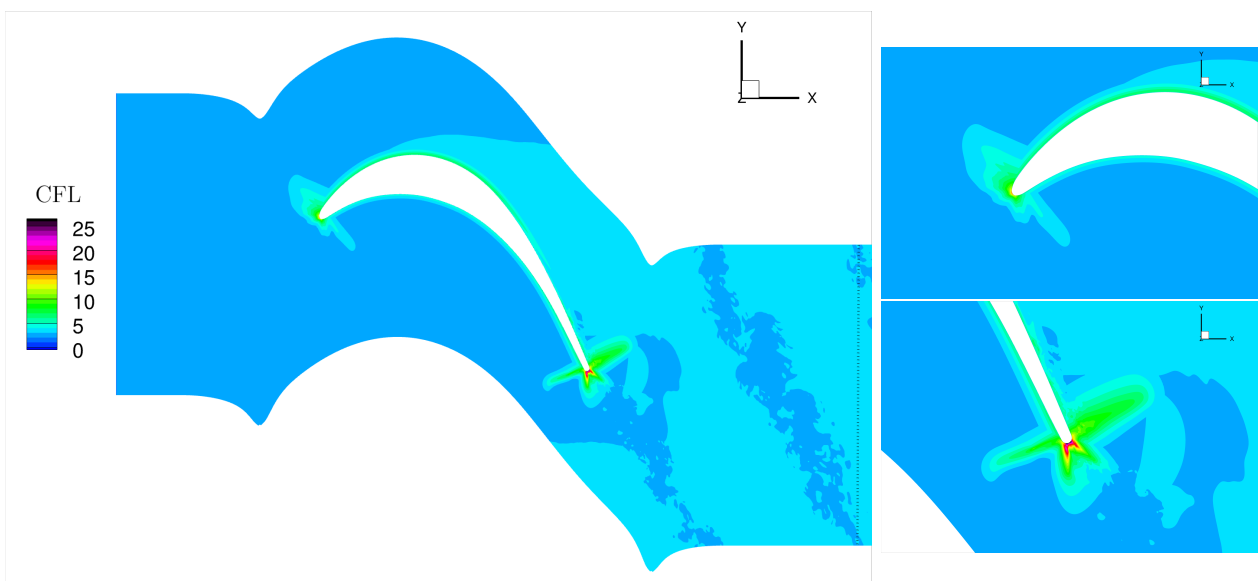
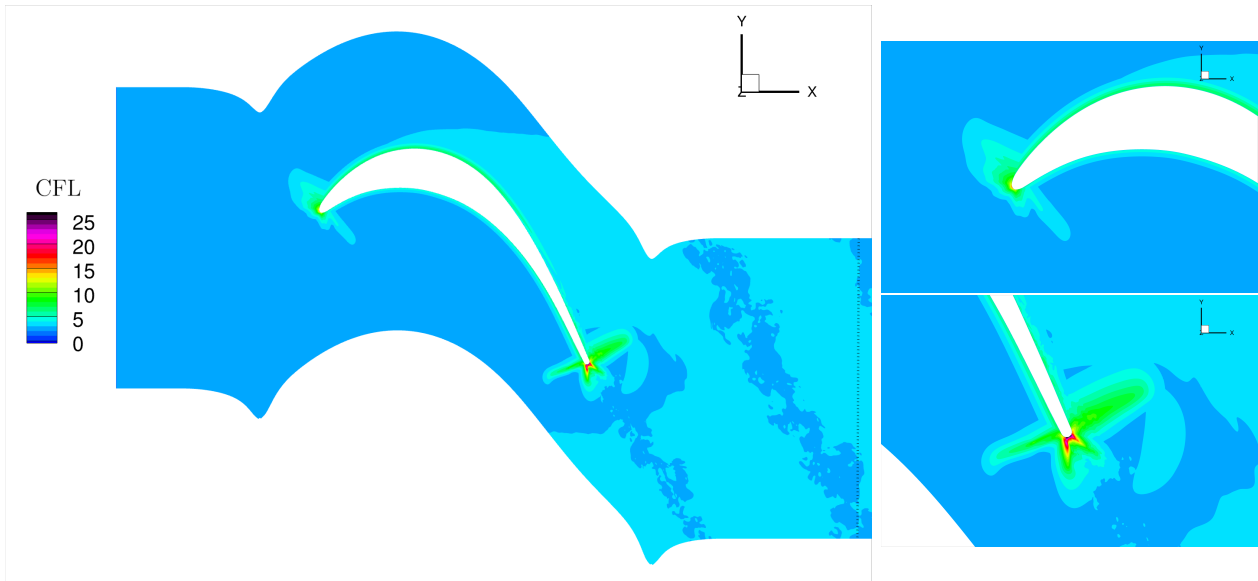
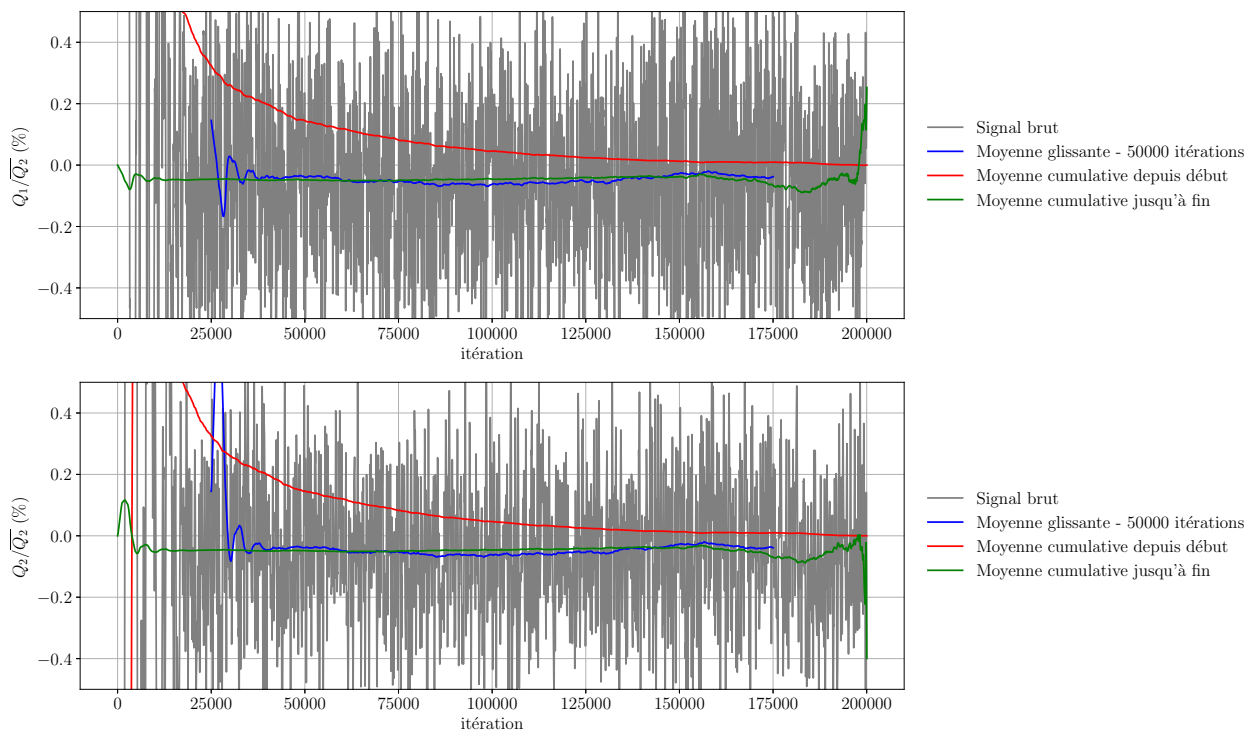


FIGURE A.1 – Nombre CFL instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 100,000$

FIGURE A.2 – Nombre CFL instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 120\,000$ FIGURE A.3 – Nombre CFL instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 140\,000$

FIGURE A.4 – Nombre CFL instantané de la simulation QDNS de la T106C à $Re = 160\ 000$

A.1.2 Convergence en débit

FIGURE A.5 – Evolution statistique des débit amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re=100\ 000$

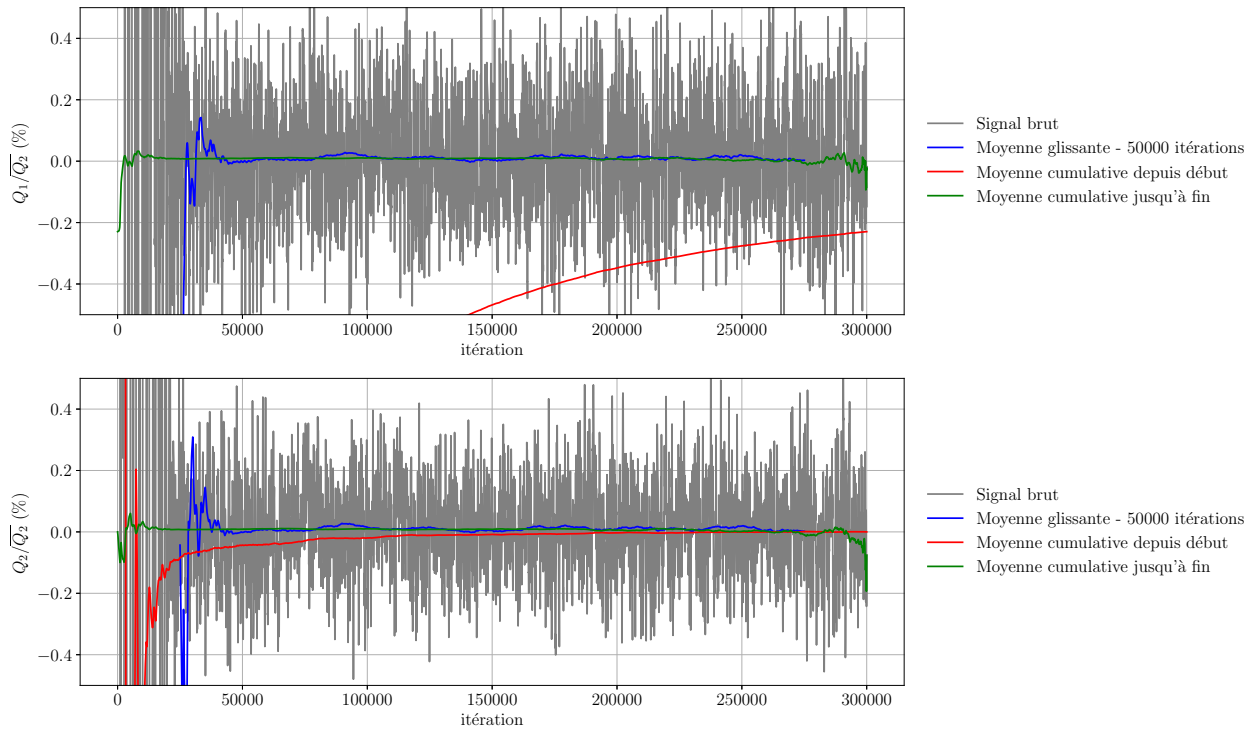


FIGURE A.6 – Evolution statistique des débits amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re120\ 000$

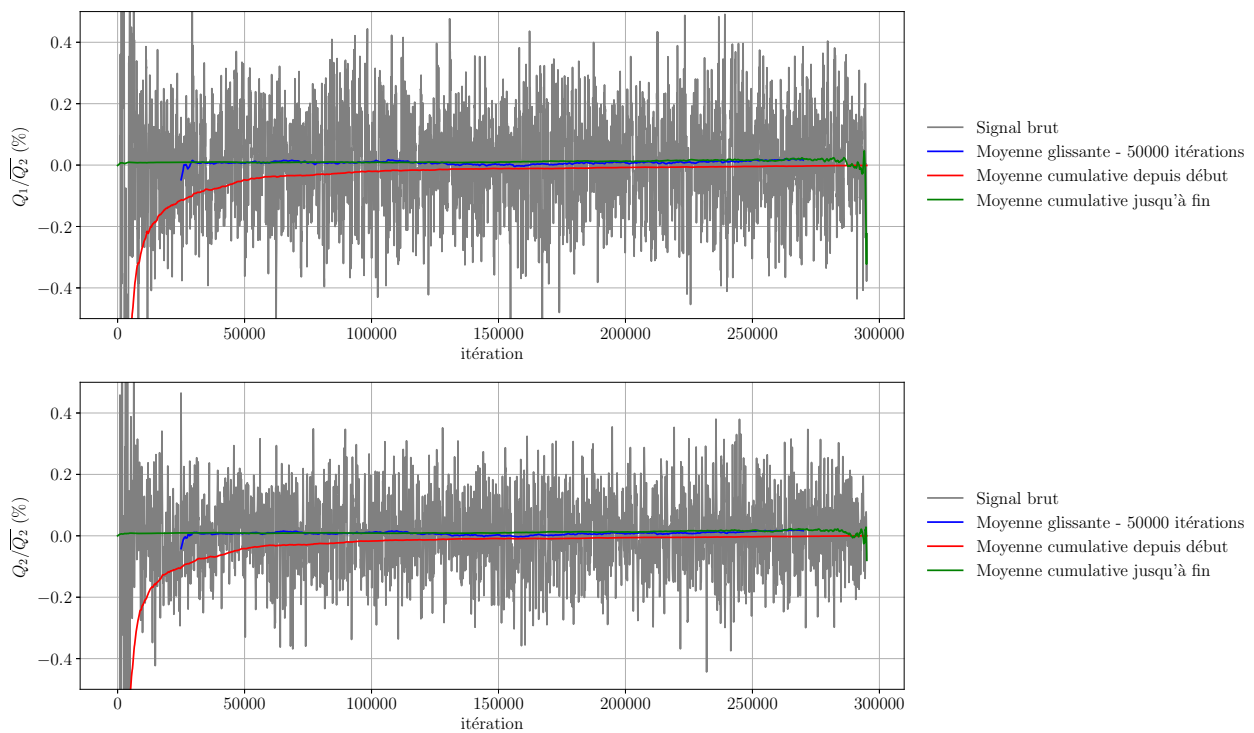


FIGURE A.7 – Evolution statistique des débits amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à $Re140\ 000$

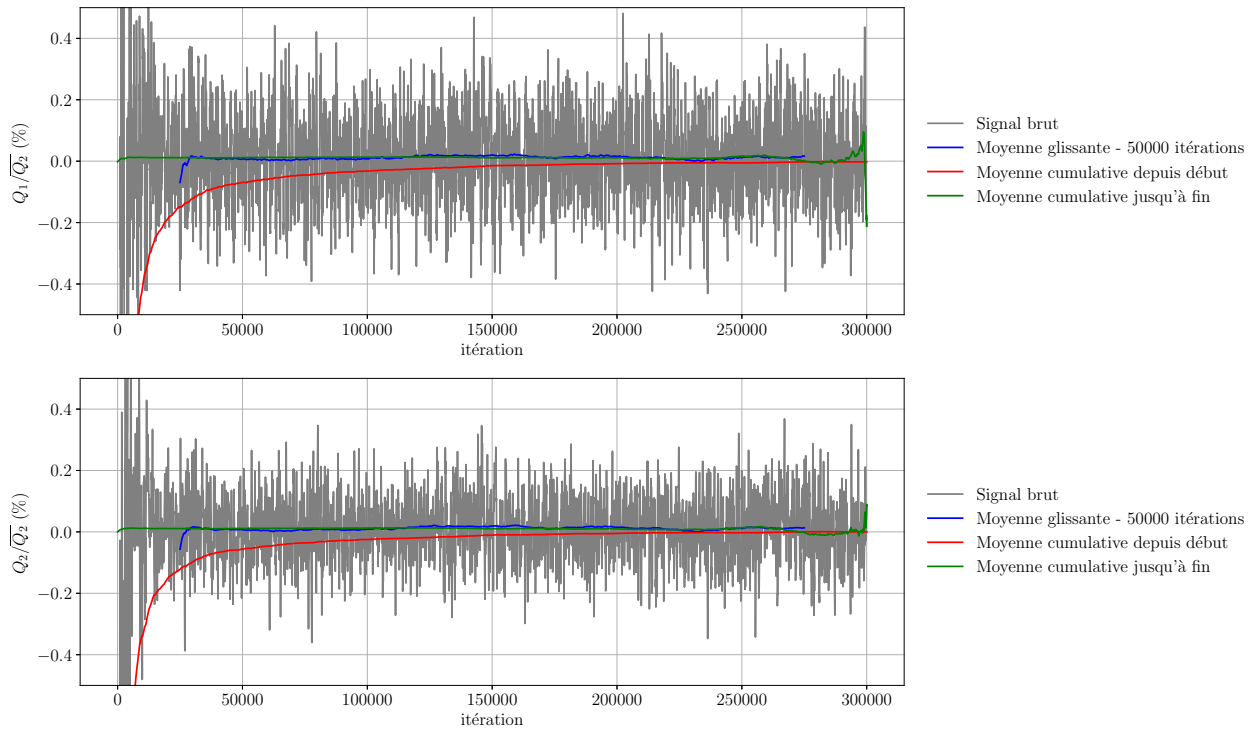


FIGURE A.8 – Evolution statistique des débit amont Q_1 et aval Q_2 pour la simulation QDNS de la T106C à Re 160 000

A.1.3 Observation de la physique des écoulements simulés : caractéristiques de la transition par bulbe de décollement

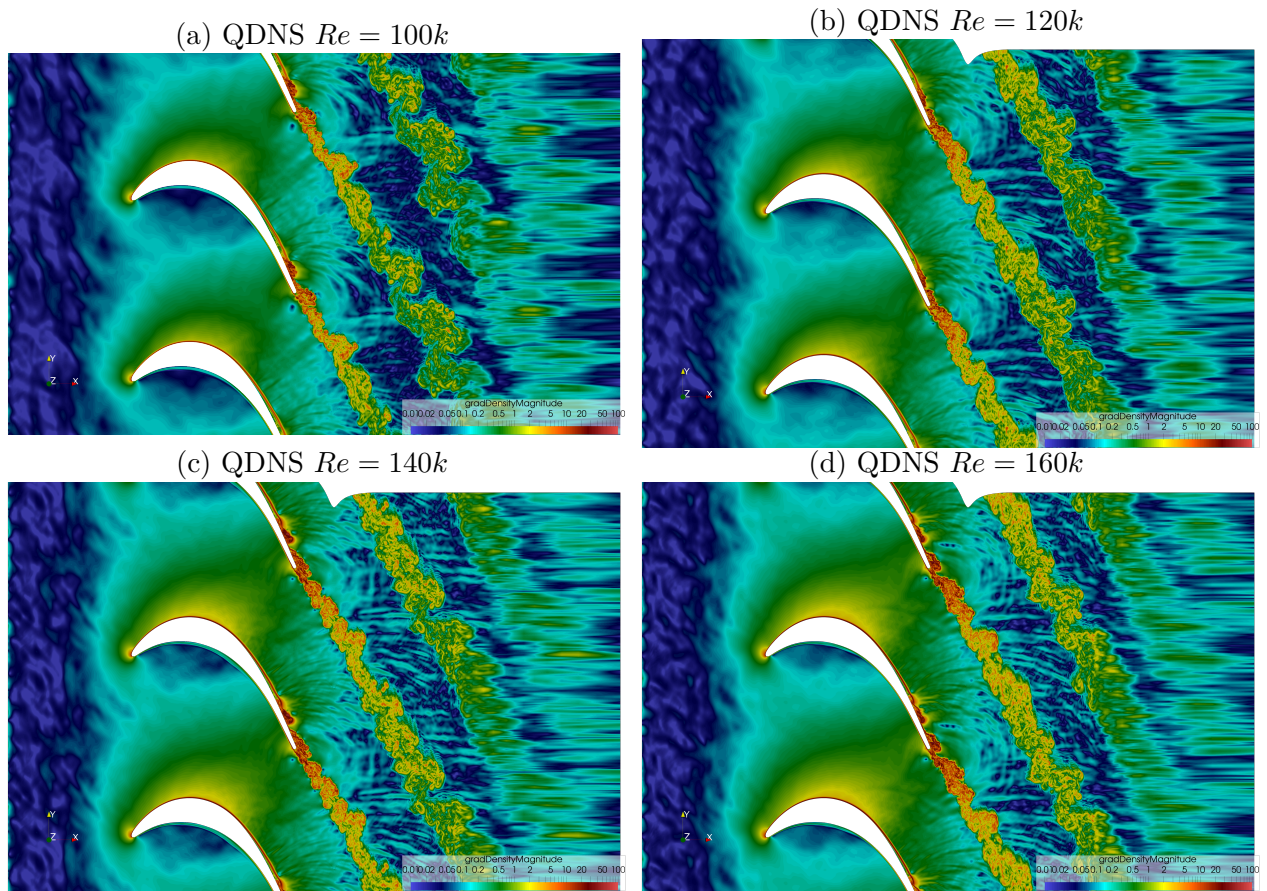
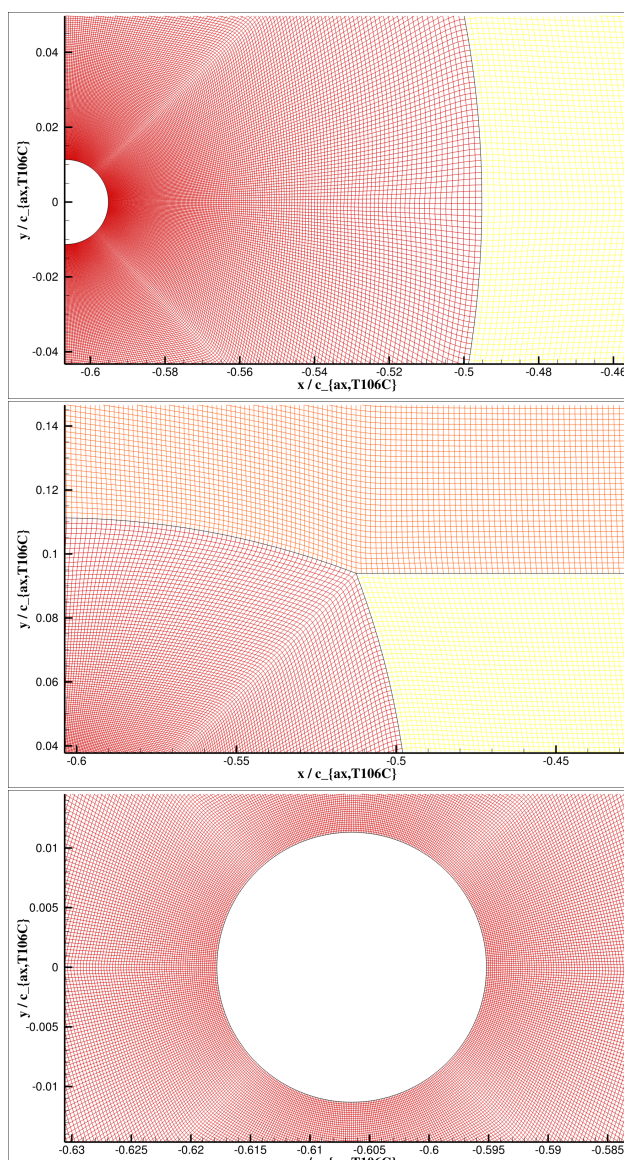


FIGURE A.9 – Contours instantanés de gradient de densité autour de l'aube T106C pour les 4 nombres de Reynolds simulés - Echelle logarithmique - Coupe à mi-envergure

Annexe **B**

Compléments au chapitre 4

B.1 Mise en place des simulations QDNS de la T106C avec barreaux en translation**B.1.1** Définition du maillage du barreau

B.2 Evaluation de la qualité numérique des simulations QDNS

B.2.1 CFL

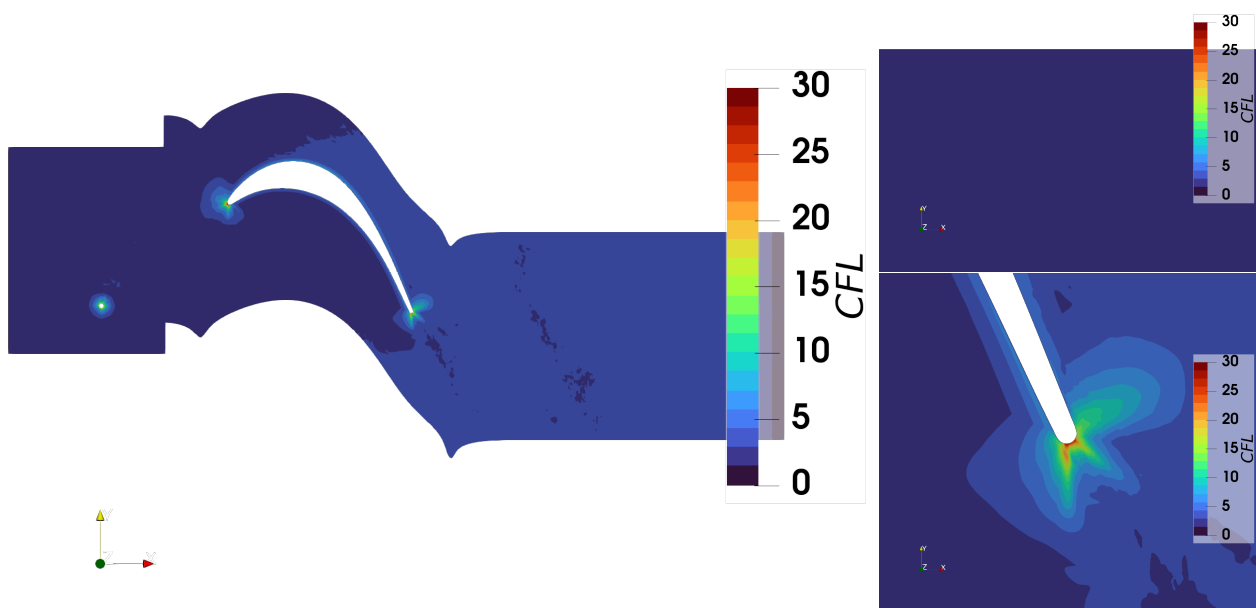


FIGURE B.2 – Nombre de Courant instantané de la simulation QDNS de la T106C avec sillages défilants à $Re = 160k$

B.3 Analyse de la physique des écoulements simulée

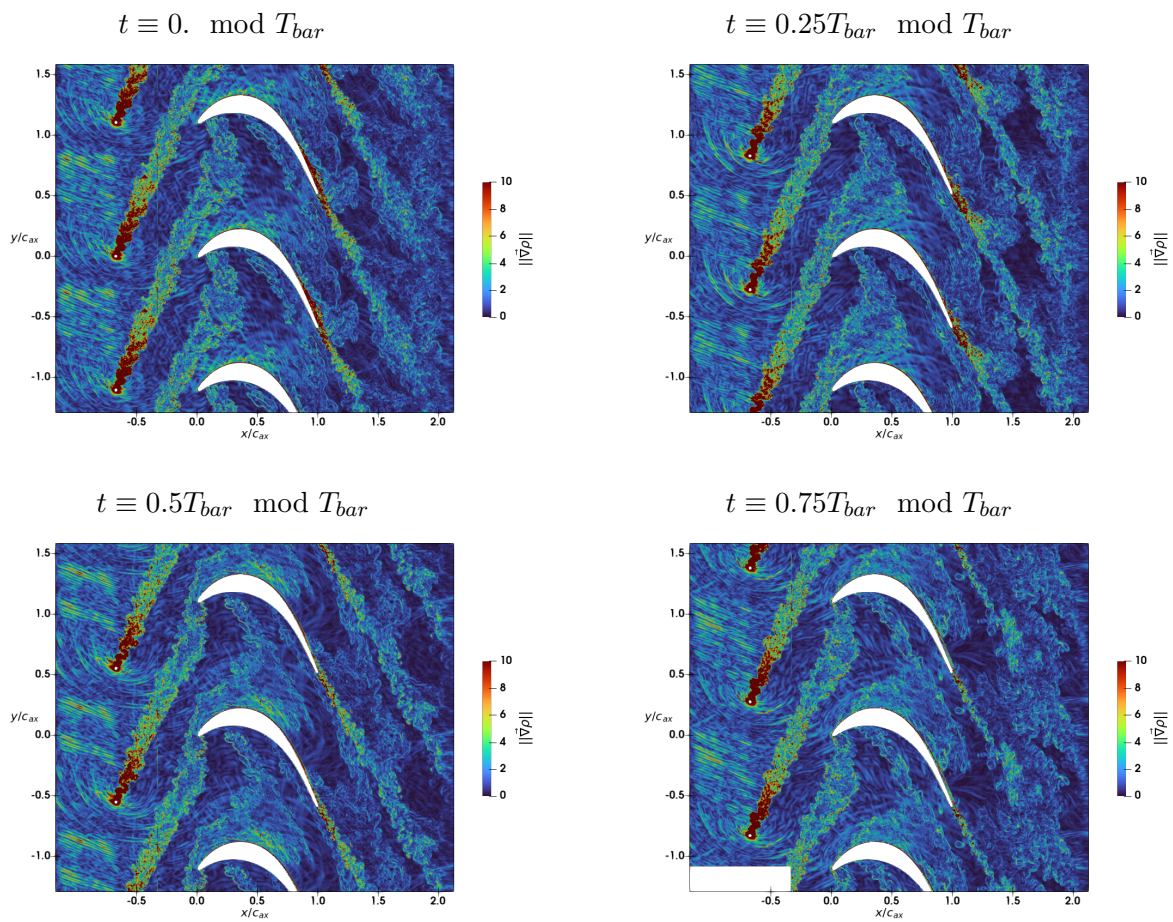


FIGURE B.3 – Contours instantanés de gradient de masse volumique $\|\vec{\nabla}\rho\|$ autour du barreau et de l'aube T106C - Nombre de Reynolds 160 000 - Coupe à mi-envergure

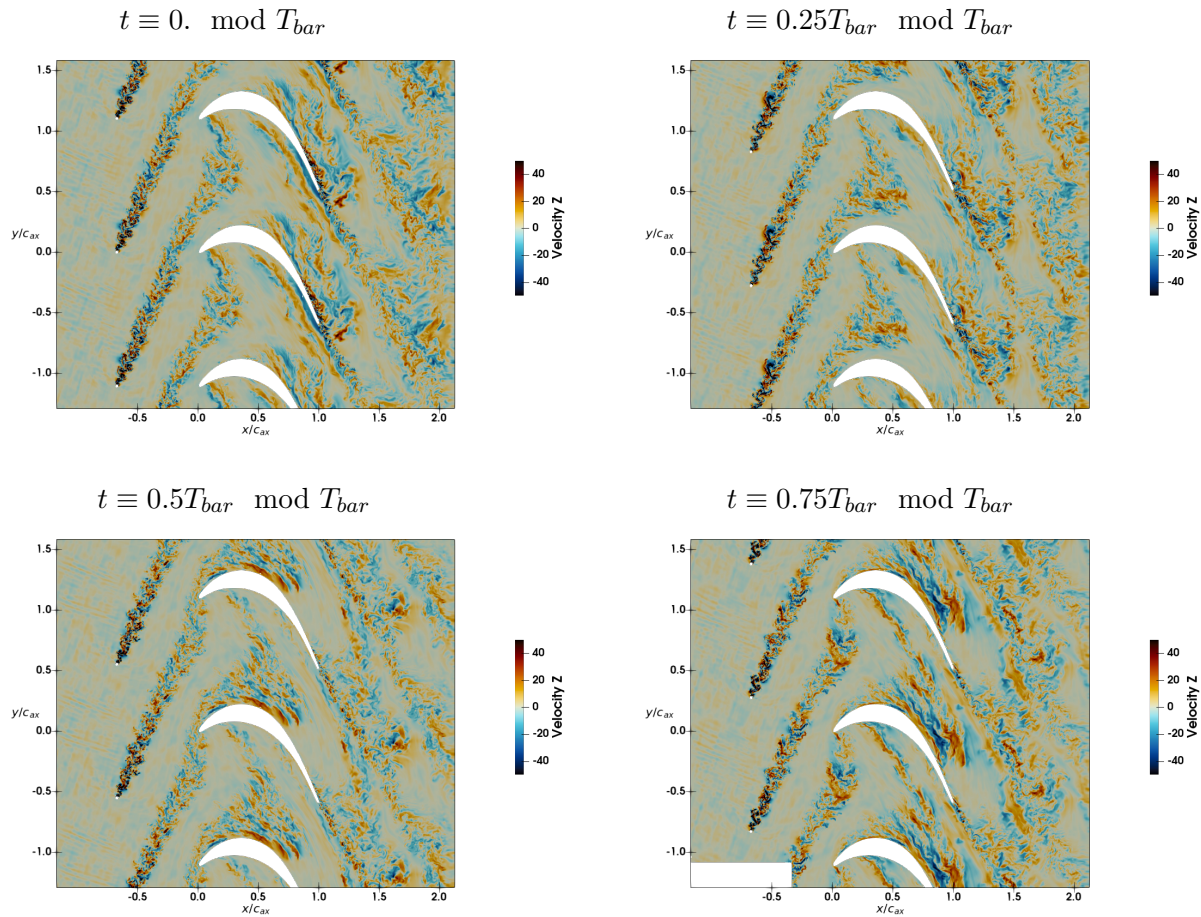


FIGURE B.4 – Contours instantanés de la composante de la vitesse dans la direction z $u_z = u'_z$ autour du barreau et de l'aube T106C - Nombre de Reynolds 160 000 - Coupe à mi-envergure

B.4 Utilisation des données QDNS pour l'évaluation des simulations URANS

B.4.1 Evaluation des simulations URANS avec un profil de sillage recalé

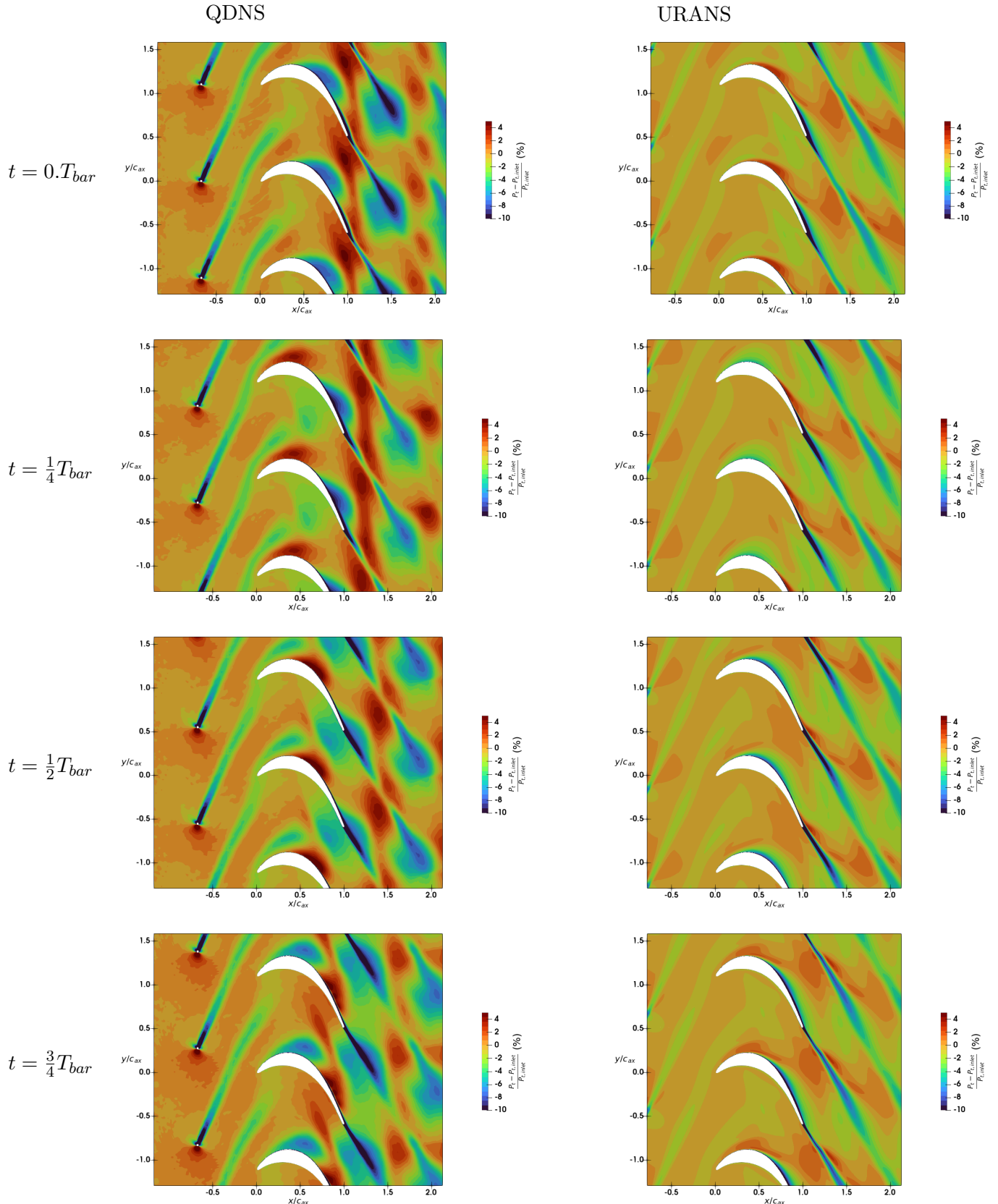


FIGURE B.5 – Contours de quatre moyennes de phase du déficit de pression totale $\frac{P_t - P_{t,inlet}}{P_{t,inlet}}$ (en %) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage modifié- Nombre de Reynolds 160 000

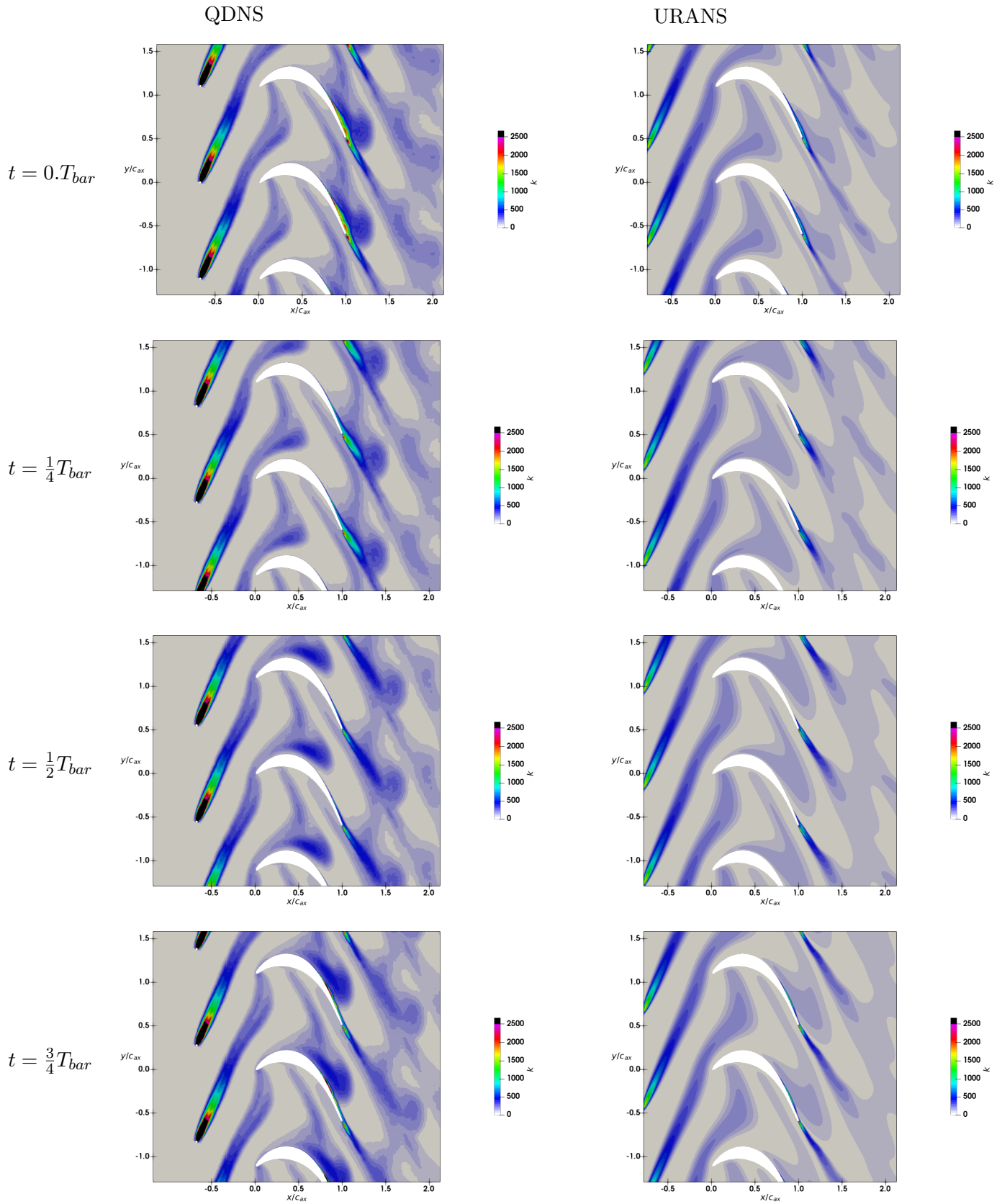


FIGURE B.6 – Contours de quatre moyennes de phase d'énergie cinétique turbulente k (en $m^2.s^{-2}$) pour les simulations QDNS et URANS avec le profil de sillage modifié- Nombre de Reynolds 160 000

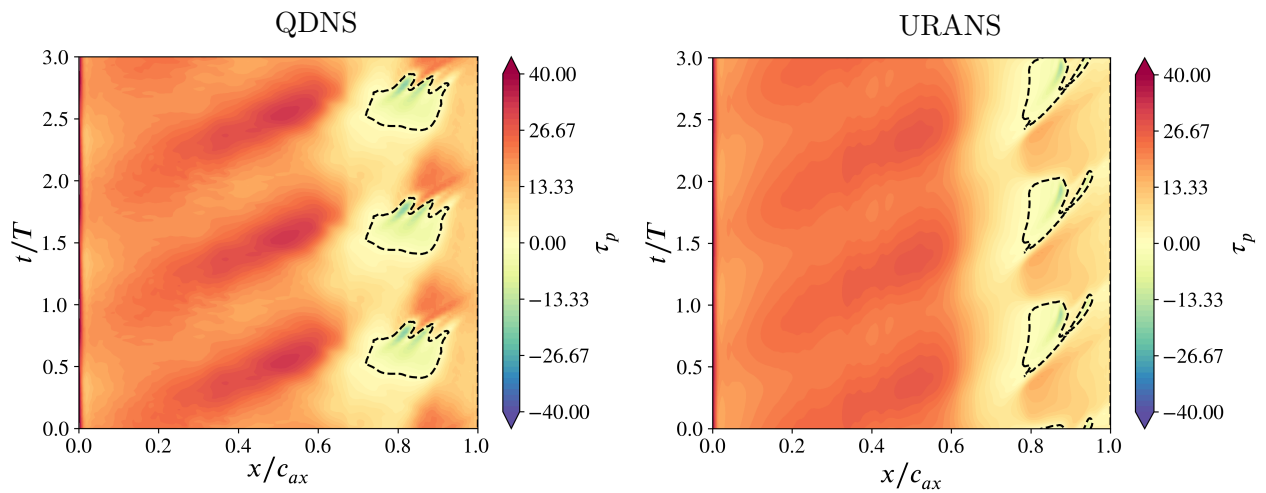


FIGURE B.7 – Diagramme espace-temps du coefficient de frottement pariétal τ_p sur l'extrados de l'aube T106C - $Re = 160\ 000$ - Simulations QDNS et RANS avec profil modifié

Bibliographie

- [1] B. J. ABU-GHANNAM et R. SHAW : Natural Transition of Boundary Layers—The Effects of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 22(5):213–228, 1980.
- [2] H. D. AKOLEKAR, F. WASCHKOWSKI, Y. ZHAO, R. PACCIANI et R. D. SANDBERG : Transition modeling for low pressure turbines using computational fluid dynamics driven machine learning. *Energies*, 14(15):4680, 2021.
- [3] M. ALHAWWARY et Z. J. WANG : On the mesh resolution of industrial LES based on the DNS of flow over the T106C turbine. *Advances in Aerodynamics*, 1(1):1–18, 2019.
- [4] M. A. ALHAWWARY et Z. J. WANG : DNS and LES of the flow over the T106C turbine using the high-order FR/CPR method. In *AIAA Scitech 2020 Forum*, p. 1572, 2020.
- [5] D. ARNAL et G. CASALIS : Laminar-turbulent transition prediction in three-dimensional flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 36(2):173–191, 2000.
- [6] T. ARTS et R. HOUTERMANS : Project UTAT : Work Package 2 - High Speed T106 Cascade Tests at VKI Unsteady Results. techreport R-D2.3.5- P11/03, The Von Karman Institute, mai 2005.
- [7] A. BENYAHIA : *Mise en oeuvre et évaluation d'un modèle de transition à équations de transport pour la simulation d'écoulements en turbomachines*. Thèse de doctorat, Insitut Superieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2012.
- [8] A. BENYAHIA, L. CASTILLON et R. HOUEVILLE : Prediction of Separation-Induced Transition on High Lift Low Pressure Turbine Blade. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*, vol. Volume 5 : Heat Transfer, Parts A and B de *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, p. 1835–1846, juin 2011.
- [9] L. BERNARDOS : Thèse de doctorat, 2018.
- [10] F. F. BLAIM, R. E. BRACHMANSKI et R. NIEHUIS : Investigation of Variated Unsteady Inflow Boundary Conditions on the Transition Behavior of a Low Pressure Turbine Cascade Family. In *Volume 2C : Turbomachinery*. American Society of Mechanical Engineers, juin 2014.
- [11] M. BOUCHARD : *Modélisation et simulation numérique avancée du phénomène de décrochage par une méthode hybride RANS/LES avec prise en compte de la transition laminaire-turbulent*. Thèse de doctorat, Sorbonne Université, 2023.
- [12] L. BRANDT, P. SCHLATTER et D. S. HENNINGSON : Transition in boundary layers subject to free-stream turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 517:167–198, 2004.
- [13] M. BREUER : Effect of inflow turbulence on an airfoil flow with laminar separation bubble : An LES study. *Flow, Turbulence and Combustion*, 101(2):433–456, 2018.
- [14] L. CAMBIER, S. HEIB et S. PLOT : The Onera elsA CFD Software : Input from Research and Feedback from Industry. *Mechanics & Industry*, 14:159–174, 1 2013. ISSN 2257-7750. URL http://www.mechanics-industry.org/article_S2257777713000560.

- [15] P. CARDAMONE, P. STADTMÜLLER et L. FOTTNER : Numerical Investigation of the Wake-Boundary Layer Interaction on a Highly Loaded LP Turbine Cascade Blade. *In ASME Turbo Expo 2002*, vol. Volume 5 : Turbo Expo 2002, Parts A and B de *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, p. 401–409, juin 2002.
- [16] C. Carton de WIART, K. HILLEWAERT, E. LORRIAUX et G. VERHEYLEWEGEN : Development of a Discontinuous Galerkin Solver for High Quality Wall-Resolved/Modelled DNS and LES of Practical Turbomachinery Flows on Fully Unstructured Meshes. vol. Volume 2B : Turbomachinery de *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, juin 2015.
- [17] R. CIORCIARI, I. KIRIK et R. NIEHUIS : Effects of unsteady wakes on the secondary flows in the linear T106 turbine cascade. *Journal of Turbomachinery*, 136(9), 2014.
- [18] J. CLINCKEMAILLIE, L. FATTORINI, T. FONTANI, C. NUYTS, G. WAIN et T. ARTS : Aerodynamic performance of a very-high-lift low-pressure turbine airfoil (T106C) at low reynolds and high mach number including the effect of incoming periodic wakes. *In 11 th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*. EUROPEAN TURBOMACHINERY SOCIETY, 2015.
- [19] J. CLINCKEMAILLIE et T. ARTS : Characterization of Periodic Incoming Wakes in a Low-Pressure Turbine Cascade Test Section by Means of a Fast-Response Single Sensor Virtual Three-Hole Probe. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, 4(3):26, août 2019.
- [20] C. CONTENT : *Méthode innovante pour le calcul de la transition laminaire-turbulent dans les codes Navier-Stokes*. Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE, 2011.
- [21] J. D. COULL et H. P. HODSON : Unsteady boundary-layer transition in low-pressure turbines. *Journal of Fluid Mechanics*, 681:370–410, juil. 2011.
- [22] J. COUSTEIX : *Couche limite laminaire*. Editions Cepadues, 1988.
- [23] J. COUSTEIX : *Turbulence et Couche Limite*. Editions Cepadues, 1989.
- [24] M. COUTANCEAU et J.-R. DEFAYE : Circular Cylinder Wake Configurations : A Flow Visualization Survey. *Applied Mechanics Reviews*, 44(6):255–305, juin 1991. ISSN 0003-6900. URL <https://doi.org/10.1115/1.3119504>.
- [25] E. DICK et S. KUBACKI : Transition Models for Turbomachinery Boundary Layer Flows : A Review. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, 2(2), 2017. ISSN 2504-186X.
- [26] S. S. DIWAN, S. J. CHETAN et O. N. RAMESH : On the Bursting Criterion for Laminar Separation Bubbles. *In R. GOVINDARAJAN, éd. : IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition*, p. 401–407, Dordrecht, 2006. Springer Netherlands. ISBN 978-1-4020-4159-4.
- [27] S. S. DIWAN et O. N. RAMESH : On the origin of the inflectional instability of a laminar separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 629:263—298, 2009.
- [28] A. DUFAU, J. MARTY, D. MAN et E. PIOT : Simulation of Passing Wakes Inducing Unsteady Boundary Layer Transition Around Low-Pressure Turbine Blade. *In Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, vol. 84911. American Society of Mechanical Engineers, 2021.
- [29] A. DUFAU, J. MARTY, D. MAN et E. PIOT : High-Fidelity Simulations of the Flow around T106C Cascade at Low Reynolds Number : The Effects of Freestream Turbulence and Stagger Angle. *In Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, vol. 84911. American Society of Mechanical Engineers, 2022.
- [30] A. DUFAU, J. MARTY, E. PIOT et D. MAN : The effect of reynolds number on the flow around the t106c very high lift low pressure turbine linear cascade. *In 15th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*. European Turbomachinery Association, 2023.
- [31] E. J. FITZGERALD et T. J. MUELLER : Measurements in a separation bubble on an airfoil using laser velocimetry. *AIAA Journal*, 28(4):584–592, 1990.
- [32] A. GARAI, L. T. DIOSADY, S. M. MURMAN et N. K. MADAVAN : DNS of low-pressure turbine cascade flows with elevated inflow turbulence using a discontinuous-Galerkin spectral-element method. *In Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, vol. 49712, p. V02CT39A025. American Society of Mechanical Engineers, 2016.

- [33] M. GASTER : The structure and behaviour of separation bubbles. *Aeronautical Research Council Reports & Memoranda*, 1967.
- [34] C. GLEYZES, J. R. COUSTEIX et J. L. BONNET : Theoretical and experimental study of low Reynolds number transitional separation bubbles. In *Conference on Low Reynolds Number Airfoil Aerodynamics, Notre Dame, IN*, p. 137–152, 1985.
- [35] H. GORTLER : On the three-dimensional instability of laminar boundary layers on concave walls. Rap. tech., NACA, 1954.
- [36] K. P. GRIFFIN, L. FU et P. MOIN : General method for determining the boundary layer thickness in nonequilibrium flows. *Phys. Rev. Fluids*, 6:024608, fév. 2021.
- [37] D. E. HALSTEAD, D. C. WISLER, T. H. OKIISHI, G. J. WALKER, H. P. HODSON et H.-W. SHIN : Boundary layer development in axial compressors and turbines : Part 1 of 4—Composite picture. *ASME Journal of Turbomachinery*, 1997.
- [38] D. E. HALSTEAD, D. C. WISLER, T. H. OKIISHI, G. J. WALKER, H. P. HODSON et H.-W. SHIN : Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines : Part 3 of 4—LP Turbines. *ASME Journal of Turbomachinery*, 119(2):225–237, avr. 1997. ISSN 0889-504X.
- [39] F. HAMMER, N. SANDHAM et R. SANDBERG : The Influence of Different Wake Profiles on Losses in a Low Pressure Turbine Cascade. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, 3:10, avr. 2018.
- [40] J. HAMMOND, N. PEPPER, F. MONTOMOLI et V. MICHELASSI : Machine learning methods in CFD for turbomachinery : A review. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, 7(2):16, 2022.
- [41] A. HATMAN et T. WANG : Separated-Flow Transition : Part 1—Experimental Methodology and Mode Classification. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, vol. 78620, p. V001T01A107. American Society of Mechanical Engineers, 1998.
- [42] K. HILLEWAERT, C. Carton de WIART, G. VERHEYLEWEGEN et T. ARTS : Assessment of a high-order discontinuous Galerkin method for the direct numerical simulation of transition at low-Reynolds number in the T106C high-lift low pressure turbine cascade. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, vol. 45615. American Society of Mechanical Engineers, 2014.
- [43] H. P. HODSON et R. J. HOWELL : The role of transition in high-lift low-pressure turbines for aeroengines. *Progress in Aerospace Sciences*, 41(6):419–454, 2005.
- [44] H. P. HORTON : *Laminar separation bubbles in two and three dimensional incompressible flow*. Thèse de doctorat, Queen Mary University of London, 1968.
- [45] J. HOURMOUZADIS : Aerodynamic design of low pressure turbines. *AGARD Lecture Series, No. 167.*, 1989.
- [46] M. S. ISTVAN et S. YARUSEVYCH : Effects of free-stream turbulence intensity on transition in a laminar separation bubble formed over an airfoil. *Experiments in Fluids*, 59(3):1–21, 2018.
- [47] A. S. IYER, Y. ABE, B. C. VERMEIRE, P. BECHLARS, R. D. BAIER, A. JAMESON, F. D. WITHERDEN et P. E. VINCENT : High-Order Accurate Direct Numerical Simulation of Flow over a MTU-T161 Low Pressure Turbine Blade. *Computers & Fluids*, p. 104989, 2021.
- [48] R. G. JACOBS et P. A. DURBIN : Shear sheltering and the continuous spectrum of the Orr-Sommerfeld equation. *Physics of Fluids*, 10(8):2006–2011, août 1998.
- [49] N. JARRIN, S. BENHAMADOUCHE, D. LAURENCE et R. PROSSER : A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4):585–593, 2006.
- [50] L. JECKER : *Prévision de la transition bypass à l'aide d'un modèle à énergie cinétique laminaire basé sur la dynamique des modes de Klebanoff*. phdthesis, Université de Toulouse, 2018.

- [51] G. KALITZIN, X. WU et P. A. DURBIN : DNS of fully turbulent flow in a LPT passage. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(4):636–644, août 2003.
- [52] R. B. LANGTRY, F. R. MENTER, S. R. LIKKI, Y. B. SUZEN, P. G. HUANG et S. VÖLKER : A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part II : Test Cases and Industrial Applications. *Journal of Turbomachinery*, 128(3):423–434, mars 2006.
- [53] R. B. LANGTRY et F. R. MENTER : Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. *AIAA Journal*, 47(12):2894–2906, déc. 2009.
- [54] C. LAURENT : *Étude d'écoulements transitionnels et hors équilibre par des approches DNS et RANS*. Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure d'arts et métiers, 2012.
- [55] G. LOPES, L. SIMONASSI, A. F. M. TORRE, M. PATINIOS et S. LAVAGNOLI : An Experimental Test Case for Transonic Low-Pressure Turbines - Part 2 : Cascade Aerodynamics at On- and Off-Design Reynolds and Mach Numbers. vol. Volume 10B : Turbomachinery — Axial Flow Turbine Aerodynamics ; Deposition, Erosion, Fouling, and Icing ; Radial Turbomachinery Aerodynamics de *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, p. V10BT30A027, 06 2022. URL <https://doi.org/10.1115/GT2022-82626>.
- [56] V. MARCINIAK, E. KÜGELER et M. FRANKE : Predicting transition on low-pressure turbine profiles. In *V European conference on computational fluid dynamics ECCOMAS CFD*, vol. 2010, 2010.
- [57] J. MARTY : Numerical investigations of separation-induced transition on high-lift low-pressure turbine using RANS and LES methods. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 228(8):924–952, 2014.
- [58] O. MARXEN et D. S. HENNINGSON : The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a laminar separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 671:1–33, 2011.
- [59] R. E. MAYLE : The 1991 IGTI Scholar Lecture : The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines. *Journal of Turbomachinery*, 113(4):509–536, oct. 1991.
- [60] B. R. MCAULIFFE et M. I. YARAS : Transition Mechanisms in Separation Bubbles Under Low- and Elevated-Freestream Turbulence. *Journal of Turbomachinery*, 132(1), sept. 2009. ISSN 0889-504X. URL <https://doi.org/10.1115/1.2812949>. 011004.
- [61] F. R. MENTER, R. B. LANGTRY, S. R. LIKKI, Y. B. SUZEN, P. G. HUANG et S. VÖLKER : A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I : Model Formulation. *Journal of Turbomachinery*, 128(3):413, 2006.
- [62] R. X. MEYER : The Effect of Wakes on the Transient Pressure and Velocity Distributions in Turbomachines. *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 80(7):1544–1551, jan. 1958. ISSN 0097-6822. URL <https://doi.org/10.1115/1.4012797>.
- [63] J. MICHÁLEK, M. MODANLDI et T. ARTS : Project TATMo : Work Package 2A - Steady state performance of the T106C blade. Freestream turbulence and bursting analysis. techreport TATMo-R-D2A.2.1.4-VKI/V01, The Von Karman Institute, oct. 2008.
- [64] J. MICHÁLEK, M. MONALDI et T. ARTS : Aerodynamic Performance of a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoil (T106C) at Low Reynolds and High Mach Number With Effect of Free Stream Turbulence Intensity. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010 : Power for Land, Sea*, vol. Volume 7 : Turbomachinery, Parts A, B, and C de *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, p. 1433–1444, juin 2010.
- [65] J. MICHÁLEK, M. MONALDI et T. ARTS : Aerodynamic Performance of a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoil (T106C) at Low Reynolds and High Mach Number With Effect of Free Stream Turbulence Intensity. *Journal of Turbomachinery*, 134(6), août 2012. ISSN 0889-504X.
- [66] V. MICHELASSI, L. W. CHEN, R. PICHLER, R. SANDBERG et R. BHASKARAN : High-Fidelity Simulations of Low-Pressure Turbines : Effect of Flow Coefficient and Reduced Frequency on Losses. *Journal of Turbomachinery*, 138(11), mai 2016. ISSN 0889-504X.

- [67] V. MICHELASSI, L. W. CHEN, R. PICHLER et R. D. SANDBERG : Compressible Direct Numerical Simulation of Low-Pressure Turbines—Part II : Effect of Inflow Disturbances. *Journal of Turbomachinery*, 137(7), juil. 2015. ISSN 0889-504X.
- [68] V. MICHELASSI, J. WISSINK et W. RODI : Analysis of DNS and LES of Flow in a Low Pressure Turbine Cascade with Incoming Wakes and Comparison with Experiments. *Flow, Turbulence and Combustion*, 69(3):295–329, déc. 2003. ISSN 1573-1987.
- [69] A. MINOT : *Modélisation de la transition laminaire-turbulent par rugosité et bulbe de décollement laminaire sur les aubes de turbomachines*. Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, 2016.
- [70] A. MINOT, X. de SAINT VICTOR, J. MARTY et J. PERRAUD : Advanced Numerical Setup for Separation-Induced Transition on High-Lift Low-Pressure Turbine Flows Using the γ -R θ t^{\sim} Model. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, vol. 56642. American Society of Mechanical Engineers, 2015.
- [71] M. V. MORKOVIN, E. RESHOTKO et T. HERBERT : Transition in open flow systems—a reassessment. Rap. tech., Bull. Am. Phys. Soc., 1994.
- [72] X. OTTAVY : Cours de turbomachines à fluide compressible. 2006.
- [73] R. PACCIANI, M. MARCONCINI, A. ARNONE et F. BERTINI : URANS analysis of wake-induced effects in high-lift, low Reynolds number cascade flows. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, vol. 44748, p. 1521–1530. American Society of Mechanical Engineers, 2012.
- [74] R. PACCIANI, M. MARCONCINI, A. ARNONE et F. BERTINI : Predicting High-Lift Low-Pressure Turbine Cascades Flow Using Transition-Sensitive Turbulence Closures. *Journal of Turbomachinery*, 136(5), sept. 2013.
- [75] L. L. PAULEY, P. MOIN et W. C. REYNOLDS : The structure of two-dimensional separation. *Journal of fluid Mechanics*, 220:397–411, 1990.
- [76] M. PECHIER, P. GUILLEN et R. CAYZAC : Magnus effect over finned projectiles. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 38(4):542–549, 2001.
- [77] H. PFEIL et J. EIFLER : Turbulenzverhältnisse hinter rotierenden Zylindergittern. *Forschung im Ingenieurwesen A*, 42(1):27–32, 1976.
- [78] S. PLOT : The High Level of Maturity of the elsA CFD Software for Turbomachinery Aerodynamics Applications. In *ISABE 2019, Camberra, Australia*, ISABE-2019-24234, 2019.
- [79] J. PLUIM, C. MEMORY, J. BONNS et J.-P. CHEN : Designing a High Fidelity Wake Simulator for Research Using Linear Cascades. vol. Volume 7 : Turbomachinery, Parts A and B de *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, p. 1563–1574, 06 2009. URL <https://doi.org/10.1115/GT2009-59276>.
- [80] B. RAVERDY, I. MARY, P. SAGAUT et N. LIAMIS : High-Resolution Large-Eddy Simulation of Flow Around Low-Pressure Turbine Blade. *AIAA Journal*, 41(3):390–397, 2003.
- [81] O. RODRIGUEZ : The circular cylinder in subsonic and transonic flow. *AIAA journal*, 22(12):1713–1718, 1984.
- [82] M. ROSENZWEIG, S. GIACCHERINI, L. PINELLI, M. KOZUL, D. SANDBERG RICHARD, M. MARCONCINI, R. PACCIANI *et al.* : Best-practice guidelines for high-fidelity simulations based on detailed analysis of a highly-loaded low-pressure turbine cascade. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2023 : Turbomachinery Technical Conference and Exposition.*, p. 0–0. ASME, 2023.
- [83] R. D. SANDBERG, V. MICHELASSI, R. PICHLER, L. CHEN et R. JOHNSTONE : Compressible Direct Numerical Simulation of Low-Pressure Turbines—Part I : Methodology. *Journal of Turbomachinery*, 137(5), mai 2015. ISSN 0889-504X.
- [84] S. SARKAR : Influence of Wake Structure on Unsteady Flow in a Low Pressure Turbine Blade Passage. *Journal of Turbomachinery*, 131(4), juil. 2009. ISSN 0889-504X.

- [85] M. T. SCHOBEIRI, J. JOHN et K. PAPPU : Development of Two-Dimensional Wakes Within Curved Channels : Theoretical Framework and Experimental Investigation. *Journal of Turbomachinery*, 118(3):506–518, juil. 1996.
- [86] V. SCHULTE et H. P. HODSON : Unsteady Wake-Induced Boundary Layer Transition in High Lift LP Turbines. *Journal of Turbomachinery*, 120(1):28–35, jan. 1998. ISSN 0889-504X.
- [87] L. SIMONASSI, G. LOPES, S. GENDEBIEN, A. F. M. TORRE, M. PATINIOS, S. LAVAGNOLI, N. ZELLER et L. PINTAT : An Experimental Test Case for Transonic Low-Pressure Turbines – Part I : Rig Design, Instrumentation and Experimental Methodology. vol. Volume 10B : Turbomachinery — Axial Flow Turbine Aerodynamics ; Deposition, Erosion, Fouling, and Icing ; Radial Turbomachinery Aerodynamics de *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, 06 2022. URL <https://doi.org/10.1115/GT2022-81566>.
- [88] D. SIMONI, D. LENGANI, M. UBALDI, P. ZUNINO et M. DELLACASAGRANDE : Inspection of the dynamic properties of laminar separation bubbles : free-stream turbulence intensity effects for different Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 58(6):1–14, 2017.
- [89] J. SMITH, L. H. : Wake Dispersion in Turbomachines. *Journal of Basic Engineering*, 88(3):688–690, sept. 1966. ISSN 0021-9223.
- [90] R. D. STIEGER et H. P. HODSON : The Transition Mechanism of Highly Loaded Low-Pressure Turbine Blades. *Journal of Turbomachinery*, 126(4):536–543, déc. 2004.
- [91] R. D. STIEGER et H. P. HODSON : The Unsteady Development of a Turbulent Wake Through a Downstream Low-Pressure Turbine Blade Passage. *Journal of Turbomachinery*, 127(2):388–394, mai 2005. ISSN 0889-504X.
- [92] G. J. WALKER : The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines : A discussion. *Journal of Turbomachinery*, 1993.
- [93] D. K. WALTERS et D. COKLJAT : A Three-Equation Eddy-Viscosity Model for Reynolds-Averaged Navier–Stokes Simulations of Transitional Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 130(12):121401, 10 2008. ISSN 0098-2202. URL <https://doi.org/10.1115/1.2979230>.
- [94] D. C. WILCOX : Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11):1299–1310, nov. 1988.
- [95] J. G. WISSINK : DNS of separating, low Reynolds number flow in a turbine cascade with incoming wakes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(4):626–635, 2003. ISSN 0142-727X.
- [96] J. G. WISSINK, W. RODI et H. P. HODSON : The influence of disturbances carried by periodically incoming wakes on the separating flow around a turbine blade. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4):721–729, août 2006.
- [97] X. WU et P. A. DURBIN : Evidence of longitudinal vortices evolved from distorted wakes in a turbine passage. *Journal of Fluid Mechanics*, 446:199–228, oct. 2001.
- [98] C.-Y. XU, L.-W. CHEN et X.-Y. LU : Large-eddy simulation of the compressible flow past a wavy cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 665:238–273, 2010.