



**HAL**  
open science

# Modélisation des écoulements transsoniques décollés pour l'étude des interactions fluide-structure

Quentin Rendu

► **To cite this version:**

Quentin Rendu. Modélisation des écoulements transsoniques décollés pour l'étude des interactions fluide-structure. Mécanique [physics]. Université de Lyon, 2016. Français. NNT : 2016LYSE1328 . tel-01457543v2

**HAL Id: tel-01457543**

**<https://theses.hal.science/tel-01457543v2>**

Submitted on 6 Feb 2017

**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.



N° d'ordre NNT : 2016LYSE1328

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON**  
opérée au sein de  
**l'Université Claude Bernard Lyon 1**

**École doctorale n.162 : Mécanique, Énergétique, Génie civil, Acoustique**

**Spécialité de doctorat : Mécanique des Fluides**

Soutenue publiquement le 12/12/2016, par :  
**Quentin RENDU**

---

**Modélisation des écoulements  
transsoniques décollés pour l'étude  
des interactions fluide-structure**

---

Devant le jury composé de :

Jean-Paul DUSSAUGE	Directeur de Recherche, CNRS, IUSTI	Président
Marianna BRAZA	Directeur de Recherche, CNRS, IMFT	Rapporteuse
Paola CINNELLA	Professeur des Universités, ENSAM, Dynfluid	Rapporteuse
Eric GONCALVES	Professeur des Universités, ENSMA, Institut P'	Examinateur
Pascal FERRAND	Directeur de Recherche, CNRS, LMFA	Examinateur
Ivana VINKOVIC	Professeur des Universités, UCBL, LMFA	Examinatrice
Marc JACOB	Professeur ISAE-Supaero, DAEP	Directeur de thèse
Stéphane AUBERT	Professeur des Universités, ECL, LMFA	Co-directeur de thèse



"Chacun des grains de cette pierre, chaque éclat minéral de cette montagne pleine de nuit, à lui seul, forme un monde. La lutte elle-même vers les sommets suffit à remplir un cœur d'homme. Il faut imaginer Sisyphe heureux."

Albert Camus, *Le Mythe de Sisyphe* (1942)





# Remerciements

Ce mémoire n'aurait jamais vu le jour sans Yannick, qui a initié ces travaux de recherche et m'a transmis sa passion pour la recherche et l'enseignement. Sa générosité et son sourire resteront pour longtemps des sources d'inspiration.

Je remercie tous les membres du jury pour avoir évalué mes travaux et plus particulièrement Marianna Braza et Paola Cinnella pour avoir accepté d'être rapporteuses. Je remercie également Marc Jacob pour avoir accepté d'être directeur de thèse.

Malgré ce que peuvent parfois laisser penser les circulaires "Hygiène et Sécurité", un doctorant est tout sauf un travailleur isolé. Je tiens à remercier Pascal Ferrand pour son accompagnement indéfectible mais aussi pour ses idées, parfois sensées, toujours riches en défis et en ingéniosité. Un grand merci également à Stéphane Aubert pour sa rigueur, sa patience inépuisable et ses conseils toujours avisés. Je remercie également Martin, pour son soutien de concepteur aguerrri, et Claire pour son aide informatique, depuis l'installation de mon premier poste chez Fluorem jusqu'à mes expérimentations rarement fructueuses au laboratoire. Merci aussi à Franck pour ses déformations professionnelles, à Leon pour sa motivation communicative ainsi qu'à Clément et Anne-Lise pour leurs contributions. Je remercie plus généralement l'ensemble des membres du groupe Turbomachines pour leur accueil, leur disponibilité et la bonne ambiance qu'ils ont su garder en tout temps et en toute occasion.

Je remercie mes compagnons d'infortune avec lesquels j'ai partagé beaucoup plus qu'un bureau : merci Manu (et chapeau bas) pour nous avoir supporté pendant ta rédaction, bravo Gherardo pour ton apprentissage de la langue française dans ses moindres détails, merci Johannes de nous avoir alimenté en bière artisanale, merci Étienne pour ton sens de la nuance et du compromis, merci Zlatko pour ta poésie qui nous a valu une admiration bien méritée de l'autre côté du globe. Bon courage à Victor pour reprendre le flambeau et le transmettre aux prochains.

Merci à toute ma famille pour ses encouragements des premiers jours jusqu'à la soutenance et, surtout, un grand merci à Wiebke pour son soutien sans faille.



# Résumé

Les écoulements transsoniques rencontrés dans le cadre de la propulsion aéronautique et spatiale sont associés à l'apparition d'ondes de choc. En impactant la couche limite se développant sur une paroi, un gradient de pression adverse est généré qui conduit à l'épaississement ou au décollement de la couche limite. Lors de la vibration de la structure, l'onde de choc oscille et interagit avec la couche limite, générant une fluctuation de la pression statique à la paroi. Il s'ensuit alors un échange d'énergie entre le fluide et la structure qui peut être stabilisant ou au contraire conduire à une instabilité aéroélastique (flottement).

La modélisation de la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite pour l'étude des interactions fluide-structure est l'objet de ce travail de recherche. Il s'appuie sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) et la modélisation de la turbulence. Les méthodes et modèles utilisés ont été validés à partir de résultats expérimentaux issus d'une tuyère transsonique dédiée à l'étude des interactions fluide-structure. Ces travaux sont ensuite appliqués à l'amélioration de la prédiction du flottement en turbomachine.

Une méthode linéarisée en temps permettant la résolution des équations RANS dans le domaine fréquentiel est utilisée. Nous confirmons l'importance de la dérivation du modèle de turbulence lors de la prédiction d'une interaction forte entre une onde de choc et une couche limite décollée. Une méthode de régularisation est présentée puis appliquée aux opérateurs non dérivables du modèle de turbulence  $k-\omega$  de Wilcox (2006).

La prédiction de la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite dans une tuyère est évaluée à partir de simulations bidimensionnelles et présente un bon accord avec les données expérimentales. En évaluant l'influence de la fréquence réduite, une instabilité aéroélastique de type flottement transsonique est identifiée. Un dispositif de contrôle, reposant sur la génération d'ondes de pression rétrogrades à l'aval de la tuyère, est proposé puis validé numériquement.

Enfin, une méthodologie est proposée pour comprendre les mécanismes aérodynamiques conduisant au flottement. Pour cela, il a été réalisé un dessin provisoire d'une soufflante transsonique à fort taux de dilution. Cette soufflante, l'ECL5, est destinée à l'étude expérimentale des instabilités aérodynamiques et aéroélastiques. La méthodologie proposée repose sur la simulation 2D d'une coupe de tête et met à profit la linéarisation pour analyser la contribution de sources locales en fonction de la fréquence réduite, du diamètre nodal et de la déformée modale.

**Mots-clés :** interaction onde de choc / couche limite, méthode linéaire, modélisation de la turbulence, flottement transsonique, contrôle



# Abstract

Transonic flows, which are common in aeronautical and spatial propulsion systems, produce shock-waves over solid boundaries. When a shock-wave impacts the boundary layer, an adverse pressure gradient is generated and a thickening or even a separation of the boundary layer is induced. If the solid boundary vibrates, the shock-wave oscillates and interacts with the boundary layer, leading to fluctuations of the static pressure at the wall. This induces an exchange of energy between the fluid and the structure which can be stabilising or lead to an aeroelastic instability (flutter).

The main objective of this Ph.D. thesis is the modelling of the unsteady behaviour of the shock-wave / boundary layer interaction for fluid-structure interaction studies. To this end, simulations have been carried out to solve Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) equations using two equations turbulence model. The method is validated using experimental data obtained on a transonic nozzle dedicated to aeroelastic studies. This method is then used to improve the predictability of flutter events in turbomachinery.

A time-linearised frequency-domain method is applied to RANS equations. It is shown that the unsteady behaviour of the turbulent boundary-layer contributes to the fluctuating static pressure when the shock-wave / boundary layer interaction is strong. Hence, the frozen turbulence assumption is not valid and the turbulence model must be derivated. Thus, the regularisation of the non derivable operators is proposed and applied on Wilcox (2006)  $k$ - $\omega$  turbulence model.

The unsteady behaviour of the shock-wave / boundary layer interaction in a transonic nozzle is evaluated thanks to 2D numerical simulations and shows good agreement with experimental data. When varying the reduced frequency, an aeroelastic instability is found, known as transonic flutter. An active control device relying on backward travelling pressure waves is then designed and numerically validated.

Finally, a methodology is proposed to understand the aerodynamic onsets of transonic flutter. To this end, a preliminary design of a high bypass ratio transonic fan has been carried out. This fan, named ECL5, is dedicated to experimental aerodynamic and aeroelastic studies. The methodology relies on 2D simulations of a tip blade passage and uses linearisation to analyse the contribution of local sources as a function of reduced frequency, nodal diameter and mode shape.

**Keywords :** shock-wave / boundary layer interaction, linearised method, turbulence modelling, transonic flutter, control



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Vers une meilleure compréhension du flottement en turbomachine</b>	<b>3</b>
1.1 Fonctionnement d'un turboréacteur . . . . .	4
1.1.1 Principe de fonctionnement . . . . .	4
1.1.2 Écoulement transsonique à travers une soufflante . . . . .	5
1.2 Interaction fluide-structure en turbomachine . . . . .	7
1.2.1 Aéroélasticité générale . . . . .	7
1.2.2 Spécificités structurelles des turbomachines . . . . .	9
1.2.3 Propriétés de l'écoulement en turbomachine . . . . .	10
1.2.4 Les évènements de flottement en soufflante . . . . .	13
1.3 Conception d'une soufflante pour l'étude du flottement . . . . .	17
1.3.1 Objectifs scientifiques . . . . .	17
1.3.2 Premiers dessins de l'ECL5 . . . . .	18
<b>2 Méthodes numériques pour la simulation des interactions fluide-structure</b>	<b>23</b>
2.1 Revue des méthodes prédictives existantes . . . . .	24
2.1.1 Simulation numérique des écoulements . . . . .	24
2.1.2 Stratégies numériques pour la prédiction du flottement . . . . .	25
2.2 Schémas spatiaux et temporels pour l'aéroélasticité . . . . .	27
2.2.1 Discrétisation spatiale . . . . .	27
2.2.2 Discrétisation temporelle . . . . .	29
2.3 Modélisation de la turbulence . . . . .	33
2.3.1 Modèles à viscosité turbulente . . . . .	35
2.3.2 Limites de l'hypothèse de Boussinesq . . . . .	40
2.3.3 Vers un limiteur de contrainte turbulente . . . . .	41
2.4 Régularisation du modèle $k-\omega$ Wilcox (2006) . . . . .	43
2.4.1 Identification des termes non dérivables . . . . .	43
2.4.2 Régularisation des opérateurs . . . . .	44
2.4.3 Application au modèle $k-\omega$ Wilcox (2006) . . . . .	45
2.4.4 Validation du modèle régularisé . . . . .	46



<b>3</b>	<b>Prédiction d'écoulements stationnaires transsoniques décollés</b>	<b>55</b>
3.1	Interaction onde de choc / couche limite . . . . .	56
3.2	Configuration expérimentale pour la validation des méthodes prédictives . . . . .	59
3.2.1	Soufflerie KTH-VM100 . . . . .	59
3.2.2	Conception du modèle 3D . . . . .	59
3.2.3	Modèle bidimensionnel indéformable . . . . .	61
3.2.4	Modèles bidimensionnels oscillants . . . . .	61
3.2.5	Structure de l'écoulement stationnaire . . . . .	63
3.2.6	Générateur d'ondes rétrogrades . . . . .	64
3.3	Simulation du décollement central . . . . .	64
3.3.1	Influence du maillage . . . . .	64
3.3.2	Influence de la modélisation de la turbulence . . . . .	72
3.4	Simulation des décollements de coin . . . . .	76
3.4.1	Influence du maillage . . . . .	76
3.4.2	Influence de la modélisation de la turbulence . . . . .	78
3.4.3	Pistes pour une meilleure prédiction des décollements de coin . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Réponse aéroélastique de l'interaction onde de choc / couche limite décollée</b>	<b>87</b>
4.1	Méthodes pour la simulation du flottement . . . . .	88
4.1.1	Déformation du maillage . . . . .	88
4.1.2	Calcul du coefficient d'amortissement . . . . .	89
4.1.3	Précision de la discrétisation temporelle . . . . .	91
4.2	Réponse aéroélastique du modèle vibrant . . . . .	93
4.2.1	Validation de la méthode linéarisée (LRANS) . . . . .	93
4.2.2	Influence de la modélisation de la turbulence . . . . .	95
4.2.3	Influence de la fréquence réduite sur la stabilité . . . . .	98
4.3	Contrôle actif du flottement transsonique . . . . .	101
4.3.1	Influence des ondes de pression . . . . .	101
4.3.2	Contrôle à déphasage prescrit . . . . .	103
4.3.3	Conception préliminaire d'une boucle de contrôle . . . . .	105
<b>5</b>	<b>Prédiction du flottement transsonique pour une coupe aube à aube de l'ECL5</b>	<b>107</b>
5.1	Conditions de l'étude . . . . .	108
5.1.1	Géométrie . . . . .	108
5.1.2	Écoulement stationnaire . . . . .	108
5.1.3	Décomposition d'un mouvement plan . . . . .	112
5.2	Analyse locale de contributions locales à la stabilité . . . . .	114
5.2.1	Contribution de l'aval de l'onde de choc . . . . .	115
5.2.2	Contribution de l'onde de choc et de l'amont . . . . .	118
5.2.3	Sensibilité à la fréquence réduite (amont et onde de choc) . . . . .	122
5.2.4	Somme des contributions locales . . . . .	125
5.3	Analyse aéroélastique locale de la vibration du profil . . . . .	129
5.3.1	Sensibilité au diamètre nodal du mode de flexion $dN$ . . . . .	129
5.3.2	Analyse du mode de torsion $d\theta$ . . . . .	141

<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>149</b>
<b>A Développement d'un outil pour la conception et l'analyse d'une roue isolée</b>	<b>153</b>
A.1 Conception au point nominal . . . . .	153
A.1.1 Calcul de l'écoulement aval . . . . .	153
A.1.2 Calcul de la plage de fonctionnement . . . . .	155
A.2 Validation de l'outil de calcul au point nominal . . . . .	156
A.3 Validation des performances hors nominal . . . . .	158



# Table des figures

1.1	Moteur LEAP-1B monté sur un Boeing 737 MAX (à gauche) et vue rapprochée des aubes de la soufflante (à droite) d'après GE Reports (2016) . . . . .	5
1.2	Plage de fonctionnement typique d'une soufflante transsonique (taux de pression fourni en fonction du débit masse pour différentes vitesses de rotation - $Nn$ : vitesse nominale) . . . . .	6
1.3	Canal inter-aubes soumis à des écoulements transsoniques d'incidence variable (LS : ligne sonique, OC : onde de choc droite) . . . . .	7
1.4	Triangle aéroélastique de Collar (1946) . . . . .	8
1.5	Évolution de la fréquence associée aux premiers modes propres d'une aile d'avion (a) et d'une aube de turbomachine (b) . . . . .	9
1.6	Diagramme d'une roue vibrant selon un mode à deux diamètres (à gauche) et à cinq diamètres (droite) . . . . .	10
1.7	Champs de pression modaux dans une conduite annulaire pour différents nombres d'ondes azimutaux (premier indice) et radiaux (second indice) . . . . .	12
1.8	Classement des différents types de flottement sur la plage de fonctionnement d'une soufflante transsonique . . . . .	14
1.9	Objectif de déflexion à travers la soufflante ECL5v1 en fonction de la hauteur de veine . . . . .	19
1.10	Plages de fonctionnement des deux dessins de l'ECL5 et pertes circuit estimées . . . . .	19
1.11	Objectif de déflexion à travers la soufflante ECL5v2 en fonction de la hauteur de veine . . . . .	20
1.12	Vue méridienne du nombre de Mach isentopique sur l'extrados des deux versions de l'ECL5 au point de fonctionnement ( $\Omega = 100Nn$ , $\eta_{is} = 0.94$ ) - ligne sonique en traits pointillés . . . . .	21
2.1	Classement des stratégies de simulation aéroélastique . . . . .	25
2.2	Stratégie de couplage partitionné faible . . . . .	27
2.3	Traitements possibles lors de la linéarisation d'un opérateur non dérivable (opérateur $\max(A, q)$ non dérivable en $A$ ) . . . . .	33

2.4	Effet du limiteur de viscosité turbulente du modèle $k-\omega$ Wilcox (2006) - à titre d'exemple, le paramètre $C_{lim} \sqrt{\frac{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}{\beta^*\omega^2}}$ est supérieur à 10 au voisinage d'un bord d'attaque ou à travers une onde de choc . . . . .	39
2.5	Fonction régularisée $\hat{\Phi}_1$ pour différentes valeurs de $\varepsilon_1$ ( $\varepsilon_1 = 0$ correspond à la formulation non dérivable) . . . . .	46
2.6	Norme L2 du résidu sur l'équation de transport sur l'énergie totale en fonction du nombre d'itérations pour la formulation originale (trait plein bleu) et la formulation régularisée (trait pointillé rouge) du modèle $k-\omega$ Wilcox (2006) . . . . .	47
2.7	Coefficient de frottement le long de l'extrados du profil transsonique NACA 0012 pour différentes valeurs de la constante de régularisation $\varepsilon_1$ (une valeur négative du coefficient de frottement correspond à une zone de recirculation) . . . . .	48
2.8	Coefficient de pression autour du profil NACA 0012 pour le modèle $k-\omega$ (2006) original et la formulation régularisée (valeurs expérimentales d'après Harris (1981))	49
2.9	Champ de nombre de Mach autour du profil NACA 0012 et stations de mesures utilisées pour valider le modèle régularisé . . . . .	49
2.10	Énergie cinétique turbulente et viscosité turbulente au voisinage du point d'arrêt (A), dans le développement la couche limite (B) et en aval de la zone décollée due à l'interaction onde de choc / couche limite (C) pour le modèle $k-\omega$ (2006) (traits) et la formulation régularisée (symboles) . . . . .	50
2.11	Champ de nombre de Mach dans le diffuseur de Sajben et station d'extraction dans la zone d'interaction onde de choc / couche limite décollée . . . . .	51
2.12	Coefficient de pression (à gauche) et de frottement (à droite) le long de la paroi supérieure du diffuseur de Sajben prédit par le modèle $k-\omega$ Wilcox (2006) et la formulation régularisée - résultats expérimentaux d'après Sajben et al. (1984) .	51
2.13	Énergie cinétique turbulente et viscosité turbulente dans la couche limite décollée de la tuyère de Sajben - comparaison des formulations de référence et régularisée . . . . .	52
2.14	Énergie cinétique turbulente dans la couche limite décollée - au centre de la veine (à gauche) et dans le tourbillon de coin (à droite) prédite par le modèle $k-\omega$ Wilcox (2006) et la formulation régularisée . . . . .	53
3.1	Schéma des deux régimes d'interaction d'après Détery (2011) : interaction faible (à gauche) et interaction forte (à droite) avec décollement de la couche limite (S : point de séparation, R : point de rattachement) . . . . .	57
3.2	Circuit d'air alimentant la soufflerie KTH-VM100 d'après Bron (2004) . . . . .	60
3.3	Zone de mesures de la soufflerie VM100 d'après Ferria (2007) . . . . .	60
3.4	Écoulement cible pour la conception du modèle 3D d'après Bron (2004) . . . . .	61
3.5	Modèle bidimensionnel représentatif de l'extrados d'une aube de compresseur - schéma du profil (à gauche) et photographie du modèle expérimental (à droite) d'après Bron (2004) . . . . .	61
3.6	Mode de flexion pure d'une aube de compresseur (à gauche) et profil de déplacement idéal du modèle pour reproduire un tel mode (à droite) d'après Andrino-poulos et al. (2008) . . . . .	62

3.7	Amplitude d'oscillation verticale pour une excitation de 200Hz pour les deux modèles oscillants d'après Andrinopoulos et al. (2008) . . . . .	62
3.8	Modèles expérimentaux bidimensionnels en polyuréthane (à gauche) et en aluminium (à droite) d'après Andrinopoulos et al. (2008) . . . . .	63
3.9	Pression le long de la bosse au centre de la tuyère pour différentes valeurs de la pression statique en sortie d'après Bron (2004) . . . . .	63
3.10	Visualisations Schlieren d'après Bron (2004) . . . . .	65
3.11	Visualisations à film d'huile d'après Bron (2004) . . . . .	65
3.12	Nombre de Mach isentropique sur la bosse d'après Bron (2004) . . . . .	65
3.13	Schéma des ondes acoustiques générées par la came elliptique d'après Bron (2004)	66
3.14	Écoulement stationnaire le long de la bosse et stations d'extraction des profils de vitesse . . . . .	67
3.15	Profil de vitesse normal à la paroi à l'amont (station U) et à l'aval (station D) de l'onde de choc pour différentes valeurs de $y_{max}^+$ . . . . .	68
3.16	Variables turbulentes en fonction de la distance à la paroi - comparaison des résultats numériques obtenus sur différents maillages à l'amont de l'onde de choc (station U) . . . . .	69
3.17	Maillages le plus fin (à gauche) et le plus grossier (à droite) utilisés pour étudier l'influence du nombre de points dans la direction axiale (affichage d'un point sur deux) . . . . .	70
3.18	Influence du nombre de points dans la direction parallèle à l'écoulement . . . . .	71
3.19	Taux de turbulence dans la zone décollée en fonction du nombre de points dans la direction normale à la paroi . . . . .	71
3.20	Coefficient de pression le long de la bosse en fonction de la modélisation de la turbulence pour deux points de fonctionnement - comparaison avec les résultats expérimentaux de Bron (2004) . . . . .	74
3.21	Influence de la modélisation de la turbulence sur la position axiale des points de séparation et de rattachement du décollement central en fonction de la pression statique de sortie - comparaison de simulations numériques 2D avec les résultats expérimentaux de Bron (2004) . . . . .	75
3.22	Coefficient de pression le long de la bosse et taux de turbulence dans la zone décollée en fonction du nombre de points dans la direction axiale pour la position transverse $z/l = 25\%$ . . . . .	77
3.23	Coefficient de pression le long de la bosse et taux de turbulence dans la zone décollée en fonction du nombre de points dans la direction normale à la bosse pour la position transverse $z/l = 25\%$ . . . . .	78
3.24	Coefficient de pression le long de la bosse et taux de turbulence dans la zone décollée en fonction du nombre de points dans la direction transverse pour la position transverse $z/l = 25\%$ . . . . .	79
3.25	Influence du modèle de turbulence sur le coefficient de pression le long de la bosse pour différentes positions transverses et une pression statique de sortie $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$ . . . . .	80
3.26	Influence du modèle de turbulence sur la structure tridimensionnelle de la poche supersonique (en orange) et des zones de recirculation (vitesse longitudinale négative, en bleu) pour le point de fonctionnement $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$ . . . . .	82

3.27	Influence du modèle de turbulence sur la position des points de décollement et de rattachement de la couche limite et comparaison avec les résultats expérimentaux de Bron (2004) . . . . .	83
3.28	Influence des termes correctifs du modèle $k-\omega$ de Wilcox (2006) sur le coefficient de pression le long de la bosse ( $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$ ) - formulation originale (I), sans correction de l'anomalie jet plan / cylindrique (II) et avec un très faible limiteur de viscosité turbulente (III) . . . . .	85
4.1	Déformation du maillage lors de la vibration du modèle . . . . .	88
4.2	Amplitude de déformation de la bosse en fonction de la coordonnée axiale (à gauche) et positions extrêmes de la bosse au cours du cycle (à droite) - le maximum de variation relative de section est de 0.5% . . . . .	89
4.3	Influence du nombre de pas de temps physiques par période sur la prédiction de la pression statique instantanée (à gauche) et du premier harmonique de fluctuation de pression statique (à droite) . . . . .	92
4.4	Rapport d'amplitude des deux premiers harmoniques du coefficient de pression le long de la bosse . . . . .	93
4.5	Amplitude (à gauche) et phase (à droite) du premier harmonique du coefficient de pression instationnaire le long de la bosse (HT : turbulence variable, FT : turbulence figée) . . . . .	94
4.6	Amplitude (à gauche) et phase (à droite) du premier harmonique du coefficient de pression instationnaire le long de la paroi supérieure (HT : turbulence variable, FT : turbulence figée) . . . . .	95
4.7	Amplitude des fluctuations d'énergie cinétique turbulente à l'aval de l'onde de choc - comparaison des résultats URANS (en haut) et LRANS (en bas) . . . . .	96
4.8	Amplitude et phase du premier harmonique du coefficient de pression - comparaison des résultats issus de calcul URANS (avec les modèles de turbulence Wcx88 et Wcx06) avec les résultats de Labit et al. (2016) et les mesures expérimentales de Ferria (2007) . . . . .	96
4.9	Schéma représentant la position d'un élément de surface à deux instants $t_1$ et $t_2$ . . . . .	98
4.10	Travail local le long du modèle pour une fréquence $f = 100\text{Hz}$ ( $k_r = 0.05$ ) - comparaison de résultats de simulations non linéaires (URANS) et linéaires (LRANS) . . . . .	100
4.11	Coefficient d'amortissement en fonction de la fréquence réduite associée à la vibration du modèle - résultats obtenus à partir de calculs linéaires LRANS . . . . .	100
4.12	Travail local le long du modèle pour une fréquence $f = 300\text{Hz}$ ( $k_r = 0.15$ ) - comparaison de résultats de simulations non linéaires (URANS) et linéaires (LRANS) . . . . .	100
4.13	Amplitude (à gauche) et phase (à droite) du premier harmonique de pression statique instationnaire générée par la vibration du modèle et des ondes de pression rétrogrades d'amplitude 2% pour deux déphasages différents . . . . .	102
4.14	Amplitude (en haut) et phase (en bas) du premier harmonique de pression statique instationnaire générée par la vibration du modèle (à gauche) ou par les ondes de pression (à droite), $k_r = 0.15$ . . . . .	103

4.15	Coefficient d'amortissement associé aux ondes de pression rétrogrades en fonction de leur amplitude et déphasage ( $k_r = 0.15$ ) - les lignes représentent les résultats obtenus par la méthode linéaire . . . . .	104
4.16	Travail local extrait par le fluide pour chacune des deux contributions (à gauche) et somme des contributions (à droite) - ondes de pression de déphasage $\Delta\Phi = 131^\circ$ et d'amplitude $A = 0.25\%$ ( $k_r = 0.15$ ) . . . . .	104
4.17	Schéma de principe de la boucle de controle ( $x_C = 115\text{mm}$ et $x_R = 201\text{mm}$ ) .	105
4.18	Amortissement associé aux ondes de pression et phase mesurée aux points C et R en fonction du déphasage $\Delta\Phi$ . . . . .	105
5.1	Profils aérodynamiques à 90% de hauteur de veine de la soufflante ECL5v1 et caractéristiques géométriques . . . . .	109
5.2	Plage de fonctionnement de la soufflante ECL5v1 et point d'étude choisi pour l'étude aéroélastique . . . . .	109
5.3	Champ de nombre de Mach relatif stationnaire à 90% de hauteur de veine pour le point bloqué à régime partiel avec décollement de la couche limite obtenu à partir de simulations Fine/Turbo™ RANS 3D avec modèle de turbulence Spalart-Allmaras ( $\Omega = 0.80\text{Nn}$ , $\dot{m} = 33.0\text{kg s}^{-1}$ , $\pi_t = 1.15$ , $\eta_{is} = 0.66$ ) . . . . .	110
5.4	Nombre de Mach isentropique autour d'un profil à 90% de hauteur de veine - comparaison des résultats 3D stationnaires (Fine/Turbo™, modèle de turbulence Spalart-Allmaras) et du recalage 2D (Turb'Flow, modèle de turbulence $k-\omega$ de Wilcox (1988)) . . . . .	111
5.5	Champ de nombre de Mach relatif stationnaire du point bloqué à régime partiel avec décollement de la couche limite ( $\Omega = 0.80\text{Nn}$ , $\pi_t = 1.10$ , $\eta_{is} = 0.71$ ) . . .	112
5.6	Décomposition en mouvements élémentaires - les déplacements dN et dT sont dans la direction normale et parallèle à la corde respectivement . . . . .	113
5.7	Découpage du profil aérodynamique en trois zones pour le calcul des contributions locales à la réponse instationnaire . . . . .	114
5.8	Partie réelle de la fluctuation de pression - contribution de la région du profil à l'aval de l'onde de choc (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	115
5.9	Travail normalisé le long du profil - contribution de la région du profil à l'aval de l'onde de choc (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	116
5.10	Partie réelle de la fluctuation de pression au niveau de l'onde de choc en fonction de la fréquence réduite - contribution de la région du profil à l'aval de l'onde de choc (mode dN) . . . . .	117
5.11	Produit de la pulsation par le travail normalisé le long du profil en fonction de la fréquence réduite - contribution de la région du profil à l'aval de l'onde de choc (mode dN) . . . . .	118
5.12	Partie réelle de la fluctuation de pression - contribution de l'excitation locale de l'onde de choc (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	119
5.13	Travail normalisé le long du profil - contribution de l'excitation locale de l'onde de choc . . . . .	120
5.14	Partie réelle de la fluctuation de pression - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	120



5.15	Partie imaginaire de la fluctuation de pression - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	121
5.16	Amplitude relative des fluctuations de pression (à gauche) et de vitesse (à droite) dans le canal inter-aubes - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc . . . . .	122
5.17	Travail normalisé le long du profil - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	123
5.18	Travail normalisé le long du profil - contribution des régions "amont" et "onde de choc" (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	123
5.19	Partie réelle de la fluctuation de pression à l'aval du bord d'attaque en fonction de la fréquence réduite - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc (mode dN) . . . . .	124
5.20	Partie réelle de la fluctuation de pression au niveau de l'onde de choc en fonction de la fréquence réduite - contribution des régions "amont" et "onde de choc" (mode dN) . . . . .	125
5.21	Travail normalisé le long du profil en fonction de la fréquence réduite - somme des contributions des régions "amont" et "onde de choc" . . . . .	126
5.22	Partie réelle de la fluctuation de pression lors de la vibration de l'ensemble du profil (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	127
5.23	Travail normalisé le long du profil pour les contributions locales et la vibration de l'ensemble du profil (mode dN, $k_r = 0.1$ , 0ND) . . . . .	127
5.24	Travail normalisé le long du profil lors de la vibration de l'ensemble du profil en fonction de la fréquence réduite (mode dN) . . . . .	128
5.25	Position relative des aubes adjacentes par rapport au profil de référence (en noir) aux instants $t = 0$ et $t = T/4$ pour les diamètres nodaux 0ND ( $\sigma = 0^\circ$ ), +2ND ( $\sigma = 45^\circ$ ) et +4ND ( $\sigma = 90^\circ$ ) . . . . .	130
5.26	Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de flexion dN de fréquence $k_r = 0.1$ et de diamètre nodal 0ND . . . . .	131
5.27	Amplitude des fluctuations d'entropie dans le canal inter-aubes pour un mode de flexion dN de fréquence $k_r = 0.1$ et de diamètre nodal 0ND . . . . .	132
5.28	Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de flexion dN de fréquence $k_r = 0.1$ et de diamètre nodal +2ND ( $\sigma = 45^\circ$ ) . . . . .	134
5.29	Travail local normalisé en fonction du diamètre nodal pour un mode de flexion dN de fréquence $k_r = 0.1$ . . . . .	135
5.30	Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de flexion dN de fréquence $k_r = 0.1$ et de diamètre nodal +4ND ( $\sigma = 90^\circ$ ) . . . . .	136
5.31	Travail local normalisé en fonction du diamètre nodal pour un mode de flexion dN de fréquence $k_r = 0.1$ . . . . .	137
5.32	Amplitude de la fluctuation de portance sur l'extrados du profil en amont de la zone supersonique en fonction du diamètre nodal pour différentes fréquences réduites . . . . .	138
5.33	Fréquence de coupure à l'amont en fonction du diamètre nodal . . . . .	139

5.34	Énergie cinétique turbulente (en haut) et partie réelle des fluctuations d'énergie cinétique turbulente pour le mode de flexion à 0ND (au milieu) et à +4ND (en bas) pour une fréquence $k_r = 0.1$ - S et R sont les points de séparation et de rattachement de la couche limite . . . . .	140
5.35	Schéma des positions des aubes lors de la vibration selon un mode de torsion pour les diamètres nodaux 0ND (à gauche) et +4ND (à droite) . . . . .	141
5.36	Amplitude des fluctuations de pression divisée par la pulsation le long du profil pour les modes dN ( $k_r = 0.1$ ) et d $\theta$ ( $k_r = 0.15$ ) sans déphasage inter-aubes (0ND)	142
5.37	Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de torsion d $\theta$ de fréquence $k_r = 0.15$ et de diamètre nodal 0ND .	143
5.38	Incidence (flèches colorées) à l'amont du profil en trois instants pour les modes dN (à gauche) et d $\theta$ (à droite) . . . . .	144
5.39	Travail local normalisé le long du profil pour les modes dN ( $k_r = 0.1$ ) et d $\theta$ ( $k_r = 0.15$ ) sans déphasage inter-aubes (0ND) . . . . .	145
5.40	Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de torsion d $\theta$ de fréquence $k_r = 0.15$ et de diamètre nodal +4ND ( $\sigma = 90^\circ$ ) . . . . .	146
5.41	Travail local normalisé le long du profil pour les diamètres nodaux 0ND et +4ND et un mode de torsion d $\theta$ de fréquence réduite $k_r = 0.15$ . . . . .	147
A.1	Vue de face de quatre aubes de la soufflante utilisée pour la validation et champ de nombre de Mach relatif à 75% de hauteur de veine . . . . .	157
A.2	Taux de pression $\pi_t$ , accroissement de température totale $\Delta T_t$ , angle relatif $\beta$ et vitesse axiale $v_z$ à l'aval en fonction de la hauteur de veine, comparaison des prédictions de l'outil 1D avec les résultats d'un calcul 3D RANS . . . . .	158
A.3	Taux de pression et accroissement de température totale réalisés à travers une roue isolée - comparaison des prédictions de l'outil de conception (traits pleins) avec des résultats numériques 3D (cercles) . . . . .	159



# Liste des tableaux

1.1	Conditions d'apparition du flottement transsonique en soufflante . . . . .	16
2.1	Constantes du limiteur de contrainte turbulente . . . . .	43
3.1	Épaisseur de mouvement adimensionnée par la corde axiale et facteur de forme incompressibles de la couche limite à l'amont (U) et à l'aval (D) de la bosse . . .	68
3.2	Influence de la modélisation de la turbulence sur l'étendue longitudinale du décollement central à l'aval de l'onde de choc en fonction de la position transverse et du point de fonctionnement - comparaison de simulations numériques 3D avec les résultats expérimentaux de Bron (2004) . . . . .	82
3.3	Influence des termes correctifs du modèle $k-\omega$ de Wilcox (2006) sur l'étendue longitudinale des décollements - formulation originale (Wcx06 I), sans correction de l'anomalie jet plan / cylindrique (Wcx06 II) et avec un très faible limiteur de viscosité turbulente (Wcx06 III) . . . . .	86
4.1	Paramètres de la déformation numérique de la bosse . . . . .	89
4.2	Erreurs maximales associées au schéma temporel en fonction du nombre d'itérations - simulation avec 256 itérations choisie comme référence . . . . .	92
A.1	Performances aérodynamiques prédites par l'outil 1D et les calculs RANS 3D .	157



# Liste des symboles

## Acronymes

ECL	École Centrale Lyon
H-CUI	<i>Harmonic Cubic Upwind Interpolation</i>
LMFA	Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
LS	Ligne Sonique
MUSCL	<i>Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservative Laws</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
IOCCL	Interaction Onde de Choc / Couche Limite
OC	Onde de Choc
PHARE	Plate-formes machines tournantes pour la maîtrise des Risques Environnementaux
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
LRANS	<i>Linearised Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
URANS	<i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
TVD	<i>Total Variation Diminishing</i>
UHBR	<i>Ultra-High Bypass Ratio</i>

## Lettres grecques

$\alpha$	angle absolu
$\delta_{ij}$	symbole de Kronecker
$\delta_i^*$	épaisseur de déplacement incompressible adimensionnée
$\varepsilon$	dissipation de l'énergie cinétique turbulente
$\mu$	viscosité dynamique moléculaire
$\mu_T$	viscosité dynamique turbulente
$\nu_T$	viscosité cinématique turbulente
$\Omega$	vitesse de rotation
$\Phi(z)$	argument (phase) du nombre complexe $z$

$\pi_t$	taux de pression totale
$\rho$	masse volumique
$\sigma$	angle de déphasage inter-aubes
$\tau_{ij}$	tenseur des contraintes de Reynolds
$\tau$	contrainte de cisaillement
$\tau$	pseudo-temps
$\theta$	déflexion
$\theta_i^*$	épaisseur de quantité de mouvement incompressible adimensionnée
$\zeta$	coefficient d'amortissement
$\omega$	pulsation
$\Omega_{ij}$	tenseur de vortacité

### Lettres romaines

$c$	célérité du son
CFL	nombre de Courant (Courant-Friedrich-Lévy)
$E$	énergie interne
$e$	énergie totale
$f$	fréquence
$h$	hauteur de veine
$H_i$	facteur de forme incompressible
$j$	nombre imaginaire $j^2 = -1$
$k_r$	fréquence réduite
$k$	énergie cinétique turbulente
$M$	nombre de Mach
$M_r$	nombre de Mach relatif
$\dot{m}$	débit masse
$N_a$	nombre d'aubes
ND	diamètre nodal
Nn	vitesse de rotation nominale
$P_k$	production d'énergie cinétique turbulente
$P_\omega$	production de dissipation spécifique
$P_r$	nombre de Prandtl
$P_s$	pression statique
$P_t$	pression totale
$S_{ij}$	tenseur des taux de déformation
$\bar{S}_{ij}$	tenseur des taux de déformation à trace nulle
$T_t$	température totale

$\overline{u''_i u''_j}$	contraintes de Reynolds
$\mathcal{U}$	énergie cinétique de vibration
$\mathcal{W}$	travail extrait par le fluide
$y^+$	distance à la paroi adimensionnée

### Exposants

$\sim$	nombre complexe
$''$	fluctuations au sens de Favre
$'$	fluctuations au sens de Reynolds
$i$	$i$ -ème harmonique
$\sim$	moyenne au sens de Favre
$-$	moyenne au sens de Reynolds

### Indices

$max$	valeur maximale
-------	-----------------

### Autres symboles

$\otimes$	produit tensoriel
-----------	-------------------





# Introduction

Dans le cadre de la propulsion aéronautique et spatiale, les écoulements rencontrés sont souvent transsoniques et conduisent à l'apparition d'ondes de choc qui interagissent avec la couche limite. On retrouve de telles interactions sur la voilure des avions de chasse, dans l'entrée d'air des statoréacteurs, au sein des tuyères propulsant le lanceur Ariane V ou à travers les étages des turboréacteurs. Sous l'effet de perturbations, les ondes de chocs oscillent et induisent un chargement dynamique des structures qui peut conduire à la fatigue des liaisons mécaniques ou au déclenchement d'instabilités aéroélastiques. Les caractéristiques de ces oscillations peuvent être pilotées par la couche limite qui tend à s'épaissir, voire à décoller, sous l'impact de l'onde de choc.

Pour un écoulement transsonique à la surface d'un solide, l'oscillation de la structure engendre des variations de courbure locale et éventuellement de section débitante qui induisent un déplacement de l'onde de choc. Si l'onde de choc se déplace vers l'aval, le gradient de pression s'intensifie et la couche limite peut être amenée à décoller. A l'inverse, lors d'un déplacement vers l'amont, la réduction de l'intensité de l'onde de choc peut s'accompagner d'un rattachement de la couche limite. Ainsi, suivant l'intensité du gradient de pression moyen, le décollement de la couche limite peut être intermittent. Lorsque la fréquence d'excitation augmente, ce scénario se complexifie et la vitesse relative de l'onde de choc par rapport à l'écoulement doit être prise en compte. La simulation numérique des écoulements est un outil relativement fiable et peu coûteux pour prédire la réponse instationnaire d'un tel système.

Plusieurs stratégies de simulation peuvent être envisagées en fonction du domaine d'application et de la fidélité recherchée. Dans ce travail, nous nous intéressons à des problématiques vibratoires en turbomachine faisant intervenir une interaction onde de choc / couche limite. Un des objectifs est de concevoir un module expérimental de soufflante transsonique dédié à l'étude des instabilités aéroélastiques et aérodynamiques. Pour orienter la conception, nous cherchons à explorer l'influence de plusieurs paramètres (fréquence, diamètre nodal, déformée) sur la stabilité de la structure. Nous avons choisi de nous appuyer sur la résolution d'équations moyennées, peu coûteuse et permettant des temps de restitution courts adaptés à des études paramétriques. Cette stratégie nécessite de modéliser les échelles spatiales associées à la turbulence et ne permet pas de les calculer directement. La validation des modèles à partir de résultats expérimentaux est dans ce cas une étape préliminaire indispensable à toute analyse physique.

Les travaux présentés dans ce mémoire s'intéressent à la réponse de l'interaction onde de choc / couche limite sous l'effet de l'oscillation périodique des parois (simulant un mode propre

de la structure sans couplage avec le fluide). Pour mener cette étude, je me suis appuyé sur la modélisation et la simulation numérique des écoulements transsoniques décollés. A partir de résultats expérimentaux préexistants, les modèles et méthodes numériques développés ont été évalués sur la prédiction stationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite décollée puis sur la réponse de l'interaction à une vibration de la structure. Un dispositif actif a ensuite été proposé et validé numériquement pour le contrôle des instabilités aéroélastiques transsoniques. La méthodologie a ensuite été appliquée à l'étude des instabilités aéroélastiques en turbomachine pour identifier les mécanismes à l'origine du flottement d'une soufflante transsonique.

### **Organisation du manuscrit**

Le premier chapitre introduit la problématique du flottement en turbomachine. Le fonctionnement général des turboréacteurs est présenté ainsi que leurs spécificités pour l'interaction fluide-structure. Les conditions d'apparition du flottement en soufflante transsoniques sont ensuite recensées. Enfin, nous réalisons les toutes premières versions d'une soufflante appelée ECL5 dont la conception a pour objectif l'étude des instabilités en turbomachine et dont la réponse aéroélastique sera étudiée dans le chapitre 5.

Le second chapitre est consacré aux méthodes numériques pour la prédiction des écoulements transsoniques décollés en interaction fluide-structure. Une revue de littérature concernant les stratégies de couplage est proposée puis les méthodes utilisées dans ces travaux sont présentées, en insistant sur la discrétisation temporelle et la modélisation de la turbulence. Les hypothèses et limites connues des différents modèles sont également exposées. La dernière section est consacrée à la régularisation d'un nouveau modèle de turbulence, implémenté au solveur Turb'Flow dans le cadre de cette thèse.

La réponse moyenne de l'interaction onde de choc / couche limite est l'objet du troisième chapitre. Il s'ouvre sur une revue présentant les différents types d'interaction en lien avec l'application finale ainsi que leurs principales caractéristiques. Un banc expérimental dédié à la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite, et dont les résultats ont permis la validation des méthodes numériques, est ensuite présenté. Les résultats de simulations stationnaires sont ensuite exposés pour évaluer les capacités prédictives du solveur, notamment en fonction du modèle de turbulence utilisé, sur la description des décollements associés à une interaction forte.

La quatrième chapitre s'attaque à l'évaluation des méthodes de simulations instationnaires. La confrontation des résultats numériques de l'interaction onde de choc / couche limite soumise à la vibration de la structure est exposée. Des simulations complémentaires permettent d'identifier une fréquence d'excitation à laquelle une instabilité de type flottement apparaît. Une technique permettant le contrôle de l'instabilité au moyen d'ondes acoustiques est ensuite proposée et validée numériquement.

Dans un cinquième chapitre, nous appliquons la méthodologie développée à l'identification des origines du flottement de blocage en soufflante. Les simulations s'appuient sur le premier dessin de l'ECL5 représentatif d'une soufflante aéronautique transsonique. En particulier, l'influence de la fréquence réduite, du déphasage inter-aubes et de la déformée modale est évaluée.

Enfin, les résultats marquants de la thèse sont synthétisés dans un dernier chapitre. Les perspectives qu'ouvrent ces travaux sont également abordées.

# Vers une meilleure compréhension du flottement en turbomachine

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Fonctionnement d'un turboréacteur</b>	<b>4</b>
1.1.1	Principe de fonctionnement	4
1.1.2	Écoulement transsonique à travers une soufflante	5
<b>1.2</b>	<b>Interaction fluide-structure en turbomachine</b>	<b>7</b>
1.2.1	Aéroélasticité générale	7
1.2.2	Spécificités structurelles des turbomachines	9
1.2.3	Propriétés de l'écoulement en turbomachine	10
1.2.4	Les évènements de flottement en soufflante	13
<b>1.3</b>	<b>Conception d'une soufflante pour l'étude du flottement</b>	<b>17</b>
1.3.1	Objectifs scientifiques	17
1.3.2	Premiers dessins de l'ECL5	18

---

Une des finalités de cette thèse est la conception d'un modèle expérimental, à l'échelle 1/4, représentatif d'une soufflante transsonique. Ce modèle, l'ECL5, sera à terme testé à travers une campagne expérimentale, notamment afin d'améliorer la compréhension des mécanismes associés au flottement en turbomachine.

Dans une première section nous présentons le principe de fonctionnement d'un turboréacteur ainsi que le régime des écoulements rencontrés. Nous exposons ensuite les principales caractéristiques de l'interaction fluide-structure en turbomachine ainsi qu'une revue de littérature des événements de flottement observés en soufflante. Dans une troisième section, nous nous appuyons sur cette revue pour positionner l'ECL5 en termes d'objectifs scientifiques et de performances. Nous présentons enfin les deux premières versions du module en insistant sur les choix retenus et leurs conséquences.

## 1.1 Fonctionnement d'un turboréacteur

La troisième loi de Newton, parfois appelée principe des actions réciproques, stipule que toute force appliquée par un système A sur un système B s'accompagne d'une force de B sur A de même intensité et de direction opposée. En faisant accélérer un écoulement à travers une hélice, une force est appliquée sur l'air et, par le principe que l'on vient d'énoncer, l'hélice reçoit une force équivalente de direction opposée. C'est sur ce principe de réaction que repose la propulsion aéronautique. Pour augmenter la vitesse en vol et la charge transportable, les premiers avionneurs ont cherché à augmenter la poussée fournie par l'hélice. Les turboréacteurs sont une réponse technologique à une telle demande.

### 1.1.1 Principe de fonctionnement

Les turboréacteurs les plus utilisés pour le transport aérien civil sont dits à double flux. L'air est aspiré à travers une soufflante (*fan* dans la littérature anglophone) puis l'écoulement est séparé en deux flux. Le flux primaire traverse successivement les étages de compresseurs basse pression, les étages de compresseurs haute pression, la chambre de combustion puis les étages de turbines haute et basse pression. Le flux secondaire est redressé à l'aval de la soufflante puis éjecté à travers une tuyère annulaire. On classe généralement les turboréacteurs en fonction de leur taux de dilution (ou BPR pour *ByPass Ratio*), c'est-à-dire le rapport entre le débit secondaire et le débit primaire. Les moteurs qui équipent actuellement les longs courriers ont des taux de dilution élevés, ce qui garantit un rendement élevé. Sur ces moteurs, plus des trois quarts de la poussée sont générés par le flux secondaire (flux froid) alimenté par la soufflante. La fonction principale de la partie motrice est donc d'entraîner la soufflante qui propulse finalement l'avion. Pour réduire la consommation de carburant, les motoristes cherchent à augmenter le débit du flux secondaire pour fournir une poussée plus importante à partir d'une même quantité d'énergie. Ceci se manifeste par une augmentation continue du taux de dilution des turboréacteurs. Dans les années 1980, l'ordre de grandeur d'un fort taux de dilution était de 5 (Rolls-Royce, 1986). Depuis, les taux de dilution ont doublé, notamment grâce à l'utilisation de matériaux composites permettant d'augmenter le diamètre des soufflantes. A titre d'exemple, le LEAP-1A de CFM-International, entré en service en 2016, affiche un taux de dilution de 11 (Safran Aircraft Engines, 2016). Une vue du LEAP-1B, dont le taux de dilution est de 9, est présentée sur la Fig. 1.1 ainsi qu'une vue rapprochée des aubes de la soufflante. En installant un réducteur entre la soufflante et la turbine basse pression, des taux de dilution encore plus importants peuvent être obtenus. C'est la technologie retenue par Pratt & Whitney sur le PW1127G-JM qui propulse l'A320neo avec un taux de dilution de 12.5 (Pratt & Whitney, 2016). Les prochaines innovations attendues dans la propulsion aéronautiques concernent le développement de moteurs à très fort taux de dilution (UHBR pour *Ultra-High Bypass Ratio*), compris entre 15 et 20.

Les compresseurs actuels fonctionnent sur une large plage pour garantir l'opérabilité dans les phases de décollage, de croisière, d'approche et d'atterrissage. Au décollage, la vitesse de rotation est maximale pour fournir le maximum de poussée et le chargement sur les aubes est très important. La vitesse de rotation du régime de croisière est dite nominale et correspond au maximum de rendement du moteur. En phase d'approche, la vitesse est considérablement réduite pour permettre la descente. On représente la plage de fonctionnement d'une turbomachine par

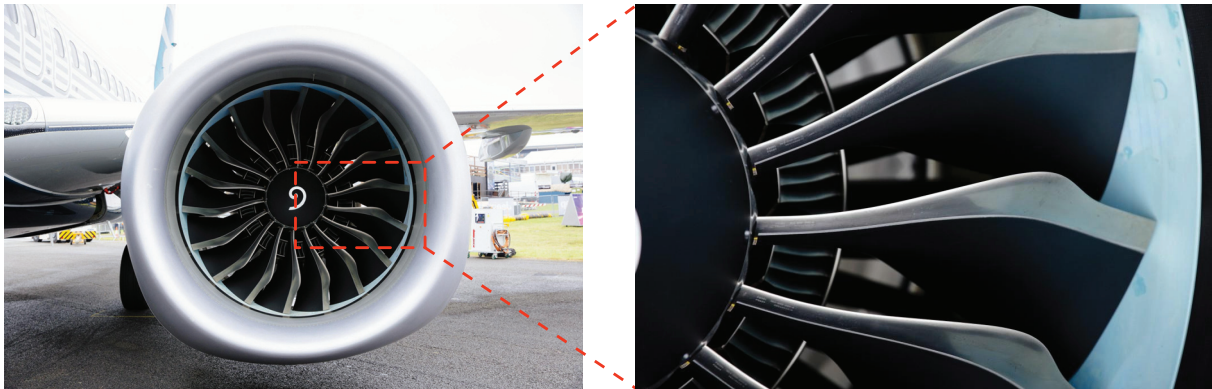


Figure 1.1 – Moteur LEAP-1B monté sur un Boeing 737 MAX (à gauche) et vue rapprochée des aubes de la soufflante (à droite) d'après GE Reports (2016)

l'évolution du taux de pression fourni en fonction du débit pour différentes vitesses de rotation. Pour un compresseur, on obtient alors le diagramme représenté sur la Fig. 1.2. Les courbes caractéristiques à vitesse de rotation constante (iso-vitesse) sont souvent monotones et présentent une pente négative. L'augmentation du taux de pression est donc associée, à vitesse de rotation constante, à une diminution du débit. En revanche, l'évolution du rendement avec le débit n'est pas monotone mais atteint un maximum. L'ensemble des points constituant la ligne de rendement maximal est représenté sur la Fig. 1.2. Les courbes caractéristiques sont limitées par le phénomène de pompage à bas débit et par le blocage aérodynamique à haut débit.

Le pompage est une instabilité du système qui se manifeste par des oscillations du débit. Celui-ci peut même devenir négatif, on parle alors de pompage profond. Bien que plusieurs pré-curseurs du pompage aient été observés, le déclenchement de celui-ci n'est pas complètement expliqué. A l'échelle globale, le pompage se déclenche lorsque le compresseur ne peut plus comprimer le fluide incident jusqu'à la pression en sortie. A haut débit, la plage de fonctionnement est limitée par un autre mécanisme physique, le blocage aérodynamique. Celui-ci est associé au maximum de débit atteignable pour une vitesse de rotation. Rappelons que pour un écoulement compressible dans une tuyère convergente-divergente, le débit maximal est obtenu lorsque le nombre de Mach atteint l'unité au col (section d'aire minimale). en turbomachine, le canal inter-aubes joue le rôle d'une tuyère et le débit est également bloqué si le nombre de Mach relatif (c'est-à-dire associé au repère tournant) est égal à 1 au col. A géométrie fixe, le débit de blocage dépend alors de la vitesse de rotation de la machine.

### 1.1.2 Écoulement transsonique à travers une soufflante

Une conséquence de l'augmentation du taux de dilution des turboréacteurs est l'allongement des aubes de soufflantes. On observe en parallèle une diminution du nombre de pales et l'utilisation de nouveaux matériaux, en grande partie composites, pour réduire le poids du moteur. Pour générer le même travail, il est alors nécessaire de charger davantage les aubes, c'est-à-dire transférer plus d'énergie entre les parties tournantes et le fluide. Pour la soufflante, cela se manifeste par une corde plus longue et un fort vrillage du pied à la tête.

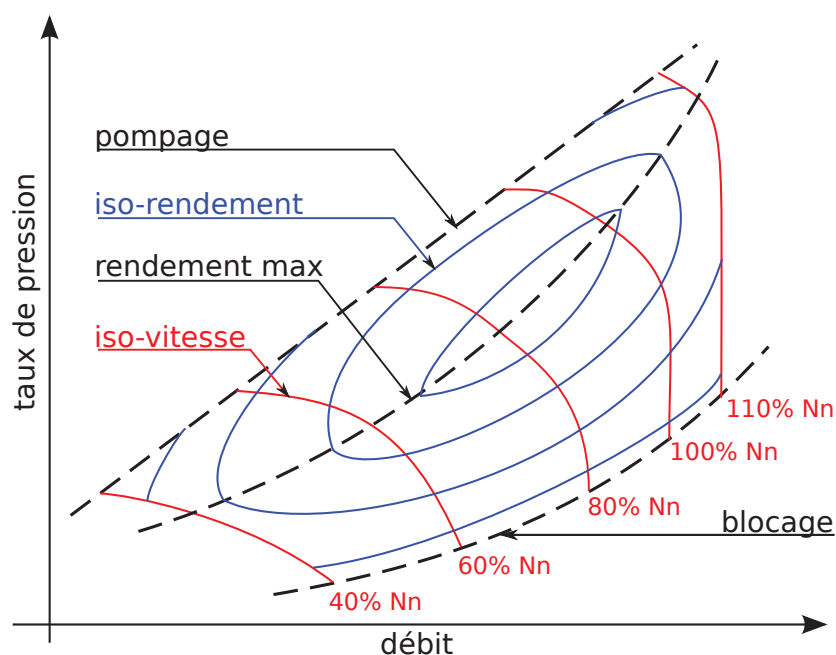


Figure 1.2 – Plage de fonctionnement typique d'une soufflante transsonique (taux de pression fourni en fonction du débit masse pour différentes vitesses de rotation -  $N_n$  : vitesse nominale)

En fonctionnement, pour une même vitesse de rotation, le débit varie à travers un compresseur en fonction de la demande de charge. Ainsi, le même canal inter-aubes doit opérer dans différentes conditions. De plus, les écoulements rencontrés varient du régime subsonique en pied des aubes jusqu'au régime supersonique près du carter. Entre ces deux limites, l'écoulement présente un régime transsonique, c'est-à-dire subsonique en entrée et en sortie mais comportant une poche supersonique (et éventuellement une onde de choc) dans le canal inter-aubes. La hauteur de veine à laquelle ce régime apparaît dépend de la vitesse de rotation de la machine. Nous nous intéressons maintenant aux différentes topologies que l'on peut rencontrer en écoulement transsonique, représentées sur la Fig. 1.3. A haut débit, l'incidence est négative et une onde de choc droite traverse le canal inter-aubes. Dans ces conditions, le débit ne peut plus augmenter et on parle de blocage aérodynamique. Une telle topologie est représentée sur la Fig. 1.3(c). Lorsque le débit diminue, l'incidence augmente et l'onde de choc qui bloquait le canal remonte vers l'amont. L'écoulement nominal où le rendement est maximal correspond généralement à une incidence proche de zéro. On retrouve alors une poche supersonique conséquente et une onde de choc qui peut s'étendre jusqu'à l'amont du bord d'attaque de l'aube adjacente. Cette topologie est présentée sur la Fig. 1.3(b). Si le débit continue à diminuer, l'incidence augmente et l'onde de choc se rapproche du bord d'attaque. L'étendue de la poche supersonique est généralement petite et un décollement peut se produire derrière l'onde de choc droite (voir Fig. 1.3(a)). Si l'incidence augmente encore, le décollement peut s'étendre jusqu'à couvrir l'intégralité de l'extrados. L'écoulement n'est donc plus dévié et les pertes sont très importantes, ce qui se caractérise par une chute brutale du taux de pression (décrochage du profil).



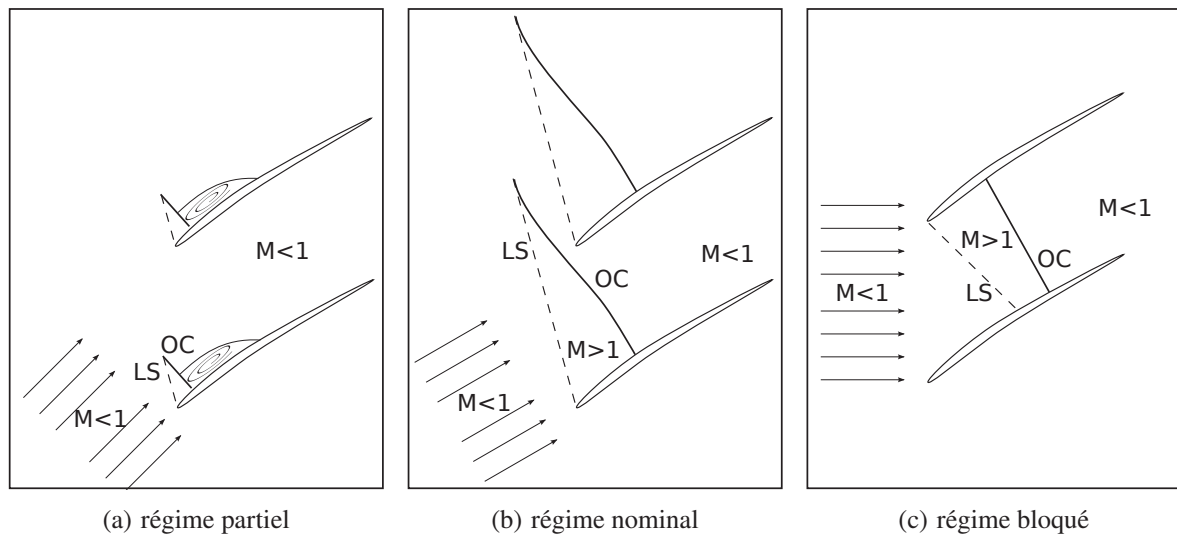


Figure 1.3 – Canal inter-aubes soumis à des écoulements transsoniques d'incidence variable (LS : ligne sonique, OC : onde de choc droite)

Les trois écoulements précédemment présentés sont dits stationnaires, c'est-à-dire qu'il sont invariant en temps dans le repère relatif à la roue, au moins en ce qui concerne les grandes échelles caractéristiques. Cependant, lors du fonctionnement, les aubes d'une turbomachine sont susceptibles d'entrer en vibration, notamment pendant les phases d'accélération. Il y a alors interaction entre le mouvement de la structure et l'écoulement environnant. L'étude de ces interactions est le domaine de l'aéroélasticité.

## 1.2 Interaction fluide-structure en turbomachine

Les caractéristiques des instabilités liées à l'interaction fluide-structure, tel que le flottement, dépendent de la nature de l'écoulement et de l'objet considéré. Nous proposons ici une présentation générale de l'aéroélasticité, domaine multi-disciplinaire s'intéressant aux interactions fluide-structure. Les caractéristiques propres aux turbomachines, par opposition à l'aérodynamique externe, sont ensuite exposées. Le cas plus particulier du flottement en soufflante est traité dans une dernière partie.

### 1.2.1 Aéroélasticité générale

L'aéroélasticité est l'étude des interactions entre forces élastiques, inertielles et aérodynamiques. Les différents couplages possibles entre ces forces sont classiquement positionnés sur le triangle de Collar (1946) représenté sur la Fig. 1.4. Les vibrations mécaniques font intervenir la dynamique des structures (forces inertielles) ainsi que l'élasticité des matériaux qui impose une force de rappel. D'autre part, la stabilité aérodynamique s'intéresse à la stabilité d'une struc-



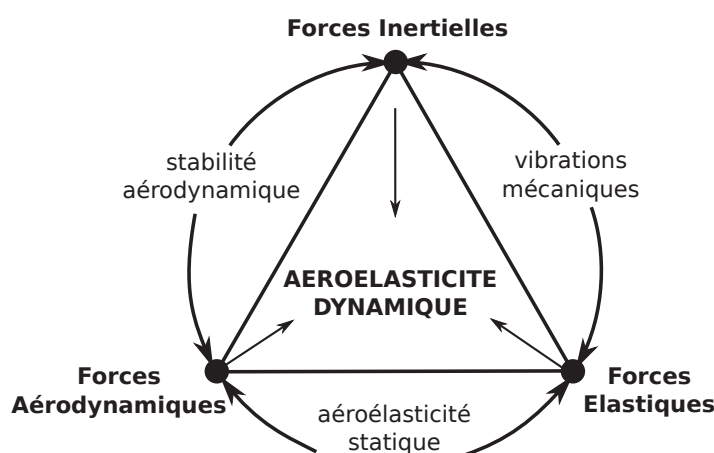


Figure 1.4 – Triangle aéroélastique de Collar (1946)

ture vibrant dans un écoulement. Enfin, l'aéroélasticité statique concerne la déformation statique des aubes dans un écoulement.

Lorsqu'une structure entre en vibration à une certaine fréquence, l'écoulement environnant est perturbé et s'adapte à cette vibration. La déformée de l'aube, ainsi que sa fréquence de vibration, dépendent du chargement aérodynamique. Lors de la vibration, des forces aérodynamiques instationnaires s'appliquent à la structure qui se déplace, induisant ainsi un échange d'énergie entre le fluide et la structure. Si le fluide extrait de l'énergie à la structure, l'amplitude de vibration diminue jusqu'au retour à l'équilibre et on parle alors de stabilité aéroélastique. A l'inverse, une instabilité aéroélastique correspond à l'excitation de la structure par le fluide. L'amplitude de vibration augmente alors et la rupture du système peut être atteinte si la dissipation mécanique ne suffit plus à évacuer l'énergie fournie par le fluide. Si la rupture n'est pas atteinte le système peut atteindre un cycle limite pour lequel l'amplitude de vibration est constante. Un tel état se caractérise par un équilibre entre excitation du fluide et dissipation mécanique (par exemple par frottement au niveau des liaisons mécaniques). De telles instabilités dépendent du système étudié et peuvent être classées suivant le mode de vibration ou la topologie de l'écoulement environnant.

On distingue généralement deux grandes familles de mécanismes aéroélastiques, la réponse forcée et le flottement. La réponse forcée se caractérise par un forçage extérieur au système considéré. en turbomachine, cela concerne par exemple le défilement des sillages du rotor sur le stator. Ces sillages induisent des fluctuations de vitesse et de pression à l'amont des aubages donc un chargement instationnaire des aubes. Parmi les sources de réponse forcée on peut citer également les distorsions d'entrée d'air qui excitent la soufflante ou les effets potentiels entre les roues de turbine. Dans tous les cas, ce phénomène est associé à des causes déterministes. L'autre famille est celle du flottement, qui est défini comme une instabilité auto-excitée et auto-entretenu. Par ces termes, on entend que l'instationnarité responsable du chargement dynamique n'est pas convectée depuis l'amont mais plutôt produite dans le voisinage immédiat de la structure. L'instabilité se développe alors sans forçage extérieur.

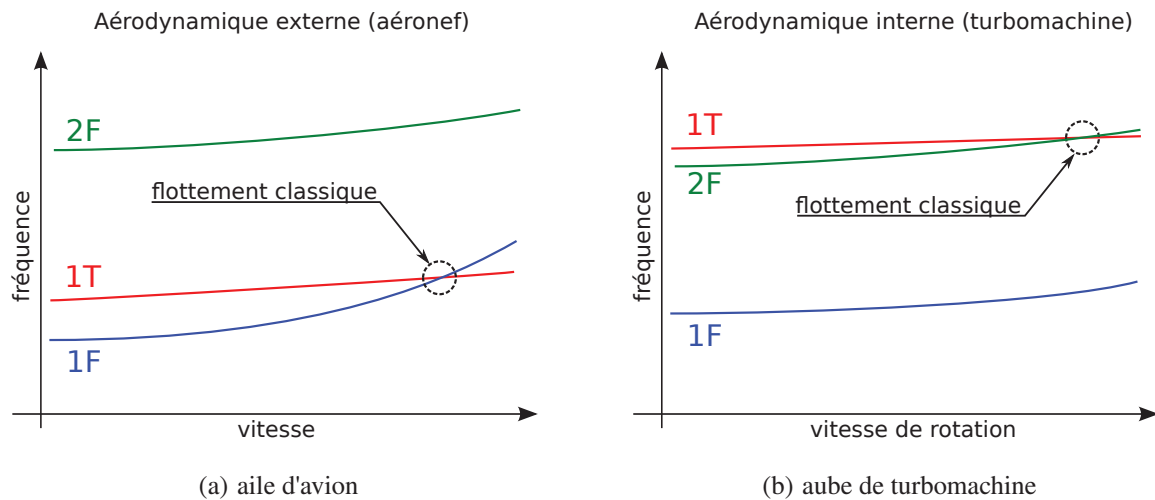


Figure 1.5 – Évolution de la fréquence associée aux premiers modes propres d'une aile d'avion (a) et d'une aube de turbomachine (b)

## 1.2.2 Spécificités structurelles des turbomachines

### Raideur des aubes

En aérodynamique externe, l'épaisseur de l'aile est généralement petite devant sa corde et son envergure. La voilure est donc élancée et sa déformation peut être importante, ce qui définit une structure souple. Les fréquences propres d'une telle structure sont relativement basses et dépendent du chargement aérodynamique. Le premier mode de flexion présente la fréquence propre la plus basse. Le premier mode de torsion présente une fréquence propre supérieure mais proche du premier mode de flexion. Lorsque la vitesse de l'appareil augmente, le chargement sur l'aile augmente et la fréquence associée au premier mode de flexion augmente (au niveau de la structure, le chargement aérodynamique est perçu comme un terme de raideur supplémentaire). Si la fréquence du premier mode de flexion coïncide avec celle du premier mode de torsion, un couplage se crée et aboutit à une instabilité aéroélastique (voir Fig. 1.5(a)). On parle alors de flottement classique.

A l'inverse, en turbomachine, l'envergure des aubes est plus courte et le rapport entre la masse du fluide et la masse de la structure est très faible. Par conséquent, les déformations rencontrées sont de plus faible amplitude et les fréquences propres de vibration des aubes sont à la fois plus élevées et moins sensibles au chargement qu'en aérodynamique externe. Les fréquences associées au premier mode de flexion et de torsion sont relativement éloignées et le flottement classique est rarement rencontré en turbomachine. S'il apparaît toutefois, il est généralement induit par le couplage du deuxième mode de flexion avec le premier mode de torsion (voir Fig. 1.5(b)).

### Déphasage inter-aubes

Dans la majorité des événements de flottement en turbomachine, on ne rencontre pas de couplage entre différents modes mais plutôt l'excitation de l'aube par le fluide selon un mode

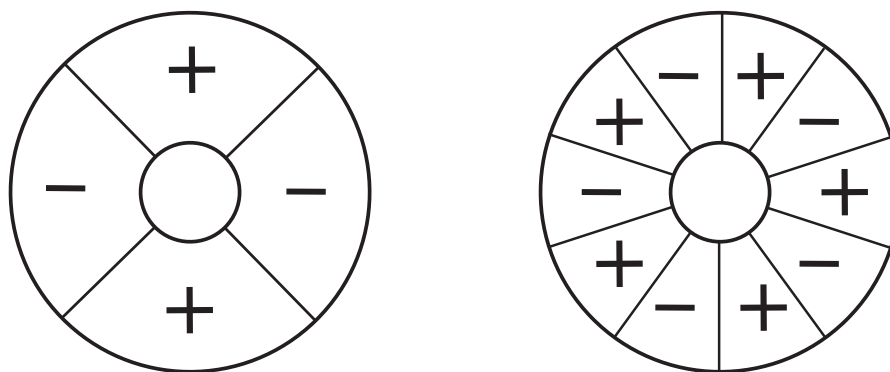


Figure 1.6 – Diagramme d'une roue vibrant selon un mode à deux diamètres (à gauche) et à cinq diamètres (droite)

propre de la structure. Une autre particularité des turbomachines est le couplage existant entre deux aubes adjacentes. Ce couplage peut-être lié soit à la structure, en particulier dans le cas des disques aubagés monoblocs (DAM), soit à l'aérodynamique du fait de la périodicité angulaire de la roue. Ainsi, lors de l'excitation des aubes selon un mode de vibration, le déphasage entre deux aubes adjacentes, appelé angle de déphasage inter-aubes (IBPA pour *Inter Blade Phase Angle* dans la littérature anglophone), est contraint par la périodicité azimutale. Une autre façon de se représenter le déphasage inter-aubes est d'observer la déformée de la roue complète. On distingue alors des lobes d'amplitude maximale ou minimale (ventres de vibration) ainsi que des noeuds où l'amplitude est nulle. Dans le repère de l'aube, la vitesse circonférentielle de ces lobes est liée à la fréquence du mode excité tandis que le nombre de lobes est défini par le déphasage inter-aubes. On peut alors définir le mode de la roue par le nombre de diamètre nodaux ND. Formellement, c'est le nombre de diamètres où l'amplitude de vibration est nulle. De façon équivalente, c'est aussi le nombre de lobes d'amplitude maximale (ou minimale). Sur la Fig. 2.3 est représentée une roue vibrant selon deux modes différents (ND = 2 et ND = 5). Si, dans le repère de la roue, les lobes tournent selon le sens de rotation de la machine (respectivement le sens inverse), on compte les diamètres nodaux positivement (respectivement négativement). Dans le repère absolu, cela correspond à des lobes tournant plus vite que la roue (respectivement moins vite). On peut relier l'IBPA au diamètre nodal grâce au nombre d'aubes :

$$\sigma = \frac{2\pi ND}{N_a} \quad (1.1)$$

### 1.2.3 Propriétés de l'écoulement en turbomachine

#### Fréquence réduite

Un autre paramètre important pour l'étude des interactions fluide-structure est le rapport entre le temps caractéristique de l'écoulement et le temps caractéristique de la vibration de la machine. Ce rapport est appelé fréquence réduite et sa pertinence dépend du choix des échelles de temps en fonction du phénomène étudié. Pour l'étude du flottement en turbomachine, le temps caractéristique choisi est le temps que met une particule pour parcourir la corde, c'est-à-dire le rapport

de la corde aérodynamique par la vitesse de l'écoulement à l'amont des aubes (Dowell et al., 2004, Chap. 8). Le temps caractéristique instationnaire est la période temporelle d'une oscillation. Suivant la valeur de la fréquence réduite, on peut alors classer les phénomènes en trois régimes :

- quasi-stationnaire ( $k \ll 1$ ) : l'écoulement répond instantanément à une perturbation ;
- instationnaire ( $k \approx 1$ ) : fort couplage entre l'écoulement et la vibration ;
- fortement instationnaire ( $k \gg 1$ ) : l'écoulement ne varie pas au cours d'un cycle de vibration, il y a alors un déphasage entre l'excitation et la réponse.

La fréquence réduite, ou son inverse la vitesse réduite, a longtemps été utilisée comme critère de conception pour éviter l'apparition du flottement. Pour cela plusieurs corrélations ont permis de définir des zones de sécurité, notamment en fonction du mode de vibration (Srinivasan, 1997).

### Aéroacoustique en conduit annulaire

L'aéroacoustique concerne l'étude de la génération et de la propagation du bruit au sein d'un écoulement compressible. La génération de bruit est associée à une perturbation de vorticité et peut se produire au sein d'un écoulement libre (par exemple un jet turbulent) ou à proximité d'une surface (sillage impactant un bord d'attaque). En aérodynamique externe, la caractérisation des sources et du rayonnement acoustiques permet de contrôler la signature acoustique et d'augmenter le confort des usagers au sein d'un appareil mais aussi au sol dans les zones de fort trafic aérien. La propagation des ondes acoustiques dans toutes les directions est affectée par la vitesse de l'appareil, les effets d'installation ainsi que les éventuelles couches de cisaillement. Si les ondes se déplacent dans la même direction que l'écoulement, elles sont dites progressives et leur vitesse vaut  $U + c$  où  $U$  est la vitesse moyenne de l'écoulement et  $c$  la vitesse du son, ou célérité. Sinon elles sont dites rétrogrades et leur vitesse de phase vaut  $U - c$ . Rappelons qu'en régime supersonique toutes les ondes sont progressives et que le transfert d'information de l'aval vers l'amont est limité aux zones subsoniques, si elles existent.

En turbomachine, la propagation des ondes ne se fait pas en champ libre mais au sein d'un conduit annulaire. Si les parois, correspondant au moyeu et au carter, sont supposées infiniment rigides, le gradient de la fluctuation de pression dans la direction normale à la paroi doit être nul. Ainsi, pour une fréquence donnée, seul un certain nombre d'angles de propagation sont possibles pour des ondes planes obliques et on parle alors de modes passants ou *cut-on* dans la littérature anglophone. Les modes sont repérés par le couple  $(m, n)$  où l'indice  $m$  est le nombre d'onde dans la direction azimutale et l'indice  $n$  le nombre d'onde dans la direction radiale. Une représentation des champs de pression associés à certains couples d'indices sont donnés sur la Fig. 1.7. Notons que le mode  $(0, 0)$ , c'est-à-dire dont le vecteur d'onde est colinéaire à l'axe de rotation de la machine, satisfait toujours les conditions limites au moyeu et au carter et est toujours passant. Les autres modes sont propagatifs si leur fréquence est supérieure à la fréquence de coupure du conduit pour le mode considéré. Autrement dit, pour un mode donné, le conduit se comporte vis à vis de la fréquence comme un filtre passe-haut. Si la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure, le mode est dit coupé ou *cut-off* et l'amplitude de l'onde associée est exponentiellement amortie, d'autant plus sévèrement que la fréquence est éloignée de la fréquence de coupure (Tyler et Sofrin, 1962).

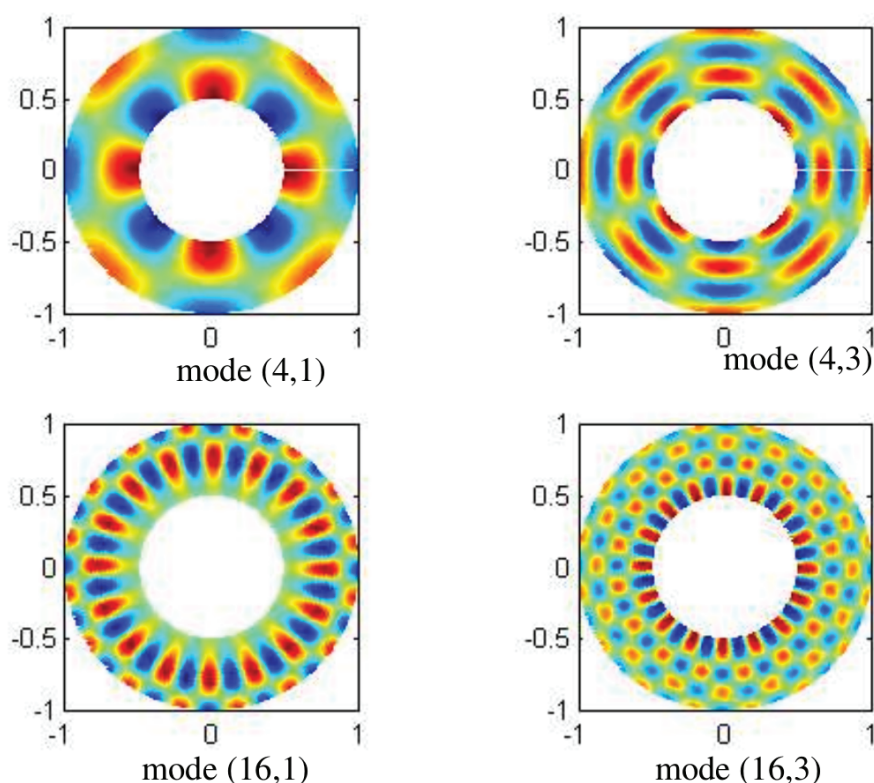


Figure 1.7 – Champs de pression modaux dans une conduite annulaire pour différents nombres d'ondes azimutaux (premier indice) et radiaux (second indice)

La fréquence de coupure de chaque mode dépend de l'écoulement moyen, plus précisément du nombre de Mach et de l'angle  $\alpha$  que fait la vitesse absolue avec l'axe de la machine. En turbomachine, le chargement des aubes conduit à un écoulement moyen différent à l'amont et à l'aval de chaque roue. Il est possible, sous certaines hypothèses, de calculer les fréquences de coupure à l'amont et à l'aval (Fang et Atassi, 1991). On aura alors majoritairement des ondes progressives s'il y a plus de modes coupés à l'amont qu'à l'aval et majoritairement des ondes régressives s'il y a plus de modes coupés à l'aval.

Atassi et al. (1995) montrent que l'amplitude des ondes régressives augmente exponentiellement en approchant une ligne sonique. Ce phénomène, connu sous le nom de blocage acoustique, est moins intense si des ondes progressives sont présentes dans l'écoulement. Il existe donc un lien très fort entre l'amplitude des fluctuations de pression au voisinage d'une onde de choc et les conditions de propagation acoustiques. On s'attend en particulier à une amplification des ondes régressives générées au bord de fuite pour les écoulements transsoniques. Le déphasage de l'onde acoustique entre le bord de fuite et le pied de l'onde de choc contribuera alors au déphasage du mouvement de l'onde de choc par rapport au mouvement de l'aube. Une telle excitation acoustique pourra contribuer positivement ou négativement à la stabilité aéroélastique.

### Sensibilité au point de fonctionnement

Le flottement peut intervenir dans une roue de compresseur en différents points de la plage de fonctionnement. Cela permet de classer les différents types de flottements. Le flottement classique qui consiste en un couplage entre les modes de flexion et de torsion n'est pas associé à un point de fonctionnement particulier. Les flottements dits de décrochage apparaissent pour des incidences fortes, c'est-à-dire près de la ligne de pompage, à différentes vitesses de rotation. A l'inverse, les flottements amorcés sont liés à la présence d'onde de choc dans le canal inter-aube. Les incidences sont faibles ou négatives et l'écoulement incident peut être subsonique ou supersonique. Les principaux types de flottements en compresseur sont présentés sur la Fig. 1.8 et détaillés ci-dessous. Pour une revue exhaustive, le lecteur est renvoyé au travail de Fransson (1999, Chap. 5).

- Le *flottement de décrochage subsonique* apparaît lorsque le profil décroche dans le régime subsonique. On appelle décrochage le décollement de la couche limite dès le bord d'attaque, le plus souvent sans rattachement sur le profil.
- Le *flottement de décrochage transsonique* se caractérise par la présence d'une onde de choc sur l'extrados. La topologie de l'écoulement est proche de celle présentée sur la Fig. 1.3(a). Un décollement peut être présent au pied de l'onde de choc.
- Le *flottement de décrochage supersonique* apparaît dans les mêmes conditions que le flottement de décrochage transsonique pour des nombres de Mach relatifs en amont supérieurs à l'unité. Une onde de choc forte se forme sur l'extrados et s'étend devant une ou plusieurs aubes adjacentes. La couche limite derrière l'onde de choc décolle systématiquement.
- Le *flottement de blocage* apparaît pour un régime amont subsonique avec des incidences faibles ou négatives. La structure dans le canal inter-aubes est proche de celle du flottement supersonique amorcé à haute contre pression.
- Le *flottement supersonique amorcé à faible contre pression* se rencontre pour de fortes vitesses de rotation et des incidences faibles. L'écoulement à l'amont du canal inter-aubes est proche du flottement supersonique amorcé à haute contre pression. Dans le canal, une onde de choc oblique est générée près du bord de fuite et peut se réfléchir sur l'aube adjacente.
- Le *flottement supersonique amorcé à haute contre pression* se rencontre pour de fortes vitesses de rotation et des incidences autour du point nominal. Une onde de choc faible se détache du bord d'attaque et une onde de choc forte traverse le canal inter-aubes.

#### 1.2.4 Les événements de flottement en soufflante

Le classement présenté plus haut permet de regrouper les flottements selon la topologie de l'écoulement dans laquelle ils sont susceptibles d'apparaître. En revanche, il ne renseigne pas sur les mécanismes physiques responsables de l'instabilité. Dans cette partie, nous nous intéressons plus particulièrement aux flottements de décrochage des soufflantes aéronautiques.

Stargardter (1979) a réalisé une campagne expérimentale pour étudier les mécanismes pré-curseurs des flottements de décrochage d'un rotor de soufflante. La roue utilisée est un module de recherche de Pratt & Whitney comportant 32 aubes de diamètre en tête  $\phi_t = 82$  cm et réa-



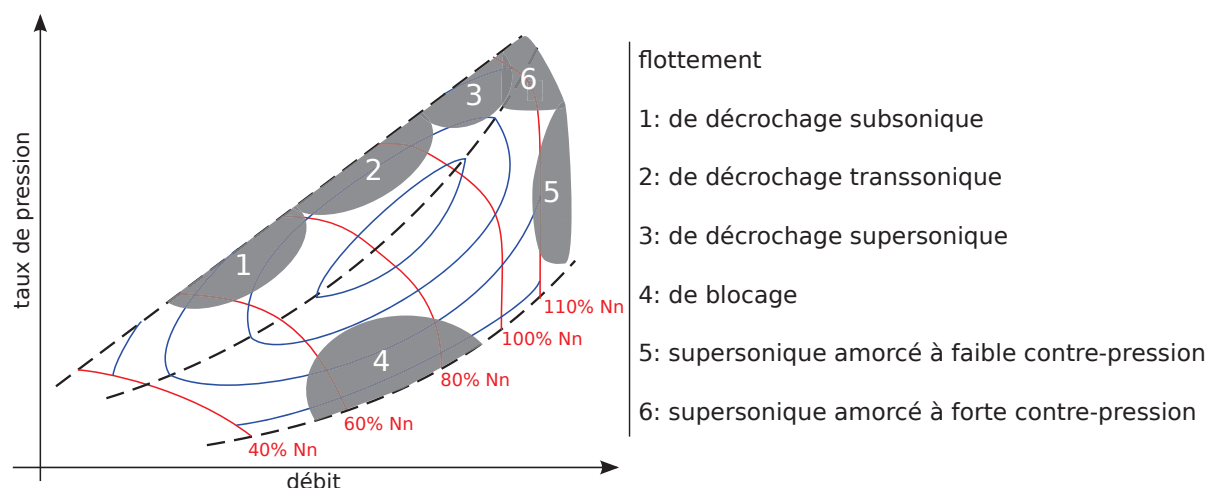


Figure 1.8 – Classement des différents types de flottement sur la plage de fonctionnement d'une soufflante transsonique

lisant un taux de pression nominal  $\pi_t = 1.7$  avec un rendement isentropique  $\eta_{is} = 0.87$  pour une vitesse de rotation  $N_n = 11,000$  tr/min. Une poche de flottement précède la ligne de pompage sur la plage de fonctionnement pour une gamme de vitesses de rotation allant de  $0.63N_n$  à  $0.75N_n$ . Le banc est instrumenté avec des capteurs de pression instationnaire, des films chauds, et des jauges de déformation permettant une description de l'écoulement et du mouvement de la roue pendant les cycles de flottement. Les conclusions obtenues par ce programme sont les suivantes :

- les modes de déformation de la roue pendant le flottement sont plus complexes que ce qui était attendu à cause du désaccordage (*mistuning*) des aubes ;
- le travail instationnaire pendant le flottement est presque entièrement localisé entre le bord d'attaque et la mi-corde ;
- aucun flottement ne s'est manifesté pour des écoulements entièrement subsoniques ;
- la position relative du centre de poussée et du centre de torsion joue un rôle important.

Malgré des changements importants dans la conception des soufflantes (réduction du nombre d'aubes, diminution du taux de pression, augmentation du débit et du rendement) ces conclusions sont toujours d'actualité. Szechenyi (1987) montre lui aussi que le flottement de décrochage n'apparaît pas en cas de décollement subsonique de la couche limite à partir du bord d'attaque mais plutôt lorsqu'une interaction onde de choc / couche limite est suffisamment forte pour générer un décollement. Il montre également que le travail échangé avec le fluide est principalement extrait sur la première moitié de l'extrados.

Isomura et Giles (1998) ont réalisé une étude numérique sur le flottement d'une soufflante transsonique IHI composée de 22 aubes. Ils observent un flottement à  $0.79N_n$  selon le premier mode de flexion. A cette vitesse, une onde de choc forte bloque le canal inter-aubes qui est donc amorcé. Pour une petite vibration des aubes, le canal se désamorce et l'oscillation de l'onde de choc couvre une large distance. L'analyse des calculs instationnaires révèle que la source de l'instabilité est l'interaction onde de choc / couche limite plutôt que le décrochage. L'oscillation de

l'onde de choc est déstabilisante alors que la couche limite décollée en pied de l'onde de choc a un effet stabilisant. Plus récemment, Aotsuka et Murooka (2008) ont réalisé une étude similaire sur deux soufflantes IHI à 18 aubes. A partir de calculs numériques, ils observent un comportement systématiquement déstabilisant du mouvement de l'onde de choc et stabilisant pour la couche limite décollée, confirmant l'étude précédente. Ils montrent également que pour une interaction onde de choc / couche limite plus forte, le décollement de la couche limite est de plus en plus étendu et de moins en moins stabilisant. Ceci pourrait expliquer le déclenchement du flottement lorsque la charge augmente le long d'une ligne d'iso-vitesse. Une autre étude de ces mêmes auteurs (Tateishi et al., 2015) montre que le transport radial de l'écoulement décollé joue un rôle important dans le déclenchement du flottement.

Vahdati et al. (2001) mènent une étude numérique sur les mécanismes déclencheurs du flottement sur des soufflantes Rolls-Royce à 24 aubes avec différentes entrées d'air. Ils montrent que deux régimes de flottement doivent être simultanément présents pour entraîner l'instabilité de la roue : le flottement de décrochage et le flottement aéroacoustique. Le flottement de décrochage correspond à l'échange de travail entre le fluide et les aubes généré par l'interaction onde de choc / couche limite. Selon ces auteurs, et contrairement aux conclusions obtenues pour les soufflantes IHI, l'oscillation de l'onde de choc a toujours un effet stabilisant tandis que la couche limite décollée déstabilise le système. La prédiction numérique du flottement de décrochage nécessite donc de bien modéliser les effets visqueux malgré les grands nombres de Reynolds en jeu. Lors de la vibration des aubes, des ondes de pression sont générées et propagées vers l'amont. Suivant la géométrie de l'entrée d'air, ces ondes peuvent être réfléchies et venir exciter la roue. C'est ce phénomène, qui peut être décrit par des mécanismes non-visqueux, qui est qualifié de flottement aéroacoustique. En plus de ces conclusions, les auteurs montrent que l'influence du jeu sur le flottement est très faible. Une étude numérique similaire est menée sur une soufflante Rolls-Royce à 20 aubes par Vahdati et al. (2011). Dans cette étude, une bosse annulaire dans l'entrée d'air permet de contrôler la distance de propagation des ondes acoustiques vers l'amont avant réflexion. Des calculs sont réalisés pour différentes longueurs et permettent de valider le scénario faisant intervenir deux régimes de flottement. Les auteurs concluent que les mécanismes de séparation associés au flottement de décrochage ne suffisent pas à expliquer la zone d'instabilité (flutter bite) et que la superposition du flottement aéroacoustique est nécessaire pour observer celle-ci. D'autre part, le flottement aéroacoustique seul n'engendre pas d'instabilité aéroélastique grâce au fort amortissement des aubes en absence d'interaction onde de choc / couche-limite. Une étude numérique et expérimentale a été menée par Vahdati et Cumpsty (2016) sur une soufflante Rolls-Royce à 20 aubes. Ils étudient le comportement aéroélastique de la roue pour une vibration des aubes selon le premier mode de flexion (1F) dont ils font varier la fréquence ou le diamètre nodal. Ils montrent que le coefficient d'amortissement passe par un minimum, qui peut être négatif, lorsque la fréquence augmente. De plus, la valeur minimale du coefficient d'amortissement augmente avec le diamètre nodal. Ils observent également que le flottement n'apparaît que dans une certaine gamme fréquentielle correspondant à des conditions de propagation d'ondes vers l'amont et d'atténuation vers l'aval.

Nous avons recensé dans le tableau 1.1 les événements de flottement transsonique en soufflante rencontrés dans la littérature. On remarque que ce phénomène apparaît toujours à régime partiel, le plus souvent entre 75 et 80 % du régime nominal. Parmi les références exploitées, le



Tableau 1.1 – Conditions d'apparition du flottement transsonique en soufflante

référence	constructeur	régime	mode	diamètre
Stargardter (1979)	Pratt & Whitney	63-75%	1F	+5/7/8ND
Jutras et al. (1981)	General Electrics	65-70%	1T	+4/6ND
		90-95%	1F	+2/3ND
Isomura et Giles (1998)	IHI	79%	1F	+2ND
Vahdati et al. (2001)	Rolls-Royce	75%	1F	+3ND
Sanders et al. (2003)	Honeywell Engines	75/80%	1F	+2ND
Srivastava et al. (2003)	NASA/Honeywell	90%	1F	+2ND
Aotsuka et Murooka (2008)	IHI	77.5-80%	1F	+2ND
Tateishi et al. (2015)	IHI	80-82.5%	1F	-
Vahdati et Cumpsty (2016)	Rolls-Royce	80%	1F	+2ND

mode concerné par le flottement transsonique est toujours le premier mode de flexion et les diamètres nodaux correspondants sont faibles et positifs. On trouve dans le tableau deux exceptions à ces conclusions générales :

- Stargardter (1979) observe du flottement transsonique pour des diamètres nodaux relativement élevés (entre 5 et 8 ND). Une explication possible est le nombre important d'aubes (32) caractéristique des dessins de l'époque ;
- Jutras et al. (1981) observent du flottement transsonique à des hauts régimes, entre 90 et 95% du régime nominal. Pourtant, la vitesse de rotation nominale est d'environ 16 000rpm et garantit un nombre de Mach relatif en tête de 1.52, ce qui est comparable aux dessins actuels. La répartition radiale de charge est peut être en cause, le rotor étant extrêmement chargé en pied (cambrure légèrement supérieure à 90°).

Finalement, il ressort de l'ensemble de ces études que le comportement instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite détermine l'entrée ou non en flottement de décrochage. Les conditions limites acoustiques (propagation ou atténuation des ondes générées dans la roue) déterminent quant à elles la zone de la plage de fonctionnement dans laquelle le flottement peut apparaître. Les travaux présentés dans ce mémoire s'appuient sur ces considérations, à commencer par la conception d'une soufflante présentée dans le paragraphe suivant.

## 1.3 Conception d'une soufflante pour l'étude du flottement

### 1.3.1 Objectifs scientifiques

Dans le cadre du projet PHARE 2, un banc expérimental dédié aux machines tournantes à été monté au LMFA avec l'aide de l'École Centrale Lyon. Ce banc, l'ECL-B3, permet de tester le comportement aérodynamique, aéroélastique et aéroacoustique de soufflantes transsoniques représentatives des moteurs à très fort taux de dilution (UHBR). La puissance maximale disponible est de 3MW et le diamètre du carter est d'environ 50cm, correspondant à une échelle de 1/4. Le banc accueillera de nombreuses configurations industrielles et une configuration académique, l'ECL5. Si les machines industrielles visent une très haute efficacité et une garantie de sécurité en évitant les événements instables (tels que le pompage, la réponse forcée ou le flottement), l'objectif d'une configuration académique est d'exacerber ces mêmes phénomènes afin de faciliter leur mesure. L'apparition franche de ces instabilités devrait également permettre une confrontation avec les modèles analytiques et les codes numériques. La conception aérodynamique et aéroélastique de l'ECL5 répondant à ces critères est l'objet de cette dernière section.

Les objectifs scientifiques sont pluridisciplinaires et font notamment intervenir la science des matériaux composites, la dynamique des systèmes tournants et la mécanique des fluides appliquée aux machines tournantes. Uniquement les aspects liés à la mécanique des fluides seront traités dans ce mémoire, sans garantie d'exhaustivité. Les phénomènes physiques que l'on souhaite étudier ont été divisés en quatre catégories :

- les **instabilités aérodynamiques** comprenant les instabilités locales comme le décrochage tournant et les instabilités globales tel que le pompage ;
- l'**aérodynamique instationnaire** qui comprend l'étude de la turbulence, du développement des couches limites, du décollement de coin, de l'interaction onde de choc / couche limite ;
- l'**aéroacoustique** qui s'intéresse à la caractérisation des sources acoustiques, notamment dans les phases de décollage (bruit de scie ou *buzz-saw noise*) et d'approche (interaction du bruit tonal et large bande à jeu ouvert) ;
- les **instabilités aéroélastiques** qui englobent la réponse forcée et le flottement pour comprendre les déclencheurs de ces phénomènes et évaluer des méthodes de contrôle.

Ces objectifs scientifiques sont le point de départ de la démarche de conception et permettent, dans un premier temps, de définir les performances aérodynamiques visées.

### Performances aérodynamiques attendues

La tendance actuelle en matière de développement aéronautique consiste à réduire le nombre d'aubes des soufflantes, principalement pour réduire leur masse, et à augmenter le travail fourni par aubage. Dans cette optique, le dessin de l'ECL5 comprend 16 aubes. De plus, la soufflante des moteurs à très fort taux de dilution se caractérise par un débit important et un faible taux de pression au point de fonctionnement nominal. La vitesse de rotation nominale a été choisie pour avoir un nombre de Mach de la tête d'aube  $M_{tip} = 0.8$ . Le rayon de tête étant imposé, à la taille du jeu près, par le rayon du carter, la vitesse de rotation nominale est alors égale à 10 450rpm. Pour caractériser les sources acoustiques à l'atterrissage, la configuration doit pouvoir opérer à 50% de sa vitesse de rotation minimale. L'étage doit donc garantir à ce régime un taux de pression

supérieur aux pertes de charges générées par les roues, les couches limites du moyeu et du carter mais aussi les bras supports, la volute et la conduite d'échappement. De plus, pour obtenir une plage de fonctionnement étendue, nous cherchons à garantir un rendement raisonnable (90%) pour une large gamme de débits plutôt qu'une efficacité plus importante au point nominal mais moins tolérante au point de fonctionnement.

### 1.3.2 Premiers dessins de l'ECL5

Cette section présente l'état actuel de la conception aérodynamique de la roue mobile de l'ECL5. Nous présentons d'abord la répartition radiale de charge qui a guidé la conception puis deux versions du module caractéristiques de l'évolution des dessins.

#### Répartition radiale de charge

La répartition radiale de la charge est un degré de liberté important lors de la conception d'une turbomachine. Elle pilote le travail extrait par chaque coupe et conditionne notamment l'évolution radiale de vitesse débitante. La répartition radiale de charge peut être très différente d'une roue à l'autre mais le moyen pour réaliser le taux de pression en fonction de la hauteur de veine est quant à lui relativement générique :

- en pied des aubes l'écoulement est entièrement subsonique et la seule source d'augmentation de la pression totale est la déflexion réalisée ;
- en tête de pale l'écoulement est fortement transsonique, voire supersonique, et la majorité de la compression est réalisée par les ondes de choc ; pour cette raison et pour limiter les décollements en pied des ondes de chocs, les profils de tête sont fins et peu cambrés, parfois même symétriques ou inversés.

Dans le cadre de la conception de l'ECL5, un jeu fonctionnel important existe entre la tête des aubes et le carter pour des raisons de sécurité. Afin de minimiser les effets de jeu, alimentés par la différence de pression entre l'intrados et l'extrados, nous choisissons de minimiser la cambrure en tête des aubes. En pratique, nous ne pilotons pas directement la cambrure, paramètre géométrique de la roue, mais plutôt la déflexion, paramètre aérodynamique lié à l'écoulement. Pour assurer le taux de pression au point nominal, nous imposons la déflexion maximale au milieu de la veine ( $h = 0.5$ ) où l'influence des écoulements secondaires est négligeable. La répartition de charge radiale entre le moyeu et la mi hauteur de veine ( $h \leq 0.5$ ) ainsi que la cambrure en pied ont peu d'influence sur le taux de pression global mais impactent la répartition de vitesse débitante et d'angle de sortie. Plus la déflexion en pied est importante, plus la vitesse débitante et l'angle de sortie sont importants. Ceci a peu d'influence sur les performances du rotor mais conditionne le bon fonctionnement du redresseur à l'aval de la roue. Nous choisissons ici de façon arbitraire de faiblement cambrer les coupes en pied. La pertinence d'un tel choix devra être évaluée lors de la conception de l'étage complet, qui est en dehors des objectifs de ce travail.

#### ECL5v1

Une première version de l'ECL5 a été conçue à partir du cahier des charges précédent. L'objectif de répartition radiale de déflexion au point nominal pour cette configuration est présentée sur la Fig. 1.9. Cette distribution satisfait une déflexion en tête et en pied inférieure à  $10^\circ$ . La

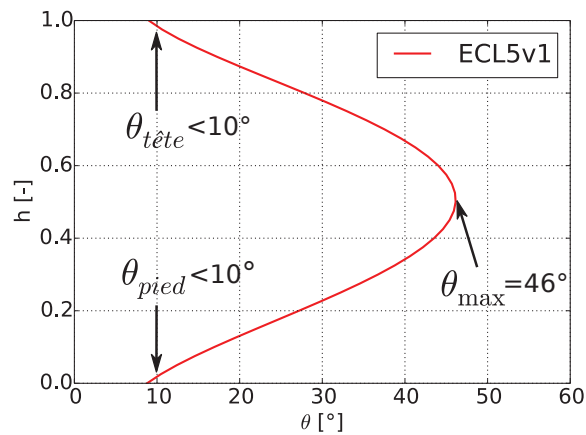


Figure 1.9 – Objectif de déflexion à travers la soufflante ECL5v1 en fonction de la hauteur de veine

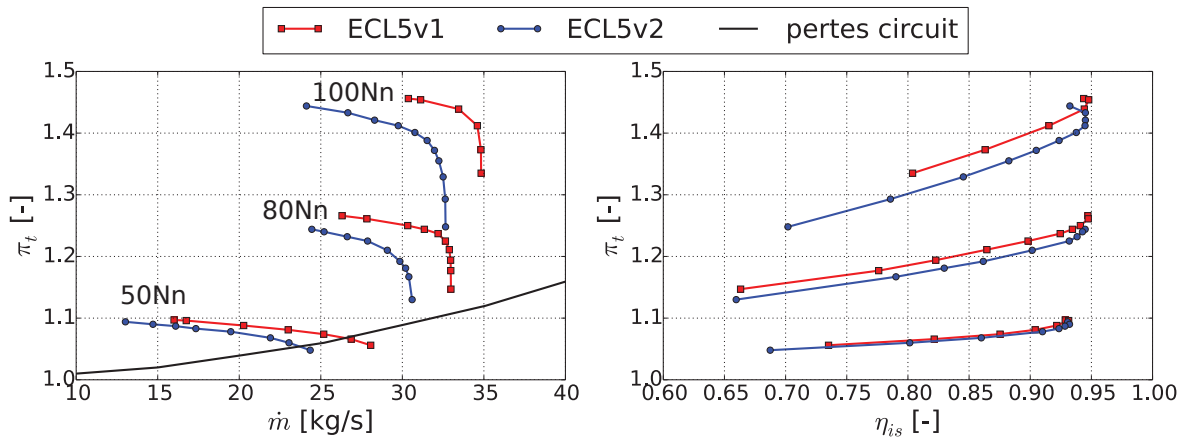


Figure 1.10 – Plages de fonctionnement des deux dessins de l'ECL5 et pertes circuit estimées

déflexion maximale atteinte au milieu de la veine est importante et vaut  $46^\circ$ . Le débit nominal est fixé à  $34.0 \text{ kg s}^{-1}$  et le taux de pression atteint en ce point vaut  $\pi_t = 1.43$ .

La plage de fonctionnement associée à ce premier dessin est présentée sur la Fig. 1.10. Les résultats ont été obtenus à partir de simulations 3D RANS stationnaires (code Fine™/Turbo de Numeca) sans jeu fonctionnel à différentes vitesses de rotation. On vérifie ainsi que le taux de pression est supérieur aux pertes du circuit à 50% de la vitesse de rotation nominale. Les rendements maximaux obtenus, de l'ordre de 95%, sont surestimés car le jeu n'est pas simulé.

Ce dessin répond aux contraintes imposées et a été utilisé pour mener les études numériques en interaction fluide-structure présentées dans le chapitre 5. A l'issue de ces travaux, une nouvelle étape de conception a été amorcée pour obtenir un dessin plus représentatif des soufflantes UHBR. Le résultat de cette nouvelle conception est la version ECL5v2.

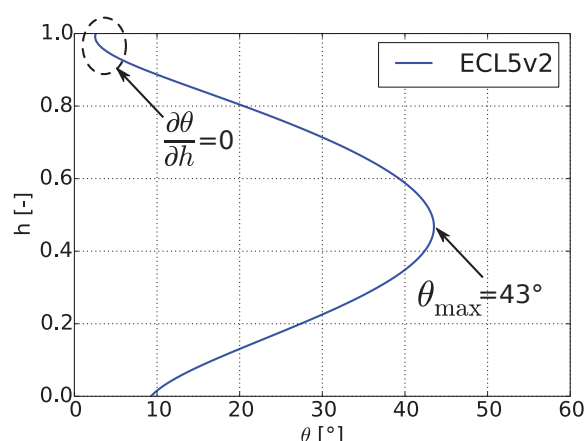


Figure 1.11 – Objectif de déflexion à travers la soufflante ECL5v2 en fonction de la hauteur de veine

### ECL5v2

Par rapport aux soufflantes actuelles, les soufflantes UHBR se caractérisent par un taux de pression plus faible pour la même vitesse de la tête d'aube. Nous avons donc cherché à réduire le taux de pression réalisé par l'ECL5v1 en conservant la vitesse de rotation nominale. Pour cela, nous avons déchargé les coupes de tête et annulé le gradient radial de déflexion en tête des aubes. L'objectif de déflexion au point nominal résultant de ces changements est présenté sur la Fig. 1.11. Par rapport à la version précédente, on remarque que la déflexion en tête est inférieure de  $7^\circ$  et que la déflexion maximale à mi hauteur de veine a également été réduite de  $3^\circ$ . En revanche, l'évolution de la charge sur la première moitié de hauteur de veine est identique à celle de l'ECL5v1. Le débit nominal associé à cette version est  $31.0 \text{ kg s}^{-1}$  et le taux de pression nominal vaut  $\pi_t = 1.40$ .

Sur la Fig. 1.10 nous avons tracé la plage de fonctionnement calculée pour cette version. On remarque que la plage de fonctionnement est plus étendue que celle de l'ECL5v1 à la vitesse de rotation nominale. Malgré la réduction du taux de pression nominal, le fonctionnement de la machine à 50% de la vitesse de rotation nominale est toujours garanti.

Les considérations précédentes reposent sur des grandeurs intégrales qui peuvent être biaisées par des mécanismes compensatoires. Pour compléter l'analyse, nous proposons donc de nous intéresser à la structure de la poche supersonique sur l'extrados. Une vue méridienne du nombre de Mach isentropique sur l'extrados est présenté sur la Fig. 1.12 pour les deux premières versions. Nous avons choisi de comparer deux résultats obtenus à la vitesse de rotation nominale et correspondant au même rendement isentropique ( $\eta_{is} = 0.94$ ). Ce point de fonctionnement est proche de la ligne de pompage et donc associé à une incidence positive sur les aubes. L'accélération que subit l'écoulement en contournant le bord d'attaque se traduit alors par une zone supersonique terminée par une onde de choc droite. Le nombre de Mach isentropique maximal vaut  $M_{is} = 1.37$  pour l'ECL5v1 contre 1.21 pour l'ECL5v2. Ceci est la conséquence directe de la réduction de charge en tête des aubes et garantit un saut de pression moins important entre l'intrados et l'extrados. On remarque que l'étendue de la poche supersonique est également im-

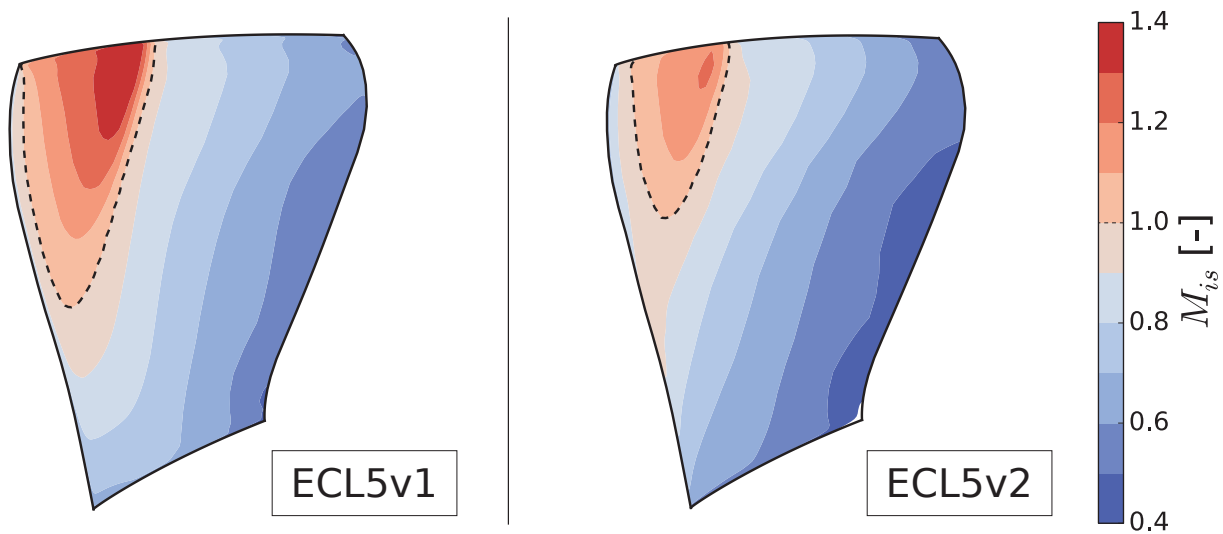


Figure 1.12 – Vue méridienne du nombre de Mach isentopique sur l'extrados des deux versions de l'ECL5 au point de fonctionnement ( $\Omega = 100\text{Nn}$ ,  $\eta_{is} = 0.94$ ) - ligne sonique en traits pointillés

factée. Celle-ci commence à 45% de hauteur de veine pour l'ECL5v1 contre 65% pour l'ECL5v2. En revanche, la trace de l'onde de choc en tête est similaire entre les deux dessins.

Deux conceptions différentes ont été présentées dans cette section. La première satisfait les performances aérodynamiques attendues et garantit une large plage de fonctionnement. Les coupes en tête sont assez chargées et représentatives de l'état de l'art en soufflante transsonique pour les moteurs à fort taux de dilution. Une étude aéroélastique de cette soufflante, l'ECL5v1, à partir du comportement d'une coupe aube à aube, est l'objet du dernier chapitre de ce mémoire.

Pour construire un module représentatif des soufflantes futures qui équiperont les moteurs à très fort taux de dilution (UHBR), une nouvelle démarche de conception a été amorcée en réduisant le chargement des aubes en tête. Celle-ci a abouti à l'ECL5v2 dont la plage de fonctionnement est plus étendue et dont la sensibilité à l'écoulement de jeu a été réduite. Le comportement aéroélastique de cette version n'a pas encore été étudié.

Ce chapitre a permis d'introduire les problématiques liées au flottement en turbomachine. Après avoir rappelé quelques généralités sur le fonctionnement des turboréacteurs et les écoulements en soufflante transsoniques, nous nous sommes intéressés aux spécificités aéroélastiques des turbomachines. Les conditions d'apparition du flottement en soufflante ont ensuite été discutées et l'ECL5v1, la soufflante transsonique servant de support à l'étude des instabilités aéroélastiques, a été présentée.

Pour mener une telle étude, nous avons choisi de nous appuyer sur la simulation numérique des écoulements. Le chapitre suivant traite des méthodes numériques sur lesquelles reposent les résultats des chapitres suivants.



# Méthodes numériques pour la simulation des interactions fluide-structure

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Revue des méthodes prédictives existantes . . . . .</b>	<b>24</b>
2.1.1	Simulation numérique des écoulements . . . . .	24
2.1.2	Stratégies numériques pour la prédiction du flottement . . . . .	25
<b>2.2</b>	<b>Schémas spatiaux et temporels pour l'aéroélasticité . . . . .</b>	<b>27</b>
2.2.1	Discrétisation spatiale . . . . .	27
2.2.2	Discrétisation temporelle . . . . .	29
<b>2.3</b>	<b>Modélisation de la turbulence . . . . .</b>	<b>33</b>
2.3.1	Modèles à viscosité turbulente . . . . .	35
2.3.2	Limites de l'hypothèse de Boussinesq . . . . .	40
2.3.3	Vers un limiteur de contrainte turbulente . . . . .	41
<b>2.4</b>	<b>Régularisation du modèle <math>k-\omega</math> Wilcox (2006) . . . . .</b>	<b>43</b>
2.4.1	Identification des termes non dérivables . . . . .	43
2.4.2	Régularisation des opérateurs . . . . .	44
2.4.3	Application au modèle $k-\omega$ Wilcox (2006) . . . . .	45
2.4.4	Validation du modèle régularisé . . . . .	46

---

Parmi les challenges que présente la simulation numérique des écoulements, nous sommes confrontés dans ce travail à la résolution de discontinuités (ondes de choc) et à la modélisation de la turbulence. Pour répondre à ces différents défis, de nombreuses méthodes ont été développées à la fin du XXe siècle. Les solutions étant généralement sensibles aux méthodes numériques employées, parfois même au solveur utilisé, il est nécessaire de présenter les choix réalisés.

Nous proposons dans une première section de recenser les méthodes prédictives existantes pour situer notre travail. Nous présentons ensuite les schémas spatiaux puis les techniques de discrétisation temporelle utilisées, dont une méthode linéarisée en temps. Nous nous intéressons



ensuite à la modélisation de la turbulence en justifiant les choix retenus. Enfin, nous proposons une méthodologie de régularisation d'opérateurs non dérivables appliquée à un modèle de turbulence. Un tel traitement permet une description plus fidèle de la turbulence lors de simulations linéarisées et a fait l'objet d'une publication (Rendu et al., 2015b).

## 2.1 Revue des méthodes prédictives existantes

Par définition, l'aéroélasticité est à la frontière de deux disciplines : la mécanique des fluides et la dynamique des structures. Les phénomènes décrits par ces disciplines sont souvent non linéaires et leur prédiction n'est généralement pas possible analytiquement, d'où l'utilisation intensive de méthodes numériques. Nous présentons dans cette section les méthodes relatives à la résolution de l'écoulement puis nous discutons des techniques permettant le couplage avec la dynamique des structures.

### 2.1.1 Simulation numérique des écoulements

Pour résoudre les équations liées au comportement du fluide, de nombreuses méthodes numériques permettent, sous certaines hypothèses, d'obtenir une solution. Nous traitons ici uniquement des méthodes fondées sur la formulation des volumes finis. L'idée sous-jacente est la discrétisation du domaine physique a priori continu en une grille discrète partageant ce domaine en mailles et en nœuds. On fait alors l'hypothèse que chaque variable (masse volumique, pression, température, et vitesse en mécanique des fluides) varie peu à l'intérieur d'une maille, hypothèse d'autant mieux vérifiée que les mailles sont fines. La formulation des volumes finis repose sur l'approximation de flux (c'est-à-dire d'intégrales surfaciques) à l'interface d'un volume de contrôle construit autour de la maille. Si l'on considère deux volumes de contrôle adjacents, c'est-à-dire partageant une même interface, le flux sortant du premier volume est égal au flux entrant dans le second. Ce type de méthode est conservatif et est particulièrement adapté à la simulation en mécanique des fluides. Le domaine spatial où la solution est recherchée est nécessairement fini, ce qui suppose la définition de conditions limites aux bornes du domaine.

De manière analogue, une discrétisation temporelle est nécessaire pour suivre l'évolution d'un phénomène. La solution obtenue à un instant permet alors de résoudre le problème à l'instant suivant. Un instant initial doit alors être défini pour permettre la résolution. La solution recherchée peut alors être un état d'équilibre indépendant du temps (on parlera de solution stationnaire), une solution périodique se répétant au bout d'un temps caractéristique ou encore une solution instationnaire apériodique, par exemple un régime transitoire. Les méthodes itératives reposant sur une discrétisation temporelle pour résoudre des équations non-linéaires sont généralement nommées *time-marching* dans la littérature anglophone.

Pendant un événement de flottement, la réponse de l'écoulement est principalement périodique et peut faire intervenir des hautes fréquences. Ceci est particulièrement vrai en turbomachine où la raideur des aubes se traduit par des fréquences propres élevées. Dans ce cas, les méthodes de *time-marching*, qui nécessitent de discrétiser la période temporelle du signal périodique, peuvent s'avérer très coûteuses. La précision des résultats obtenus dépend alors des schémas numériques utilisés dont la dissipation numérique est globalement proportionnelle à la

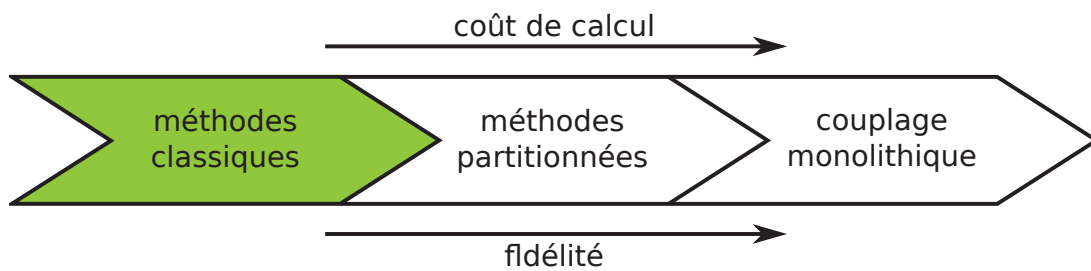


Figure 2.1 – Classement des stratégies de simulation aéroélastique

fréquence d'intérêt. D'autres méthodes tirent parti de la périodicité de la réponse et proposent la résolution du problème dans le domaine fréquentiel. Cela nécessite de linéariser les équations de Navier-Stokes autour d'une solution stationnaire. La linéarisation impose de travailler avec des perturbations faibles et implique, pour chaque fréquence d'intérêt, une réponse périodique symétrique autour de la position stationnaire. Malgré ces contraintes fortes, les méthodes fréquentielles présentent de nombreux avantages :

- des calculs moins coûteux ;
- la possibilité de balayages paramétriques pour un coût raisonnable ;
- à schéma et discrétisation identiques, les méthodes linéaires sont moins dissipatives que les méthodes non linéaires (précision conservée à haute fréquence) ;
- la prise en compte de la fréquence de coupure est facilitée ;
- le principe de superposition permet d'évaluer séparément l'influence de différentes sources.

Pour des études aéroélastiques, le choix d'une méthode numérique ne dépend pas seulement de la résolution de l'écoulement mais doit intégrer le comportement de la structure pour conclure sur la stabilité de l'interaction.

### 2.1.2 Stratégies numériques pour la prédiction du flottement

La prédiction des phénomènes aéroélastiques comme le flottement nécessite de résoudre conjointement les équations liées au fluide et celles liées à la structure. En effet, la réponse statique et dynamique d'une structure dépend des forces extérieures qui sont appliquées, notamment par le fluide. Réciproquement, le fluide peut subir les effets de la déformation statique ou de la vibration d'une structure. Plusieurs stratégies peuvent être envisagées pour le couplage de la résolution des équations associées au fluide et celles associées à la structure. Reprenant le classement proposé par Marshall et Imregun (1996), nous regroupons l'ensemble des méthodes en trois catégories de complexité croissante (voir Fig. 2.1). Nous présentons maintenant chaque catégorie et positionnons la méthode retenue pour ce travail.

Marshall et Imregun (1996) proposent de regrouper sous l'appellation "classique" les méthodes qui découplent la résolution liée au fluide et celle liée à la structure. Ces méthodes reposent sur trois hypothèses :

- la réponse dynamique de la structure ne dépend pas du chargement aérodynamique ;
- les modes propres de la structure n'interagissent pas entre eux ;

— le coefficient d'amortissement est indépendant de l'amplitude de vibration de la structure. Ceci permet de calculer le comportement de la structure à travers une analyse modale dans le vide, indépendamment du chargement aérodynamique. Ces méthodes sont particulièrement adaptées pour des structures rigides se déplaçant peu et dont les fréquences propres sont relativement insensibles à l'écoulement, comme c'est généralement le cas en turbomachine. Parmi celles-ci, on retiendra notamment les méthodes de disque actif proposées par Whitehead (1959) permettant de calculer les forces instationnaires générées par une rangée d'aubes placées dans un écoulement stationnaire. Adamczyk et al. (1982) étendent la méthode aux écoulements 2D compressibles instationnaires et l'appliquent au flottement supersonique dans une soufflante. La prise en compte des effets visqueux et de décrochage est obtenue à partir de corrélations empiriques qui limitent le domaine de validité de la méthode. La méthode énergétique (Carta, 1967) consiste quant à elle à sommer le travail réalisé par les forces aérodynamiques pour différentes sections. Cette technique est couramment utilisée dans l'industrie aérospatiale lorsque la conception est réalisée coupe par coupe. L'incertitude liée à cette méthode peut être très importante car le problème mathématique est mal conditionné : la stabilité est donnée par le coefficient d'amortissement, un terme très petit qui résulte de la somme arithmétique de termes très grands. Cette méthode a également été utilisée directement sur des écoulements 3D, notamment par Hall et Lorence (1993) puis par He et Denton (1994).

Dans ce travail nous nous intéressons aux mécanismes à l'origine du flottement et donc à de petites perturbations autour de la position stationnaire. De plus, la rigidité des aubes en turbomachine garantit une insensibilité de la déformée et de la fréquence au chargement aérodynamique. Pour ces raisons, nous utiliserons une méthode classique, c'est-à-dire découplée, pour résoudre l'interaction fluide-structure.

Les méthodes partitionnées sont sans doute les plus utilisées aujourd'hui. Elles consistent à réaliser un couplage entre la résolution des équations associées au fluide et celles associées à la structure. Une description détaillée de telles méthodes partitionnées est proposée par Benefice (2015, Chap. 4). Nous ne présentons ici que les principes généraux en distinguant arbitrairement deux degrés de fidélité : le couplage faible et le couplage fort.

La stratégie du couplage faible est représentée sur la Fig. 2.2. Une première étape consiste à calculer le déplacement de la structure, généralement à partir d'une analyse modale dans le vide. Les déplacements obtenus sont ensuite utilisés comme conditions limites d'une simulation fluide instationnaire périodique. Les efforts aérodynamiques résultants alimentent les conditions limites du système d'équations régissant la dynamique de la structure. Les nouveaux déplacements calculés sont utilisés pour une nouvelle résolution du problème fluide. Ces deux dernières étapes sont répétées jusqu'à la convergence de la méthode et on peut alors conclure sur la stabilité de l'interaction. Contrairement aux méthodes classiques, une telle stratégie permet de prendre en compte des effets non linéaires et donc d'aboutir à des cycles limites. L'influence du champ aérodynamique sur la déformée modale et la fréquence propre est aussi modélisée. Tatum et Giles (1988) résolvent un problème d'aéroélasticité statique en résolvant l'écoulement potentiel autour d'un avion de combat par une méthode de couplage faible. Srivastava et al. (1991) étendent la méthode aux équations d'Euler et à une hélice présentant de larges déformations en fonction de la vitesse de rotation et du chargement aérodynamique. Concernant l'aéroélasticité dynamique, Placzek et Dugeai (2011) résolvent l'écoulement visqueux autour d'une soufflante transsonique vibrant selon un mode de flexion ou de torsion. Les résultats sont comparables à une méthode haute fidélité mais nécessitent un nombre significatif d'itérations pour prédire la stabilité du sys-

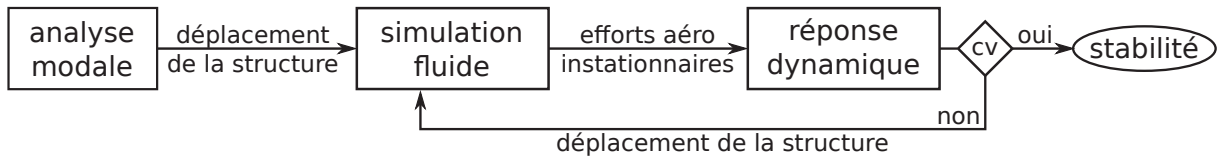


Figure 2.2 – Stratégie de couplage partitionné faible

tème. Pour s'affranchir de la boucle de convergence, Philit (2013) propose une paramétrisation des efforts aérodynamiques en fonction de la fréquence de vibration de la structure. Cette méthode est appliquée avec succès au flottement d'un profil de turbine subsonique par Philit et al. (2011).

Le couplage partitionné fort repose sur la même stratégie que le couplage faible mais l'échange d'informations entre fluide et structure est réalisé à chaque pas de temps plutôt qu'à chaque fin de cycle. Plusieurs techniques de mise à jour sont envisageables pour éviter un décalage temporel (*time-lag*) entre la réponse du fluide et celle de la structure qui peut nuire à la conservation de l'énergie du système fluide-structure. Une telle méthode permet de résoudre des problèmes instationnaires aperiodiques, de prendre en compte de larges déplacements et l'interaction de plusieurs modes propres. Benefice (2015) applique cette stratégie à la simulation d'un panneau déformant soumis à une onde de choc, en vue d'une application future aux turbomachines.

Enfin, le couplage monolithique consiste à résoudre un seul système d'équations régissant le comportement du fluide et de la structure. La simulation de l'écoulement nécessitant généralement des pas de temps très faibles, une telle stratégie s'avère très coûteuse en temps de calcul et n'est pour cette raison pas utilisée sur des géométries complexes. Elle permet en revanche de s'affranchir de la déformation du maillage et garantit une réponse synchronisée du fluide et de la structure.

## 2.2 Schémas spatiaux et temporels pour l'aéroélasticité

Pour résoudre les équations compressibles RANS 3D, les solveurs Turb'Flow et Turb'Lin, développés au LMFA, seront utilisés dans cette thèse. Cette section présente les méthodes de discrétisation spatiale et temporelle implémentées dans ces solveurs.

### 2.2.1 Discrétisation spatiale

Turb'Flow repose sur la formulation de volumes finis, dont la description est donnée dans la Sect. 2.1.1, appliquée à des maillages structurés. L'évaluation de la solution aux noeuds (*vertex centered* dans la littérature anglophone) repose sur les travaux de Smati et al. (1997). Les principaux avantages des maillages structurés sont :

- le contrôle de la distance du premier point à la paroi, paramètre critique pour la modélisation de la turbulence
- la gestion indépendante du nombre de points dans chaque direction (permettant en turbomachine de réduire le nombre de points dans la direction radiale où les gradients sont faibles)

— un faible coût en mémoire (pas de table de connectivité)

En revanche, ces maillages sont moins adaptés lorsque un raffinement local du maillage est nécessaire, par exemple pour la discrétisation de géométries complexes (fentes d'injection d'air, traitements de carter par exemple).

Lors de la résolution numérique des équations RANS, on décompose généralement le flux total en une contribution diffusive, représentée par un système d'équations paraboliques et une contribution convective, représentée par un système d'équations hyperboliques. Du fait de la stabilité intrinsèque des équations paraboliques, le flux diffusif est simplement évalué à partir d'une interpolation centrée des variables conservatives. L'évaluation des flux convectifs est en revanche plus complexe. Pour cela, deux grandes familles de schémas, dits centrés ou décentrés amont (*upwind* dans la littérature anglophone), sont utilisées.

Les schémas centrés sont particulièrement adaptés à la description des écoulements à basse vitesse. Ces schémas consistent à calculer le flux à l'interface d'un volume de contrôle à partir d'une reconstruction (interpolation) des variables ne privilégiant pas de direction. On peut montrer que ces schémas sont inconditionnellement instables (Buffat, 2007) et qu'ils nécessitent l'ajout d'une dissipation artificielle. En volumes finis, le schéma centré le plus connu est attribué à Jameson et al. (1981). Ce schéma, parfois nommé JST en référence aux initiales des trois auteurs, intègre un coefficient de viscosité artificielle du second ordre  $k^2$  et un du quatrième ordre  $k^4$ . La viscosité artificielle du quatrième ordre permet d'éviter les instabilités du type pair/impair (*odd-even decoupling* dans la littérature anglophone) et est active en l'absence de forts gradients (en particulier les ondes de choc). La viscosité artificielle du second ordre permet de capturer les ondes de choc en limitant le gradient des variables conservatives. La solution obtenue est donc sensible à ces coefficients qui sont généralement choisis par l'utilisateur et dépendent de la configuration simulée.

Les schémas décentrés amont favorisent quant à eux la propagation de l'information dans la direction parallèle à l'écoulement et sont particulièrement adaptés à la simulation d'écoulements supersoniques et à la capture des ondes de chocs. Ils sont de plus naturellement dissipatifs et ne nécessitent donc pas l'ajout d'une viscosité artificielle. On classe généralement les schémas décentrés amont en schémas à séparation de flux, réputés rapides mais peu précis (par exemple le schéma de Van Leer (1979)), ou en schémas à différence de flux, qui sont assez précis mais plus coûteux. Nous utiliserons exclusivement un schéma à différence de flux dans ce travail, c'est pourquoi nous présentons ici le principe de tels schémas. Godunov (1959) propose le premier de représenter un écoulement par un ensemble d'états uniformes. Il résout pour cela un problème de Riemann (problème de type tube à choc) à chaque interface du volume de contrôle. Cette méthode est très attractive en terme de précision mais nécessite un temps de calcul important. Pour cette raison, Roe (1981) propose un schéma plus efficace reposant sur la résolution approchée du problème de Riemann. Ce schéma jouit d'une grande popularité pour la résolution des écoulements transsoniques, notamment pour les applications aux turbomachines. Rappelons que les schémas décentrés amont sont naturellement dissipatifs et qu'il est généralement nécessaire de travailler avec des interpolations d'ordre élevé pour réduire la dissipation numérique.

La dissipation associée à un schéma décentré dépend de l'ordre de l'interpolation des variables conservatives à droite et à gauche de l'interface. La reconstruction la plus utilisée est sans doute la technique MUSCL (*Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservative Laws*) développée par Van Leer (1979). Cette méthode consiste à réaliser une interpolation d'ordre variable, à partir des variables conservatives connues aux nœuds du maillage, pour calculer les états gauches et droits nécessaires à l'évaluation du flux convectif. Dans ce travail, sauf mention contraire, l'interpolation est précise au troisième ordre, c'est-à-dire qu'elle peut reconstruire exactement une variation quadratique (Soulat, 2010). A travers les ondes de chocs, le gradient des variables conservatives est très fort et les schémas numériques peuvent générer une solution présentant des extrema locaux non physiques (*overshoot* dans la littérature anglophone). Une condition suffisante pour s'affranchir de tels extrema est d'utiliser un schéma monotone. Un schéma est dit monotone si la distribution obtenue à l'instant  $t_0 + \Delta t$ , à partir d'une distribution initiale monotone à l'instant  $t_0$ , est monotone quelque soit  $\Delta t$ . Pour évaluer la monotonie d'un schéma, on utilise généralement le critère équivalent TVD (*Total Variation Diminishing*). En pratique, des limiteurs de pente, qui peuvent satisfaire ou non le critère TVD, sont utilisés pour réduire l'ordre d'interpolation dans les zones de forts gradients. Dans ce travail, sauf mention contraire, le limiteur H-CUI (*Harmonic Cubic Upwind Interpolation*) est utilisé. Une revue très détaillée des caractéristiques des différents limiteurs a été réalisée par Waterson et Deconinck (2007).

### 2.2.2 Discrétisation temporelle

D'une manière analogue à la discrétisation spatiale qui permet l'évaluation des gradients des variables conservatives sur le domaine de calcul, la discrétisation temporelle permet d'évaluer la dérivée partielle par rapport au temps dans les équations de Navier-Stokes. Différentes méthodes peuvent être utilisées en fonction de la nature du problème. Nous présentons dans un premier temps les méthodes permettant de résoudre un écoulement stationnaire, puis les méthodes adaptées aux écoulements instationnaires.

#### Écoulement stationnaire

Pour obtenir une solution stationnaire aux équations de Navier-Stokes, on utilise en général une méthode itérative permettant de calculer, à partir d'un instant donné, l'écoulement à l'instant suivant. On dit qu'une telle méthode converge si, au bout d'un certain nombre d'itérations, la variation des variables décrivant l'écoulement est inférieure à la précision désirée. Ceci nécessite de définir une condition initiale (valeur des variables décrivant l'écoulement à l'instant  $t = 0$ ) et un schéma temporel.

On distingue deux grande familles de schéma temporel : les schémas explicites qui permettent de calculer la solution à l'itération  $n + 1$  à partir des solutions aux itérations précédentes et les schémas implicites pour lesquelles le calcul de la solution à l'instant  $n + 1$  fait intervenir la solution en d'autres nœuds à ce même instant. Les schémas explicites sont simples à mettre en œuvre dans un code de calcul et peu gourmands en ressources informatiques (mémoire vive et temps de calcul). En revanche, la condition de stabilité de ces schémas se traduit par l'utilisation de faibles pas de temps. Le nombre d'itérations nécessaire pour atteindre une solution stationnaire peut en conséquence être très important (typiquement de l'ordre de la centaine de milliers). A



l'inverse, les schémas implicites sont inconditionnellement stables mais nécessitent de résoudre un système linéaire dont la taille est proportionnelle au domaine de calcul, ce qui augmente considérablement la mémoire vive nécessaire et le temps de calcul par itération.

De nombreuses techniques ont été développées pour accélérer la convergence vers une solution stationnaire, nous présentons ici celles qui ont été utilisées dans ce travail. Une première technique consiste à utiliser un pas de temps local, différent pour chaque cellule du domaine. Cette technique est particulièrement efficace lorsque des échelles de temps très différentes coexistent au sein d'un même écoulement, par exemple dans le cas d'une interaction onde de choc / couche limite sur un profil d'aube. Pour éviter une variation trop brusque du pas de temps entre deux cellules adjacentes, une contrainte sur le pas de temps le plus grand des deux peut être appliquée, on parle alors de lissage du pas de temps. Il est également possible de faire varier le pas de temps au cours du calcul. Cela permet d'utiliser de petits pas de temps au démarrage du calcul, lorsque les variations temporelles de l'écoulement sont importantes. En pratique, on préférera ajuster le nombre de Courant (ou CFL pour Courant-Friedrichs-Lewy) défini par

$$\text{CFL} = \frac{v\Delta t}{\Delta x} \quad (2.1)$$

où  $\Delta t$  est le pas de temps,  $\Delta x$  la dimension de la cellule dans une direction et  $v$  la vitesse de l'onde la plus rapide dans cette même direction. Le CFL représente le rapport entre le pas de temps entre deux itérations et le temps nécessaire pour parcourir la cellule pour l'onde la plus rapide. Pour garantir la condition de stabilité des schémas temporels, le CFL doit être inférieur à une valeur maximale qui dépend du schéma utilisé. De manière similaire au lissage du pas en temps, il peut être intéressant de lisser la variation des variables, c'est-à-dire le résidu, pour limiter des gradients trop importants entre cellules adjacentes. Cette technique consiste à pondérer le résidu d'une cellule par la valeur moyenne des cellules adjacentes et on parle alors de lissage du résidu explicite. Un autre lissage du résidu, dit implicite, permet de filtrer les ondes hautes fréquences et d'augmenter le pas en temps, au prix d'une précision au mieux d'ordre 1. La description de l'implémentation des techniques de lissage du résidu dans TurbFlow est donnée par Smati et al. (1997).

**Schémas d'Euler** Le schéma temporel le plus simple est sans doute le schéma d'Euler explicite. Il consiste à calculer une variable à l'instant  $n + 1$  à partir de la dérivée temporelle connue à l'instant  $n$ .

$$q^{n+1} = q^n + \Delta t \frac{\partial q^n}{\partial t} \quad (2.2)$$

Dans le cas des volumes finis, la dérivée temporelle à l'instant  $n$  est obtenue pour chaque nœud à partir de la somme des flux sur les interfaces du volume de contrôle. Ce schéma est précis au premier ordre et la condition de stabilité est donnée par

$$\text{CFL} \leq 1 \quad (2.3)$$

Pour s'affranchir de cette condition, le schéma d'Euler implicite, ou schéma d'Euler rétrograde, peut être utilisé. Il consiste à écrire la dérivée temporelle à l'instant  $n + 1$  à partir de la

solution à ce même instant

$$q^{n+1} = q^n + \Delta t \frac{\partial q^{n+1}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Le terme de droite fait alors apparaître la somme des flux à l'instant  $n + 1$  et permet d'écrire un système linéaire dont la taille dépend du nombre de points. Le temps de calcul et l'espace de stockage importants nécessaires à la résolution du problème linéaire sont généralement compensés par la stabilité inconditionnelle du schéma qui permet de converger vers une solution stationnaire en utilisant de grands pas de temps et moins d'itérations. Sauf mention contraire, les schémas d'Euler (explicite et implicite le cas échéant) ont été utilisés dans ce travail.

### Écoulement instationnaire - méthode non linéaire

La discrétisation temporelle utilisée pour les calculs URANS est réalisée grâce au schéma décentré du 2ème ordre proposé par Jameson (1991). Cette méthode de pas de temps dual consiste à estimer la dérivée temporelle des variables conservatives grâce à un pseudo temps  $\tau$ , ce qui peut s'écrire

$$\frac{3\mathbf{J}^{n+1}\mathbf{q}^{k+1} - 4\mathbf{J}^n\mathbf{q}^n + \mathbf{J}^{n-1}\mathbf{q}^{n-1}}{2\Delta t} + \mathbf{J}^{n+1} \frac{\mathbf{q}^{k+1} - \mathbf{q}^k}{\Delta \tau} + \mathbf{F}(\mathbf{q}^{k+1}) = \mathbf{0} \quad (2.5)$$

où  $\mathbf{q}$  est le vecteur des variables conservatives connu aux instants  $k$ ,  $n$  et  $n - 1$ ,  $\mathbf{F}$  un opérateur non linéaire représentant l'équilibre des flux convectifs et diffusifs et  $\mathbf{J}(\mathbf{p})$  le vecteur associé au volume des cellules du maillage. La déformation du maillage implique que le vecteur  $\mathbf{J}$  dépende du temps. Dans ce travail, la discrétisation temporelle du pseudo temps  $\tau$  est réalisée à travers le schéma d'Euler rétrograde

$$\mathbf{F}(\mathbf{q}^{k+1}) \approx \mathbf{F}(\mathbf{q}^k) + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{q}}(\mathbf{q}^{k+1} - \mathbf{q}^k) \quad (2.6)$$

Dans ce mémoire, lorsque la méthode du pas de temps dual est utilisée, le terme d'itération fera référence à la discrétisation du pseudo temps  $\tau$  et nous utiliserons le terme pas de temps pour faire référence à la discrétisation du temps physique.

### Écoulement périodique - méthode linéaire

Les méthodes linéaires, pour lesquelles la solution est généralement recherchée dans le domaine fréquentiel, sont particulièrement adaptées aux écoulements périodiques à haute fréquence, pour lesquels le calcul du régime transitoire est très coûteux. Ces méthodes sont donc particulièrement efficaces pour réaliser des études de stabilité aéroélastique. Nous présentons ici une de ces méthodes.

En faisant l'hypothèse de perturbations harmoniques de faible amplitude autour de la solution stationnaire, on peut linéariser les équations de Navier-Stokes. L'écoulement instationnaire peut alors être décrit comme la somme de l'écoulement stationnaire et d'une perturbation de fréquence prescrite. Formellement, si  $\mathbf{q}(\rho, \rho\mathbf{u}, \rho E, \rho\mathbf{k}, \rho\omega)$  est le vecteur des variables conservatives et



turbulentes, les équations de Navier-Stokes peuvent s'écrire, dans le formalisme de la méthode des volumes finis,

$$\frac{d}{dt} [\mathbf{J}(\mathbf{p})\mathbf{q}] + \mathbf{F}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \mathbf{0} \quad (2.7)$$

où  $\mathbf{p}$  est le vecteur associé aux conditions limites,  $\mathbf{J}(\mathbf{p})$  le vecteur associé au volume des cellules du maillage et  $\mathbf{F}$  un opérateur non linéaire représentant l'équilibre des flux convectifs et diffusifs. La linéarisation permet de décomposer les vecteurs  $\mathbf{p}$  et  $\mathbf{q}$  en la somme d'une contribution stationnaire notée  $^0$  (dépendant uniquement de l'espace) et d'une contribution instationnaire harmonique notée  $^1$  (c'est-à-dire périodique de fréquence prescrite)

$$\mathbf{p}(\mathbf{x}, t) = ^0 \mathbf{p}(\mathbf{x}) + ^1 \tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{x})e^{j\omega t} \quad (2.8)$$

$$\mathbf{q}(\mathbf{x}, t) = ^0 \mathbf{q}(\mathbf{x}) + ^1 \tilde{\mathbf{q}}(\mathbf{x})e^{j\omega t} \quad (2.9)$$

où  $\omega_f = 2\pi f$  est la pulsation associée à la fréquence prescrite  $f$ ,  $^1\tilde{\mathbf{p}}$  l'amplitude complexe du vecteur associé aux conditions limites et  $^1\tilde{\mathbf{q}}$  l'amplitude complexe du vecteur des variables conservatives et turbulentes. Notons que la linéarisation est valable tant que le module de ces amplitudes complexes est faible devant les valeurs stationnaires. En utilisant les notations précédemment définies, la contribution stationnaire des vecteurs  $\mathbf{p}$  et  $\mathbf{q}$  vérifie

$$\mathbf{F} (^0\mathbf{p}, ^0\mathbf{q}) = \mathbf{0} \quad (2.10)$$

Finalement, nous pouvons écrire les équations RANS linéarisées sous la forme

$$\left\{ j\omega_f \mathbf{J} (^0\mathbf{p}) + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{q}} (^0\mathbf{p}, ^0\mathbf{q}) \right\} ^1\tilde{\mathbf{q}} = - \left\{ j\omega_f \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial \mathbf{p}} (^0\mathbf{p}) + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{p}} (^0\mathbf{p}, ^0\mathbf{q}) \right\} ^1\tilde{\mathbf{p}} \quad (2.11)$$

Pour résoudre cette équation, les dérivées partielles de l'opérateur  $\mathbf{F}$  en fonction des variables et des conditions limites doivent être évaluées. Pour ce faire, les dérivées exactes sont calculées à partir d'un outil de dérivation automatique appliqué au solveur RANS Turb'Flow (Smati et al., 1996, 1997). Le solveur linéarisé Turb'Lin utilise ces dérivées pour construire le système linéaire associé à l'équation (2.11). Le système obtenu peut alors être résolu grâce à des algorithmes itératifs du type méthodes de Krylov (Van der Vorst, 2003).

Concernant la modélisation de la turbulence, deux approches peuvent être utilisées. Si le temps de réponse caractéristique de la turbulence est grand devant le temps caractéristique de l'instationnarité (par exemple une période d'oscillation dans le cas du flottement), on peut faire l'hypothèse que la réponse instationnaire de la turbulence contribue peu à l'instationnarité de l'écoulement moyen. On parle alors de turbulence figée (*frozen turbulence* dans la littérature anglophone). Dans ce travail, les simulations reposant sur l'hypothèse de turbulence figée utilisent une viscosité turbulente indépendante du temps (stationnaire), la linéarisation ne porte alors que sur les variables conservatives. D'autres approches, présentées par Labit (2014), reposent sur une valeur constante du nombre de Reynolds turbulent ou des grandeurs turbulentes  $k$  et  $\varepsilon$  ( $\omega$  le cas échéant).

En revanche, si le temps de réponse caractéristique de la turbulence est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de l'instationnarité, il convient de prendre en compte la

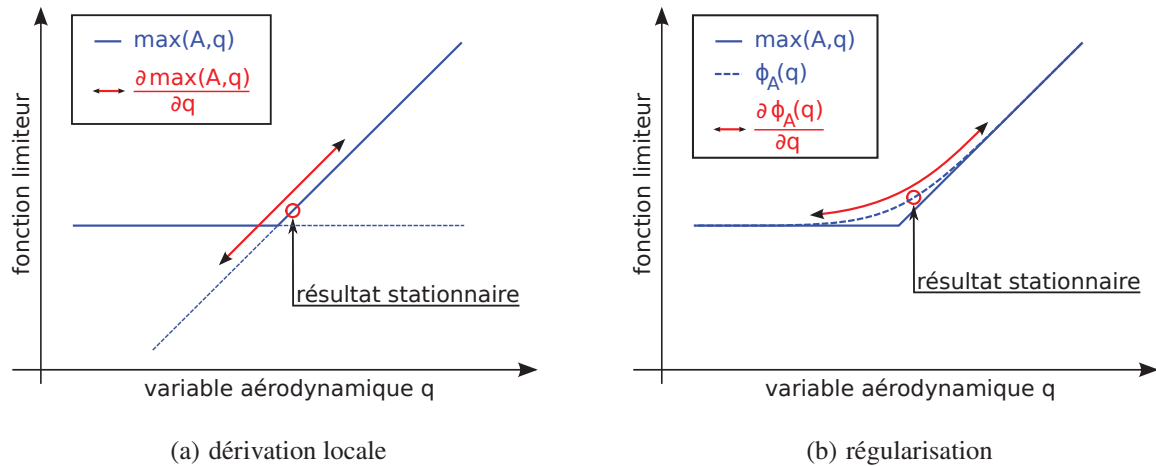


Figure 2.3 – Traitements possibles lors de la linéarisation d'un opérateur non dérivable (opérateur  $\max(A, q)$  non dérivable en  $A$ )

fluctuation temporelle des variables turbulentes. On parlera alors de turbulence variable ou harmonique. Cette approche nécessite de dériver les équations de transports associées aux variables turbulentes, dans notre cas  $k$  et  $\omega$ . Des limiteurs sont souvent utilisés dans les modèles de turbulence à deux équations pour éliminer des solutions non physiques. Mathématiquement, ces limiteurs font souvent intervenir des opérateurs mathématiques non dérivables. Lors de la linéarisation, deux traitements différents peuvent être appliqués aux opérateurs non dérivables :

- la dérivation locale de l'opérateur, supposant que l'opérateur est non dérivable en un nombre fini de points (voir Fig. 2.3(a)) ;
- la régularisation des opérateurs qui consiste à approcher ceux-ci par une formulation dérivable (voir Fig. 2.3(b)).

Dans la section suivante nous décrivons les modèles et hypothèses utilisés pour fermer les équations RANS puis nous présenterons la régularisation d'un nouveau modèle de turbulence.

## 2.3 Modélisation de la turbulence

En turbomachine, les étapes de conception et d'optimisation impliquent des changements de géométrie fréquents et de nombreuses études paramétriques. Les méthodes prédictives doivent donc, pendant ces phases, permettre des temps de restitution relativement courts. De plus, la recherche d'un écoulement stationnaire incluant l'effet de la turbulence est une première étape incontournable. La résolution numérique directe des équations de Navier-Stokes ne permet pas d'obtenir directement une solution stationnaire et nécessiterait de résoudre un large éventail d'échelles spatiales depuis la taille du domaine jusqu'à l'échelle de Kolmogorov. En revanche, un processus de moyenne peut-être appliqué aux équations après avoir décomposé chaque grandeur  $q$  en la somme d'une valeur moyenne  $\bar{q}$  et d'une valeur fluctuante  $q'$ . On obtient alors les équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (RANS pour *Reynolds-Averaged Navier-*

Stokes). Favre introduit un opérateur de moyenne pondéré par la masse qui permet d'écrire les équations RANS dans le cas d'un fluide compressible. La moyenne et la partie fluctuante d'une grandeur  $q$  s'écrit, au sens de Favre,

$$\tilde{q} = \frac{\overline{\rho q}}{\bar{\rho}} \quad q'' = q - \tilde{q} \quad (2.12)$$

Avec ce formalisme et pour un fluide visqueux satisfaisant la loi des gaz parfaits, on obtient le système d'équations ouvert suivant

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) = -\text{grad}(p) + \text{div}(\bar{\boldsymbol{\tau}} - \overline{\rho \mathbf{u}'' \otimes \mathbf{u}''}) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \text{div} \left( \left[ \bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p} \right] \tilde{\mathbf{u}} - \left[ \frac{\bar{\gamma} \bar{\mu}}{Pr} \tilde{\mathbf{e}} + \bar{\boldsymbol{\tau}} - \overline{(\rho E + p) \mathbf{u}''} \right] \right) = 0 \quad (2.15)$$

Le processus de moyenne est un opérateur statistique qui fait apparaître des corrélations a priori inconnues. En particulier, on voit apparaître le terme des tensions de Reynolds  $-\overline{\rho \mathbf{u}'' \otimes \mathbf{u}''}$ , souvent rencontré dans sa formulation indicelle  $-\overline{\rho u_i'' u_j''}$ .

Plusieurs stratégies existent pour modéliser les tensions de Reynolds. Les modèles parmi les plus complets consistent à résoudre une équation de transport pour chacune des six composantes du tenseur des tensions de Reynolds, ainsi qu'une équation de transport pour la dissipation turbulente  $\varepsilon$ . Une telle fermeture des équations est dite du second ordre et on note cette famille de modèles RSM pour *Reynolds-Stress Model*. Un des premiers modèles de ce type a été construit par Launder et al. (1975). Une version plus récente a été proposée par Wilcox (2006). Ces modèles prennent en compte, par construction, les effets tridimensionnels anisotropique ainsi que l'histoire de la turbulence (dépendance spatio-temporelle de chacune des tensions de Reynolds à travers l'équation de transport). Ils sont en revanche très coûteux (7 équations pour la modélisation de la turbulence s'ajoutent aux 5 équations décrivant les variables conservatives) et reposent toujours sur la modélisation de certains termes (notamment la dissipation turbulente).

Une autre stratégie repose sur l'analogie proposée par Boussinesq (1877) et fondée sur la description des écoulement visqueux par Newton. Dans les fluides correspondant à cette description, aujourd'hui appelés fluides newtoniens, la contrainte de cisaillement  $\tau$  est proportionnelle à la déformation. Cela peut s'écrire

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (2.16)$$

où  $\mu$  est la viscosité moléculaire. Boussinesq propose de modéliser l'influence des échelles turbulentes à travers un terme de viscosité turbulente  $\mu_T$  et du tenseur des taux de déformation de l'écoulement moyen  $S_{ij}$  à travers l'équation

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = 2 \mu_T S_{ij} \quad (2.17)$$

où  $k$  est l'énergie cinétique turbulente ( $k = \frac{1}{2} \sqrt{u_i'^2 + u_j'^2 + u_k'^2}$ ) et  $\mu_T$  la viscosité dynamique turbulente, dont l'écriture dépend du modèle de turbulence utilisé.

La formulation de Boussinesq implique que les axes principaux du tenseur des tensions de Reynolds  $\tau_{ij}$  coïncident, *en chaque instant*, avec ceux du tenseur des taux de déformation  $S_{ij}$ . Un tel modèle, qualifié de linéaire, donne de bons résultats pour les écoulements à l'équilibre, mais peut donner des résultats non physiques ou mal prédire le développement de la turbulence dans les écoulements décollés ou soumis à un fort gradient de pression adverse. Dans ce qui suit, nous introduisons quelques modèles classiques à deux équations puis nous nous intéresserons aux limites de l'hypothèse de Boussinesq et les correctifs proposés dans la littérature.

### 2.3.1 Modèles à viscosité turbulente

On classe souvent les modèles permettant de calculer les tensions de Reynolds par le nombre d'équations de transport utilisés. Les modèles les plus simples sont dits algébriques ou parfois modèle à zéro équation. Ils consistent à calculer la viscosité turbulente à partir d'une longueur caractéristique qu'il faut renseigner et sont à ce titre appelés modèle à longueur de mélange. Le premier modèle de ce type a été proposé par Prandtl (1925). Depuis, des améliorations ont été apportées, notamment par Baldwin et Lomax (1978) pour prendre en compte les gradients de pression adverse et les décollements de la couche limite. Le modèle de Johnson et King (1985), parfois référencé comme modèle à demi équation, propose de résoudre une équation aux dérivées partielles décrivant l'évolution longitudinale de la contrainte turbulente de cisaillement maximale. Il est couramment utilisé pour décrire les écoulements décollés mais est moins précis pour les écoulements attachés.

Pour affiner la modélisation de la turbulence, Spalart et Allmaras (1992) proposent un modèle fondé sur une équation de transport de la viscosité turbulente. Ce modèle repose davantage sur des considérations dimensionnelles que sur une description physique, la viscosité turbulente n'ayant pas de sens en dehors de l'hypothèse de Boussinesq. Ce modèle est très populaire et recommandé par la NASA du fait de sa robustesse numérique et de sa précision (Bardina et al., 1997). De nombreuses améliorations, telles que la prise en compte de la compressibilité ou des effets de courbures, continuent à alimenter ce modèle.

Les modèles à deux équations de transports sont certainement les plus utilisés aujourd'hui. Rappelons que la viscosité turbulente est dimensionnellement le produit d'une vitesse et d'une longueur. Pour obtenir une vitesse caractéristique de l'écoulement turbulent, une équation de transport sur l'énergie cinétique turbulente  $k$  est presque systématiquement utilisée. On peut écrire cette équation sous la forme

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\mu + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.18)$$

où  $P_k$  est le terme de production d'énergie cinétique turbulente,  $\varepsilon$  le terme de dissipation,  $\nu$  la viscosité cinématique moléculaire du fluide considéré et  $\nu_T$  sa viscosité cinématique turbulente. La seconde équation de transport permet de calculer le terme de dissipation  $\varepsilon$ , soit en résolvant directement celui-ci (modèles  $k-\varepsilon$ ) soit en calculant une échelle de longueur (par exemple le modèle  $k-l$  de Smith (1994)) ou encore une échelle de temps (modèles  $k-\omega$ ). Les modèles  $k-\varepsilon$

sont connus pour surestimer la contrainte pariétale de cisaillement dans les écoulements soumis à un gradient de pression adverse. Dans ces conditions, le décollement éventuel de la couche limite est sous-estimé. L'ajout d'une équation sur la contrainte près de la paroi permet de corriger la surestimation de la contrainte pariétale de cisaillement en contrepartie d'une complexité accrue. C'est la méthode proposée par Chen et Kim (1981) et par Rodi (1991). A l'inverse, les modèles  $k-\omega$  n'utilisent pas de traitement particulier près des parois et sont naturellement plus sensibles au gradient de pression adverse, prédisant avec plus de précision la contrainte pariétale.

Dans ce travail, sauf mention contraire, un modèle  $k-\omega$  est utilisé pour fermer les équations RANS. Dans la section suivante, nous présentons différentes formulations utilisant  $\omega$  comme deuxième variable turbulente.

### Modèle $k-\omega$ de Wilcox (1988)

L'idée d'utiliser la variable  $\omega$ , homogène à un temps, nous vient de Kolmogorov (1942). On peut interpréter  $\omega$  soit comme une dissipation normalisée par l'énergie cinétique turbulente (d'où son nom de dissipation spécifique), soit comme une fréquence caractéristique. Wilcox (1988) propose une première formulation d'un tel modèle. En remplaçant  $\varepsilon$  par  $\rho k \beta^* \omega$  dans l'équation (2.18), il réécrit l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente. L'équation de transport sur  $\omega$  s'écrit quant à elle

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \omega) = P_\omega - \varepsilon_\omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \quad (2.19)$$

où  $P_\omega$  est le terme de production de dissipation spécifique turbulente et  $\varepsilon_\omega$  le terme de dissipation. Les termes de production et de dissipation sont définis par

$$P_k = \tau_{ij} S_{ij} \quad \varepsilon = \beta^* k \omega \quad (2.20)$$

$$P_\omega = \frac{\alpha}{\nu_T} \tau_{ij} S_{ij} \quad \varepsilon_\omega = \beta \rho \omega^2 \quad (2.21)$$

où  $\tau_{ij}$  est le tenseur des tensions de Reynolds défini par

$$\tau_{ij} = 2\mu_T \left[ S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.22)$$

et  $S_{ij}$  le tenseur des taux de déformation défini par

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (2.23)$$

Les paramètres du modèle, calibrés sur le cas de la décroissance homogène et isotrope de la couche limite et sur des mesures de couche limite sans gradient de pression adverse, sont donnés ci dessous

$$\sigma^* = 0.5 \quad \beta^* = 0.0090 \quad (2.24)$$

$$\sigma = 0.5 \quad \beta = 0.0750 \quad \alpha = \frac{5}{9} \quad (2.25)$$

Cette formulation a montré de bonnes capacités prédictives sur différents cas test lors d'une étude comparative menée par Bradshaw et al. (1991). Le principal inconvénient associé à ce modèle est une plus forte dépendance aux valeurs de la dissipation spécifique en dehors de la couche limite, en comparaison avec les modèles  $k-\varepsilon$ .

**Modèle  $k$ - $\omega$  SST de Menter (1993)**

Menter (1993) propose, pour résoudre la dépendance de la solution aux valeurs de  $\omega$  en dehors de la couche limite, une modélisation zonale de la turbulence. L'idée est d'utiliser le modèle  $k$ - $\omega$  de Wilcox près des parois et un modèle  $k$ - $\varepsilon$  pour l'écoulement sain. Pour cela, il réécrit l'équation de transport sur  $\varepsilon$  sous la forme d'une équation sur  $\omega$ , ce qui fait apparaître un terme de diffusion croisée. Ce terme de diffusion croisée est activé uniquement loin des parois à l'aide d'une fonction de transition. La nouvelle équation de transport s'écrit

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \omega) = P_\omega - \varepsilon_\omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + (1 - F_1) C_D \quad (2.26)$$

où  $C_D$  est le terme de diffusion croisée défini par

$$C_D = 2\rho\sigma_2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.27)$$

et  $F_1$  la fonction d'activation

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (2.28)$$

$$\arg_1^4 = \min \left( \max \left[ \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right], \frac{2\rho\sigma_D k}{C_D d^2} \right) \quad (2.29)$$

où  $d$  est la distance à la paroi. La formulation des termes de production et de dissipation est identique à celle adoptée par Wilcox (voir équations (2.20) et (2.21)). Pour être cohérent avec les paramètres de fermeture dans les deux zones de l'écoulement, Menter introduit la fonction d'activation dans le calcul de ceux-ci. Le calcul d'un paramètre  $\phi$  s'écrit alors

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (2.30)$$

où  $\phi_1$  est la valeur que prend le paramètre près de la paroi et  $\phi_2$  la valeur dans l'écoulement sain. On a alors le jeu de paramètres suivant :

$$\sigma_1^* = 0.5 \quad \sigma_1 = 0.500 \quad \beta_1 = 0.0750 \quad \alpha_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (2.31)$$

$$\sigma_2^* = 1.0 \quad \sigma_2 = 0.856 \quad \beta_2 = 0.0828 \quad \alpha_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (2.32)$$

$$\beta^* = 0.09 \quad \kappa = 0.41 \quad (2.33)$$

Une deuxième amélioration proposée par Menter est l'ajout d'un limiteur de viscosité turbulente pour résoudre le problème de surestimation des tensions de Reynolds dans les zones de forte anisotropie. La formulation du limiteur est

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (2.34)$$

où  $\Omega$  est la norme du tenseur vorticité et  $F_2$  une fonction d'activation définie par

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (2.35)$$

$$\arg_2 = \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{0.09 * \omega d}, \frac{500\nu}{\omega d^2} \right) \quad (2.36)$$

### Modèle $k$ - $\omega$ de Kok (2000)

Kok (2000) propose une autre solution pour résoudre le problème de dépendance de la solution aux valeurs de  $\omega$  en dehors de la couche limite. Il utilise pour cela le modèle  $k$ - $\omega$  de Wilcox (1988) et ajoute un terme de diffusion croisée. L'équation de transport sur  $\omega$  devient alors

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \omega) = P_\omega - \varepsilon_\omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + C_D \quad (2.37)$$

avec une condition sur le terme de diffusion croisée

$$C_D = \sigma \frac{\rho}{\omega} \max \left( \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 0 \right) \quad (2.38)$$

Parmi les paramètres de fermeture, seul  $\sigma^*$  est modifié

$$\sigma^* = \frac{2}{3} \quad \beta^* = 0.09 \quad (2.39)$$

$$\sigma = 0.5 \quad \beta = 0.0750 \quad \alpha = \frac{5}{9} \quad (2.40)$$

Les termes de production et de dissipation dans les deux équations du modèle reprennent encore une fois la formulation proposée par Wilcox et présentée dans les équations (2.20) et (2.21).

### Modèle $k$ - $\omega$ de Wilcox (2006)

Wilcox (2006) a proposé une nouvelle formulation de son modèle pour corriger les anomalies observées. Les trois principales modifications sont :

- l'ajout d'un terme de diffusion croisée dans la lignée des travaux de Kok
- l'ajout d'un limiteur de viscosité turbulente
- la correction de l'anomalie jet plan/jet cylindrique

La formulation de l'équation de transport sur  $\omega$  est identique à celle de Kok présentée dans l'équation (2.37). Le terme de diffusion croisée est réécrit sous la forme

$$C_D = \sigma_d \frac{\rho}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad \sigma_d = \begin{cases} 0, & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \leq 0 \\ \sigma_{do}, & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} > 0 \end{cases} \quad (2.41)$$

et les nouveaux paramètres de fermeture sont donnés par

$$\sigma^* = 0.6 \quad \beta^* = 0.09 \quad (2.42)$$

$$\sigma = 0.5 \quad \beta = \beta_0 f_\beta \quad \alpha = \frac{13}{25} \quad \sigma_{do} = 0.125 \quad (2.43)$$

La fonction  $f_\beta$  est inspirée des travaux de Pope (1978) et permet de résoudre l'anomalie du taux d'expansion d'un jet cylindrique tridimensionnel. Historiquement, les modèles  $k$ - $\varepsilon$  arrivent à prédire correctement soit le taux d'expansion d'un jet plan bidimensionnel, soit celui du jet cylindrique tridimensionnel. Pope observe que le mécanisme principal de transfert d'énergie



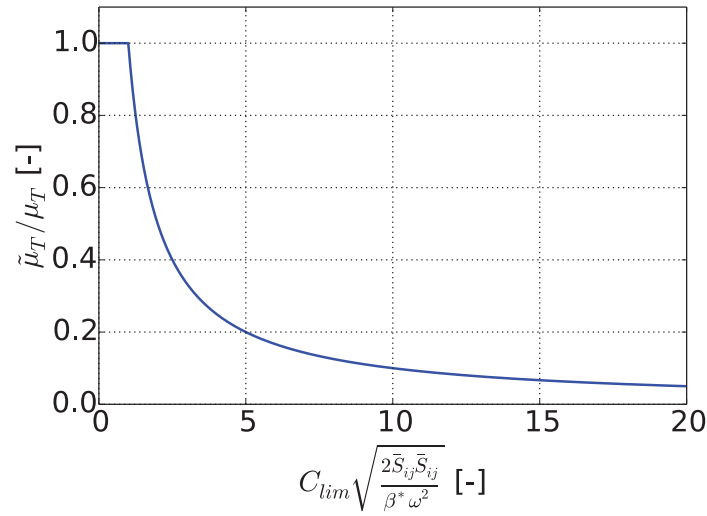


Figure 2.4 – Effet du limiteur de viscosité turbulente du modèle  $k-\omega$  Wilcox (2006) - à titre d'exemple, le paramètre  $C_{lim} \sqrt{\frac{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}{\beta^*\omega^2}}$  est supérieur à 10 au voisinage d'un bord d'attaque ou à travers une onde de choc

des grandes échelles vers les plus petites est le *vortex stretching*, qui est absent en deux dimensions. Il propose d'introduire une mesure adimensionnelle du *vortex stretching* pour augmenter la dissipation de  $\varepsilon$ . Wilcox adapte cette formulation au modèle  $k-\omega$  à travers le paramètre  $\chi_\omega$ , ce paramètre étant nul pour un calcul bidimensionnel et ayant pour expression générale

$$\chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}\hat{S}_{ki}}{(\beta^*\omega)^3} \right| \quad \hat{S}_{ki} = S_{ki} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \delta_{ki} \quad (2.44)$$

La dissipation de  $\omega$  est reliée à la mesure du *vortex stretching* à travers  $\beta$

$$\beta = \beta_0 f_\beta \quad \beta_0 = 0.0708 \quad f_\beta = \frac{1 + 85\chi_\omega}{1 + 100\chi_\omega} \quad (2.45)$$

Une autre nouveauté est l'ajout d'un limiteur de viscosité turbulente dans les zones de forte anisotropie. De manière analogue à la méthode de Menter, le limiteur agit sur l'échelle de temps plutôt que sur la viscosité turbulente. Son expression s'écrit

$$\tilde{\mu}_T = \frac{\rho k}{\tilde{\omega}} \quad \tilde{\omega} = \max \left( \omega, C_{lim} \sqrt{\frac{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}{\beta^*}} \right) \quad (2.46)$$

où  $\bar{S}$  est le tenseur à trace nulle des taux de déformation. L'effet de ce limiteur est représenté sur la Fig. 2.4.

Bien que présentant des termes correctifs de plus en plus élaborés, les quatre modèles présentés reposent tous sur l'hypothèse de Boussinesq. Dans la section suivante nous nous intéressons aux limites d'une telle hypothèse.



### 2.3.2 Limites de l'hypothèse de Boussinesq

Moore et Moore (1999) rappellent que d'un point de vue physique, les tensions de Reynolds  $\overline{u_i''u_j''}$  doivent être toujours positives et bornées par  $2k$ . Ces conditions sont regroupées sous le terme de réalisabilité. Dans les modèles reposant sur l'hypothèse de Boussinesq, les tensions de Reynolds sont calculées à partir de l'équation (2.17) faisant intervenir le tenseur des taux de déformation  $S_{ij}$  et la viscosité dynamique turbulente  $\mu_T$ . Si le taux de déformation  $S_{ij}$  devient important, la réalisabilité des tensions de Reynolds n'est pas garantie.

Prenant l'exemple d'une couche limite se développant sur une plaque plane, nous savons qu'en dehors de la sous-couche visqueuse la composante principale du tenseur des taux de déformation  $S_{ij}$  est la variation de vitesse débitante (notée  $u$ ) par rapport à la normale à la paroi (notée  $y$ ), soit  $\frac{\partial u}{\partial y}$ . Dans un modèle  $k$ - $\varepsilon$  ou  $k$ - $\omega$ , on peut alors écrire

$$-\overline{u_i''u_j''} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{k}{\omega} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.47)$$

L'expression générale de la production  $P_k$  et de la dissipation  $D_k$  d'énergie cinétique turbulente dans un modèle  $k$ - $\omega$  étant

$$P_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \varepsilon = \beta^* k \omega \quad (2.48)$$

nous pouvons en déduire la valeur de la production d'énergie cinétique turbulente dans une couche limite se développant sur une plaque plane

$$P_k = \frac{\rho k}{\omega} \frac{\partial u^2}{\partial y} \quad (2.49)$$

et exprimer la variation de vitesse débitante par rapport à la normale en fonction du rapport de la production d'énergie cinétique turbulente par sa dissipation

$$\left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 = \frac{P_k}{\varepsilon} \cdot \omega^2 \beta^* \rightarrow -\overline{u_i''u_j''} = \frac{k}{\omega} \frac{\partial u}{\partial y} = \sqrt{\frac{P_k}{\varepsilon}} \times \sqrt{\beta^* k} \quad (2.50)$$

Cette dernière équation est rapportée par Menter (1992a) sous la forme :

$$\frac{-\overline{u_i''u_j''}}{k} = \sqrt{\frac{P_k}{\varepsilon}} \times a_1 \quad (2.51)$$

Le rapport  $P_k/\varepsilon$  est proche de l'unité dans une couche limite à l'équilibre mais Driver (1991) montre que ce rapport peut augmenter jusqu'à deux en présence d'un gradient de pression adverse. Or, expérimentalement, le rapport  $-\overline{u_i''u_j''}/k$  ne dépasse pas  $a_1 = 0.3$  sous l'influence d'un gradient de pression adverse (il diminue plutôt lorsque le gradient de pression adverse s'intensifie). Les modèles à deux équations tendent donc à surestimer la contrainte de cisaillement pariétale en présence d'un gradient de pression adverse, donc à retarder l'apparition de décollement.

**Anomalie du point d'arrêt** Les limites exposées précédemment de manière locale peuvent engendrer des anomalies sévères à une échelle globale. Nous détaillons ici l'anomalie bien connue à l'approche d'un point d'arrêt, généralement rencontrée en aérodynamique externe (voilure) ou interne (aubes). Dans les régions anisotropiques non visqueuses (à haut nombre de Reynolds), typiquement à l'amont d'un point d'arrêt, l'énergie cinétique turbulente  $k$  est faible et la norme du tenseur des taux de déformation  $S_{ij}$  est importante. De plus, loin des parois, les valeurs du taux de dissipation  $\omega$  sont très faibles, engendrant ainsi une très forte viscosité turbulente. On a alors de très fortes tensions de Reynolds et la production d'énergie cinétique turbulente  $P_k$  est largement surestimée (voir équation (2.48)). Cette anomalie est inhérente aux modèles à deux équations reposant sur l'hypothèse de Boussinesq et est notamment démontrée par Strahle (1985) pour le modèle  $k$ - $\varepsilon$ .

**Modélisation de l'interaction onde de choc / couche limite** Les limites que nous avons exposées concernent surtout le traitement spatial de la turbulence dans l'hypothèse de Boussinesq, c'est-à-dire l'alignement du tenseur des tensions de Reynolds avec celui des taux de déformation. L'hypothèse de Boussinesq impose également que l'écoulement turbulent réponde immédiatement à l'écoulement moyen. Autrement dit, l'histoire de la turbulence n'est pas prise en compte. D'après Lumley (1970), cela revient à dire que les échelles de temps caractéristiques de la turbulence sont très petites devant celles de l'écoulement. Concernant l'interaction onde de choc / couche limite, nous verrons dans la section 3.1 que la turbulence réagit quasi instantanément à l'écoulement moyen tant que la couche limite reste attachée. En revanche, dans les cas d'interaction forte avec décollement de la couche limite, la réponse de la turbulence n'est plus en phase avec l'écoulement moyen. Dans une telle configuration l'hypothèse de Boussinesq n'est plus valable et il faut se tourner vers une modélisation plus fine de la turbulence, par exemple à travers la relaxation des contraintes turbulentes comme proposée par Olsen et al. (2001).

Dans la section suivante, nous présentons différents correctifs visant à une meilleure estimation du comportement spatial de la turbulence.

### 2.3.3 Vers un limiteur de contrainte turbulente

Nous avons vu dans la section 2.3.1 que certains modèles utilisent un limiteur de viscosité turbulente. Nous proposons ici une discussion plus générale présentant les différents correctifs existants ainsi que leurs spécificités.

**Limiter la production d'énergie cinétique turbulente** L'anomalie du point d'arrêt se traduisant par une surproduction d'énergie cinétique turbulente, une idée simple est de limiter celle-ci. Les valeurs de  $P_k/\varepsilon$  rencontrées expérimentalement étant au maximum de l'ordre de 2 dans les couches limites, Menter (1993) propose un filtre lié à la dissipation d'énergie cinétique :

$$\widetilde{P}_k = \min(P_k, N * \varepsilon) \quad (2.52)$$

où  $N = 20$ ,  $P_k$  et  $\varepsilon$  sont calculés à partir de l'équation (2.48). Ce palliatif n'impacte qu'un terme source dans la modélisation turbulente et est donc très simple à implémenter.

Une autre solution est de modifier le calcul de la production d'énergie cinétique turbulente. Menter (1992b) propose d'utiliser le tenseur de vorticité plutôt que celui des taux de déformation :

$$P_k = \mu_T \Omega^2 \quad ; \quad \Omega^2 = \Omega_{ij} \Omega_{ij} \quad ; \quad \Omega_{ij} = \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.53)$$

Kato et Launder (1993) proposent dans la même lignée une extension aux modèles  $k$ - $\varepsilon$  en utilisant à la fois les tenseurs de vorticité et de taux de déformation :

$$P_k = \mu_T S \Omega \quad ; \quad \Omega = \sqrt{\Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad ; \quad S = \sqrt{S_{ij} S_{ij}} \quad (2.54)$$

Rappelant que le terme de production d'énergie cinétique turbulente représente un transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers les échelles turbulentes, Kozulovic et al. (2004) rapportent qu'en agissant uniquement sur le terme  $P_k$ , l'extension de Kato-Launder ne respecte pas la conservation de l'énergie. Ceci serait vrai pour tous les limiteurs agissant sur  $P_k$  sans modifier les tensions de Reynolds.

**Limiter l'échelle de temps** Pour prédire des tensions de Reynolds réalisables, il est intéressant de limiter la viscosité dynamique turbulente  $\mu_T$ . Rappelons que la viscosité cinématique turbulente  $\nu_T$  est définie à partir d'une échelle de vitesse turbulente  $\overline{v^2}$  ( $k$  pour la grande majorité des modèles) et d'une échelle de temps turbulent  $T$  par la relation :

$$\nu_T = C_\mu \cdot \overline{v^2} T \quad (2.55)$$

où  $C_\mu$  est une constante dépendant du modèle utilisé (la viscosité dynamique turbulente est donnée par  $\mu_T = \rho \nu_T$ ). On peut alors limiter la viscosité cinématique turbulente en faisant varier la constante  $C_\mu$  ou l'échelle de temps turbulent  $T$ . Durbin (1996) propose une valeur maximale pour  $T$  garantissant la réalisabilité des tensions de Reynolds :

$$T \leq \frac{2k}{3C_\mu \overline{v^2}} \sqrt{\frac{3}{8|S^2|}} \quad (2.56)$$

Durbin (1996) montre qu'imposer la contrainte de réalisabilité améliore le comportement de la turbulence à l'approche d'un point d'arrêt. Concernant la surestimation de la contrainte de cisaillement pariétale, Menter (1992a) propose d'introduire un limiteur sur la viscosité cinématique turbulente qui garantit  $-\overline{u_i'' u_j''} / k \leq 0.3$  :

$$\nu_T = \min \left( \frac{k}{\omega}, \frac{a_1 k}{(\partial u / \partial y)} \right) \quad (2.57)$$

En réécrivant les équations (2.56) et (2.57) avec les termes du modèle  $k$ - $\omega$ , Wilcox (2008) propose une formule générale du limiteur de contrainte :

$$\omega \geq C_{lim} \sqrt{\frac{2\lambda_1 S_{ij} S_{ij} + 2\lambda_2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}{(\lambda_1 + \lambda_2) \beta^*}} \quad (2.58)$$

Reference	$C_{lim}$	$\lambda_1$	$\lambda_2$
(Durbin, 1996)	1.03	1	0
(Menter, 1992a)	1.0	0	1
(Wilcox, 2006)	0.875	1	0

Tableau 2.1 – Constantes du limiteur de contrainte turbulente

dont les valeurs des constantes sont données dans le tableau 2.1 pour les différents limiteurs. Selon cette formule générale, plus la valeur de  $C_{lim}$  est grande, plus la correction imposée est forte. Le limiteur proposé par Wilcox (2008) dans son nouveau modèle  $k-\omega$  (2006) est donc moins sévère que ceux de Durbin et Menter, garantissant de meilleurs résultats pour les écoulements à haut nombre de Mach.

## 2.4 Régularisation du modèle $k-\omega$ Wilcox (2006)

La nouvelle formulation du modèle  $k-\omega$  par Wilcox (2006) introduit plusieurs opérateurs mathématiques non dérivables. La dérivée de ces opérateurs peut être définie par morceaux mais présente alors des discontinuités. D'un point de vue physique, cela implique des variations franches des grandeurs concernées, ce qui peut générer des ondes parasites dans le cas de calculs instationnaires. Pour les méthodes linéarisées qui nécessitent la dérivation du système d'équations RANS, la non-dérivabilité des opérateurs introduit alors une source d'erreur. Dans cette section, nous proposons une méthodologie pour régulariser, c'est-à-dire rendre dérivable, la nouvelle formulation du modèle  $k-\omega$  Wilcox 2006. Ce travail a fait l'objet d'une publication (Rendu et al., 2015b).

Dans cette section nous identifions tout d'abord les opérateurs problématiques et nous proposons une formulation dérivable de ceux-ci faisant intervenir des constantes de régularisation. Dans un deuxième temps le modèle régularisé est implémenté et différentes simulations sont réalisées pour déterminer le degré de régularité nécessaire.

### 2.4.1 Identification des termes non dérivables

Nous nous proposons ici d'identifier les termes du modèle de turbulence non dérivables et de les réécrire sous la forme d'opérateurs mathématiques.

#### Limiteur de viscosité turbulente

La nouvelle formulation du modèle de Wilcox introduit un limiteur de viscosité turbulente (voir équation 2.58). L'expression proposée par Wilcox fait intervenir l'opérateur non dérivable  $\max()$  et peut être réécrite sous la forme

$$\tilde{\omega} = \omega \Phi_1 \left( C_{lim} \sqrt{\frac{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}{\beta^*\omega^2}} \right) \quad \Phi_1(X) = \max(1, X) \quad (2.59)$$

Selon cette nouvelle expression, le limiteur est inactif lorsque  $\Phi_1(X) = 1$ , donc pour des valeurs de  $X$  inférieures à l'unité.

### Terme de diffusion croisée

La définition du terme de diffusion croisée présentée dans l'équation 2.41 fait intervenir un opérateur conditionnel non dérivable. Mathématiquement  $C_D$  est non nul si  $\frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$  est strictement positif. On peut donc écrire

$$C_D = \sigma_{do} \frac{\rho}{\omega} \Phi_0 \left( \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad \Phi_0(X) = \max(0, X) \quad (2.60)$$

Philit (2013) montre que les fortes valeurs de  $\omega$  sont délicates à traiter d'un point de vue numérique. Il propose une nouvelle formulation mathématiquement équivalente :

$$C_D = \sigma_{do} \rho k \Phi_0 \left( \frac{\partial \ln(k/U_\infty^2 + c_k)}{\partial x_j} \frac{\partial \ln(\omega/\omega_0)}{\partial x_j} \right) \quad \omega_0 = \frac{\rho U_\infty^2}{\mu} \quad (2.61)$$

Comme la fonction logarithme n'est pas définie en 0, nous ajoutons la constante  $c_k = 10^{-6}$  qui garantit que le terme de diffusion croisée est mathématiquement défini pour toute valeur de  $k$ .

### Correction de l'anomalie jet plan/jet cylindrique

L'expression du paramètre de fermeture  $\beta$  fait intervenir un correctif pour mieux prédire le taux d'expansion du jet plan et du jet cylindrique. La formulation de Wilcox introduit l'opérateur valeur absolue  $|\cdot|$  qui n'est pas dérivable en 0

$$\beta = \beta_0 \frac{1 + 85\psi(\chi_\omega)}{1 + 100\psi(\chi_\omega)} \quad \psi(X) = |X| \quad (2.62)$$

Nous avons finalement identifié deux opérateurs non dérivables dans la nouvelle formulation du modèle  $k$ - $\omega$ . L'expression du limiteur de viscosité turbulente et du terme de diffusion croisée font intervenir respectivement  $\Phi_1(X) = \max(1, X)$  et  $\Phi_0(X) = \max(0, X)$ . On peut regrouper ces deux opérateurs sous la forme paramétrique suivante, non dérivable en A

$$\Phi_A(X) = \max(A, X) \quad A \in \mathbb{R} \quad (2.63)$$

Le deuxième terme non dérivable qui apparaît est  $\psi(X) = |X|$ , non dérivable en 0. Dans la partie suivante nous présentons la régularisation de ces opérateurs.

## 2.4.2 Régularisation des opérateurs

### Régularisation de $\Phi_A(X) = \max(A, X)$

L'opérateur  $\max(A, X)$  peut être réécrit sous la forme

$$\Phi_A(X) = \frac{1}{2} \left[ X + A + \sqrt{(X - A)^2} \right] \quad (2.64)$$

En effet, lorsque  $X$  est supérieur à  $A$ ,  $\sqrt{(X - A)^2} = X - A$  donc  $\Phi_A(X) = X$ . Lorsque  $X$  est inférieur à  $A$ ,  $\sqrt{(X - A)^2} = A - X$  donc  $\Phi_A(X) = A$ . A cause de la racine carrée, l'opérateur  $\Phi_A$  n'est pas dérivable en  $A$ . On introduit alors une constante de régularisation  $\varepsilon_A$  et l'opérateur régularisé  $\hat{\Phi}_A$  s'écrit

$$\hat{\Phi}_A(X) = \frac{1}{2} \left[ X + A + \sqrt{\varepsilon_A^2 + (X - A)^2} + C_A \right] \quad (2.65)$$

L'ajout de la constante  $C_A$  permet de contrôler l'erreur générée par la régularisation. Par exemple si  $C_A = 0$ , l'erreur relative maximale est obtenue pour  $X = A$  et vaut  $\varepsilon_A/2$ .

### Régularisation de $\psi(X) = |X|$

La fonction valeur absolue peut être reformulée ainsi

$$\psi(X) = \sqrt{X^2} \quad (2.66)$$

Cette expression n'étant pas dérivable en 0, nous ajoutons une fois encore une constante de régularisation sous la racine carrée. La fonction régularisée  $\hat{\psi}$  s'écrit alors

$$\hat{\psi}(X) = \sqrt{\varepsilon_X^2 + X^2} \quad (2.67)$$

L'erreur maximale générée par cette formulation est obtenue pour  $X = 0$  et vaut directement  $\varepsilon_X$ .

La régularisation des opérateurs fait apparaître des constantes qui permettent de contrôler l'erreur entre la formulation initiale et régularisée. Lorsque ces constantes sont nulles, on retrouve l'opérateur non dérivable initial. Dans la partie suivante nous écrivons une formulation régularisée du modèle  $k$ - $\omega$  Wilcox (2006) en discutant des valeurs possibles pour les constantes de régularisation.

### 2.4.3 Application au modèle $k$ - $\omega$ Wilcox (2006)

Dans le modèle de turbulence, l'opérateur  $\Phi_0$  est utilisé pour calculer le terme de diffusion croisée. Dans ce cas,  $X = \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$  peut prendre des valeurs positives ou négatives. La constante  $C_0$  est fixée à 0 pour garantir une propagation symétrique de l'erreur. L'expression régularisée du terme de diffusion croisée est alors donnée par

$$\hat{C}_D = \sigma_{do} \rho k \cdot \hat{\Phi}_0 \left( \frac{\partial \ln(k/U_\infty^2 + c_k)}{\partial x_j} \frac{\partial \ln(\omega/\omega_0)}{\partial x_j} \right) \quad \hat{\Phi}_0(X) = \frac{1}{2} \left( X + \sqrt{\varepsilon_0^2 + (X)^2} \right) \quad (2.68)$$

$$\varepsilon_0 = 10^{-4} \quad c_k = 10^{-6} \quad (2.69)$$

L'opérateur  $\Phi_1$  est quant à lui utilisé pour maximiser la dissipation spécifique turbulente. Dans ce cas,  $X = C_{lim} \sqrt{\frac{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}{\beta^* \omega^2}}$  est toujours positif. On choisit de retrouver la solution exacte en

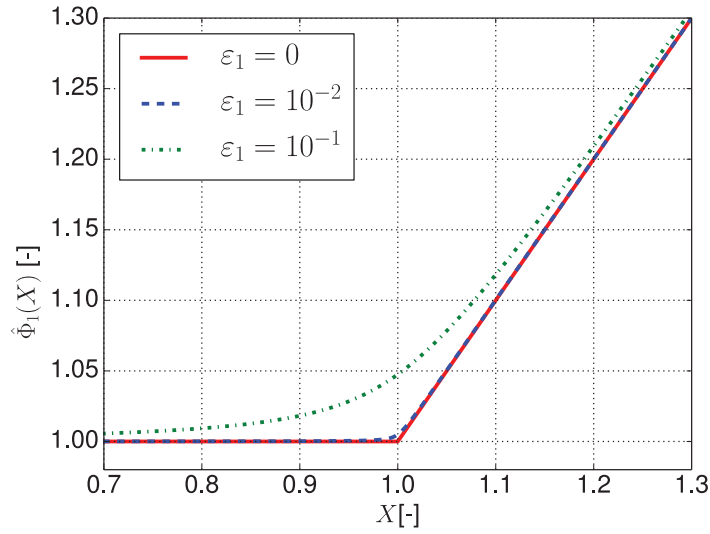


Figure 2.5 – Fonction régularisée  $\hat{\Phi}_1$  pour différentes valeurs de  $\varepsilon_1$  ( $\varepsilon_1 = 0$  correspond à la formulation non dérivable)

$X = 0$ , où l'effet du limiteur est maximal, ce qui nécessite d'ajuster  $C_1$ . L'expression régularisée est alors donnée par

$$\hat{\omega} = \omega \hat{\Phi}_1 \left( C_{lim} \sqrt{\frac{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}{\beta^* \omega^2}} \right) \quad \hat{\Phi}_1(X) = \frac{1}{2} \left[ X + A + \sqrt{\varepsilon_1^2 + (X-1)^2} + C_1 \right] \quad (2.70)$$

$$\varepsilon_1 = 10^{-2} \quad C_1 = 1 - \sqrt{1 + \varepsilon_1^2} \quad (2.71)$$

Sur la Fig. 2.5 est tracée la fonction régularisée  $\hat{\Phi}_1$  pour différentes valeurs de la constante de régularisation. L'erreur relative maximale est inférieure à 5% pour  $\varepsilon_1 = 10^{-1}$  et inférieure à 0.5% pour  $\varepsilon_1 = 10^{-2}$ .

Enfin, le paramètre  $\beta$  est donné par

$$\beta = f_\beta \beta_0 \quad f_\beta = \frac{1 + 85\sqrt{\varepsilon_\chi^2 + \chi_\omega^2}}{1 + 100\sqrt{\varepsilon_\chi^2 + \chi_\omega^2}} \quad \varepsilon_\chi = 10^{-4} \quad (2.72)$$

#### 2.4.4 Validation du modèle régularisé

La formulation régularisée du modèle a été implémentée dans le logiciel Turb'Flow. Différentes simulations sur des configurations de complexité croissante ont été réalisées pour valider cette formulation. Nous nous sommes également intéressé à l'influence de la valeur de la constante de régularisation du limiteur de viscosité turbulente sur la solution stationnaire. Le premier cas de validation est un calcul stationnaire 2D sur le profil transsonique NACA0012, le second cas est un calcul stationnaire 2D dans une tuyère convergente-divergente et le dernier cas est un calcul 3D stationnaire du banc KTH-VM100 présenté dans la section 3.2.

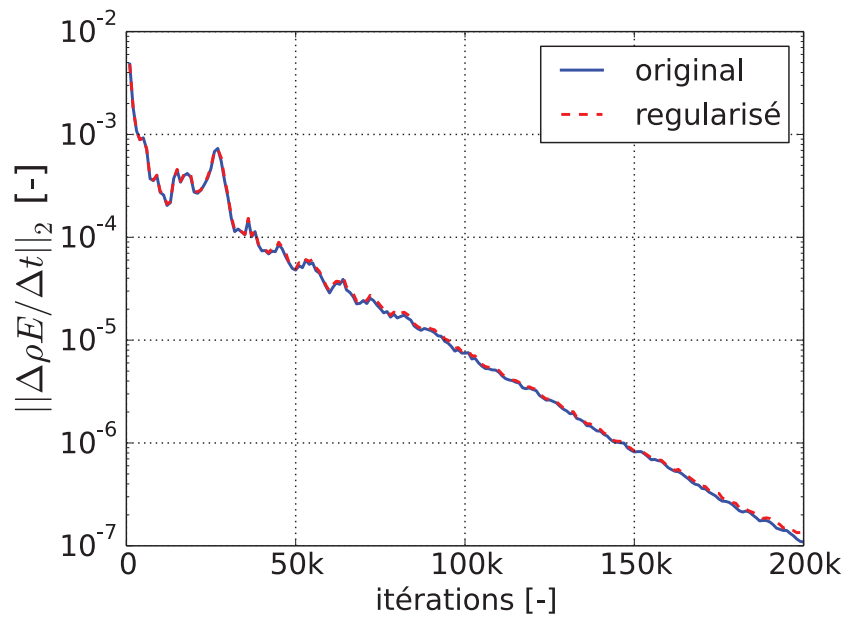


Figure 2.6 – Norme L2 du résidu sur l'équation de transport sur l'énergie totale en fonction du nombre d'itérations pour la formulation originale (trait plein bleu) et la formulation régularisée (trait pointillé rouge) du modèle  $k-\omega$  Wilcox (2006)

### NACA0012

Ce cas test permet de mettre en évidence le comportement du modèle de turbulence au voisinage du point d'arrêt ainsi que dans une interaction onde de choc / couche limite. Il a notamment été utilisé par Kandula et Wilcox (1995) pour tester le modèle  $k-\omega$ . Le point de fonctionnement qui nous intéresse correspond à un nombre de Mach amont  $M = 0.8$ , un angle d'attaque  $\alpha = 2.26^\circ$  et un nombre de Reynolds basé sur la corde  $Re_c = 9 \times 10^6$ . Un maillage en O de  $405 \times 105$  points est utilisé, garantissant une épaisseur maximale de première maille  $y_{max}^+ < 3$ . Les conditions limites du domaine sont placées à 12 cordes en amont et en aval du profil.

L'évolution au cours de la simulation stationnaire du résidu de l'équation de transport sur l'énergie totale est présentée sur la Fig. 2.6. Les résultats obtenus à partir de la formulation originale et de la formulation régularisée sont identiques, indiquant que le choix de la formulation régularisée ne pénalise ni n'améliore la convergence des calculs. Le schéma d'Euler (explicite) est utilisé dans ce calcul pour la discrétisation temporelle et une diminution de quatre ordres de grandeur est obtenue sur le résidu en 200,000 itérations.

A partir de la solution stationnaire obtenue et pour évaluer l'influence de la constante de régularisation du limiteur de viscosité turbulente  $\varepsilon_1$ , nous traçons le coefficient de frottement le long de l'extrados pour deux valeurs différentes de  $\varepsilon_1$  (voir Fig. 2.7). Les résultats sont très similaires mais le décollement est prévu légèrement plus en amont pour une valeur plus importante de la constante de régularisation. On peut voir sur la Fig. 2.5 qu'une valeur importante signifie que le limiteur est activé sur une zone plus large par rapport au modèle initial. On sous-estimera alors la viscosité turbulente et la contrainte de cisaillement pariétale. La couche limite sera donc plus sensible au gradient de pression adverse et décollera plus en amont, ce qui est cohérent avec



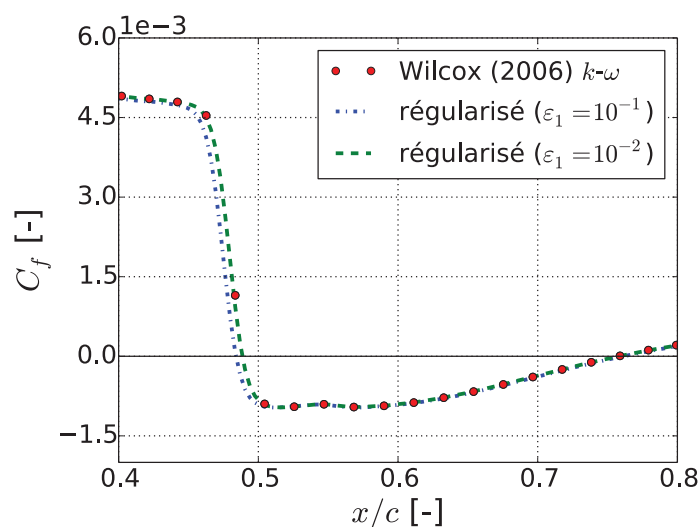


Figure 2.7 – Coefficient de frottement le long de l'extrados du profil transsonique NACA 0012 pour différentes valeurs de la constante de régularisation  $\varepsilon_1$  (une valeur négative du coefficient de frottement correspond à une zone de recirculation)

les résultats numériques. Nous retenons finalement une valeur  $\varepsilon_1 = 1 \times 10^{-2}$  qui présente une prédiction identique au modèle initial et cette valeur sera utilisée dans tous les calculs suivants.

Pour continuer l'évaluation de la formulation régularisée, nous traçons sur la Fig. 2.8 l'opposé du coefficient de pression autour du profil. Nous avons aussi reporté sur la figure les résultats expérimentaux obtenus par Harris (1981) en soufflerie. L'opposé du coefficient de pression permet de faire apparaître les valeurs correspondant à l'extrados au dessus des valeurs correspondant à l'intrados. On observe une bonne correspondance entre les mesures expérimentales et les résultats numériques sur l'extrados, y compris pour la position de l'onde de choc. Sur l'intrados, la suppression est sous-estimée, peut-être à cause d'un décalage entre les points de fonctionnement expérimental et numérique. On remarque que le coefficient de pression prédit par la formulation régularisée est identique en tout point à celui prédit par la formulation initiale. Pour compléter la validation du modèle régularisé, nous choisissons 3 stations d'extraction représentées sur la Fig. 2.9 et pour lesquelles le comportement du modèle de turbulence est critique.

La station A est située au voisinage du bord d'attaque et permet de suivre l'évolution de l'énergie cinétique turbulente à l'approche d'un point d'arrêt. La station B permet d'observer le comportement de la turbulence lors du développement d'une couche limite et la station C est située dans la zone décollée due à l'interaction onde de choc / couche limite. L'énergie cinétique turbulente  $k$  et la viscosité turbulente  $\mu_T$  sont tracées en ces trois points sur la Fig. 2.10 pour le modèle  $k-\omega$  Wilcox (2006) et sa formulation régularisée. En approchant du point d'arrêt, on observe une augmentation jusqu'à une valeur maximale puis une diminution de l'énergie cinétique turbulente. Ce pic est caractéristique de l'anomalie du point d'arrêt décrite dans la section 2.3.2. Le pic observé ici est de très faible amplitude grâce au limiteur de viscosité turbulente sans lequel la valeur maximale d'énergie cinétique turbulente serait supérieure d'au moins deux ordres de grandeur. On remarque qu'un maximum local de viscosité turbulente est atteint au

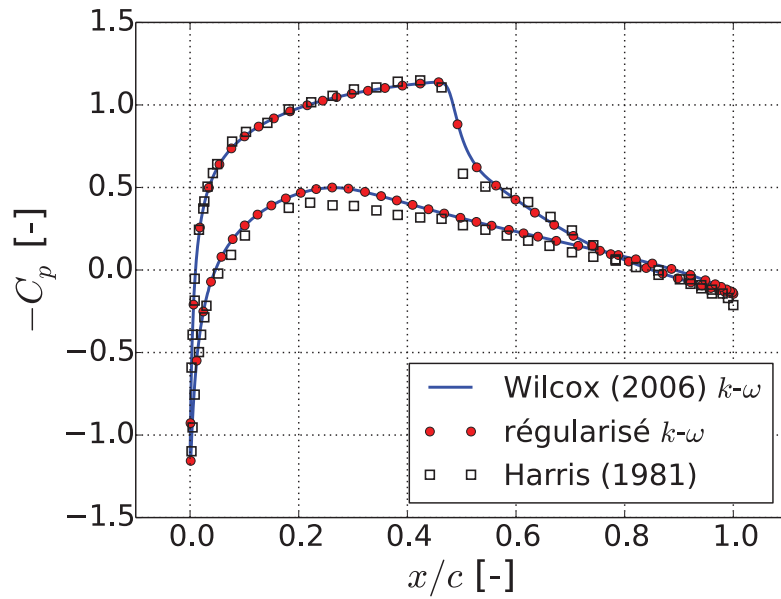


Figure 2.8 – Coefficient de pression autour du profil NACA 0012 pour le modèle  $k-\omega$  (2006) original et la formulation régularisée (valeurs expérimentales d'après Harris (1981))

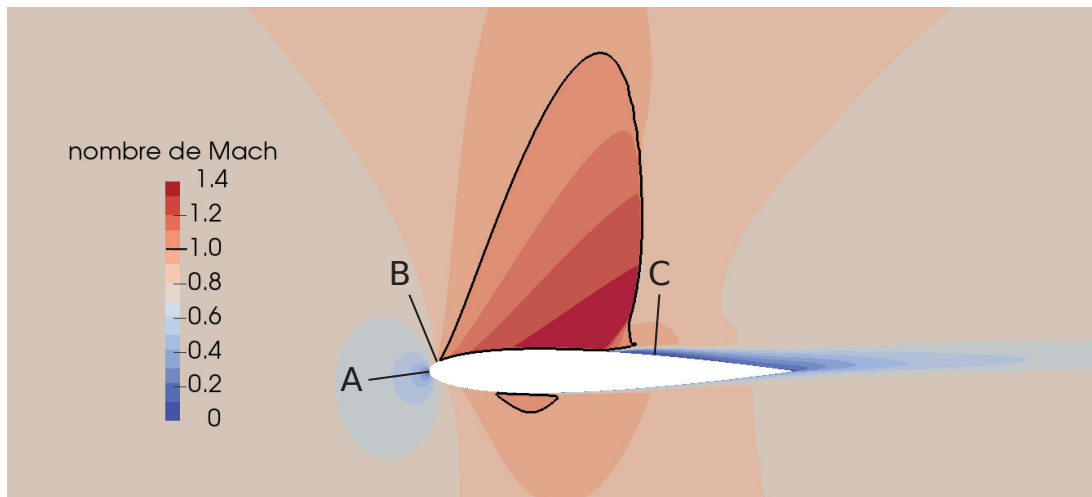


Figure 2.9 – Champ de nombre de Mach autour du profil NACA 0012 et stations de mesures utilisées pour valider le modèle régularisé

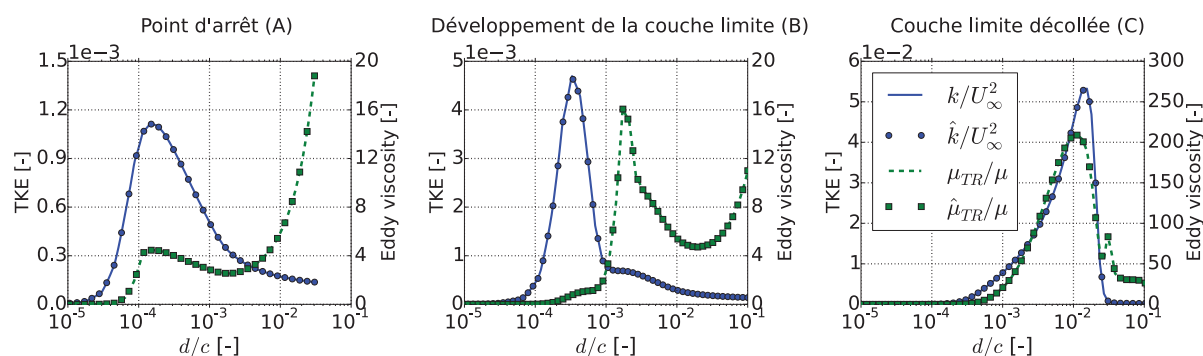


Figure 2.10 – Énergie cinétique turbulente et viscosité turbulente au voisinage du point d'arrêt (A), dans le développement la couche limite (B) et en aval de la zone décollée due à l'interaction onde de choc / couche limite (C) pour le modèle  $k-\omega$  (2006) (traits) et la formulation régularisée (symboles)

même point que le pic d'énergie cinétique turbulente. En s'éloignant de la paroi, le viscosité turbulente augmente exponentiellement alors que l'énergie cinétique turbulente reste faible, ce qui traduit une diminution de la dissipation spécifique  $\omega$ . Au point B, l'énergie cinétique turbulente présente un pic de plus forte amplitude, situé dans la couche limite. Le pic de viscosité turbulente est localisé plus loin de la paroi, à la frontière entre la couche limite et l'écoulement sain. Dans la zone décollée, les valeurs maximales d'énergie cinétique turbulente et de viscosité turbulente sont à nouveau synchronisées, localisées assez loin de la paroi et environ 10 fois plus importantes qu'au point B. Ceci s'explique par la présence du décollement à la frontière duquel la production d'énergie cinétique turbulente est très importante. En tous ces points, les résultats de la formulation régularisée sont identiques à ceux de la formulation initiale.

### Diffuseur de Sajben

Le diffuseur de Sajben est une tuyère convergente-divergente dessinée pour étudier les mécanismes instationnaires liés à l'interaction onde de choc / couche limite. La géométrie et les résultats expérimentaux sont présentés par Bogar et al. (1983), Salmon et al. (1983) et Sajben et al. (1984). Nous avons réalisé un calcul de l'écoulement 2D stationnaire dans le diffuseur en présence d'une onde de choc et d'une couche limite décollée. Le maillage utilisé est composé de 385 points dans la direction parallèle à l'écoulement et 97 points dans la direction transverse, avec une épaisseur de première maille inférieure à  $y_{max}^+ = 4$ . Le nombre de Reynolds basé sur le col géométrique est  $Re_h = 1 \times 10^6$ . La configuration simulée correspond à une pression statique de sortie  $P_{sout} = 0.72P_{tin}$  où  $P_{tin}$  est la pression totale d'entrée. Sous ces conditions limites, une onde de choc forte se forme dans le canal et à l'aval de laquelle un large décollement de la couche limite se produit. Un champ du nombre de Mach est présenté sur la Fig. 2.11. Le coefficient de pression le long de la paroi supérieure est tracé sur la Fig. 2.12(a). La position de l'onde de choc est relativement bien prédite mais l'augmentation de pression statique dans la zone décollée à l'aval de l'onde de choc est légèrement surestimée. Pour mieux discerner la taille du décollement, nous traçons le coefficient de frottement le long de la paroi supérieure sur la Fig. 2.12(b). D'après cette figure, l'étendue du décollement dans la direction parallèle à

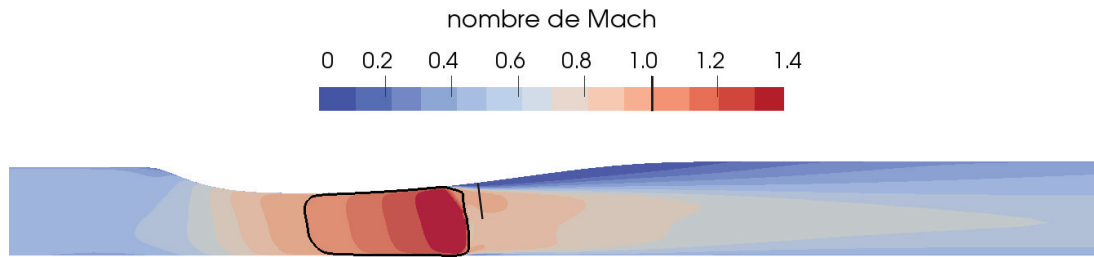


Figure 2.11 – Champ de nombre de Mach dans le diffuseur de Sajben et station d'extraction dans la zone d'interaction onde de choc / couche limite décollée

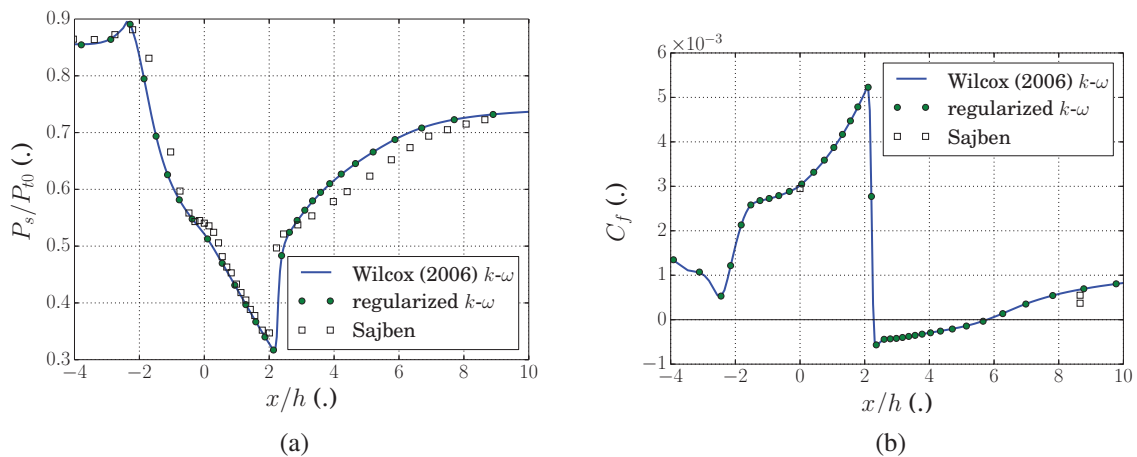


Figure 2.12 – Coefficient de pression (à gauche) et de frottement (à droite) le long de la paroi supérieure du diffuseur de Sajben prédit par le modèle  $k-\omega$  Wilcox (2006) et la formulation régularisée - résultats expérimentaux d'après Sajben et al. (1984)

l'écoulement est très importante (environ trois fois le col géométrique). Ceci peut s'expliquer par l'angle important du divergent qui crée un fort gradient de pression adverse. Le coefficient de frottement prédit par les simulations numériques est proche des données expérimentales à la fois au col ( $x/h = 0$ ) et à l'aval de la zone décollée ( $x/h = 8.5$ , les deux points correspondent à deux échantillons dans la direction transverse). Enfin, pour valider la formulation régularisée, nous nous intéressons à l'énergie cinétique turbulente et à la viscosité turbulente tracées dans la zone décollée sur la Fig. 2.13. On observe un pic important d'énergie cinétique turbulente qui coïncide avec un maximum local pour la viscosité turbulente. Ces pics sont localisés assez loin de la paroi, certainement à la frontière entre le décollement et l'écoulement sain. Les résultats prédits par la formulation régularisée sont identiques à ceux du modèle initial.

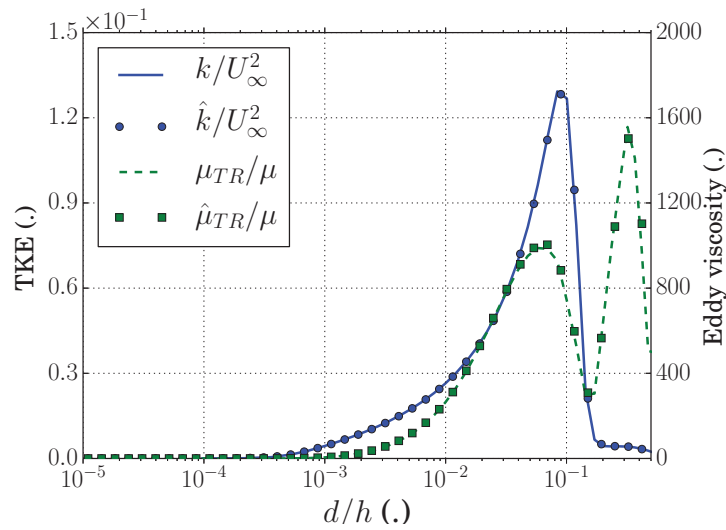


Figure 2.13 – Énergie cinétique turbulente et viscosité turbulente dans la couche limite décollée de la tuyère de Sajben - comparaison des formulations de référence et régularisée

### KTH-VM100

Dans le modèle  $k-\omega$  Wilcox (2006), le terme de correction de l'anomalie jet plan/jet cylindrique est inactif lors de simulations 2D. Pour valider la régularisation de ce terme, nous avons donc réalisé une simulation de l'écoulement 3D stationnaire dans la tuyère KTH-VM100. Le point de fonctionnement choisi présente une pression totale en entrée  $P_{t_\infty} = 160\text{kPa}$  et une pression statique de sortie  $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$ . Cela correspond à l'apparition d'une onde de choc forte qui bloque toute la hauteur du canal et qui génère des tourbillons de coins massifs. Le maillage utilisé, résultant d'une convergence en maillage présentée dans la Sect. 3.4.1, comporte 381 points dans la direction parallèle à l'écoulement, 81 points dans la direction normale à la bosse et 61 points dans la direction transverse. La distance maximale du premier point à la paroi garantit  $y_{max}^+ = 1$ . L'énergie cinétique dans la zone décollée est tracée au centre de la veine et dans un tourbillon de coin sur la Fig. 2.14. On observe au centre de la veine, de manière similaire au diffuseur de Sajben, un pic d'énergie cinétique turbulente relativement loin des parois. Le décollement de coin est plus étendu que le décollement central, ce qui explique que le pic observé à 10% de largeur de veine soit plus éloigné de la paroi et présente un niveau plus important. Malgré ces larges zones de recirculation, la formulation régularisée donne des résultats identiques au modèle initial.

Les trois cas de validation ont permis de montrer la non régression de la formulation régularisée par rapport au modèle initial pour des calculs stationnaires. Une des perspectives qu'ouvre ce travail est l'évaluation du comportement instationnaire de la formulation régularisée, qui n'est pas traitée dans ce mémoire.

Ce chapitre a permis de présenter les choix retenus pour la simulation des écoulements transsoniques décollés ainsi que la stratégie choisie pour le couplage fluide-structure. La formulation

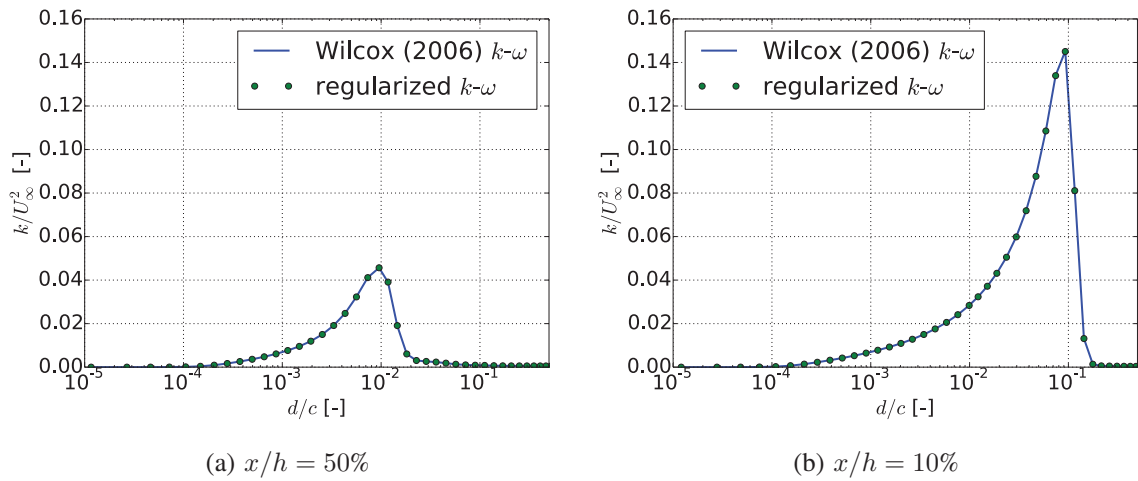


Figure 2.14 – Énergie cinétique turbulente dans la couche limite décollée - au centre de la veine (à gauche) et dans le tourbillon de coin (à droite) prédite par le modèle  $k-\omega$  Wilcox (2006) et la formulation régularisée

et les limites des différents modèles de turbulence utilisés dans ce travail pour fermer les équations RANS ont été exposés. Enfin, nous avons proposé et validé une méthode de régularisation appliquée aux opérateurs non dérivables du modèle  $k-\omega$  Wilcox (2006).

Dans le chapitre suivant, nous évaluons les méthodes retenues sur la prédiction des décollements générés par l'interaction forte onde de choc / couche limite dans une tuyère transsonique instrumentée.



# Prédiction d'écoulements stationnaires transsoniques décollés

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Interaction onde de choc / couche limite . . . . .</b>	<b>56</b>
<b>3.2</b>	<b>Configuration expérimentale pour la validation des méthodes prédictives</b>	<b>59</b>
3.2.1	Soufflerie KTH-VM100 . . . . .	59
3.2.2	Conception du modèle 3D . . . . .	59
3.2.3	Modèle bidimensionnel indéformable . . . . .	61
3.2.4	Modèles bidimensionnels oscillants . . . . .	61
3.2.5	Structure de l'écoulement stationnaire . . . . .	63
3.2.6	Générateur d'ondes rétrogrades . . . . .	64
<b>3.3</b>	<b>Simulation du décollement central . . . . .</b>	<b>64</b>
3.3.1	Influence du maillage . . . . .	64
3.3.2	Influence de la modélisation de la turbulence . . . . .	72
<b>3.4</b>	<b>Simulation des décollements de coin . . . . .</b>	<b>76</b>
3.4.1	Influence du maillage . . . . .	76
3.4.2	Influence de la modélisation de la turbulence . . . . .	78
3.4.3	Pistes pour une meilleure prédiction des décollements de coin . . . . .	84

Une description relativement fidèle de l'interaction onde de choc / couche limite étant nécessaire à la prédiction du flottement transsonique, nous évaluons dans ce chapitre notre méthode de calcul par rapport à la simulation d'écoulements stationnaires transsoniques décollés.

Après une première section introduisant les phénomènes rencontrés dans le cadre d'une interaction onde de choc / couche limite, nous présentons les caractéristiques d'un banc expérimental utilisé pour la validation des simulations. Nous évaluons ensuite la prédiction du décollement central par des simulations 2D, en prenant soin d'évaluer la sensibilité au maillage et au modèle



de turbulence. Dans une quatrième section, nous cherchons à simuler la structure tridimensionnelle de l'écoulement, incluant de larges décollements de coin.

### 3.1 Interaction onde de choc / couche limite

Une onde de choc se forme dans un écoulement compressible lorsque des ondes de compression se focalisent. Ainsi, à travers une onde de choc, la pression de l'écoulement augmente brutalement tandis que la vitesse normale à l'onde de choc chute. L'épaisseur d'une onde de choc est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des molécules présentes dans l'écoulement (0.2 $\mu$ m pour de l'air à la pression atmosphérique) et apparaît donc, à l'échelle macroscopique, comme une discontinuité physique. Lorsqu'une onde de choc impacte une couche limite, celle-ci subit un intense gradient de pression adverse. Cela se traduit par un épaissement de la couche limite et une augmentation de son facteur de forme, donc une diminution de son énergie. En deux dimensions, on peut recenser 5 types d'interaction entre onde de choc et couche limite (Délery, 2011). Parmi celles-ci, l'interaction d'une onde de choc oblique avec une couche limite et l'interaction d'une onde de choc droite avec une couche limite sont principalement rencontrées en turbomachine. Dans un canal inter-aubes de turbine, des ondes de choc obliques sont générées au bord de fuite puis réfléchies sur l'extrados de l'aube adjacente où elles interagissent avec la couche limite. Plus rarement, lorsque la pression à l'aval force l'écoulement à être subsonique, des ondes de choc droites se forment dans le canal. Au sein d'un canal inter-aubes de compresseur, l'interaction de la couche limite et d'une onde de choc oblique se rencontre uniquement lorsque la pression à l'aval est très faible. Le débit est alors bloqué, le canal est supersonique et une série d'ondes de choc obliques comprime l'écoulement à partir du bord de fuite. Le plus souvent, on rencontre l'interaction entre une onde de choc droite et la couche limite (régime bloqué avec forte pression aval, régime nominal et régime partiel).

Comme l'intensité de l'onde de choc conditionne l'amplitude du gradient de pression adverse, c'est un paramètre primordial pour comprendre l'interaction onde de choc / couche limite. Un autre facteur très influent est la forme du profil de vitesse de la couche limite. Pour quantifier celui-ci, on calcule le facteur de forme incompressible  $H_i$  défini comme le rapport de l'épaisseur de déplacement incompressible  $\delta_i^*$  sur l'épaisseur de quantité de mouvement incompressible  $\theta_i$ . Contrairement à la formulation compressible, le facteur de forme incompressible  $H_i$  ne dépend pas du nombre de Mach de l'écoulement hors de la couche limite, il est donc préférablement utilisé pour l'étude des interactions onde de choc / couche limite. Plus le facteur de forme est petit, plus le profil de vitesse est plein. A titre d'illustration, une couche limite laminaire, dont le profil est parabolique, présente un facteur de forme d'environ 2.5 tandis qu'une couche limite turbulente qui transporte plus de quantité de mouvement présente un facteur de forme d'environ 1.4. Suivant la valeur du facteur de forme et de l'intensité de l'onde de choc, la couche limite peut s'épaissir tout en restant attachée à la paroi (on parle alors d'interaction faible), ou bien décoller et éventuellement rattacher plus en aval (on parle alors d'interaction forte). Ces deux types d'interactions sont présentés sur la Fig. 3.1.

Concernant la dynamique de l'interaction, la position d'une onde de choc n'est jamais stationnaire et son oscillation dépend du type de sollicitation. Sovereign et al. (2009) montrent ainsi

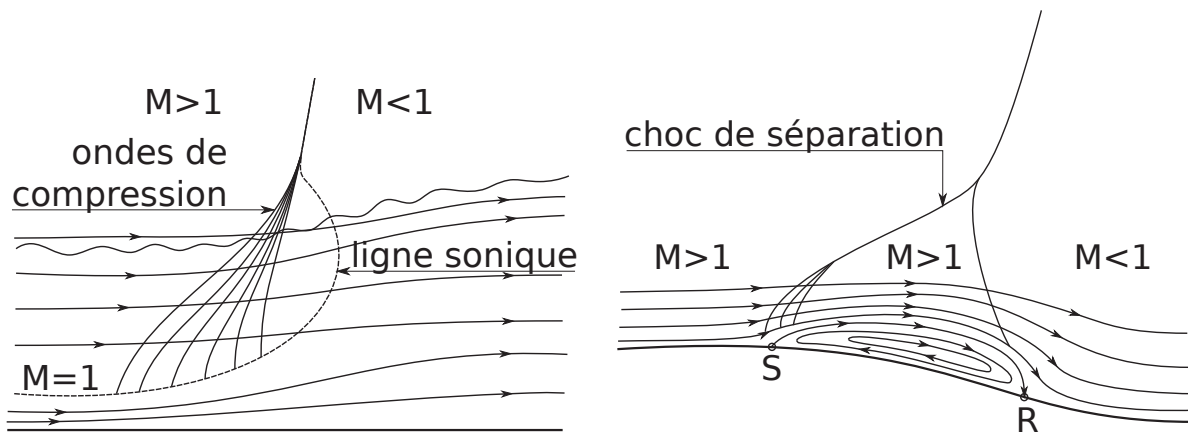


Figure 3.1 – Schéma des deux régimes d'interaction d'après Délerly (2011) : interaction faible (à gauche) et interaction forte (à droite) avec décollement de la couche limite (S : point de séparation, R : point de rattachement)

que plusieurs échelles temporelles coexistent dans le cas d'une interaction entre une couche limite et une onde de choc oblique réfléchi. La gamme de fréquences s'étend sur trois ordres de grandeurs : de 25kHz pour les plus petites échelles (fluctuations dans la couche limite incidente) jusqu'à quelques centaines de Hz (séparation intermittente de la couche limite). Bruce et Babinsky (2008) s'intéressent à un forçage de l'interaction onde de choc droite/couche limite par une fluctuation sinusoïdale de la pression aval. Ils montrent que pour une couche limite attachée dans un canal divergent, au delà d'une fréquence critique, l'amplitude de l'oscillation de l'onde de choc est proportionnelle à l'inverse de la fréquence d'excitation et ne dépend pas de l'angle du divergent. En revanche, en dessous de cette fréquence critique, l'amplitude de l'oscillation dépend uniquement de la géométrie et la fréquence d'excitation n'a que très peu d'influence. Cette fréquence critique, qui dépend de la géométrie et du nombre de Mach incident, est de l'ordre de 50Hz pour un nombre de Mach à l'amont de l'onde de choc  $M = 1.4$  et un angle de divergent  $\alpha = 5^\circ$ . Toujours pour les écoulements attachés, Bur et al. (2006) présentent des résultats expérimentaux obtenus en tuyère transsonique concernant l'interaction entre une onde de choc droite et une couche limite. L'onde de choc est excitée par des ondes de pression de fréquence de 40Hz générées à l'aval et remontant l'écoulement. Ils observent une oscillation en bloc de l'onde de choc et une synchronisation des signaux de fluctuation de vitesse entre écoulement sain et couche limite au niveau de l'interaction. En revanche, à l'aval, la fluctuation de vitesse dans l'écoulement sain est déphasée par rapport à celle observée dans la couche limite. Les auteurs associent ce déphasage à la différence de vitesse de propagation des ondes acoustiques dans l'écoulement sain et la couche limite.

Pour les écoulements décollés, l'oscillation de l'onde de choc est de basse fréquence et le décollement peut être intermittent. Pour expliquer ce phénomène basse fréquence, certains auteurs invoquent la présence de structures cohérentes très longues dans la couche limite incidente (jusqu'à 30 fois l'épaisseur de couche limite). Dupont et al. (2008) montrent quant à eux que l'oscillation de l'onde de choc est corrélée à la variation de la taille du décollement. Pour com-

prendre ce phénomène, il est intéressant de rappeler le scénario proposé par Driver et al. (1987) pour décrire le battement de la zone décollée derrière une marche descendante dans un écoulement subsonique :

1. une structure tourbillonnaire s'échappe de la zone décollée en extrayant de la quantité de mouvement ;
2. la taille de la zone décollée diminue en conséquence ;
3. la courbure de la couche de cisaillement augmente ;
4. l'angle d'impact et le gradient de pression adverse au point de rattachement augmentent ;
5. l'écoulement à faible vitesse est ralenti et piégé dans la zone décollée, gonflant celle-ci.

Notons que la fréquence caractéristique du battement dans un écoulement subsonique est quatre fois supérieure à la fréquence d'oscillation de l'onde de choc. Piponnier et al. (2009) montrent que la fréquence du battement dépend principalement des effets de compressibilité à travers le nombre de Mach. Ils proposent ainsi un modèle simple décrivant la fréquence d'oscillation d'une onde de choc pour une large gamme de nombre de Mach. Aux faibles nombres de Mach, le modèle tend vers le battement d'une couche limite décollée dans un écoulement subsonique dont le nombre de Strouhal est  $St = 0.12$ . La fréquence chute ensuite rapidement pour des nombres de Mach proches de l'unité puis un plateau est atteint dont le nombre de Strouhal est  $St = 0.03$ . En plus de cet aspect naturellement instationnaire, les tourbillons générés dans la couche de cisaillement et advectés vers l'aval sont plus larges lorsqu'un décollement est présent. Ces tourbillons peuvent produire des ondes acoustiques qui remontent l'écoulement et excitent l'onde de choc (Délery, 2011).

Si les études d'interaction onde de choc / couche limite se concentrent sur le décollement au centre de la veine, les écoulements obtenus sont généralement tridimensionnels et peuvent inclure de larges décollements de coin. Bruce et al. (2011) s'intéressent à l'influence de la largeur de la veine sur le décollement de la couche limite dans le cas d'une interaction avec une onde de choc droite. Ils rappellent qu'aucun critère satisfaisant ne permet de prédire la présence ou non du décollement de la couche limite en fonction de l'intensité de l'onde de choc. Ils proposent alors un nouveau paramètre prenant en compte la largeur de la veine expérimentale et parviennent à corrélérer ce paramètre à la présence ou non de décollement. La loi obtenue indique une relation de proportionnalité inverse entre la taille des décollements de coin et l'étendue du décollement central. Deux expériences sont alors réalisées pour valider cette hypothèse. La première consiste à aspirer la couche limite près des parois à l'amont de l'onde de choc, réduisant l'étendue des décollements de coin. Ils observent alors un allongement de la zone décollée au centre de la veine. Dans un deuxième temps, des générateurs de tourbillon sont placés près des parois à l'amont de l'onde de choc pour augmenter la taille des décollements de coin. Ils observent alors une disparition du décollement central. Les auteurs invoquent, pour expliquer ces phénomènes, une réduction de la section débitante en présence de larges décollements de coin, ce qui se traduit par une réduction de la vitesse axiale (l'écoulement étant supersonique) et donc une intensité moins importante de l'onde de choc.

En conclusion, nous pouvons retenir que l'interaction onde de choc / couche limite comporte une très large gamme d'échelles spatiales et temporelles. Suivant l'intensité de l'onde de choc,

la couche limite peut être attachée ou décollée et une méthodologie se proposant de prédire de tels écoulements nécessitera donc la prise en compte de la turbulence. Enfin, nous avons vu l'importance critique de la connaissance de la structure tridimensionnelle de l'écoulement pour prédire le comportement du décollement central.

### 3.2 Configuration expérimentale pour la validation des méthodes prédictives

La soufflerie KTH-VM100 du département Heat and Power Technology du Royal Institute of Technology (KTH) de Stockholm en Suède, est un banc expérimental dédié à des études aéroélastiques. Cette soufflerie permet d'atteindre des vitesses d'écoulement transsoniques et est finement instrumentée pour la visualisation et la mesure de pression instationnaire. Des mécanismes critiques pour le flottement transsonique, tels que l'effet potentiel d'un stator ou la vibration de l'aube peuvent être reproduits avec ce dispositif expérimental. Les mesures réalisées sur ce banc sont donc utilisées pour évaluer la pertinence de nos méthodes numériques. Dans cette section nous nous concentrons sur la description du banc et des résultats expérimentaux.

#### 3.2.1 Soufflerie KTH-VM100

Le circuit d'alimentation en air de la soufflerie est représenté sur la Fig. 3.2. Il est composé :

- d'un compresseur à vis entraîné par un moteur d'une puissance de 1MW ;
- d'un système de refroidissement pour ramener l'air à température ambiante ;
- de la soufflerie transsonique VM100.

Le débit maximal à travers le compresseur est de  $4.7\text{kg s}^{-1}$  sous une température de 303K et une pression de 4bar. L'air sort du compresseur avec une température d'environ 453K, d'où l'utilisation d'un système de refroidissement. La soufflerie elle-même est composée, dans le sens de l'écoulement :

- d'une chambre de tranquillisation ;
- de deux convergents (le premier selon la largeur puis un autre selon la hauteur) ;
- d'une zone de mesures (comprenant le modèle étudié).

Une représentation de la zone de mesures et de son environnement est donnée sur la Fig. 3.3. La longueur de la conduite est de 1.6m, l'envergure mesure 10cm et la hauteur au niveau de la zone de mesures est de 12cm. Les parois latérales et la paroi supérieure sont transparentes dans la zone de mesures pour permettre des accès optiques. Sur la paroi inférieure peut être inséré un modèle représentatif de l'extrados d'une aube de compresseur. Les modèles peuvent être bidimensionnels (pas de variation selon l'envergure) ou avoir une forme tridimensionnelle. En plus de leur géométrie, les modèles peuvent se différencier par les matériaux utilisés et le niveau d'instrumentation qu'ils embarquent.

#### 3.2.2 Conception du modèle 3D

Une bosse tridimensionnelle a été dessinée par Bron (1997) pour reproduire des phénomènes aéroélastiques présents en turbomachine. La conception s'appuie sur les travaux antérieurs de

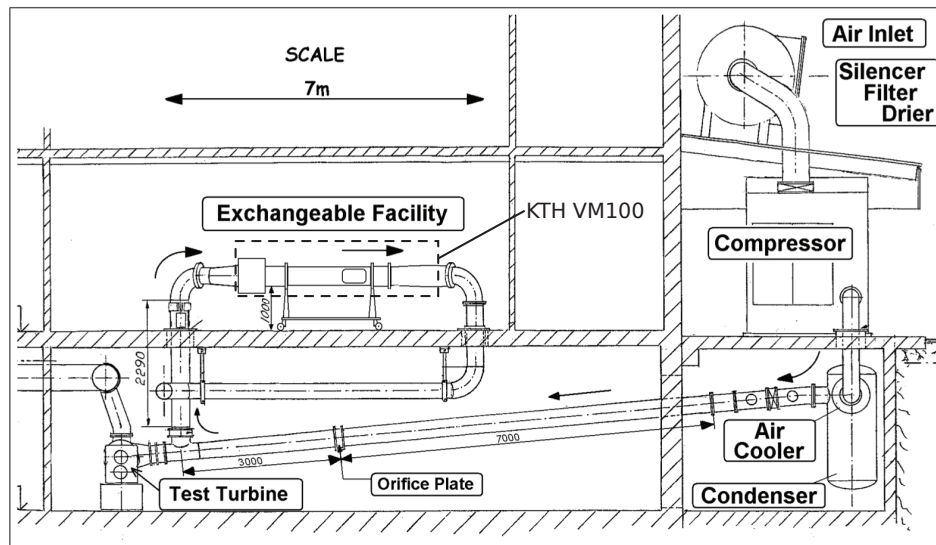


Figure 3.2 – Circuit d'air alimentant la soufflerie KTH-VM100 d'après Bron (2004)

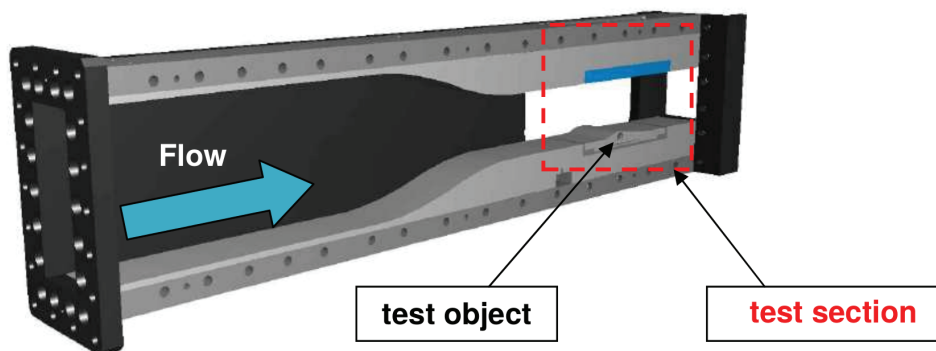


Figure 3.3 – Zone de mesures de la soufflerie VM100 d'après Ferria (2007)

Ferrand (1986) sur le flottement de blocage. Ces travaux ont fait ressortir les conclusions suivantes :

- les perturbations issues d'un point d'arrêt sont amplifiées quelque soit leur direction de propagation
- le facteur d'amplification des perturbations dépend du gradient local du nombre de Mach
- les perturbations remontant l'écoulement sont amplifiées exponentiellement lorsque le nombre de Mach local est proche de l'unité (phénomène de blocage acoustique)
- le déphasage entre les fluctuations de pression et de vitesse au niveau de l'onde de choc résulte d'une compétition entre le gradient local du nombre de Mach et la fréquence réduite

A partir de ces résultats, l'objectif a été de concevoir une forme 3D faisant coexister des gradients forts où les oscillations de l'onde de choc seraient de faible amplitude et des gradients faibles où l'étendue de l'oscillation serait plus importante. Un autre objectif de conception est de

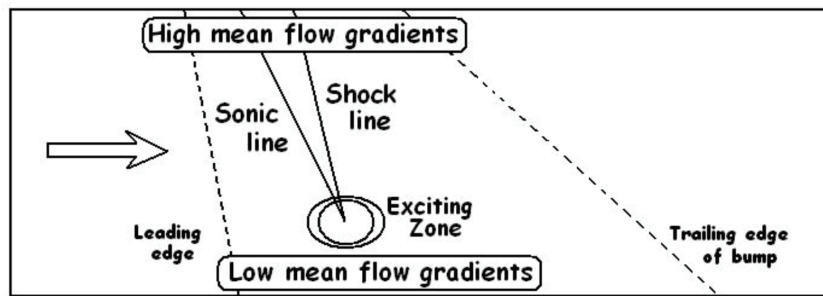


Figure 3.4 – Écoulement cible pour la conception du modèle 3D d'après Bron (2004)

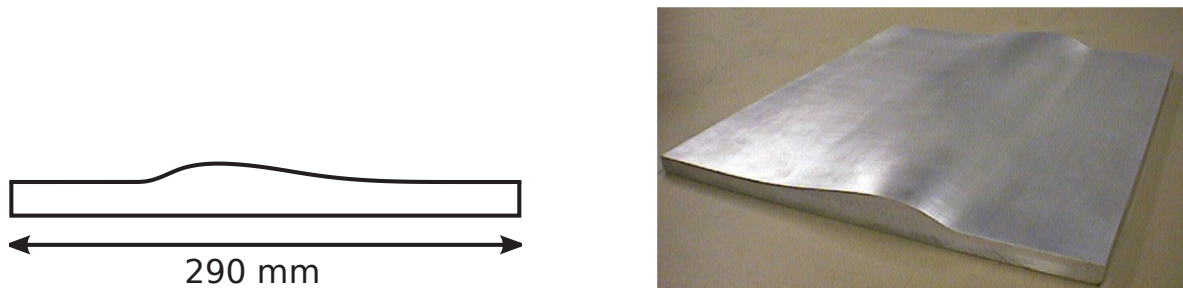


Figure 3.5 – Modèle bidimensionnel représentatif de l'extrados d'une aube de compresseur - schéma du profil (à gauche) et photographie du modèle expérimental (à droite) d'après Bron (2004)

faire se rencontrer la ligne sonique et l'onde de choc en aval de l'onde de choc. L'ensemble de ces objectifs est représenté sur la Fig. 3.4. Ces objectifs sont atteints en faisant varier, dans la direction transverse, la position et la hauteur du col de la tuyère.

### 3.2.3 Modèle bidimensionnel indéformable

Dans ce travail, nous nous intéressons exclusivement aux modèles bidimensionnels. Les différents modèles testés dans la soufflerie ont tous le même profil aérodynamique présenté sur la Fig. 3.5. Ce profil a été extrait en conservant, en toute abscisse, la valeur de la section débitante du modèle 3D. La corde axiale du profil est de 120mm et la section minimale (col) de la veine vaut 108mm. Bron (2004) a utilisé un modèle indéformable finement instrumenté. Il dispose de 156 capteurs de pression stationnaire et de 51 capteurs de pression instationnaire répartis le long de la corde. Le modèle peut glisser dans la direction perpendiculaire à la veine pour obtenir des mesures selon l'envergure.

### 3.2.4 Modèles bidimensionnels oscillants

Les modèles déformables peuvent entrer en oscillation grâce à une came triangulaire. Le moteur entraînant la came permet de générer des vibrations sur une gamme de fréquence allant de 10Hz à 500Hz. Les modèles ont été conçus pour présenter une déformée modale indépendante de



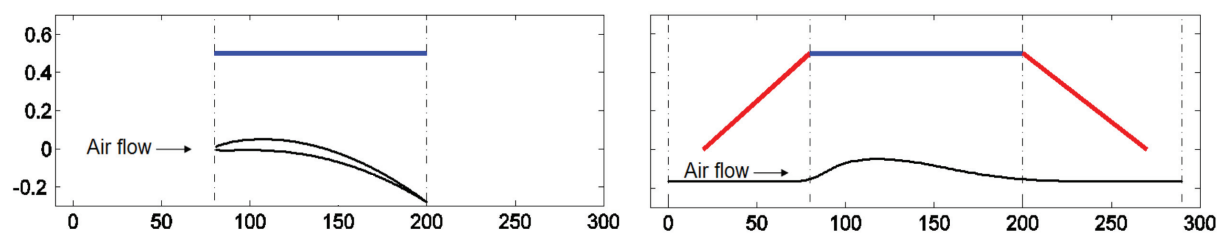


Figure 3.6 – Mode de flexion pure d'une aube de compresseur (à gauche) et profil de déplacement idéal du modèle pour reproduire un tel mode (à droite) d'après Andrinopoulos et al. (2008)

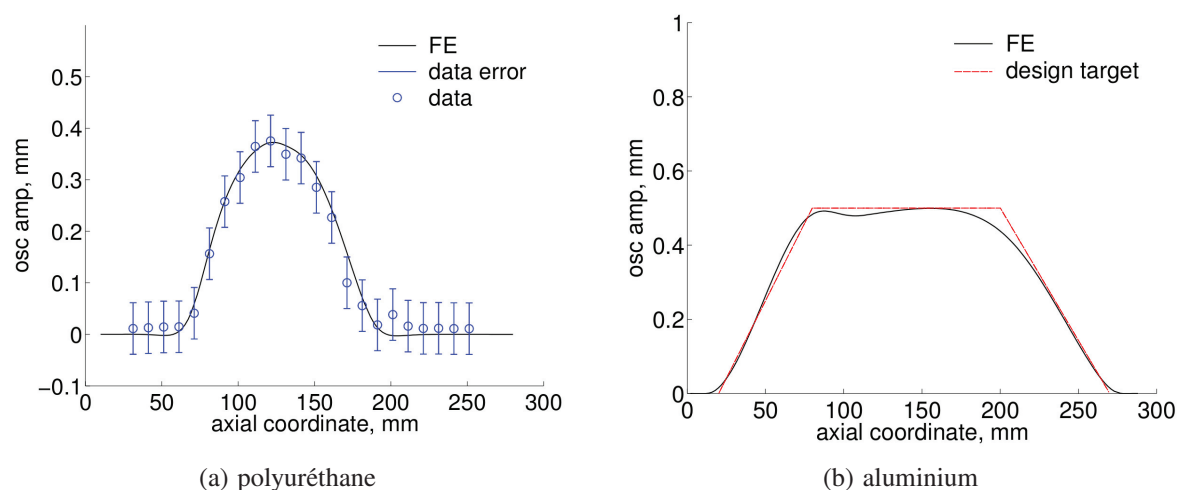


Figure 3.7 – Amplitude d'oscillation verticale pour une excitation de 200Hz pour les deux modèles oscillants d'après Andrinopoulos et al. (2008)

la fréquence et représentative d'un mode de flexion. Si l'on considère le premier mode de flexion d'une coupe d'aube, tous les points à la surface de l'aube ont le même vecteur déplacement. Pour le modèle oscillant, cela revient à dire que le déplacement est identique le long de la bosse. En prenant en compte le raccord à l'amont et à l'aval de la bosse, le profil de déplacement idéal est présenté sur la figure 3.6. Un premier modèle a été fabriqué en polyuréthane. L'amplitude d'oscillation verticale de ce modèle est présentée pour une fréquence de 200Hz sur la Fig. 3.7(a). On remarque que l'objectif d'amplitude constante le long de la bosse n'est pas respecté. Andrinopoulos et al. (2008) ont donc spécialement conçu une nouvelle bosse en aluminium pour vibrer avec une amplitude constante. L'amplitude d'oscillation verticale de cette bosse est présentée pour une fréquence de 200Hz sur la Fig. 3.7(b). Le profil reproduit bien les objectifs fixés. Les deux bosses déformables sont présentées sur la Fig. 3.8

Ferria (2007) a réalisé des mesures en utilisant le modèle déformable en polyuréthane. Du fait de la présence de la came triangulaire, le modèle ne peut pas embarquer autant d'instrumentation que la bosse indéformable. Ferria utilise 13 capteurs de pression stationnaires et 48 capteurs de pression instationnaire le long de la corde.

La bosse en aluminium ne permet pas de placer des prises de pression près de l'axe de la came. Les 25 prises de pression stationnaire sont alors réparties de part et d'autre de l'axe à raison de

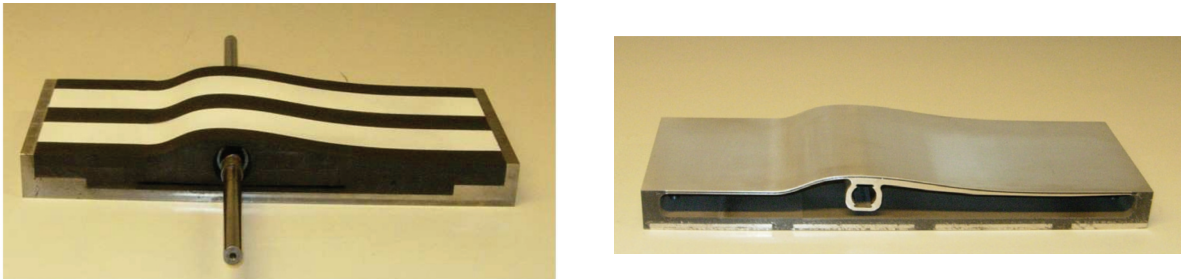


Figure 3.8 – Modèles expérimentaux bidimensionnels en polyuréthane (à gauche) et en aluminium (à droite) d'après Andrinopoulos et al. (2008)

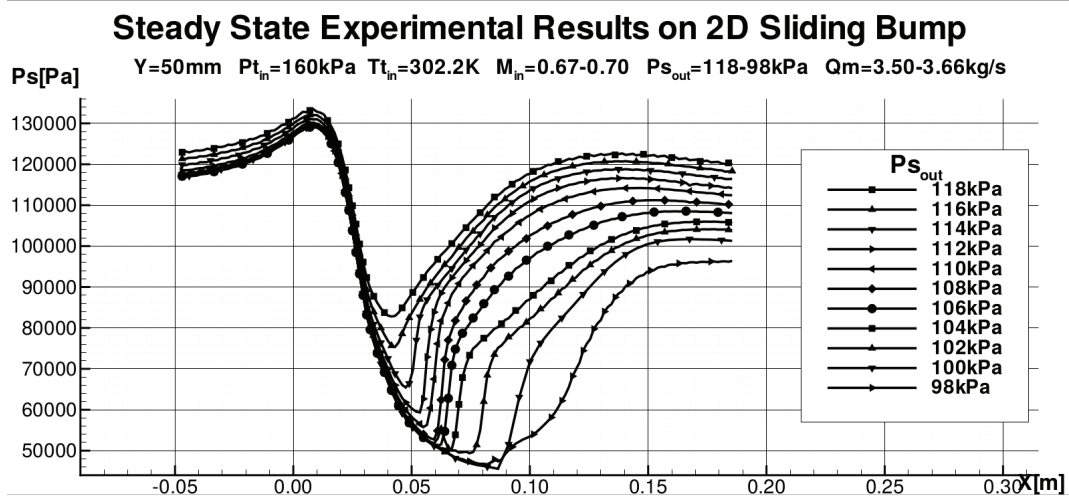


Figure 3.9 – Pression le long de la bosse au centre de la tuyère pour différentes valeurs de la pression statique en sortie d'après Bron (2004)

10 prises en amont et 15 en aval. Pour les mesures instationnaires, 16 capteurs sont utilisés dont 10 sur la moitié aval de la bosse (Costanzo, 2014).

### 3.2.5 Structure de l'écoulement stationnaire

Une large gamme d'écoulements, du régime subsonique jusqu'à des régimes transsoniques à grands nombre de Mach, peut être étudiée grâce à la soufflerie VM-100. Des mesures stationnaires de pression statique le long de la bosse ont été réalisées par Bron (2004) pour différents points de fonctionnement afin de caractériser la plage d'utilisation de la tuyère. Ces mesures sont présentées sur la Fig. 3.9. Des visualisations Schlieren ont également été réalisées pour identifier la structure de l'onde de choc. Ces visualisations montrent que l'écoulement est entièrement subsonique pour les contre-pressions aval  $P_{s_{out}} = 118\text{kPa}$  et  $P_{s_{out}} = 116\text{kPa}$ . A partir de  $P_{s_{out}} = 114\text{kPa}$ , une onde de choc se forme sur l'extrados de la bosse et l'écoulement est alors transsonique (voir Fig. 3.10(a)). Plus la pression aval diminue, plus l'onde de choc se déplace vers



le bord de fuite de la bosse en augmentant sa taille et son intensité. A partir de  $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$ , l'onde de choc vient impacter la paroi supérieure et le canal est alors bloqué (voir Fig. 3.10(b)). Les mesures de pression et les visualisations Schlieren ne nous renseignent pas sur la structure tridimensionnelle de l'écoulement. Pour cela, des visualisations à film d'huile ont été réalisées sur la bosse ainsi que des mesures de pression à différentes positions transverses. Une visualisation à film d'huile pour la pression aval de  $114\text{kPa}$  est présentée sur la Fig. 3.11(a). Dans cette configuration, la couche limite est attachée et l'écoulement varie peu dans la direction transverse. Les seuls effets tridimensionnels sont une dilatation de l'écoulement à l'approche de la bosse puis une contraction en aval de la bosse. A l'inverse, la visualisation pour la contre-pression aval de  $104\text{kPa}$  révèle une structure d'écoulement largement dominée par des effets tridimensionnels (voir Fig. 3.11(b)). En effet, le fort gradient de pression adverse induit un large décollement de la couche limite au centre du canal ainsi que deux larges décollements de coin. On remarque également que la structure de l'écoulement tridimensionnel n'est pas parfaitement symétrique. Cette brisure de symétrie lorsque le gradient de pression augmente est plus nettement visible sur la Fig. 3.12 où sont présentées les nombres de Mach isentropiques sur la bosse dans les directions axiale et transverse.

### 3.2.6 Générateur d'ondes rétrogrades

Si l'oscillation des modèles déformables permet de reproduire les mécanismes liés au flottement, la soufflerie dispose également d'un générateur d'ondes rétrogrades. Ce générateur, situé à l'aval de la zone d'étude, permet de reproduire des instationnarités du type interactions rotor/stator. Les ondes sont générées grâce à une came elliptique dont la géométrie détermine l'amplitude des fluctuations de pression.

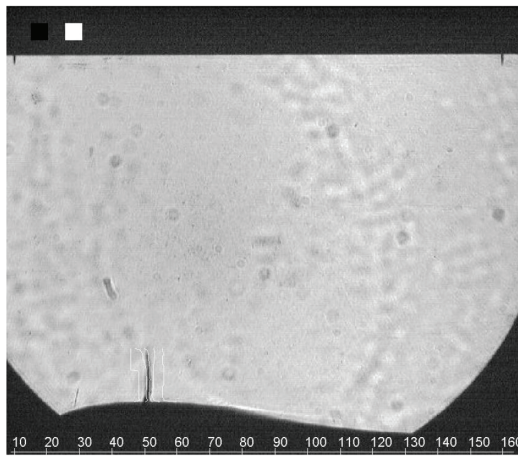
Un schéma du dispositif est présenté sur la Fig. 3.13. Les ondes acoustiques rétrogrades remontent l'écoulement puis excitent l'onde de choc, entraînant son oscillation à la fréquence imposée par la rotation de la came. Un tel phénomène se produit en turbomachine lorsque l'onde de choc attachée aux aubages d'une roue voit défiler les bords d'attaque des aubes de la roue suivante. Sept comes elliptiques de géométries différentes ont été conçues afin d'évaluer l'influence de l'amplitude des ondes sur la réponse de l'interaction onde de choc / couche limite. Les paramètres pilotant la géométrie sont le demi-grand axe  $a$  et le demi petit axe  $b$  de l'ellipse. Le moteur électrique qui entraîne la came autorise des excitations de fréquence maximale  $500\text{Hz}$ .

## 3.3 Simulation du décollement central

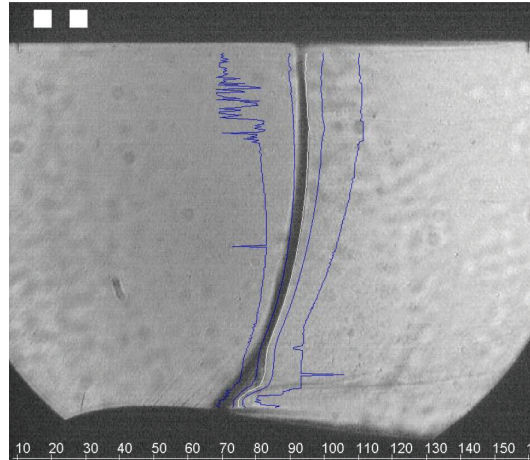
Dans cette section nous cherchons à prédire le comportement stationnaire de l'interaction forte onde de choc / couche limite, c'est-à-dire avec décollement central de la couche limite. Pour cela, nous nous appuyons sur des simulations RANS stationnaires 2D. Une attention particulière est donnée à l'influence du maillage et à la modélisation de la turbulence.

### 3.3.1 Influence du maillage

Comme le montre une étude réalisée par Mavriplis et al. (2009), les erreurs liées à la discrétisation spatiale sont une des sources majeures d'incertitude en simulation numérique. Pour

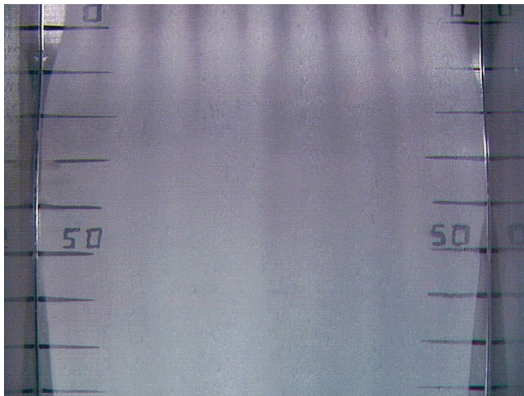


(a)  $P_{s_{out}} = 114\text{kPa}$

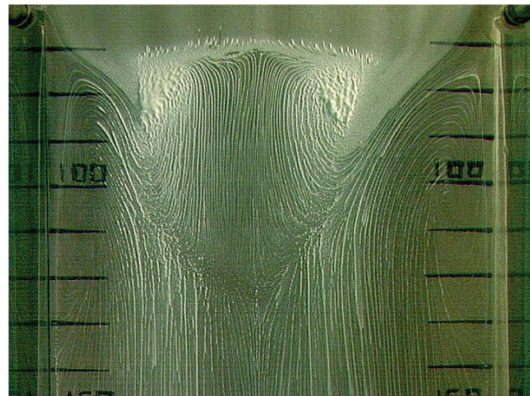


(b)  $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$

Figure 3.10 – Visualisations Schlieren d'après Bron (2004)

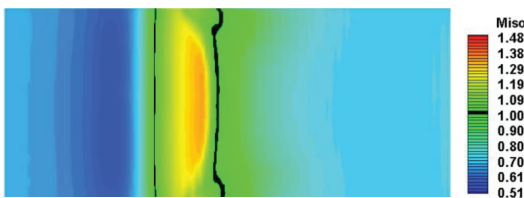


(a)  $P_{s_{out}} = 114\text{kPa}$

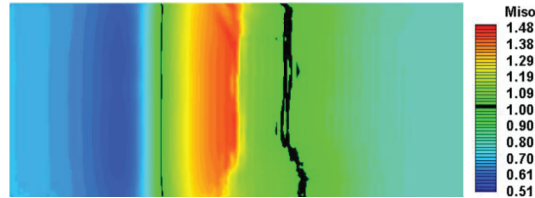


(b)  $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$

Figure 3.11 – Visualisations à film d'huile d'après Bron (2004)



(a)  $P_{s_{out}} = 114\text{kPa}$



(b)  $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$

Figure 3.12 – Nombre de Mach isentropique sur la bosse d'après Bron (2004)

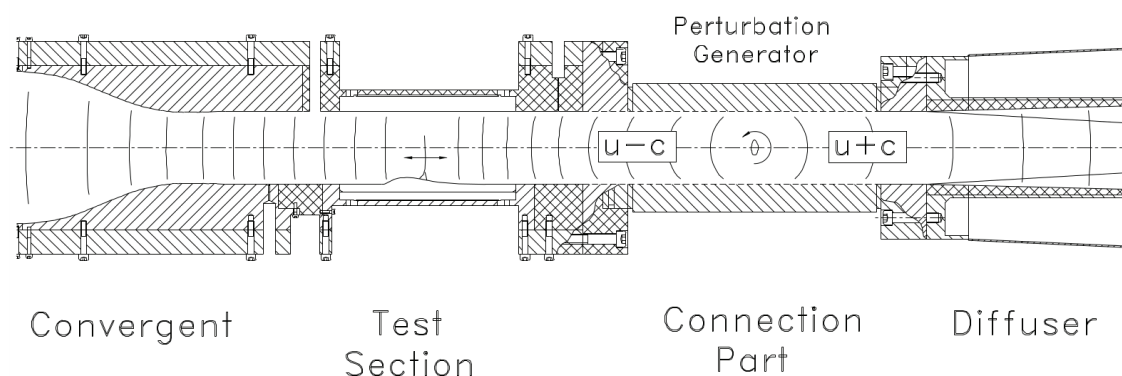


Figure 3.13 – Schéma des ondes acoustiques générées par la came elliptique d'après Bron (2004)

réduire de telles incertitudes, nous présentons ici le travail réalisé pour obtenir une solution numérique indépendante du maillage utilisé. Dans un premier temps nous analysons l'influence de la taille de la première maille sur la résolution de l'écoulement dans la couche limite pour une simulation 2D stationnaire avec le modèle de turbulence  $k-\omega$  de Wilcox (1988). Nous étudions ensuite l'influence du nombre de points dans les directions parallèle et normale au modèle.

### Distance du premier point à la paroi

Plusieurs stratégies sont envisageables pour résoudre l'écoulement turbulent près des parois. Les modèles de turbulence à haut nombre de Reynolds se fondent sur l'hypothèse que la structure d'un écoulement près de la paroi dépend peu de l'écoulement en dehors de la couche limite. Des lois de paroi sont alors utilisées pour modéliser, en fonction de la distance, l'influence de l'écoulement à bas nombre de Reynolds. Cette solution est relativement peu coûteuse mais nécessite une définition non ambiguë de la distance à la paroi, ce qui s'avère problématique en turbomachine, notamment pour l'écoulement de jeu. Par conséquent, on utilise dans ce travail des modèles de turbulence à bas nombre de Reynolds. On entend par là que la couche limite doit être simulée, ce qui impose d'introduire des points de calcul près de la paroi. En particulier la sous-couche visqueuse, où les effets inertiels sont négligeables, doit être correctement résolue.

Pour évaluer la taille de la première maille, nous utilisons une écriture adimensionnelle de la distance à la paroi

$$y^+ = \frac{yu^*}{\nu} \quad (3.1)$$

où  $y$  est la distance à la paroi,  $\nu$  la viscosité cinématique et  $u^*$  la vitesse de frottement définie par

$$u_* = \sqrt{\nu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w} \quad (3.2)$$

Le critère utilisé dans cette étude est la valeur maximale du  $y^+$  au niveau du premier point de calcul en dehors de la paroi. On notera ce critère  $y_{max}^+$ . Cinq maillages différents sont évalués, correspondant à des  $y_{max}^+$  de 32, 10, 3, 1 et 0.3 pour le maillage le plus fin. Les maillages utilisés

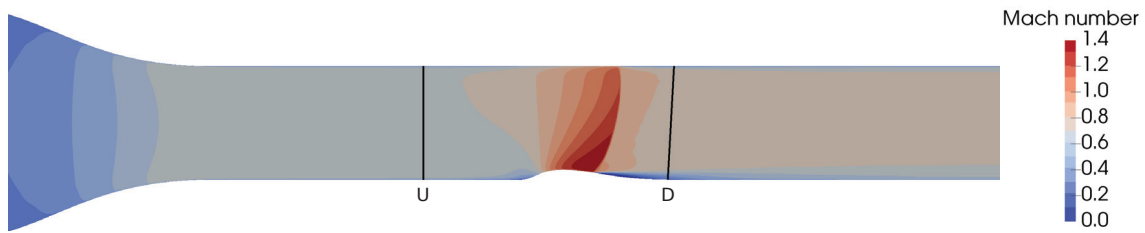


Figure 3.14 – Écoulement stationnaire le long de la bosse et stations d'extraction des profils de vitesse

pour évaluer la convergence en  $y_{max}^+$  ont tous un nombre de points identiques (481 points dans la direction parallèle à l'écoulement, 141 points dans la direction normale à la paroi). Pour calculer le  $y_{max}^+$  associé à chaque maillage, nous avons utilisé la valeur de  $u^*$  calculée sur le maillage le plus fin. Cette méthode permet de lire les  $y^+$  comme des distances à la paroi adimensionnées et garantit que le même adimensionnement est utilisé pour tous les maillages. En pratique, lors d'une simulation, nous avons généralement accès à un seul maillage. Si celui-ci est trop grossier, une erreur qui peut être significative est faite sur la valeur de  $u_*$ . En effet, la prédiction du gradient de vitesse à la paroi dépend directement de la distance du premier point. Pour les trois maillages les plus fins étudiés dans cette section, les deux méthodes de calcul donnent le même résultat, indiquant que le gradient de vitesse à la paroi est correctement estimé. Pour les maillages plus grossiers, l'estimation de  $y_{max}^+$  est inférieure de 18% pour le quatrième maillage ( $y_{max}^+ = 8.5$  au lieu de 10) et deux fois inférieure pour le maillage le plus grossier ( $y_{max}^+ = 14$  au lieu de 32).

Comme l'interaction onde de choc / couche limite est sensible au facteur de forme du profil de vitesse incidente, il semble pertinent de regarder l'influence du maillage sur l'état de la couche limite en amont de l'onde de choc. Nous évaluons aussi l'influence du maillage sur le profil de vitesse à l'aval de la zone décollée, au niveau du bord de fuite de la bosse. Les stations d'extraction amont (U) et aval (D) sont représentées sur la Fig. 3.14. Les profils de vitesse aux stations U et D pour les différents maillages sont tracés sur la Fig. 3.15. En amont de l'onde de choc, on remarque que les trois maillages les plus fins donnent une description identique du profil de vitesse dans la couche limite. Le maillage avec  $y_{max}^+ = 10$  présente la même évolution mais avec une vitesse moins importante, ce qui peut être dû à une sous-estimation du gradient de vitesse à la paroi. Le maillage le plus grossier ( $y_{max}^+ = 32$ ) sous-estime largement le gradient de vitesse à la paroi et prédit une couche limite moins pleine, donc plus épaisse. Ceci est confirmé par les valeurs de l'épaisseur de quantité de mouvement et du facteur de forme incompressibles calculés pour les cinq configurations et présentés dans le tableau 3.1. On observe dans ce tableau que malgré une couche limite plus épaisse dans le cas des maillages grossiers, le facteur de forme ne semble pas impacté. Le rapport entre épaisseur de déplacement et de mouvement est donc conservé même lorsque le gradient de vitesse à la paroi est largement sous-estimé.

Le traitement des variables turbulentes près de la paroi peut être délicat. C'est notamment le cas avec la dissipation spécifique  $\omega$  qui doit tendre vers l'infini lorsque la distance à la paroi tend vers 0. Wilcox (1988) développe la loi de  $\omega$  près des parois à partir de son modèle  $k-\omega$  et obtient

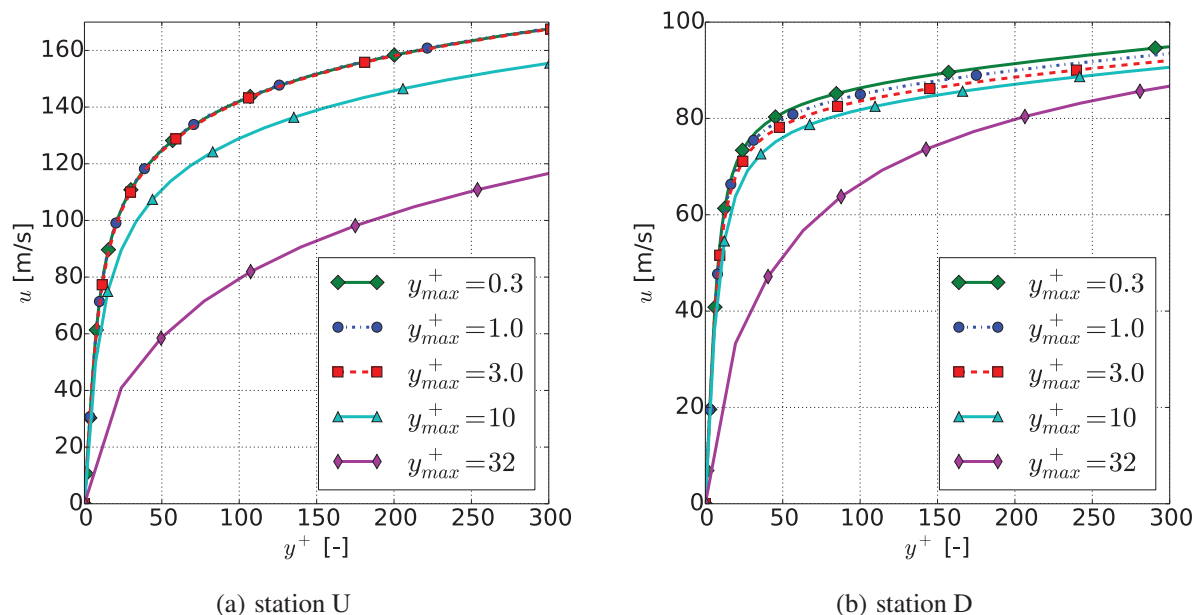


Figure 3.15 – Profil de vitesse normal à la paroi à l'amont (station U) et à l'aval (station D) de l'onde de choc pour différentes valeurs de  $y_{max}^+$

$y_{max}^+$ [-]	$\theta_i^*/c_{ax}$ [%]		$H_i$ [-]	
	station U	station D	station U	station D
0.3	0.5	2.4	1.2	1.6
1	0.5	2.5	1.2	1.6
3	0.5	2.5	1.2	1.6
10	0.8	2.7	1.2	1.6
32	1.3	3.2	1.4	1.6

Tableau 3.1 – Épaisseur de mouvement adimensionnée par la corde axiale et facteur de forme incompressibles de la couche limite à l'amont (U) et à l'aval (D) de la bosse



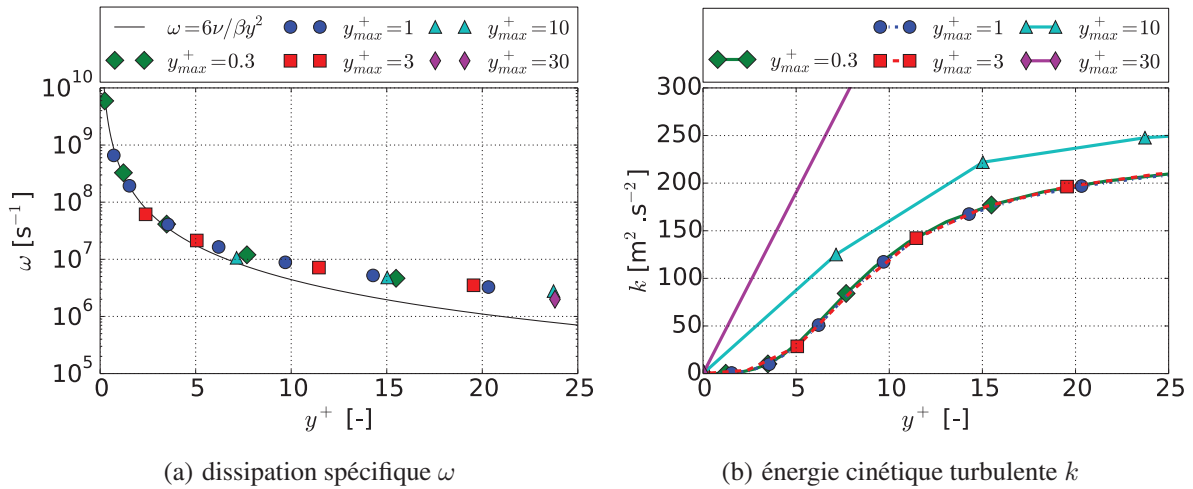


Figure 3.16 – Variables turbulentes en fonction de la distance à la paroi - comparaison des résultats numériques obtenus sur différents maillages à l'amont de l'onde de choc (station U)

la relation

$$\omega \xrightarrow{y \rightarrow 0} \frac{6\nu}{\beta y^2} \quad (3.3)$$

Cette relation doit être vérifiée dans la sous-couche visqueuse, donc pour des  $y^+$  inférieures à 5. Pour satisfaire l'équation (3.3), Wilcox obtient de bons résultats en appliquant directement la relation à  $\omega$  pour des  $y^+$  inférieures à 2.5 et conseille d'avoir au moins 5 points de maillage entre  $y^+ = 0$  et  $y^+ = 2.5$ . Cette solution nécessite des maillages très fins et fait intervenir la distance à la paroi dont le calcul peut être délicat. Une autre solution est d'imposer la valeur de  $\omega$  uniquement à la paroi à travers la formule

$$\omega_{wall} = \frac{C_\omega \nu}{\beta y_0^2} \quad (3.4)$$

où  $y_0$  est la distance du premier point à la paroi et  $C_\omega$  une constante. Cette solution permet d'obtenir une bonne valeur de  $\omega$  au premier point, à condition que celui-ci soit situé dans la sous-couche visqueuse. Nous avons comparé sur la Fig. 3.16(a) la dissipation spécifique issue des calculs numériques avec la formule théorique.

On remarque que les points en dessous de  $y^+ = 5$  sont superposés à la courbe théorique, ce qui permet de valider la méthode numérique. Ce qui est plus étonnant est la bonne correspondance du premier point des maillages grossiers avec les valeurs du maillage le plus fin. Il semble donc que la prédiction de  $\omega$  près de la paroi est satisfaisante même avec des maillages grossiers. En revanche, la prédiction de l'énergie cinétique turbulente, tracée sur la Fig. 3.16(b), est beaucoup plus sensible à la taille de la première maille. Si le premier point est trop éloigné de la paroi, le gradient de  $k$  est surestimé ce qui conduit à une surestimation de  $k$ . Au premier point du maillage à  $y_{max}^+ = 10$ , la valeur de  $k$  est surestimée d'environ 50% par rapport au maillage le plus fin. Pour le maillage à  $y_{max}^+ = 30$ , la valeur de  $k$  au premier point ( $y^+ = 24$ ) est égale à 900, c'est-à-dire quatre fois supérieure à celle du maillage le plus fin.

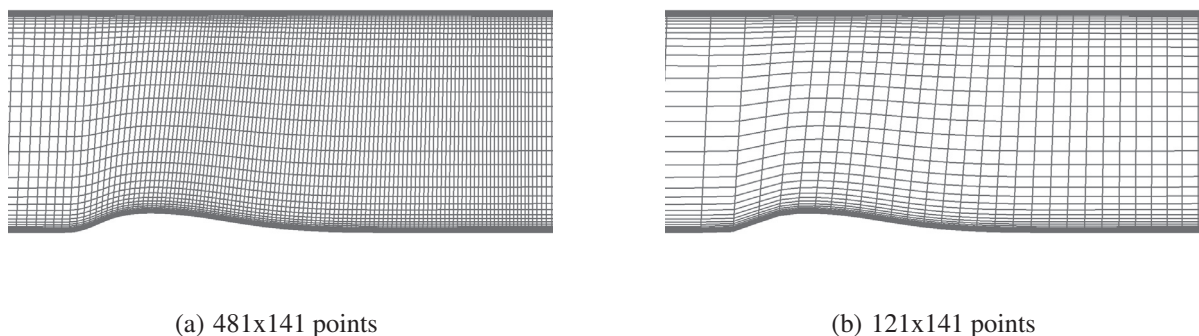


Figure 3.17 – Maillages le plus fin (à gauche) et le plus grossier (à droite) utilisés pour étudier l'influence du nombre de points dans la direction axiale (affichage d'un point sur deux)

Le maillage intermédiaire ( $y_{max}^+ = 3$ ) donne des résultats très satisfaisants sur cette configuration. En revanche, il ne comporte qu'un point dans la sous-couche visqueuse et peut donc être pénalisant sur des configurations plus complexes, par exemple en cas de décollement. A l'inverse, le maillage le plus fin ( $y_{max}^+ = 0.3$ ) permet une grande robustesse mais nécessite des pas de temps plus courts donc un temps de restitution plus long. Pour ces raisons nous retiendrons pour les maillages suivants un compromis entre robustesse et coût de calcul à travers une valeur de  $y_{max}^+$  égale à 1.

### Nombre de points du maillage

Dans cette section nous étudions séparément l'influence du nombre de points dans les deux directions. Dans un premier temps, nous reprenons le maillage précédent et nous faisons varier le nombre de points dans la direction parallèle à l'écoulement. Quatre maillages sont ainsi créés dont le plus fin comporte 481 points et le plus grossier 121 points dans la direction axiale (voir Fig. 3.17). On s'attend à ce que la densité de points de maillage dans la direction axiale influence principalement la position de l'onde de choc et la résolution du décollement de la couche limite. Nous choisissons donc comme premier critère d'évaluation la répartition de pression statique le long de la bosse (voir Fig. 3.18(a)). En effet, cela permet d'identifier la position axiale de l'onde de choc. Par rapport au maillage le plus fin, les trois autres présentent des résultats très similaires avec une différence notable uniquement pour le maillage le plus grossier qui prédit une position différente de l'onde de choc (plus en aval). D'autre part nous traçons sur la Fig. 3.18(b) le profil de vitesse dans la station D, c'est-à-dire en aval de l'onde de choc. Une fois encore, les trois premiers maillages donnent des résultats identiques et seul le plus grossier diffère.

Dans un deuxième temps, nous nous intéressons à la discrétisation de l'écoulement dans la direction transversale. Le maillage de référence utilisé comporte 361 points dans la direction axiale et 141 dans la direction transversale. Trois nouveaux maillages seront évalués, dont le nombre de points varie de 101 à 41 points. Le nombre de points dans la direction normale à la paroi est particulièrement critique dans les zones de décollement de la couche limite où les gradients de vitesse sont importants. Nous choisissons donc d'évaluer les différents maillages

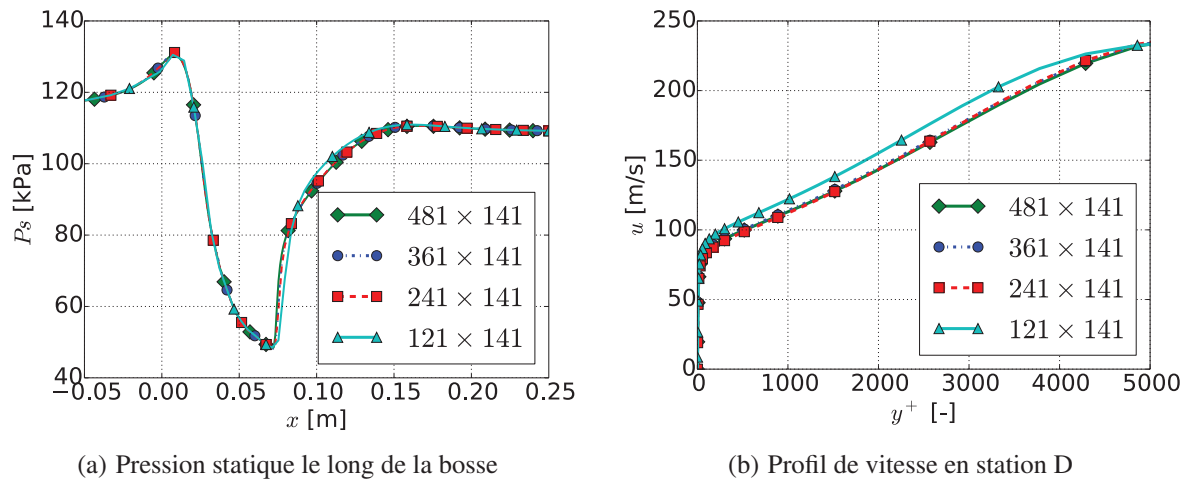


Figure 3.18 – Influence du nombre de points dans la direction parallèle à l'écoulement

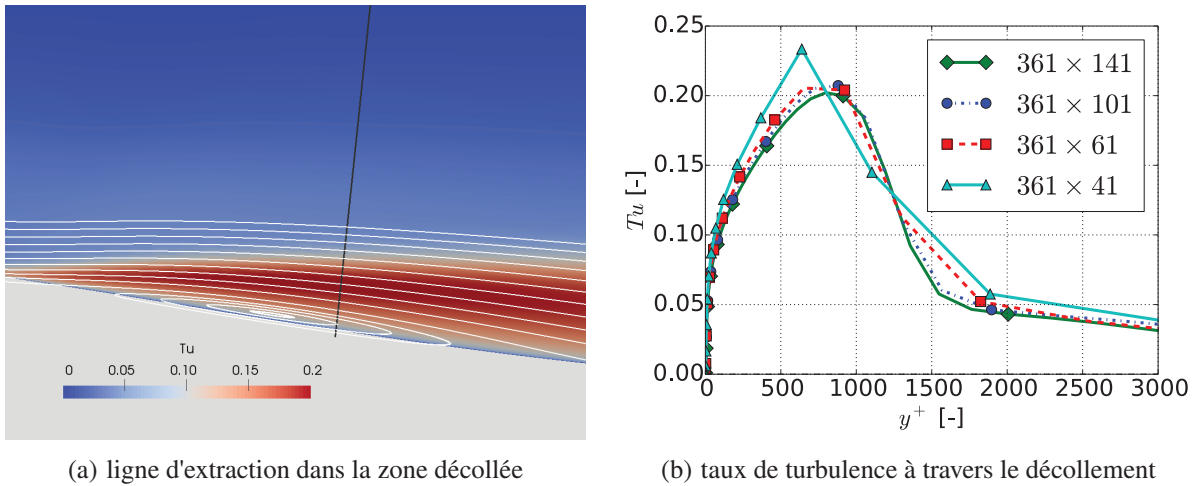


Figure 3.19 – Taux de turbulence dans la zone décollée en fonction du nombre de points dans la direction normale à la paroi

dans cette zone. Sur la Fig. 3.19(a) sont représentées les lignes de courant superposées à un champ de taux de turbulence au voisinage de la zone décollée. Le taux de turbulence est défini par

$$Tu = \frac{\sqrt{2k/3}}{u_\infty} \quad (3.5)$$

où  $u_\infty$  est une vitesse d'adimensionnement. Nous utilisons ici la vitesse moyenne de l'écoulement en dehors de la couche limite  $u_\infty = 250 \text{ m s}^{-1}$ . La droite grise, normale à la paroi, matérialise la ligne d'extraction le long de laquelle est tracé le taux de turbulence pour les différents maillages sur la Fig. 3.19(b).

Grâce aux lignes de courant, on peut facilement identifier la zone décollée sur la Fig. 3.19(a). A la frontière entre le décollement et l'écoulement sain, on observe des valeurs importantes du



taux de turbulence. Ceci découle directement de l'hypothèse de Boussinesq qui relie la production d'énergie cinétique turbulente au tenseur des taux de déformation (voir section 2.3). Dans ces zones de fortes déformations, l'écoulement moyen alimente la production de  $k$  qui est ensuite advectée vers l'aval.

La ligne choisie pour l'extraction passe légèrement en aval du foyer du décollement. Comme on peut le voir sur la Fig. 3.19(b), le gradient de  $k$  est le plus important pour un  $y^+$  compris entre 1000 et 1500. Comme cette zone est relativement éloignée de la paroi, la densité des points du maillage est moins importante et la description du gradient peut être délicate. Ainsi on observe que le maillage le plus grossier ( $361 \times 41$ ) ne parvient pas à reproduire celui-ci. Il prédit une valeur maximale du taux de turbulence supérieure au maillage de référence et un gradient plus faible. Le maillage suivant ( $361 \times 61$ ) donne des résultats très similaires au maillage de référence à la fois concernant le taux de turbulence maximum et la pente négative.

Finalement, les résultats obtenus indiquent, pour le point de fonctionnement et le modèle de turbulence utilisés, les consignes suivantes en terme de qualité de maillage :

- distance du premier point à la paroi  $y_{max}^+ \leq 3$  ;
- nombre de points dans la direction axiale  $\geq 241$  ;
- nombre de points dans la direction normale  $\geq 61$ .

Si ces conditions sont suffisantes pour le point de fonctionnement et le modèle de turbulence utilisé, elles pourraient résulter en un maillage trop dissipatif si le décollement est plus important. Comme la taille du décollement dépend fortement du point de fonctionnement et du modèle de turbulence, nous proposons de respecter des règles plus restrictives qui devraient garantir une erreur de discrétisation raisonnablement faible indépendamment de la pression de sortie et de la modélisation turbulente :

- distance du premier point à la paroi  $y_{max}^+ \leq 1$  ;
- nombre de points dans la direction axiale  $\geq 361$  ;
- nombre de points dans la direction normale  $\geq 101$ .

Nous construisons un maillage satisfaisant ces critères pour évaluer, dans la section suivante, l'influence de la modélisation de la turbulence sur la prédiction du décollement central.

### 3.3.2 Influence de la modélisation de la turbulence

Pour étudier l'influence de la modélisation turbulente sur l'écoulement stationnaire 2D nous choisissons quatre modèles avec limiteur de production d'énergie cinétique turbulente :

- Wcx88 :  $k$ - $\omega$  de Wilcox (1988) avec  $P_k/\varepsilon < 10$
- Kok00 :  $k$ - $\omega$  de Kok (2000) avec  $P_k/\varepsilon < 10$
- Wcx06 :  $k$ - $\omega$  de (Wilcox, 2006) avec  $C_{lim} = 0.875$
- Wcx06SST :  $k$ - $\omega$  de (Wilcox, 2006) avec  $C_{lim} = 1.0$

Ce choix de modèles permet d'une part d'évaluer l'influence du terme de diffusion croisée (en comparant Wcx88 et Kok00), d'autre part d'évaluer les corrections récemment proposées par Wilcox (en comparant Kok00 et Wcx06), enfin de regarder l'influence du limiteur de viscosité turbulente (en comparant Wcx06 et Wcx06SST). Une valeur de  $C_{lim} = 1.0$  correspond au limiteur proposé par Menter (1992a) d'où l'appellation SST du dernier modèle. Le taux de turbulence à l'entrée du domaine est fixé à 5% et la dissipation spécifique turbulente est imposée de manière

à avoir  $\mu_T/\mu = 50$ .

Sur la Fig. 3.20 est tracé le coefficient de pression pour deux points de fonctionnement différents. Le coefficient de pression est défini par la formule

$$C_p = \frac{P_s - P_{s_{inlet}}}{P_{t_{inlet}} - P_{s_{inlet}}} \quad (3.6)$$

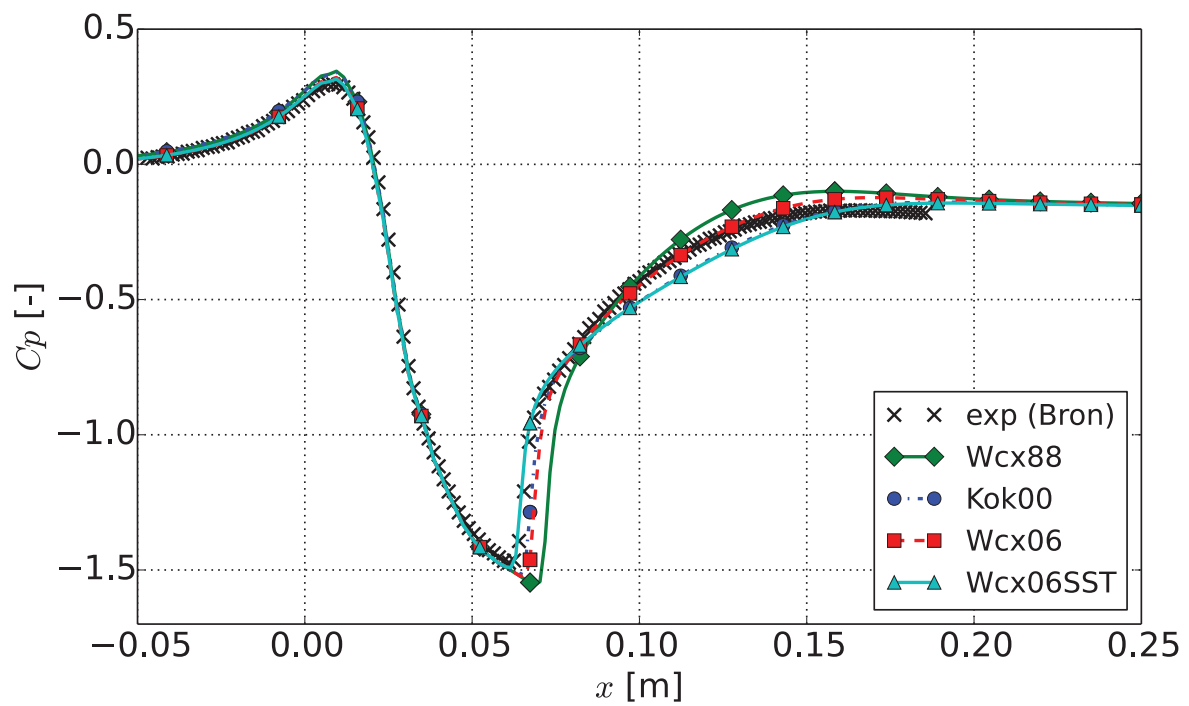
où  $P_s$  est la pression statique locale,  $P_{t_{inlet}} = 160\text{kPa}$  la pression totale en entrée, et  $P_{s_{inlet}}$  la pression statique en entrée. Les calculs 2D ne prennent pas en compte les pertes générées par les écoulements tridimensionnels, en particulier les décollements de la couche limite au centre de la veine et près des coins. Pour obtenir le même coefficient de pression que les mesures expérimentales en sortie de la tuyère ( $x = 0.2\text{m}$ ), nous ajoutons 3kPa à la pression statique de sortie du domaine par rapport aux mesures expérimentales. Pour cette même raison, la valeur de  $P_{s_{inlet}}$  est légèrement différente entre les mesures expérimentales et les simulations 2D

$$P_{s_{inlet}}^{exp} = 116.0\text{kPa} \quad P_{s_{inlet}}^{num} = 116.5\text{kPa} \quad (3.7)$$

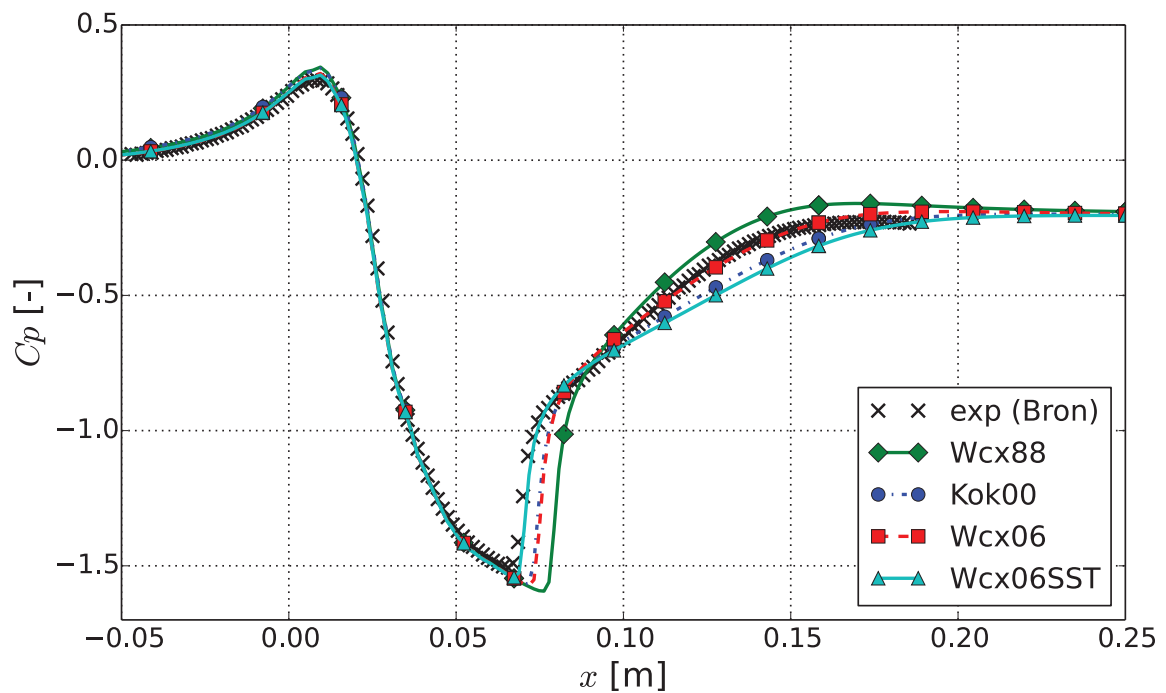
Grâce à ce recalage, le coefficient de pression est correctement prédit par tous les modèles depuis l'amont de la bosse jusqu'à l'onde de choc. En revanche, la position de l'onde de choc et le gradient de pression statique à l'aval de l'onde de choc sont les zones critiques où le modèle de turbulence a une forte influence. Sur la Fig. 3.20(a), concernant la position de l'onde de choc, la prédiction la plus en amont correspond au modèle Wcx06SST qui est très proche de la position expérimentale. Les modèles Kok00 et Wcx06 prédisent la même position, plus en aval que les résultats expérimentaux et le modèle Wcx88 prédit la position de l'onde de choc la plus en aval. À l'aval de l'onde de choc, le gradient de pression statique le plus fort est prédit par le modèle Wcx88. Le modèle Wcx06 prédit un gradient plus faible, plus proche des résultats expérimentaux tandis que les modèles Kok00 et Wcx06SST prédisent un gradient plus faible que l'expérience. L'intensité du gradient de pression statique dépend notamment de la force de l'onde de choc (donc de sa position). Il n'est donc pas anodin d'avoir un gradient fort associé à une onde de choc en aval (Wcx88) et un gradient faible associé à une onde de choc plus en amont (Wcx06SST). L'autre mécanisme qui intervient dans la diffusion est la description du décollement en aval de l'onde de choc. La prédiction des décollements est en général très sensible au modèle de turbulence, ce qui explique qu'une même position de l'onde de choc n'induit pas forcément la même récupération de pression statique. Ceci explique les différences obtenues en aval de l'onde de choc entre les modèles Kok00 et Wcx06. La Fig. 3.20(b) correspond à une pression statique de sortie plus faible donc à une onde de choc plus forte et un décollement plus important. Les mêmes observations que précédemment peuvent être faites pour ce point de fonctionnement, indiquant que les différences liées à la modélisation turbulente dépendent peu du point étudié.

Concernant la prédiction du décollement central, nous comparons sur la Fig. 3.21 la position des points de décollement et de rattachement de la couche limite à l'aval de l'onde de choc en fonction du point de fonctionnement. Cette comparaison concerne les quatre modèles de turbulence évalués et les résultats expérimentaux.

Le point de séparation de la couche limite est situé juste à l'aval de l'onde de choc. Comme l'accord entre résultats numériques et expérimentaux était de bonne qualité pour la prédiction de



(a)  $P_{s_{out}}^{exp} = 106\text{kPa}$



(b)  $P_{s_{out}}^{exp} = 104\text{kPa}$

Figure 3.20 – Coefficient de pression le long de la bosse en fonction de la modélisation de la turbulence pour deux points de fonctionnement - comparaison avec les résultats expérimentaux de Bron (2004)

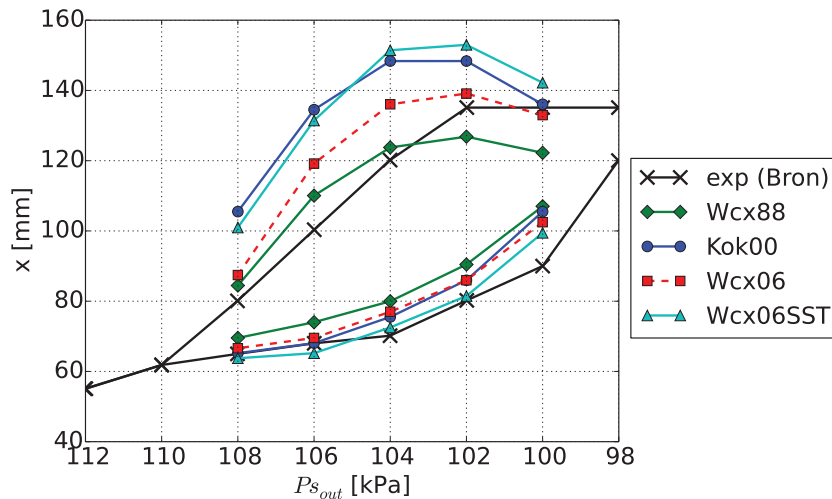


Figure 3.21 – Influence de la modélisation de la turbulence sur la position axiale des points de séparation et de rattachement du décollement central en fonction de la pression statique de sortie - comparaison de simulations numériques 2D avec les résultats expérimentaux de Bron (2004)

la position de l'onde de choc, on retrouve un bon accord sur la position du point de séparation de la couche limite. Le modèle Wcx06SST, qui présentait le meilleur accord avec l'expérience concernant la position de l'onde de choc, reste donc le meilleur candidat pour la prédiction du point de séparation. On retrouve ensuite les modèles Kok00 et Wcx06 qui sont très similaires et présentent un point de séparation plus en aval que l'expérience. Enfin, le modèle Wcx88 prédit les points de séparation les plus en aval, de façon consistante avec la prédiction de la position de l'onde de choc. Dans tous les cas, on observe une évolution non linéaire du point de séparation avec la pression de sortie, dont l'allure est correctement reproduite par toutes les simulations.

Si les prédictions des différents modèles de turbulence présentent peu d'écart pour la position du point de séparation, il en va tout autrement pour le point de rattachement. On observe globalement de grandes disparités entre les modèles et un écart plus important avec les résultats expérimentaux. La position du point de rattachement prédite par les quatre modèles est globalement plus en aval que les résultats expérimentaux. Quelque soit le point de fonctionnement, le modèle Wcx88 prédit la position la plus à l'amont des points de rattachement tandis que les modèles Kok00 et Wcx06SST sont similaires et prédisent les points de rattachement les plus en aval. Le modèle Wcx06 est intermédiaire, il prédit une position du point de rattachement comparable à celle du modèle Wcx88 pour une forte pression aval ( $P_{s,out} = 108\text{kPa}$ ) et se rapproche des prédictions du modèle Kok00 pour une faible pression aval ( $P_{s,out} = 100\text{kPa}$ ). On peut dresser les conclusions suivantes :

- l'ajout du terme de diffusion croisée se traduit par un décollement central plus large (comparaison des modèles Wcx88 et Kok00) ;
- plus le limiteur de production d'énergie cinétique turbulente est fort, plus le décollement sera important (comparaison des modèles Wcx06 et Wcx06SST) ;
- le limiteur  $P_k/\varepsilon < 10$  du modèle Kok00 prédit la même longueur de décollement que le modèle de Wilcox (2006) avec  $C_{lim} = 1$  (modèle Wcx06SST).

Indépendamment du modèle, les résultats numériques prédisent une évolution parabolique de la position du point de rattachement avec la pression statique de sortie, atteignant un maximum pour le point de fonctionnement  $P_{s_{out}} = 102\text{kPa}$ . Cette évolution non monotone peut s'expliquer par la courbure de la bosse. En effet, la courbure locale du modèle est nulle au col et au bord de fuite et atteint un maximum entre ces deux points. Lorsque la pression statique diminue, l'onde de choc avance dans la tuyère et impacte le modèle en un point de courbure différente. Le gradient de pression adverse généré par la variation de section de la tuyère (partie divergente) dépend donc de la position de l'onde de choc. Dans le cas où le gradient de pression adverse est le plus fort, l'étendue longitudinale du décollement est maximale.

En revanche, les résultats expérimentaux prédisent une évolution linéaire puis constante du point de rattachement du décollement central avec la pression statique de sortie. On observe en effet une augmentation linéaire du point de rattachement lorsque la pression de sortie diminue pour les cinq premiers points de fonctionnement ( $110\text{kPa} \geq P_{s_{out}} \geq 102\text{kPa}$ ). Sur cette gamme de points de fonctionnement, la position du point de rattachement augmente plus vite que la position du point de séparation, ce qui se traduit par une augmentation de l'étendue longitudinale du décollement central. Pour les trois derniers points de fonctionnement ( $P_{s_{out}} \leq 102\text{kPa}$ ), la position du point de rattachement est constante tandis que le point de séparation continue à avancer dans la veine, conduisant à une réduction de l'étendue longitudinale du décollement central. Cette évolution en deux temps du point de rattachement (linéaire puis constante) n'est reproduite par aucun modèle de turbulence. Une explication possible est que l'évolution de la largeur des décollements de coin en fonction de la pression statique peut interagir avec l'évolution de la longueur du décollement central. Des calculs 2D, pour lesquels ces décollements ne sont pas simulés, ne peuvent donc pas prévoir une telle interaction. Cette hypothèse est évaluée dans la section suivante.

### 3.4 Simulation des décollements de coin

Nous savons d'après Bruce et al. (2011) que la présence de décollement de coin affecte l'interaction onde de choc / couche limite au centre de la veine (voir Sect. 3.1). Nous proposons donc dans cette section de simuler la structure tridimensionnelle de l'interaction onde de choc / couche limite, afin d'étudier l'influence des décollements de coin sur la structure de l'interaction au centre de la veine.

Pour cela, nous évaluons dans un premier temps l'influence du maillage, puis l'influence de la modélisation de la turbulence sur les simulations et comparons les résultats obtenus avec les données expérimentales.

#### 3.4.1 Influence du maillage

Dans la section 3.3.1, nous avons montré qu'une valeur de  $y_{max}^+$  inférieure ou égale à l'unité est nécessaire pour une prédiction précise du gradient de vitesse à la paroi. Ce critère concerne la zone proche paroi de la couche limite et est peu sensible à l'écoulement à haut nombre de Reynolds. Il reste donc valable pour les écoulements tridimensionnels qui nous intéressent dans

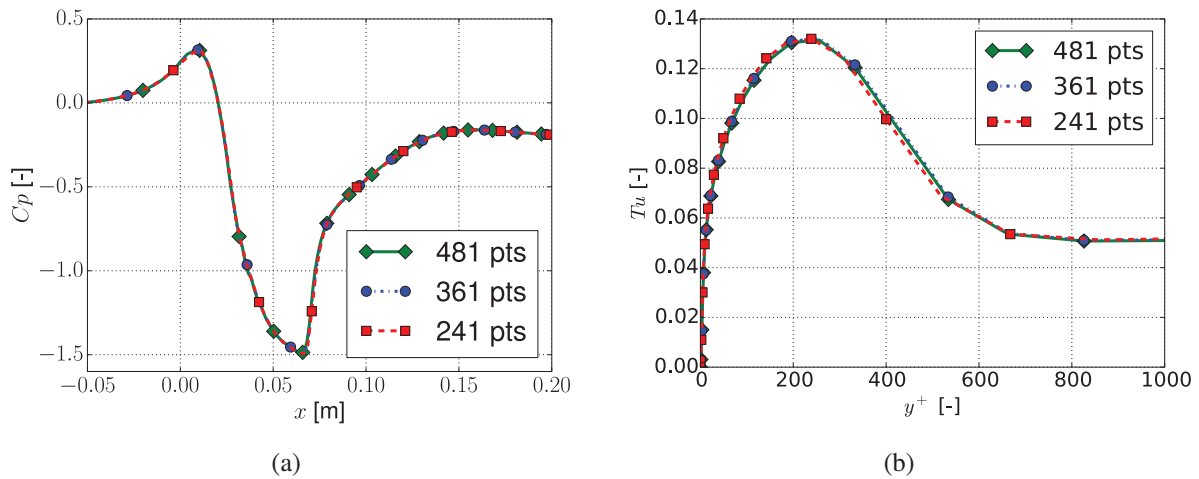


Figure 3.22 – Coefficient de pression le long de la bosse et taux de turbulence dans la zone décollée en fonction du nombre de points dans la direction axiale pour la position transverse  $z/l = 25\%$

cette section. En revanche, le nombre de points dans les trois directions de l'écoulement conditionnent la bonne description des décollements de coin.

Sur la Fig. 3.22(a) est tracé le coefficient de pression le long de la bosse en fonction du nombre de points dans la direction axiale pour la position transverse  $z/l = 25\%$ . Dans les directions perpendiculaires à l'écoulement, 81 points sont utilisés dans la direction normale à la bosse et 61 dans la direction transverse. Les résultats sont identiques pour les trois maillages et le coefficient de pression ne permet pas de les discriminer. Pour cette raison, nous traçons sur la Fig. 3.22(b) le taux de turbulence dans la zone décollée en fonction de la distance normale à la paroi pour la même position transverse. Les trois maillages prédisent la même valeur maximale à la même position. Le taux de turbulence prédit par le maillage le plus grossier semble légèrement sous-estimé entre  $y^+ = 250$  et  $y^+ = 500$  mais l'écart reste très faible.

Dans un deuxième temps, nous évaluons l'influence du nombre de points dans la direction normale à la bosse. Nous utilisons 361 points pour discrétiser la direction axiale et 61 points dans la direction transverse. Sur la Fig. 3.23(a) est tracé le coefficient de pression le long de la bosse en fonction du nombre de points dans la direction normale à la bosse pour la même position transverse que précédemment. Le taux de turbulence dans la zone décollée est tracé sur la Fig. 3.23(b). Une fois encore, la prédiction de pression statique à la paroi est identique pour les trois maillages, indiquant la même position de l'onde de choc et la même récupération de pression statique à travers le décollement. Le taux de turbulence est quant à lui sous-estimé par le maillage le plus grossier par rapport aux deux maillages les plus fins. Le nombre de points dans la direction normale à la bosse semble donc plus sensible que le nombre de points dans la direction axiale.

Enfin, nous nous intéressons à l'influence du nombre de points dans la direction tangente à la



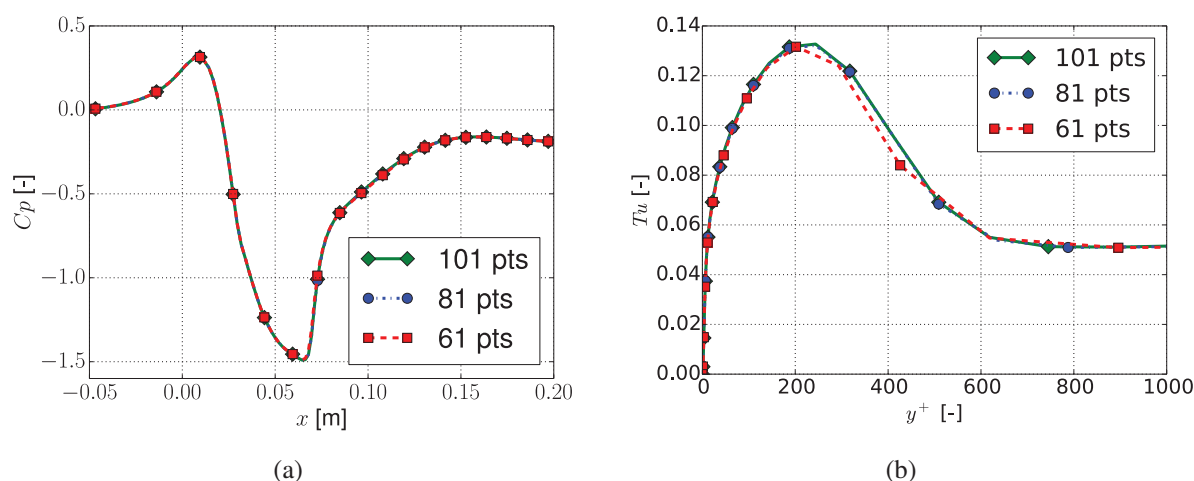


Figure 3.23 – Coefficient de pression le long de la bosse et taux de turbulence dans la zone décollée en fonction du nombre de points dans la direction normale à la bosse pour la position transverse  $z/l = 25\%$

bosse. Comme nous ne simulons que la moitié de la tuyère, une seule paroi est prise en compte dans cette direction. Nous avons donc a priori besoin de moins de points que dans la direction normale. Nous choisissons d'évaluer trois maillages comportant 81, 61 et 41 points dans la direction d'intérêt. Nous utilisons encore 361 points pour discrétiser la direction axiale et 81 points dans la direction normale à la bosse. Sur la Fig. 3.24(a) est tracé le coefficient de pression le long de la bosse en fonction du nombre de points dans la direction tangente pour la même position transverse que précédemment. Le taux de turbulence dans la zone décollée est tracé sur la Fig. 3.24(b). De manière similaire aux deux directions étudiées précédemment, la prédiction de coefficient de pression est identique pour les trois maillages. Concernant le taux de turbulence, on observe également la même prédiction indépendamment du maillage, indiquant que la solution est moins sensible à la discrétisation dans la direction transverse que dans la direction normale à la bosse.

Les résultats obtenus lors de cette étude montrent une faible sensibilité de la solution tridimensionnelle au nombre de points dans la direction tangente à la bosse. Les directions parallèle à l'écoulement et normale à la bosse présentent, quant à elles, le même comportement qu'en deux dimensions.

### 3.4.2 Influence de la modélisation de la turbulence

Dans cette partie nous évaluons l'influence de la modélisation de la turbulence sur la prédiction de l'écoulement tridimensionnel. Pour cette étude, conformément aux résultats obtenus dans la section précédente, nous utilisons un maillage de  $361 \times 81 \times 61$  points garantissant  $y_{max}^+ < 1.0$ . Nous nous intéressons aux trois modèles notés Wcx88, Kok00 et Wcx06 (voir section 3.3.2).

Dans un premier temps, nous nous concentrons sur la pression statique de sortie  $P_{s_{out}} =$

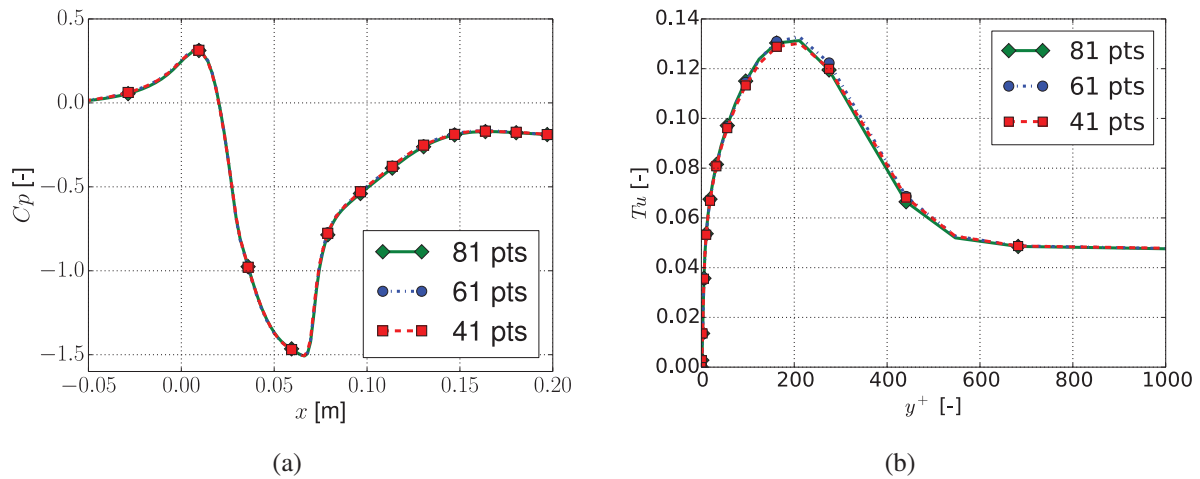


Figure 3.24 – Coefficient de pression le long de la bosse et taux de turbulence dans la zone décollée en fonction du nombre de points dans la direction transverse pour la position transverse  $z/l = 25\%$

104kPa pour laquelle le décollement central et les décollements de coin sont significatifs. Sur la Fig. 3.25 nous avons tracé le coefficient de pression obtenu le long de la bosse par les différentes simulations. Différentes positions transverses correspondant à 50%, 25% et 10% de la largeur du canal sont utilisées afin d'évaluer les résultats dans les décollements de coin. Les relevés expérimentaux du coefficient de pression sont également tracés. Comme nous ne simulons qu'une moitié du canal, la solution obtenue est par construction symétrique. Cependant, les mesures expérimentales montrent que l'écoulement n'est pas parfaitement symétrique. Sur la Fig. 3.25(a), les relevés expérimentaux correspondent à deux positions transverses équidistantes du plan de symétrie  $z/l = 10\%$  et  $z/l = 90\%$ . On voit que les deux échantillons ne se superposent pas, notamment au niveau de l'onde de choc, indiquant une asymétrie. La visualisation à l'huile de l'écoulement, présentée sur la Fig. 3.11(b), permet d'apprécier la nature asymétrique de cet écoulement. Sur la Fig. 3.25(b), les relevés expérimentaux correspondent aux positions  $z/l = 25\%$  et  $z/l = 75\%$ . À ces positions, l'onde de choc est située au même endroit mais la pression statique dans le décollement est légèrement différente entre les deux relevés.

Concernant les résultats prédits par les différents modèles de turbulence, la prédiction de la position de l'onde de choc la plus proche des mesures expérimentales est obtenue par le modèle Wcx88. Les modèles Wcx06 et Kok00 prédisent des positions de l'onde de choc similaires pour toutes les positions transverses. Au centre de la veine, ces deux modèles sont proches de la position expérimentale mais lorsque l'on se rapproche de la paroi, la position de l'onde de choc est prédite plus en amont.

Si l'on s'intéresse au gradient de pression statique, on distingue sur les résultats expérimentaux trois comportements différents en fonction de la position axiale et transverse. A l'aval de l'onde de choc et au centre de la veine, on observe une évolution linéaire de la pression statique avec la composante axiale. Plus en aval ( $x \geq 0.125$ m), l'évolution de la pression statique est celle d'une fonction concave, donc le gradient de pression est de moins en moins fort. On retrouve ce comportement (linéaire puis concave à partir de  $x = 0.125$ m) pour la deuxième position



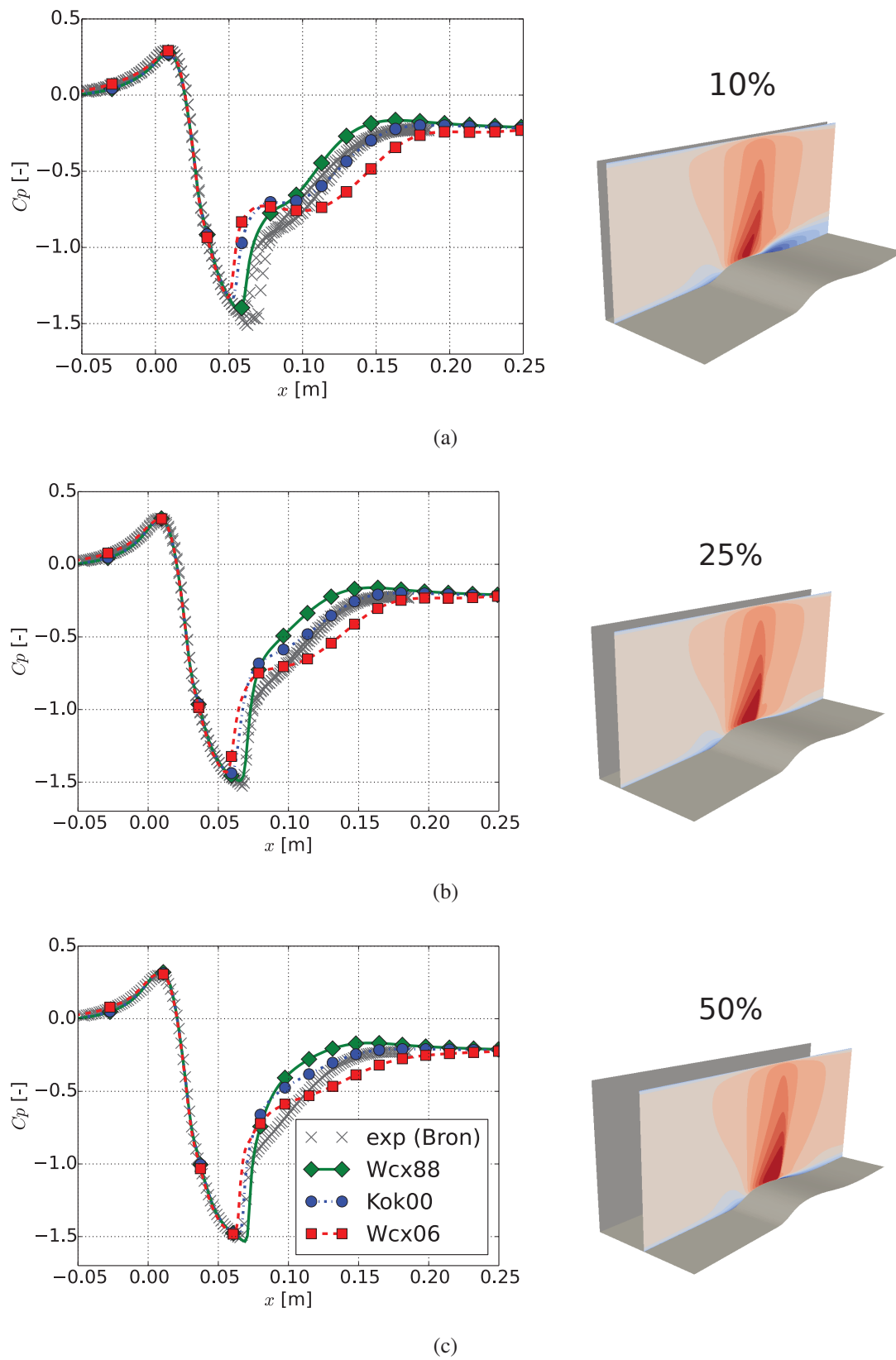


Figure 3.25 – Influence du modèle de turbulence sur le coefficient de pression le long de la bosse pour différentes positions transverses et une pression statique de sortie  $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$

transverse ( $x/l = 25\%$ ). Près de la paroi, le comportement d'un des relevés expérimentaux est différent. On observe à l'aval du choc une évolution convexe de la pression statique jusqu'à  $x = 0.1\text{m}$ , donc un gradient de pression statique de plus en plus fort. On retrouve ensuite une zone linéaire où le gradient est constant et enfin une évolution concave à partir de  $x = 0.125\text{m}$ . On observe généralement de forts gradients lorsque la couche limite est attachée tandis qu'un décollement se caractérise par un gradient de pression faible, voire nul.

Le modèle Wcx88 reproduit assez fidèlement le gradient de pression statique obtenu expérimentalement. A  $z/l = 10\%$  et  $z/l = 25\%$ , la pression statique à l'aval de l'onde de choc est surestimée par rapport aux relevés expérimentaux mais l'allure est très similaire, indiquant une bonne prédiction du gradient de pression. En revanche, au centre de la veine, le gradient de pression statique à l'aval de l'onde de choc est largement surestimée. Le modèle Kok00 présente en tout point de la veine des gradients de pression statique inférieurs à ceux du modèle Wcx88, ce qui peut indiquer une étendue plus large des décollements de la couche limite. Enfin, le modèle Wcx06 prédit les gradients les plus faibles, peut être encore une fois à cause d'une surestimation de l'étendue des décollements.

Pour évaluer l'étendue des zones de recirculation prédites par les différents modèles, nous calculons l'étendue longitudinale des décollements en fonction de la position transverse. Nous entendons ici par décollement une zone où la vitesse axiale est dirigée de l'aval vers l'amont. Partant de cette définition, nous utilisons le coefficient de frottement dans la direction axiale qu'on écrit

$$Cf_x = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \mu \left[ \frac{\partial (\mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_x)}{\partial y} \right]_{y=0} \quad (3.8)$$

Ce coefficient est négatif dans les zones de recirculation. Les valeurs obtenues sont renseignées dans le Tbl. 3.2

Concernant le point de fonctionnement  $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$ , pour lequel nous avons analysé l'évolution de pression statique le long de la bosse, nous observons expérimentalement un large décollement central d'étendue longitudinale 50mm et des décollements de coin d'étendue longitudinale 15mm. Rappelons que l'écoulement n'est pas parfaitement symétrique et que les longueurs données à 10% et à 25% de largeur de veine sont obtenues à partir d'une moyenne. Concernant les résultats numériques, le modèle Wcx88 prédit un décollement central deux fois moins long (25mm) que les relevés expérimentaux. De plus, aucun écoulement de retour n'est relevé à 10% et à 25% de largeur de veine. Les décollements de coin sont en réalité bien présents mais de faible envergure pour ce modèle, comme le montre la structure tridimensionnelle des décollements présentée sur la Fig. 3.26(a). Concernant le modèle Wcx06, la longueur du décollement central est comparable à celle obtenue avec le modèle Wcx88. A 10%, l'étendue longitudinale du décollement de coin est quatre fois supérieure pour le modèle Wcx06 par rapport aux résultats expérimentaux. On remarque également qu'aucune zone décollée n'est observée au quart de la largeur de veine, ce qui peut être vérifié en observant la structure tridimensionnelle des décollements présentée sur la Fig. 3.26(b). Enfin, le modèle Kok00 présente un décollement central légèrement plus petit que les autres modèles (21mm) et un décollement de coin important, dont l'étendue (37mm) est comprise entre les mesures expérimentales et les résultats obtenus pour le modèle Wcx06.

Avant de conclure, nous proposons d'évaluer l'influence du point de fonctionnement sur la

$P_{s_{out}}^{exp}$	$z/l$	exp	Wcx88	Wcx06	Kok00
108kPa	10%	9mm	0mm	45mm	
	25%	0mm	0mm	0mm	
	50%	15mm	5mm	4mm	
106kPa	10%	23mm	0mm	57mm	
	25%	15mm	0mm	0mm	
	50%	32mm	9mm	7mm	
104kPa	10%	15mm	0mm	60mm	37mm
	25%	8mm	0mm	0mm	0mm
	50%	50mm	25mm	26mm	21mm
102kPa	10%	15mm	0mm	57mm	
	25%	8mm	0mm	0mm	
	50%	55mm	32mm	44mm	

Tableau 3.2 – Influence de la modélisation de la turbulence sur l'étendue longitudinale du décollement central à l'aval de l'onde de choc en fonction de la position transverse et du point de fonctionnement - comparaison de simulations numériques 3D avec les résultats expérimentaux de Bron (2004)

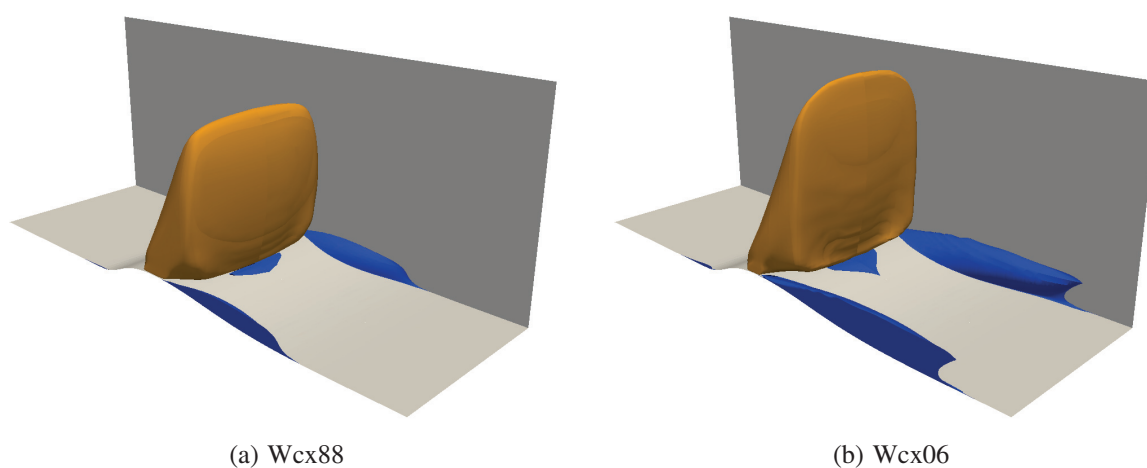


Figure 3.26 – Influence du modèle de turbulence sur la structure tridimensionnelle de la poche supersonique (en orange) et des zones de recirculation (vitesse longitudinale négative, en bleu) pour le point de fonctionnement  $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$

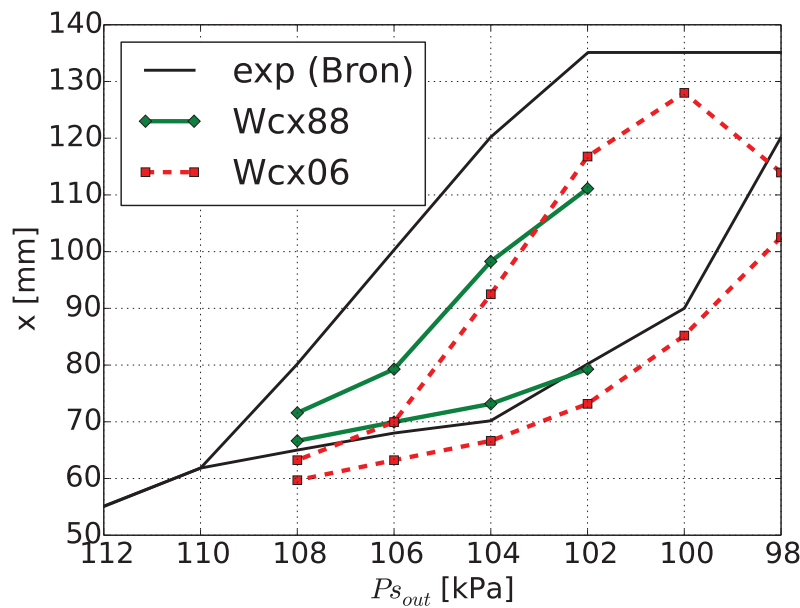


Figure 3.27 – Influence du modèle de turbulence sur la position des points de décollement et de rattachement de la couche limite et comparaison avec les résultats expérimentaux de Bron (2004)

structure tridimensionnelle de l'écoulement prédit par les modèles Wcx88 et Wcx06. Nous nous concentrons dans un premier temps sur le décollement central et traçons sur la Fig. 3.27 la position des points de séparation et de rattachement du décollement central pour les modèles Wcx88 et Wcx06 ainsi que les résultats expérimentaux. La position du point de séparation prédite par le modèle Wcx88 est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Le modèle Wcx06 présente la bonne tendance mais la séparation est prédite plus en amont. Concernant le point de rattachement prédit par le modèle Wcx88, nous n'observons plus une parabole avec une valeur maximale comprise entre  $P_{s_{out}} = 104$  kPa et  $P_{s_{out}} = 102$  kPa mais une évolution linéaire de pente moins forte que les résultats expérimentaux. Si l'allure est comparable, le point de rattachement est prédit plus en aval, ce qui se traduit par une étendue longitudinale du décollement plus faible. Pour le modèle Wcx06, la position du point de rattachement croît linéairement lorsque la pression statique de sortie diminue entre  $P_{s_{out}} = 106$  kPa et  $P_{s_{out}} = 100$  kPa. La pente est comparable aux résultats expérimentaux mais légèrement plus raide. A partir de  $P_{s_{out}} = 100$  kPa, la position du point de rattachement remonte dans la veine jusqu'à la fermeture du décollement central. Contrairement au cas bidimensionnel pour lequel les simulations prédisent la même allure de l'évolution du point de rattachement avec un simple décalage entre les différents modèles (voir Fig. 3.21), nous observons ici une évolution différente pour les modèles Wcx88 et Wcx06.

Nous formulons l'hypothèse que la sous-estimation du décollement central, par rapport aux résultats numériques, provient de deux mécanismes très différents :

- le modèle Wcx88 est moins sensible aux gradients de pression adverse et sous-estime l'étendue de toute zone de recirculation, dont le décollement central ;
- le modèle Wcx06 est très sensible aux gradients de pression adverse et prédit des décol-

lements de coin très larges qui conduisent à une réduction de l'étendue du décollement central, par le mécanisme de blocage mis en évidence par Bruce et al. (2011) et détaillé dans la Sect. 3.1.

Cette hypothèse est soutenue par l'évolution de l'étendue longitudinale des décollements de coin en fonction du point de fonctionnement présentée dans le Tbl. 3.2. On observe en effet que le modèle Wcx88 ne prédit jamais de décollements de coin d'envergure supérieure à 10% de la largeur de veine. En revanche, les décollements de coin prédits par le modèle Wcx06 ont, à 10% de largeur de veine, une étendue longitudinale systématiquement supérieure à celle du décollement central. Il semble donc bien que la sous-estimation du décollement central de ces deux modèles provienne de deux mécanismes différents.

### 3.4.3 Pistes pour une meilleure prédiction des décollements de coin

Nous proposons ici de tester différents paramètres du modèle  $k-\omega$  de Wilcox (2006) pour améliorer la prédiction des décollements de coin. L'objectif final est de mieux décrire la structure au centre de la veine qui, nous l'avons vu, dépend en grande partie de l'envergure des décollements de coin. Pour ce faire, nous nous concentrons sur le point de fonctionnement  $P_{S_{out}} = 104\text{kPa}$  et nous étudions trois différentes formulations du modèle  $k-\omega$  de Wilcox (2006) :

- la formulation originale, dont les résultats ont été présentés dans la section précédente et que l'on notera Wcx06 I ;
- une formulation sans la correction de l'anomalie jet plan / cylindrique, ce qui revient à écrire  $\beta = \beta_0$  (au lieu de  $\beta = f_\beta \beta_0$  dans l'équation (2.42)) que l'on notera Wcx06 II ;
- une formulation avec une très faible intensité du limiteur de viscosité turbulente ( $C_{lim} = 1/8$  au lieu de  $C_{lim} = 7/8$ , voir équation (2.46)) que l'on notera Wcx06 III.

Nous traçons sur la Fig. 3.28 le coefficient de pression le long de la bosse pour différentes positions transverses. Rappelons que le principal défaut du modèle original (Wcx06 I) est une surestimation de la longueur des décollements de coin qui se traduit par une position de l'onde de choc à l'amont des relevés expérimentaux (voir Fig. 3.28(a) et Fig. 3.28(b)).

La suppression de la correction de l'anomalie jet plan / cylindrique (Wcx06 II) améliore nettement la prédiction de la pression statique dans le décollement de coin (voir Fig. 3.28(a)) et au quart de la veine (voir Fig. 3.28(b)). L'amélioration concerne surtout l'aval ( $x \geq 0.10$ ), la position de l'onde de choc étant inchangée en  $z/l = 10\%$  et légèrement en aval du modèle original au quart et au centre de la veine. Au centre de la veine, la prédiction est proche des résultats expérimentaux mais le gradient de pression à l'aval de l'onde de choc est surestimé ( $x = 0.07\text{m}$ ).

La réduction de l'intensité du limiteur de viscosité turbulente (Wcx06 III) a très peu d'effet sur la prédiction de la pression statique. Les résultats indiquent une prédiction de la position de l'onde de choc en aval par rapport au modèle original et un gradient de pression moins fort à l'aval de l'onde de choc. Les différences sont plus marquées dans le décollement de coin (voir Fig. 3.28(a)) qu'au centre de la veine (voir Fig. 3.28(c)) mais restent négligeables.

Pour compléter l'analyse, nous renseignons dans le Tbl. 3.3 l'étendue longitudinale des décollements aux trois positions transverses. On remarque que la suppression de la correction de

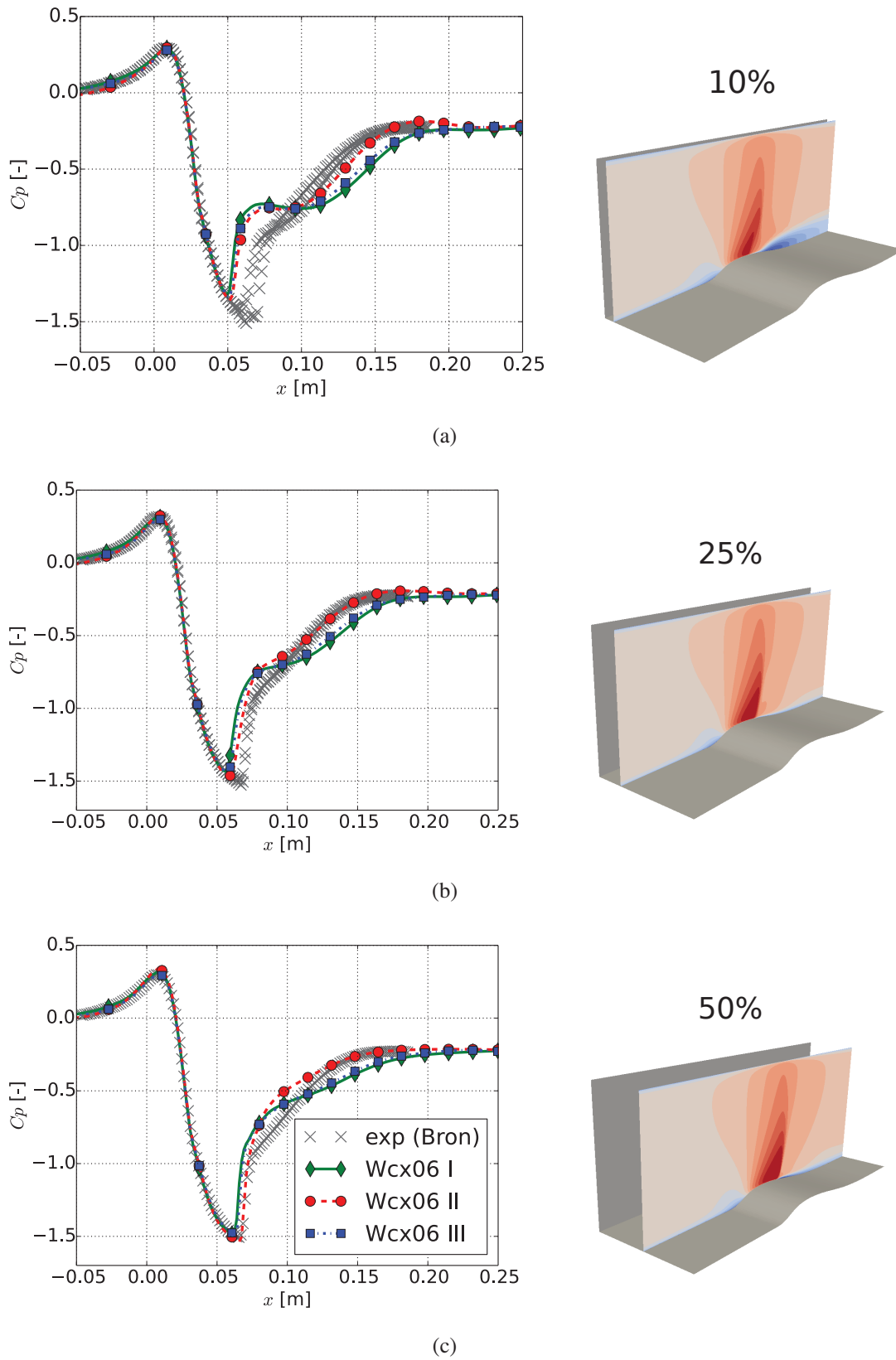


Figure 3.28 – Influence des termes correctifs du modèle  $k-\omega$  de Wilcox (2006) sur le coefficient de pression le long de la bosse ( $P_{s_{out}} = 104\text{kPa}$ ) - formulation originale (I), sans correction de l'anomalie jet plan / cylindrique (II) et avec un très faible limiteur de viscosité turbulente (III)

$P_{s_{out}}^{exp}$	$z/l$	exp	Wcx06 I	Wcx06 II	Wcx06 III
104kPa	10%	15mm	60mm	39mm	55mm
	25%	8mm	0mm	0mm	0mm
	50%	50mm	26mm	14mm	34mm

Tableau 3.3 – Influence des termes correctifs du modèle  $k-\omega$  de Wilcox (2006) sur l'étendue longitudinale des décollements - formulation originale (Wcx06 I), sans correction de l'anomalie jet plan / cylindrique (Wcx06 II) et avec un très faible limiteur de viscosité turbulente (Wcx06 III)

l'anomalie jet plan / cylindrique (Wcx06 II) s'accompagne d'une réduction de l'étendue des décollements de coin et du décollement central. La réduction de l'intensité du limiteur de viscosité turbulente (Wcx06 III) se traduit par une faible réduction de l'étendue longitudinale du décollement de coin au profit d'un allongement significatif du décollement au centre de la veine. Malgré cela, les trois modèles prédisent des décollements de coin beaucoup plus étendus que ceux observés expérimentalement et un décollement central plus petit. Une mauvaise prise en compte de l'anisotropie de l'écoulement près des coins, caractéristique des modèles reposant sur l'hypothèse de Boussinesq, peut expliquer ces résultats.

Finalement, nous avons reproduit dans ce chapitre la structure du décollement central puis des décollements de coin dans le cas d'une interaction onde de choc / couche limite. La prédiction du décollement central par des simulations 2D recalées en pression de sortie présente un bon accord avec les résultats expérimentaux. La prédiction de pression statique le long de la bosse est relativement peu sensible à la modélisation de la turbulence, contrairement à la prédiction des points de séparation et de rattachement du décollement central. Concernant la prédiction des décollements de coin, les modèles évalués échouent à prédire correctement l'envergure de ceux-ci. En particulier, le modèle Wcx88 n'est pas assez sensible aux gradients de pression adverses et sous-estime la taille des zones décollées, et le modèle Wcx06, plus sensible aux gradients de pression adverses, surestime la taille des décollements de coin, ce qui détériore la prédiction du décollement central. Une franche amélioration est apportée par la suppression du terme correcteur de l'anomalie jet plan / cylindrique dans le modèle Wcx06, sans que nous puissions expliquer ce résultat.

Dans le chapitre suivant, nous nous intéressons au comportement instationnaire du décollement central associé à l'interaction forte onde de choc / couche limite.

# Réponse aéroélastique de l'interaction onde de choc / couche limite décollée

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Méthodes pour la simulation du flottement</b>	<b>88</b>
4.1.1	Déformation du maillage	88
4.1.2	Calcul du coefficient d'amortissement	89
4.1.3	Précision de la discrétisation temporelle	91
<b>4.2</b>	<b>Réponse aéroélastique du modèle vibrant</b>	<b>93</b>
4.2.1	Validation de la méthode linéarisée (LRANS)	93
4.2.2	Influence de la modélisation de la turbulence	95
4.2.3	Influence de la fréquence réduite sur la stabilité	98
<b>4.3</b>	<b>Contrôle actif du flottement transsonique</b>	<b>101</b>
4.3.1	Influence des ondes de pression	101
4.3.2	Contrôle à déphasage prescrit	103
4.3.3	Conception préliminaire d'une boucle de contrôle	105

---

Le chapitre précédent a permis l'évaluation d'une méthode pour la prédiction des écoulements stationnaires transsoniques décollés. Dans le cadre d'un événement de flottement transsonique, la stabilité dépend de la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite. Dès lors, il convient d'évaluer la méthode prédictive sur des simulations instationnaires périodiques pour ensuite étudier la réponse aéroélastique de la structure. Nous nous appuyons pour cela sur des simulations bidimensionnelles.

Dans une première section, nous introduisons les techniques spécifiques à la prédiction des instabilités aéroélastiques, en l'occurrence la déformation du maillage et le calcul du coefficient d'amortissement. Dans un deuxième temps, nous comparons la prédiction de la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite avec les résultats expérimentaux puis nous étudions l'influence de la fréquence réduite sur la stabilité aéroélastique. Cette deuxième section



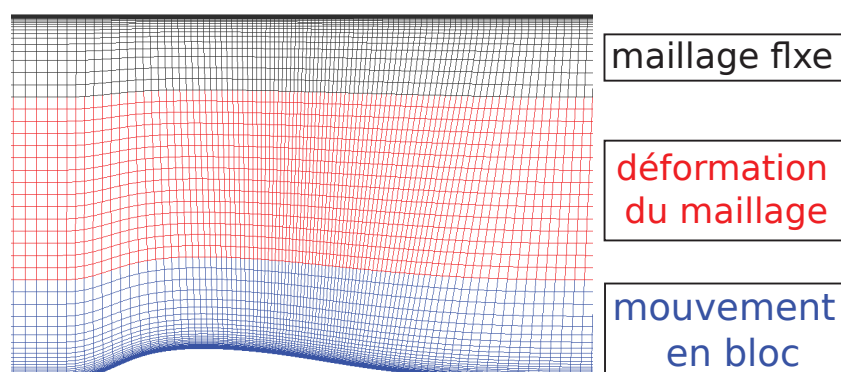


Figure 4.1 – Déformation du maillage lors de la vibration du modèle

a fait l'objet d'une publication (Rendu et al., 2015a). Enfin, nous proposons de contrôler les instabilités rencontrées grâce à la génération d'ondes de pression rétrogrades. Dans cette dernière section, qui a également abouti à une publication (Rendu et al., 2016), les conditions nécessaires au contrôle, ainsi que la conception préliminaire d'un dispositif assurant ces conditions, sont présentées.

## 4.1 Méthodes pour la simulation du flottement

### 4.1.1 Déformation du maillage

Les simulations non linéaires URANS nécessitent de déformer le maillage à chaque pas de temps physique pour prendre en compte la vibration du modèle. Pour ne pas pénaliser la qualité du maillage, la déformation est appliquée uniquement aux cellules les plus grandes. Pour ce faire, nous imposons un mouvement de corps rigide aux cellules près de la paroi mobile et la déformation ne concerne que les cellules du centre de la veine. Cette technique assure une variation de volume des cellules inférieure à 1% et garantit une qualité de maillage presque identique au cas stationnaire. Les zones de maillage fixe, de maillage déformé et de maillage mobile sont présentées sur la Fig. 4.1. La déformation imposée au modèle est calculée à partir des relevés expérimentaux d'Andrinopoulos et al. (2008) sur la bosse en polyuréthane soumise à une fréquence d'excitation de 100Hz. Un polynôme de degré 3 a été choisi pour reproduire la déformation observée expérimentalement. La formulation retenue est

$$\Delta y = a_0 - a_2(x - x_0)^2 + a_3(x - x_0)^3 \quad (4.1)$$

où  $a_0$ ,  $a_2$  et  $a_3$  sont donnés dans le tableau 4.1. L'amplitude de la déformation imposée numériquement est comparée sur la Fig. 4.2 avec les résultats expérimentaux d'Andrinopoulos. Les positions extrêmes de la bosse sont également tracées sur cette figure.

Tableau 4.1 – Paramètres de la déformation numérique de la bosse

$x$	[70.5,191.0]	[mm]
$x_0$	125.0	[mm]
$a_0$	4.12	[mm]
$a_2$	$1.18 \times 10^{-4}$	[mm <sup>-1</sup> ]
$a_3$	$3.70 \times 10^{-7}$	[mm <sup>-2</sup> ]

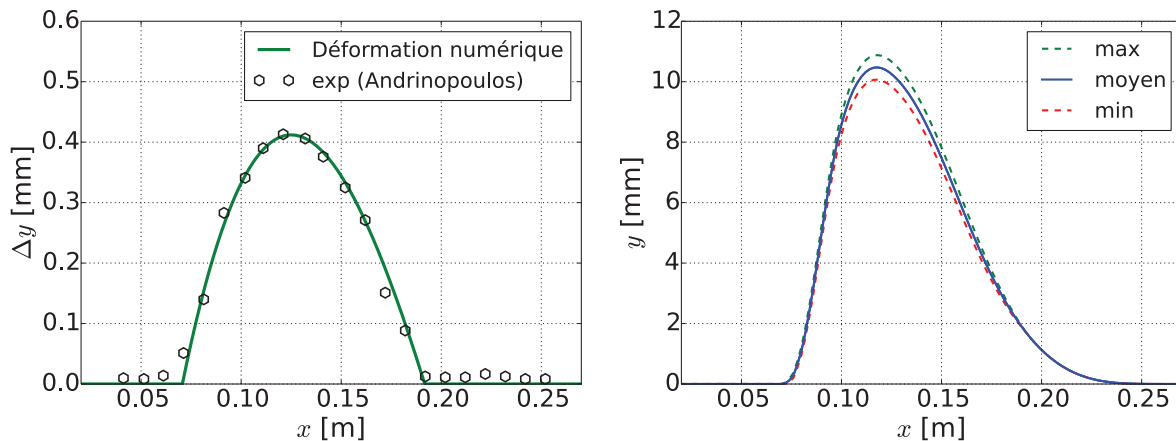


Figure 4.2 – Amplitude de déformation de la bosse en fonction de la coordonnée axiale (à gauche) et positions extrêmes de la bosse au cours du cycle (à droite) - le maximum de variation relative de section est de 0.5%

Numériquement, un mouvement sinusoïdal est imposé à la coordonnée verticale des points du maillage mobiles :

$$y(x_i) = y_0(x_i) + \Delta y(x_i) * \sin(2\pi f) \quad (4.2)$$

où  $y_0(x_i)$  est la coordonnée verticale stationnaire du point  $i$  d'abscisse  $x_i$ ,  $\Delta y(x_i)$  l'amplitude du mouvement donnée par l'équation (4.1) et  $f$  la fréquence d'oscillation.

#### 4.1.2 Calcul du coefficient d'amortissement

Pour déterminer la stabilité d'une aube vibrant dans un écoulement, nous avons utilisé la méthode énergétique. Cette méthode consiste à calculer sur le profil le travail extrait par le fluide à la structure. Si le travail est positif, le fluide absorbe l'énergie de vibration de la structure, ce qui conduit à la stabilité aérodynamique. Si le travail est négatif, le fluide apporte de l'énergie à la structure et l'interaction est instable. Le calcul du coefficient d'amortissement se fait alors par l'intégrale du travail le long du profil. Dans cette section, nous détaillons le calcul du coefficient d'amortissement et décomposons celui-ci en différentes contributions qui permettent d'approfondir l'analyse aéroélastique.

Pour obtenir le travail local  $W$ , nous intégrons au cours d'un cycle de vibration la puissance locale instantanée  $P$  échangée entre le fluide et la structure. Nous utilisons l'algèbre complexe pour représenter l'évolution temporelle du premier harmonique. On utilise donc la puissance complexe  $\tilde{P}$  dont on ne garde que la partie réelle. Formellement, nous écrivons

$$W = \int_0^T P(\mathbf{x}, t) dt = \Re \left( \int_0^T \tilde{P}(\mathbf{x}, t) dt \right) \quad (4.3)$$

Si seuls les efforts de pression sont pris en compte, la puissance complexe  $\tilde{P}$  est définie par

$$\tilde{P}(\mathbf{x}, t) = \left[ -\tilde{P}_s(\mathbf{x}, t) * \mathbf{S}(\mathbf{x}, t) \right]^t \cdot \tilde{\mathbf{V}}(\mathbf{x}, t) \quad (4.4)$$

où  $\tilde{P}_s$  est la pression statique instantanée,  $\tilde{\mathbf{S}}$  le vecteur associé à la surface instantanée, orienté vers la structure, et  $\tilde{\mathbf{V}}$  le vecteur vitesse instantanée associé au déplacement de l'aube. En faisant l'hypothèse d'une variation harmonique de fréquence connue  $f = \omega_f/2\pi$  autour d'une position stationnaire, on peut décomposer chaque grandeur instantanée  $\tilde{q}$  en la somme d'une valeur moyenne  ${}^0q$  et d'une partie fluctuante. En notant  ${}^i\tilde{q}$  l'amplitude complexe du  $i$ -ème harmonique, on peut écrire

$$\tilde{q}(\mathbf{x}, t) = {}^0q(\mathbf{x}) + \sum_{i>0} {}^i\tilde{q}(\mathbf{x}) e^{j(i\omega_f)t} \quad (4.5)$$

En ne gardant que le premier harmonique, et en ne faisant pas apparaître dans les équations suivantes le vecteur position  $\mathbf{x}$  et le temps  $t$  par souci de lisibilité, on peut écrire

$$\tilde{P} = \left( - \left[ {}^0P_s + {}^1\tilde{P}_s e^{j\omega t} \right] * \left[ {}^0\mathbf{S} + {}^1\tilde{\mathbf{S}} e^{j\omega t} \right] \right)^* \cdot \left[ {}^0\mathbf{V} + {}^1\tilde{\mathbf{V}} e^{j\omega t} \right] \quad (4.6)$$

où  $\mathbf{a}^* \cdot \mathbf{b}$  représente le produit hermitien de deux vecteurs complexes  $\mathbf{a}$  et  $\mathbf{b}$ . On peut alors substituer cette expression à la puissance instantanée dans l'équation (4.3) et calculer l'intégrale au cours d'un cycle. On obtient

$$W = \int_0^T - \left( {}^0P_s {}^0\mathbf{S} + {}^0P_s {}^1\tilde{\mathbf{S}} e^{j\omega t} + {}^0\mathbf{S} {}^1\tilde{P}_s e^{j\omega t} + {}^1\tilde{P}_s {}^1\tilde{\mathbf{S}} e^{2j\omega t} \right)^* \cdot \left( {}^0\mathbf{V} + {}^1\tilde{\mathbf{V}} e^{j\omega t} \right) dt \quad (4.7)$$

Comme l'intégrale au cours d'un cycle de  $e^{j\omega t}$  est nulle, seuls trois termes sont non nuls lors du développement de l'équation (4.7). L'expression du travail devient

$$W = -T {}^0P_s {}^0\mathbf{S} \cdot {}^0\mathbf{V} - T {}^0P_s {}^1\tilde{\mathbf{S}}^* \cdot {}^1\tilde{\mathbf{V}} - T {}^1\tilde{P}_s {}^0\mathbf{S}^* \cdot {}^1\tilde{\mathbf{V}} \quad (4.8)$$

Le terme  $-T {}^0P_s {}^0\mathbf{S} \cdot {}^0\mathbf{V}$  représente le travail des efforts stationnaires lors du déplacement stationnaire (c'est-à-dire la rotation de la roue). Le terme  $\Delta\tilde{U}_{def} = -T {}^0P_s {}^1\tilde{\mathbf{S}}^* \cdot {}^1\tilde{\mathbf{V}}$  est associé au travail des efforts stationnaires lors de la déformation harmonique. On entend par déformation harmonique la fluctuation de la direction des vecteurs normaux à la surface de la structure. Par abus de langage, ce terme est souvent appelé travail de déformation. Comme il ne fait intervenir que la valeur moyenne de la pression statique, ce terme peut être calculé uniquement à partir d'un champ de pression stationnaire et du mode de l'aube. Le terme  $\Delta\tilde{U}_{mvt} = -T {}^1\tilde{P}_s {}^0\mathbf{S}^* \cdot {}^1\tilde{\mathbf{V}}$

est associé au travail des efforts instationnaires (fluctuations de pression statique) lors du déplacement harmonique. On entend par déplacement harmonique le mouvement de corps rigide de l'aube. Par abus de langage, on parle souvent de travail de déplacement. Pour obtenir le coefficient d'amortissement lié à la déformation, nous utilisons la formulation proposée par Verdon (1987)

$$\xi_{def} = \frac{1}{2} \Re \left( \frac{\oint \Delta \tilde{U}_{def}}{4\pi U} \right) \quad (4.9)$$

où  $U$  est l'énergie cinétique maximale de vibration utilisée pour adimensionner le coefficient d'amortissement. On peut écrire de la même manière le coefficient d'amortissement lié au travail de déplacement

$$\xi_{mvt} = \frac{1}{2} \Re \left( \frac{\oint \Delta \tilde{U}_{mvt}}{4\pi U} \right) \quad (4.10)$$

Le coefficient d'amortissement total est obtenu en sommant le coefficient lié à la déformation et celui lié au déplacement

$$\xi_{tot} = \xi_{def} + \xi_{mvt} \quad (4.11)$$

### 4.1.3 Précision de la discrétisation temporelle

Lors de l'utilisation d'une méthode de pas de temps dual (décrite dans la Sect. 2.2.2) et si la convergence sur le pseudo temps est atteinte, la précision obtenue par le schéma dépend uniquement du nombre de pas de temps physiques au cours d'un cycle de vibration. La fréquence de 100Hz étudiée ici correspond à une période  $T = 0.01s$  pour laquelle trois différentes discrétisations ont été évaluées : 16, 64 et 256 pas de temps. Le modèle de turbulence  $k-\omega$  de Wilcox (1988) a été utilisé pour cette étude.

Sur la Fig. 4.3(a) nous avons tracé le signal temporel de pression statique enregistré sur la bosse au point de séparation de la couche limite. Ce point a été choisi car il subit une grande amplitude de fluctuation de pression. On remarque que le régime transitoire entre la solution stationnaire et une solution périodique établie est très court, de l'ordre d'une période d'oscillation. Pour évaluer la qualité de la prédiction en fonction du nombre d'itérations par période d'oscillation, nous nous intéressons aux deux erreurs associés aux schémas temporels : la dissipation qui se caractérise par une perte d'amplitude et la dispersion caractérisée par un déphasage. Pour cela, nous calculons l'amplitude et la phase associées au premier harmonique du signal sur la plage temporelle  $4T \leq t \leq 5T$  afin de s'affranchir du régime transitoire. Ces grandeurs sont tracées sur la Fig. 4.3(b) pour les trois discrétisations temporelles. Nous cherchons à évaluer la dissipation et la dispersion des deux discrétisations les plus grossières par rapport aux résultats de la simulation avec 256 pas de temps par période d'oscillation. Les écarts maximaux d'amplitude et de phase sont présentés dans le Tbl. 4.2. On observe une forte dissipation maximale de 6.5%, obtenue en  $x = 0.18m$  pour la simulation utilisant 16 pas de temps. Pour cette même simulation, la dispersion maximale est aussi relativement importante, atteignant  $4.5^\circ$  au niveau de l'onde de choc ( $x = 0.14m$ ). Une très nette amélioration est observée en utilisant 64 pas de temps avec une dissipation six fois inférieure (0.9%) et un écart de phase inférieur à  $2^\circ$ . Nous retiendrons donc cette configuration qui présente un compromis intéressant entre moyens de calcul et précision de la discrétisation temporelle.

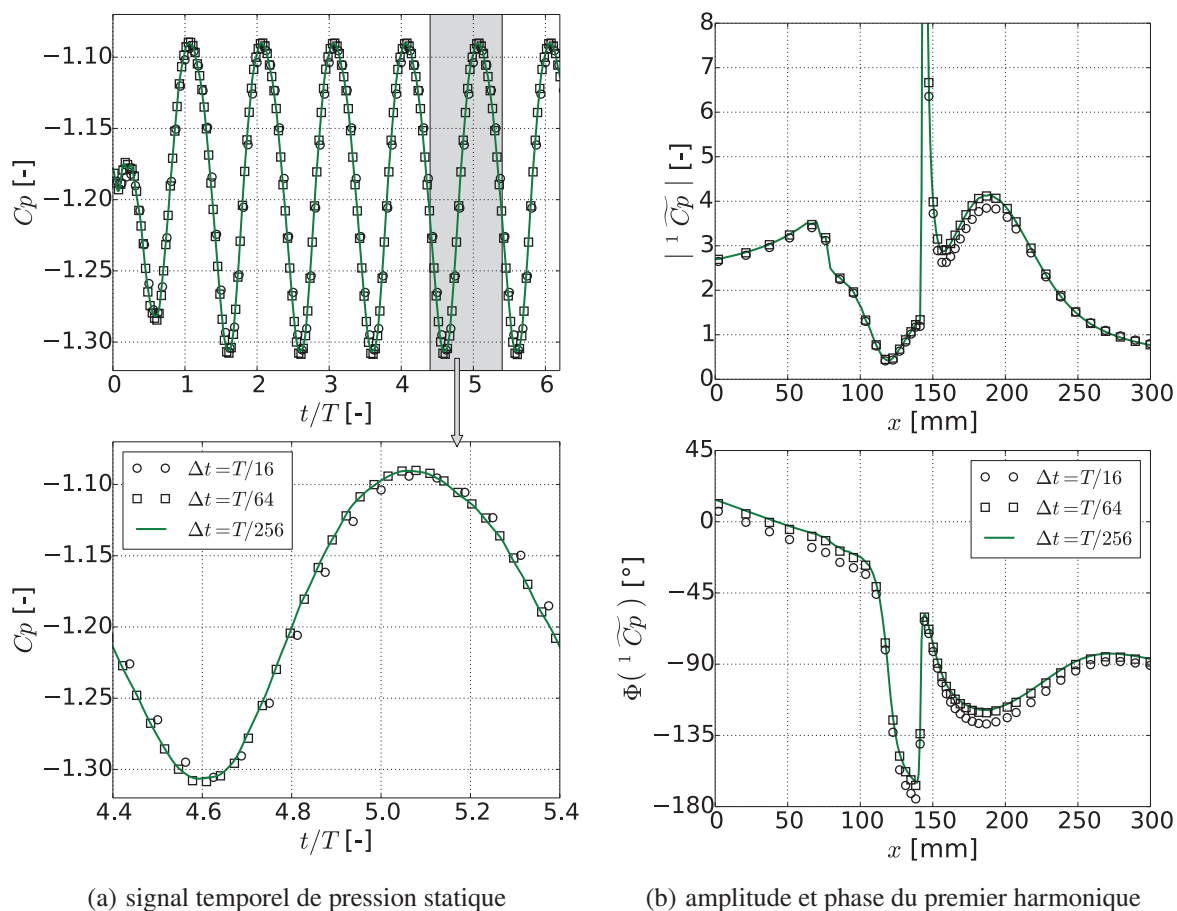


Figure 4.3 – Influence du nombre de pas de temps physiques par période sur la prédiction de la pression statique instantanée (à gauche) et du premier harmonique de fluctuation de pression statique (à droite)

Tableau 4.2 – Erreurs maximales associées au schéma temporel en fonction du nombre d'itérations - simulation avec 256 itérations choisie comme référence

itérations	dissipation	dispersion
16	6.5%	4.5°
64	0.9%	1.8°

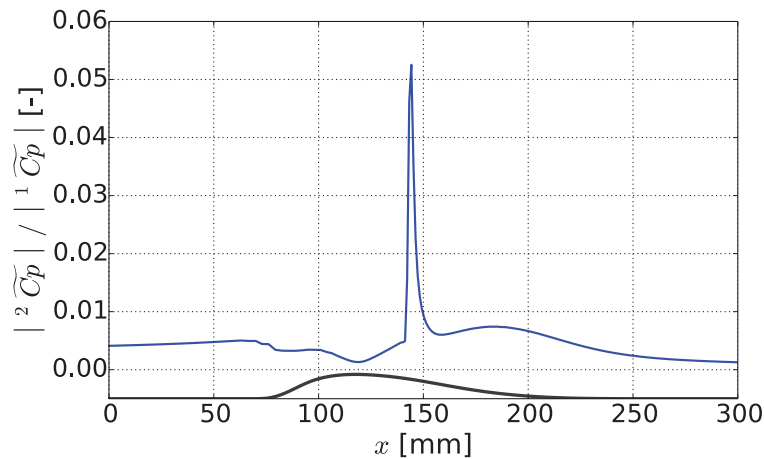


Figure 4.4 – Rapport d'amplitude des deux premiers harmoniques du coefficient de pression le long de la bosse

Pour estimer l'importance des harmoniques au delà de la fréquence fondamentale, nous traçons le rapport entre les amplitudes du premier et du second harmonique du coefficient de pression  $\left| \widetilde{C}_p^2 \right| / \left| \widetilde{C}_p^1 \right|$  sur la Fig. 4.4. Ce rapport est faible si l'information est principalement contenue dans le premier harmonique ; si le rapport est proche de l'unité, la contribution du deuxième harmonique est du même ordre de grandeur que celle du premier. On observe que ce rapport est inférieur à 1% le long de la bosse, sauf au point de séparation ( $x = 145\text{mm}$ ) où il atteint 5%. Ce pic correspond au mouvement de l'onde de choc. En effet, les sondes numériques de pression près du pied de l'onde de choc enregistrent la discontinuité liée à l'oscillation de l'onde de choc comme une forte non linéarité qui n'existe pas dans le référentiel de l'onde de choc.

## 4.2 Réponse aéroélastique du modèle vibrant

Dans cette section, nous nous intéressons à la réponse aéroélastique de l'interaction onde de choc / couche limite lors du mouvement vibratoire de la bosse. Des simulations 2D linéaires et non linéaires sont réalisées avec différents modèles de turbulence. Dans un premier temps nous comparons les résultats des méthodes LRANS et URANS. Nous évaluons ensuite l'influence de la modélisation de la turbulence sur la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite. Enfin, nous utilisons la méthode linéaire pour étudier les mécanismes responsables de la stabilité aéroélastique, notamment grâce à une étude paramétrique sur la fréquence d'excitation.

### 4.2.1 Validation de la méthode linéarisée (LRANS)

Nous nous intéressons dans un premier temps à la validation de la méthode linéaire lors de la vibration du modèle selon une fréquence  $f = 100\text{Hz}$  correspondant à une fréquence réduite  $k_r = 0.05$ . La pression statique de sortie est fixée à  $P_{s_{out}}^{exp} = 104\text{kPa}$ . Des simulations instation-

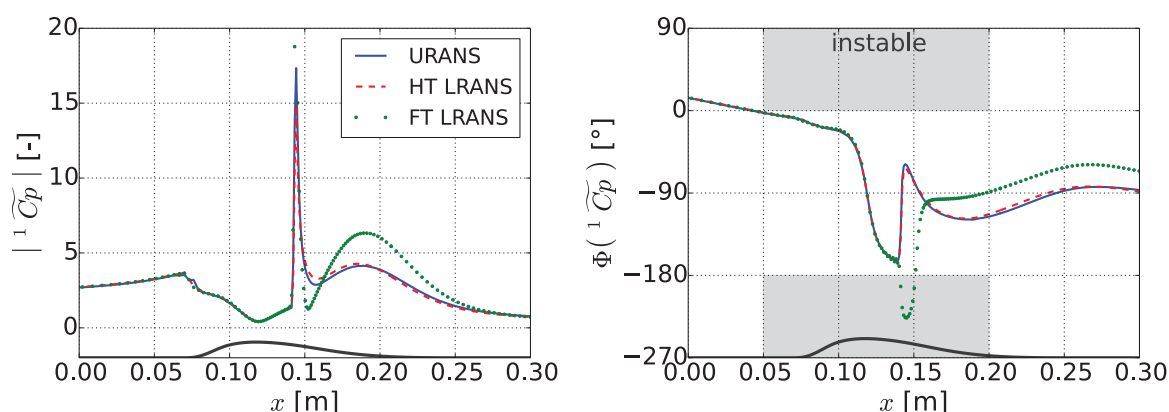


Figure 4.5 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) du premier harmonique du coefficient de pression instationnaire le long de la bosse (HT : turbulence variable, FT : turbulence figée)

naires linéaires et non linéaires sont réalisées avec le modèle de turbulence  $k-\omega$  Wilcox (1988). Pour les calculs LRANS, les deux hypothèses concernant le comportement instationnaire de la turbulence (variable ou figée) sont évaluées. Pour comparer les résultats obtenus, nous traçons sur la Fig. 4.5 l'amplitude et la phase du premier harmonique du coefficient de pression instationnaire  ${}^1\widetilde{C}_p$  le long de la bosse. L'amplitude prédite par les calculs LRANS à turbulence harmonique montre un excellent accord avec la solution URANS sur toute l'étendue de la bosse. Cela indique que les interactions non linéaires entre les différents harmoniques sont très faibles. Les calculs LRANS en turbulence figée n'arrivent pas à reproduire les résultats non linéaires dans la zone d'interaction onde de choc / couche limite. En revanche, l'amplitude est bien prédite à l'amont de l'onde de choc et plus en aval. Au niveau physique, on peut en déduire que les fluctuations de viscosité turbulente, à l'amont de l'onde de choc et à l'aval du "bord de fuite" de la bosse, sont soit nulles soit sans effet sur les fluctuations de pression statique. En revanche, elles jouent un rôle prépondérant dans la réponse dynamique de la couche limite décollée à l'aval de l'onde de choc. En examinant la phase, qui pilote la stabilité aérodynamique, nous pouvons dresser les mêmes conclusions. Nous utilisons ici la même origine pour la phase que Ferria (2007), pour laquelle la réponse aérodynamique est déstabilisante pour  $\Phi \leq -180^\circ$  et stabilisante sinon. Les principales différences entre les calculs à turbulence harmonique et ceux à turbulence figée sont visibles à l'aval de l'onde de choc jusqu'en aval du "bord de fuite". En particulier, les calculs à turbulence figée prédisent une instabilité locale entre  $x = 0.14\text{m}$  et  $x = 0.15\text{m}$  alors que les calculs non linéaires prédisent la stabilité tout le long de la bosse. Pour approfondir l'analyse, nous traçons sur la Fig. 4.6 l'amplitude et la phase le long de la paroi supérieure. L'onde de choc impacte la paroi supérieure mais la couche limite reste attachée l'interaction est faible. Dans ce cas là, l'amplitude prédite par les calculs LRANS à turbulence figée est assez proche des résultats en turbulence variable. Concernant la prédiction de la phase, les différences sont plus importantes, notamment au niveau de l'onde de choc et en aval de celle-ci. Ceci indique une contribution significative des fluctuations de l'énergie cinétique turbulente et peut être une conséquence de l'épaississement de la couche limite à travers l'onde de choc.



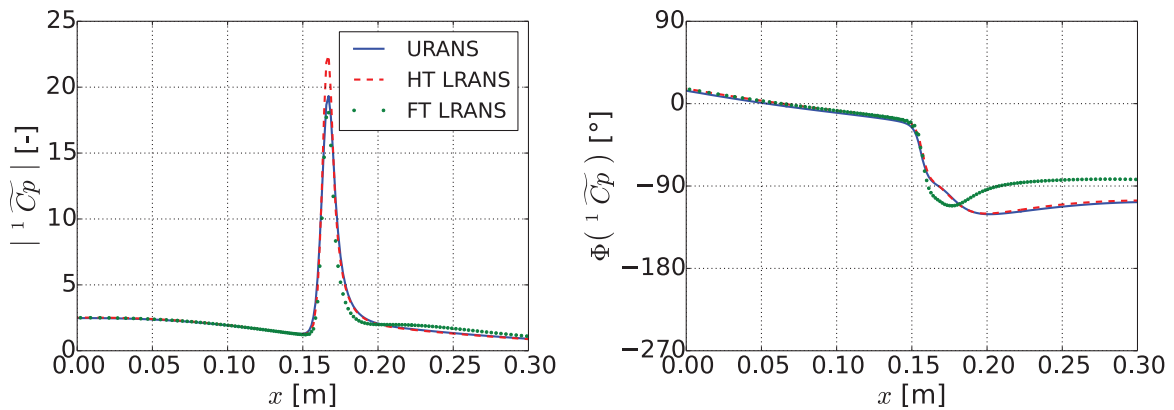


Figure 4.6 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) du premier harmonique du coefficient de pression instationnaire le long de la paroi supérieure (HT : turbulence variable, FT : turbulence figée)

Pour compléter la validation, nous proposons d'étudier la réponse instationnaire de la turbulence loin des parois. Pour cela, nous nous intéressons au module de l'énergie cinétique turbulente prédit par les méthodes URANS et LRANS. Dans le cas de l'hypothèse de turbulence figée, la viscosité turbulente est constante, ce qui est équivalent à une amplitude nulle des fluctuations d'énergie cinétique turbulente. Nous traçons donc sur la Fig. 4.7 les résultats obtenus par la méthode linéaire avec l'hypothèse de turbulence variable et ceux obtenus par les calculs URANS. Nous savons que l'énergie cinétique turbulente maximale est observée dans la couche de cisaillement à la frontière entre l'écoulement sain et la couche limite. Le battement de la couche limite décollée induit une oscillation de cette couche de cisaillement, ce qui se traduit par des niveaux très importants d'amplitude des fluctuations d'énergie cinétique turbulente. Les résultats des simulations linéaires et non linéaires sont très similaires malgré une légère sous-estimation du maximum d'amplitude d'énergie cinétique turbulente par les calculs LRANS. Cette même tendance a été observée précédemment pour le signal de pression le long de la bosse.

En conclusion, nous avons montré que la réponse de l'interaction onde de choc / couche limite est linéaire pour l'oscillation étudiée. Nous avons également observé une forte différence entre les calculs à turbulence figée et variable lors du décollement ou de l'épaississement de la couche limite, ce qui indique une forte contribution de la fluctuation des variables turbulentes au champ de pression instationnaire. La section suivante présente l'influence de la modélisation de la turbulence sur l'écoulement instationnaire.

#### 4.2.2 Influence de la modélisation de la turbulence

Nous utilisons dans cette section les résultats expérimentaux instationnaires de Ferria (2007) obtenus pour la même configuration que précédemment ( $k_r = 0.29$  et  $P_{S_{out}}^{exp} = 104\text{kPa}$ ).

Nous comparons les résultats obtenus par deux modèles de turbulence : Wcx88 et Wcx06. En plus des résultats expérimentaux, nous disposons des résultats numériques de Labit et al. (2016)



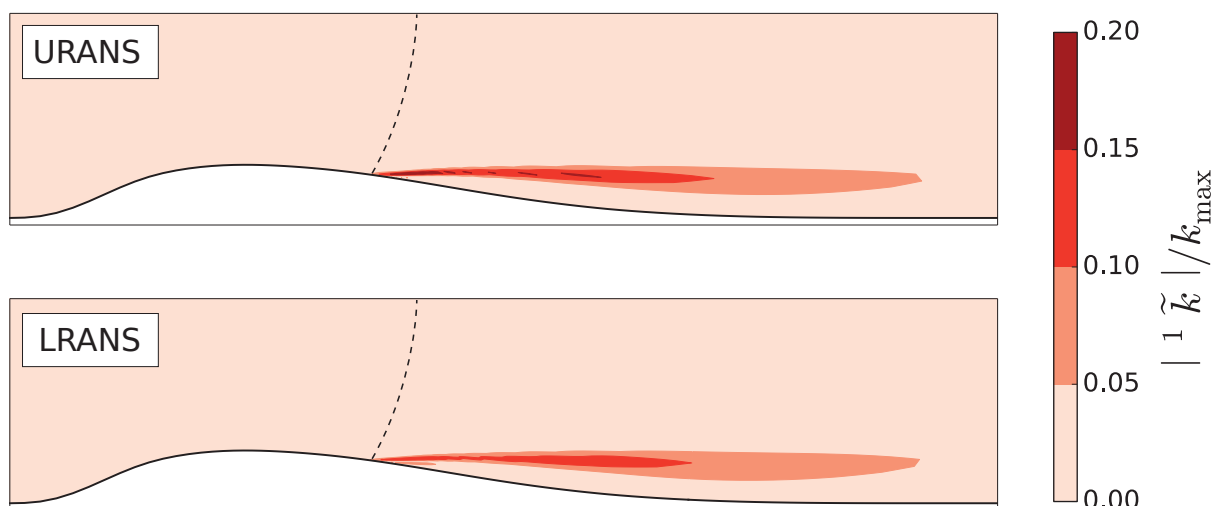


Figure 4.7 – Amplitude des fluctuations d'énergie cinétique turbulente à l'aval de l'onde de choc - comparaison des résultats URANS (en haut) et LRANS (en bas)

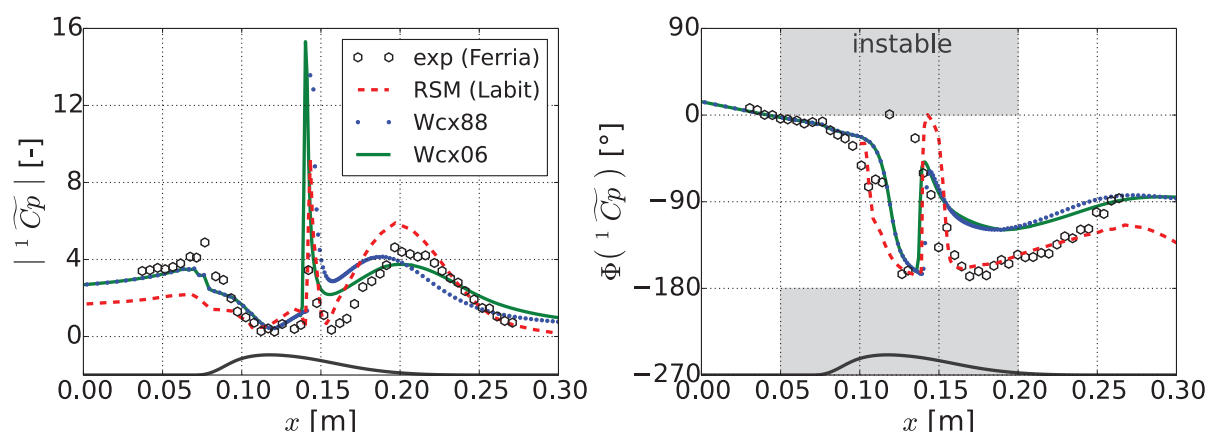


Figure 4.8 – Amplitude et phase du premier harmonique du coefficient de pression - comparaison des résultats issus de calcul URANS (avec les modèles de turbulence Wcx88 et Wcx06) avec les résultats de Labit et al. (2016) et les mesures expérimentales de Ferria (2007)

obtenus par une méthode harmonique (THB pour Time-Harmonic Balance) avec une fermeture de la turbulence par un modèle RSM (Reynolds-Stress Model) du second ordre (Gerolymos et Vallet, 1997 ; Gerolymos et al., 2004). Les résultats THB ont été obtenus avec  $N_h = 2$  coefficients de Fourier. Cette méthode a montré un très bon accord avec les données expérimentales pour le cas de la bosse fixe avec fluctuation de la pression statique de sortie (Labit et al., 2012).

L'amplitude et la phase du premier harmonique du coefficient de pression sont tracés sur la Fig. 4.8. Les mesures expérimentales font apparaître trois zones de forte amplitude :

- à l'amont de la bosse ( $x < 0.08\text{m}$ )
- au niveau de la position stationnaire de l'onde de choc ( $x = 0.145\text{m}$ )
- au "bord de fuite" de la bosse ( $x = 0.2\text{m}$ )

A l'inverse, la zone supersonique au sommet de la bosse présente une amplitude des fluctuations de pression très faible, tout comme en aval de l'onde de choc ( $x = 0.155\text{m}$ ). L'amplitude obtenue par Labit avec la fermeture RSM est sous-estimée de 50% à l'amont de la zone supersonique et surestimée d'environ 30% à l'aval de l'onde de choc. Les positions de l'onde de choc ( $x = 0.145\text{m}$ ) et du maximum d'amplitude à l'aval ( $x = 0.2\text{m}$ ) sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux ainsi que la région de faible amplitude à l'aval de l'onde de choc ( $x = 0.155\text{m}$ ). Les résultats obtenus avec les modèles à deux équations montrent globalement une bonne prédiction de l'amplitude. Près du "bord d'attaque", l'accord avec les données expérimentales est excellent. En aval de l'onde de choc, la région de faible amplitude ( $x = 0.155\text{m}$ ) n'est pas reproduite par les simulations et l'amplitude maximale à l'aval de l'onde de choc est sous-estimée. En accord avec les résultats stationnaires, la position de l'onde de choc est prédite plus en amont pour le modèle Wcx06 que pour le modèle Wcx88. En revanche, le pic d'amplitude maximale à l'aval de l'onde de choc est prédit plus en aval pour le modèle Wcx06 que pour le modèle Wcx88.

Concernant la phase, toutes les simulations prédisent des valeurs supérieures à  $-180^\circ$ , correspondant à une configuration aérodynamiquement stable, ce qui est conforme aux résultats expérimentaux. Le modèle RSM fournit de bons résultats en aval de l'onde de choc entre  $x = 0.15\text{m}$  et  $x = 0.25\text{m}$ . Plus en aval, la courbe représentative de la phase change de sens de variation, ce qui est surprenant sachant que l'écoulement est presque uniforme. Un tel comportement peut être associé à la superposition d'une onde plane progressive et régressive. L'onde progressive serait générée par l'oscillation de l'onde de choc et la seconde pourrait être une réflexion de la première à cause d'une variation rapide du maillage ou du traitement de la condition limite à l'aval. Notons que la fermeture RSM prédit deux brusques changements de phase :  $+180^\circ$  au passage de l'onde de choc ( $x = 0.145\text{m}$ ) et  $-180^\circ$  un peu plus en aval ( $x \geq 0.15\text{m}$ ). Le premier déphasage est également prédit par les autres simulations numériques et est une conséquence de la discontinuité imposée par l'onde de choc. Le deuxième déphasage prédit par la fermeture RSM se situe dans une région de très faible amplitude, invalidant une interprétation physique de l'évolution de la phase. Contrairement à la prédiction de l'amplitude qui différait entre les modèles Wcx88 et Wcx06, on observe pour la phase des résultats identiques entre les deux modèles. A l'aval de l'onde de choc, ils surestiment la valeur de la phase d'environ  $30^\circ$  mais l'allure est proche des données expérimentales.

A l'amont de la bosse ( $x \leq 0.1\text{m}$ ), la phase varie linéairement avec la distance. Ce comportement peut indiquer la propagation d'une onde plane. A partir de la Fig. 4.8, nous pouvons calculer la longueur d'onde correspondante à partir du taux de variation de la phase en fonction de la distance

$$|\Delta\Phi| = 2\pi \frac{|\Delta x|}{\lambda} \implies \lambda = 2\pi \frac{|\Delta x|}{|\Delta\Phi|} = 1.00\text{m} \quad (4.12)$$

Connaissant le nombre de Mach à l'amont de la bosse  $M_{inlet} = 0.687$  et la température statique  $T_{sinlet} = 279.6\text{K}$ , nous pouvons également calculer la longueur d'onde d'une onde plane rétrograde de fréquence  $f = 100\text{Hz}$

$$\lambda = \left| \frac{c(M_{inlet} - 1)}{f} \right| = 1.05\text{m} \quad (4.13)$$

où  $c$  est la vitesse du son. Ce résultat indique que les fluctuations de pressions générées lors de la vibration de la bosse se propagent à l'amont sous la forme d'une onde plane régressive. De plus,

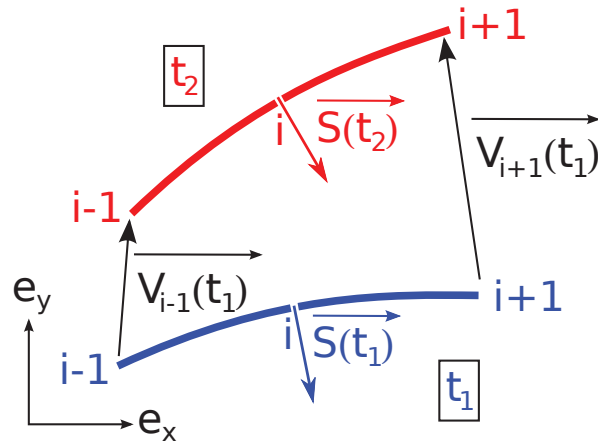


Figure 4.9 – Schéma représentant la position d'un élément de surface à deux instants  $t_1$  et  $t_2$

l'évolution linéaire de la phase est associée à la propagation d'une seule onde (ici régressive), indiquant que les conditions limites à l'amont sont bien non réfléchives.

Finalement, nous avons montré dans cette section que la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite est correctement prédite par des simulations numériques 2D utilisant soit une fermeture RSM, soit des modèles à deux équations. Gardons toutefois à l'esprit que l'écoulement expérimental est fortement tri-dimensionnel et présente de larges décollements de coin. A ce stade de l'étude, on peut alors se demander si les différences observées entre les résultats numériques et expérimentaux sont dus à une modélisation insuffisamment fine de la turbulence ou à des effets tridimensionnels.

### 4.2.3 Influence de la fréquence réduite sur la stabilité

Si le déphasage entre la vitesse du modèle et les fluctuations de pression donne le sens de l'échange local d'énergie entre le fluide et la structure, elle ne suffit pas à conclure sur la stabilité globale. Ceci motive le calcul du travail extrait par le fluide à la structure dont la définition est donnée dans l'équation (4.8). Pour étudier le cas particulier de la bosse vibrante, nous pouvons décomposer les fluctuations de vitesse de la paroi et de normale à la paroi en une contribution horizontale (axe  $e_x$ ) et une contribution verticale (axe  $e_y$ )

$${}^1\tilde{\mathbf{V}} = {}^1\tilde{V}_x \mathbf{e}_x + {}^1\tilde{V}_y \mathbf{e}_y \quad {}^1\tilde{\mathbf{S}} = {}^1\tilde{S}_x \mathbf{e}_x + {}^1\tilde{S}_y \mathbf{e}_y \quad (4.14)$$

Pour calculer la fluctuation de la normale, nous calculons à partir de deux pas de temps  $t_1$  et  $t_2$  la différence entre les normales  $\mathbf{S}(t_1)$  et  $\mathbf{S}(t_2)$ . Les positions d'un élément de surface aux instants  $t_1$  et  $t_2$  sont représentées sur la Fig. 4.9 ainsi que les normales correspondantes. A chaque instant, le vecteur normal à la surface peut être calculé au point  $i$  à partir des positions relatives des points  $i + 1$  et  $i - 1$

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} y_{i+1} - y_{i-1} \\ x_{i-1} - x_{i+1} \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

La fluctuation de la normale peut alors s'exprimer

$${}^1\mathbf{S}_i = \mathbf{S}_i(t_2) - \mathbf{S}_i(t_1) = \begin{bmatrix} y_{i+1}(t_2) - y_{i-1}(t_2) \\ x_{i-1}(t_2) - x_{i+1}(t_2) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} y_{i+1}(t_1) - y_{i-1}(t_1) \\ x_{i-1}(t_1) - x_{i+1}(t_1) \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

On peut calculer la position à l'instant  $t_2$  à partir de la position et de la vitesse à l'instant  $t_1$

$$x_i(t_2) = x_i(t_1) + V_{x,i}(t_1) * (t_2 - t_1) \quad y_i(t_2) = y_i(t_1) + V_{y,i}(t_1) * (t_2 - t_1) \quad (4.17)$$

en injectant cette expression dans l'équation (4.16), on peut écrire la fluctuation de la normale uniquement en fonction de la fluctuation de la vitesse

$${}^1\mathbf{S}_i = \begin{bmatrix} V_{y,i+1}(t_1) - V_{y,i-1}(t_1) \\ V_{x,i-1}(t_1) - V_{x,i+1}(t_1) \end{bmatrix} * (t_2 - t_1) \quad (4.18)$$

Dans le cas de la bosse vibrante, la fluctuation de vitesse de la paroi a uniquement une contribution verticale, ce qui implique, d'après l'équation (4.18), que la fluctuation de la normale a uniquement une contribution horizontale

$${}^1\tilde{\mathbf{V}} = \begin{bmatrix} 0 \\ {}^1\tilde{V}_y \end{bmatrix} \quad {}^1\tilde{\mathbf{S}} = \begin{bmatrix} {}^1\tilde{S}_y \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

Comme la fluctuation de normale est orthogonale à la fluctuation de vitesse, le terme de travail de déformation  $\Delta\tilde{U}_{def} = -T^0 P_s \cdot {}^1\tilde{\mathbf{S}}^* \cdot {}^1\tilde{\mathbf{V}}$ , qui fait intervenir le produit scalaire hermitien de ces deux quantités, est nul. Seul le travail de déplacement, associé à la vibration de la bosse sous une fluctuation de pression, contribue à l'échange d'énergie.

Le travail adimensionné est tracé le long de la bosse sur la Fig. 4.10. On remarque que le travail est toujours positif, indiquant que l'énergie est toujours extraite par le fluide à la structure (configuration stable). Le travail est maximal dans le voisinage de l'onde de choc ( $x = 0.145\text{m}$ ) et est également très important à l'aval de l'onde de choc jusqu'au "bord de fuite" ( $150\text{mm} \leq x \leq 180\text{mm}$ ) ainsi qu'à partir du "bord d'attaque" jusqu'au col sonique ( $70\text{mm} \leq x \leq 120\text{mm}$ ). Les calculs linéaires sont en très bon accord avec les calculs URANS. La seule différence significative est une sous estimation par les calculs LRANS du travail de 10% au niveau de l'onde de choc ( $x = 0.145\text{m}$ ). Le coefficient d'amortissement prédit par les calculs non linéaires vaut  $\zeta_{URANS} = 0.1$  et diffère seulement de 0.2% avec les calculs linéaires. Ces résultats confirment que la réponse est linéaire, ce qui nous permet de réaliser une étude paramétrique à partir de calculs LRANS pour étudier l'influence de la fréquence réduite sur la stabilité du système.

Le coefficient d'amortissement aérodynamique  $\zeta$  est tracé en fonction de la fréquence réduite sur la Fig. 4.11. A faible fréquence réduite, on observe une décroissance de  $\zeta$  jusqu'à une valeur minimale de  $-0.7 \times 10^{-3}$  obtenue pour  $k_r = 0.15$ . Cette valeur négative indique une instabilité aéroélastique du type flottement transsonique. Ensuite, le coefficient d'amortissement croît et la stabilité est retrouvée à partir de  $k_r = 0.25$ . Pour vérifier que le comportement linéaire de l'interaction onde de choc / couche limite ne dépend pas de la fréquence d'excitation, un calcul

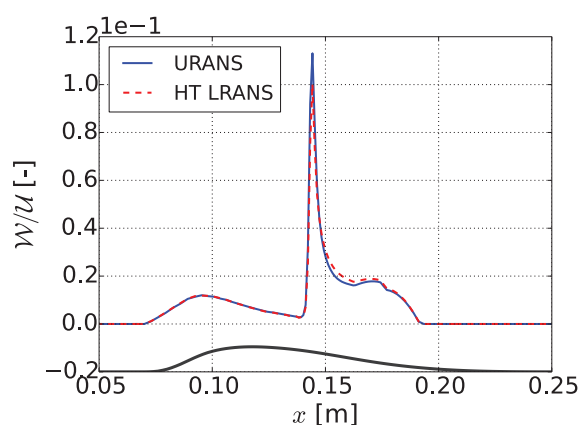


Figure 4.10 – Travail local le long du modèle pour une fréquence  $f = 100\text{Hz}$  ( $k_r = 0.05$ ) - comparaison de résultats de simulations non linéaires (URANS) et linéaires (LRANS)

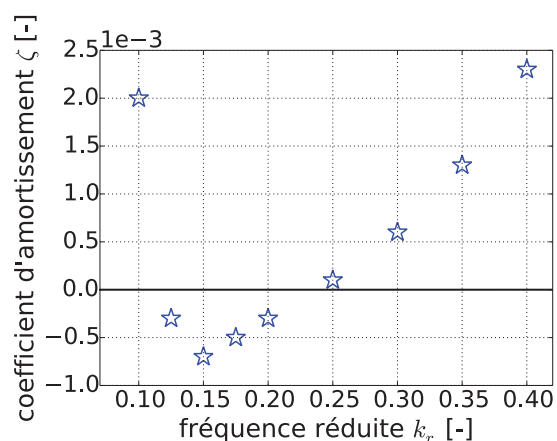


Figure 4.11 – Coefficient d'amortissement en fonction de la fréquence réduite associée à la vibration du modèle - résultats obtenus à partir de calculs linéaires LRANS

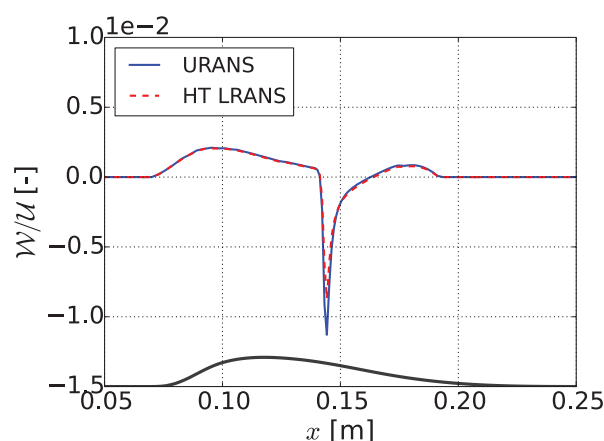


Figure 4.12 – Travail local le long du modèle pour une fréquence  $f = 300\text{Hz}$  ( $k_r = 0.15$ ) - comparaison de résultats de simulations non linéaires (URANS) et linéaires (LRANS)

URANS est réalisé à  $k_r = 0.15$ . Le travail obtenu est présenté sur la Fig. 4.12. Contrairement au cas précédant, on observe que l'onde de choc a une contribution fortement déstabilisante tandis que l'amont et l'aval de l'onde de choc conservent une contribution stabilisante. Le coefficient d'amortissement, calculé à partir de l'intégrale du travail et présenté précédemment sur la Fig. 4.11, est négatif et proche de 0. Une fois encore, la seule différence notable entre les calculs URANS et LRANS est une sous-estimation d'environ 10% du travail au niveau de l'onde de choc.

Finalement, un premier résultat est que le comportement dynamique est linéaire indépendamment de la fréquence d'excitation. Une autre conclusion de cette partie est que la contribution à la stabilité de l'onde de choc dépend de la fréquence d'excitation. Plusieurs hypothèses peuvent

expliquer cette observation

- le déphasage de la fluctuation de pression à travers l'onde de choc dépend du rapport entre le gradient de nombre de Mach à l'amont de l'onde de choc et la fréquence réduite (Ferrand, 1986)
- le déphasage entre l'oscillation de l'onde de choc et la vibration du modèle peut être piloté par la réponse de la couche limite qui dépend de la fréquence d'excitation

A ce stade de l'étude, la question reste ouverte. Dans la partie suivante, nous étudions l'influence d'ondes de pression sur la réponse du système afin de concevoir un dispositif de contrôle du flottement.

## 4.3 Contrôle actif du flottement transsonique

### 4.3.1 Influence des ondes de pression

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'influence d'ondes de pression remontant l'écoulement sur la stabilité du système. Expérimentalement, une came elliptique située à l'aval de la tuyère est mise en rotation et génère des ondes qui peuvent être considérées planes lorsqu'elles impactent l'onde de choc. Un schéma du dispositif est présenté sur la Fig. 3.13.

Dans un premier temps, il convient de vérifier l'hypothèse de linéarité en fonction de l'amplitude des ondes. Pour cela, des calculs URANS et LRANS ont été réalisés pour une fréquence réduite  $k_r = 0.15$  et pour des ondes de pression d'amplitude  $\pm 2\%$  de la pression statique stationnaire en sortie (soit  $\pm 2.12 \times 10^3 \text{Pa}$ , environ 160dB). Philit et al. (2012) montrent qu'en l'absence de vibration de la bosse, l'oscillation de l'onde de choc dépend linéairement de l'amplitude des ondes rétrogrades. Dans ce travail, la fluctuation de pression générée par la vibration de la bosse vient s'ajouter aux ondes de pression. Comme on s'attend à ce que la réponse du système dépende du déphasage entre les ondes de pression et la vibration de la bosse, nous testons l'hypothèse de linéarité pour deux déphasages différents. Le cas correspondant à un déphasage de  $\Delta\Phi = 0^\circ$  est présenté sur la Fig. 4.13(a) tandis que les résultats obtenus pour un déphasage  $\Delta\Phi = 90^\circ$  sont présentés sur la Fig. 4.13(b). Les résultats obtenus par les deux méthodes sont presque identiques, indiquant encore une fois la nature linéaire de la réponse de l'interaction onde de choc / couche limite indépendamment du déphasage entre les ondes de pression et la vibration du modèle.

Si la méthode linéaire est souvent choisie pour le gain important en temps de calcul, elle peut ici être utilisée pour approfondir l'analyse de l'écoulement. En effet, comme la réponse est linéaire, elle peut être décomposée en deux contributions, l'une liée à la vibration de la bosse et l'autre à l'influence des ondes de pression. Sur la Fig. 4.14, nous avons tracé l'amplitude et la phase du premier harmonique de pression statique instationnaire pour chacune des contributions : la vibration du modèle (à gauche) et les ondes de pression rétrogrades (à droite). Concernant la vibration du modèle, on retrouve une forte amplitude des fluctuations de pression près du "bord d'attaque", au niveau de l'onde de choc et à l'aval de celle-ci dans la couche limite décollée. Pour l'influence des ondes de pression, on remarque une amplitude nulle à l'amont de l'onde de choc. En effet, au point de fonctionnement considéré, l'onde de choc bloque toute la tuyère et l'information ne peut pas remonter au delà. Dans la partie supérieure de la tuyère, l'am-

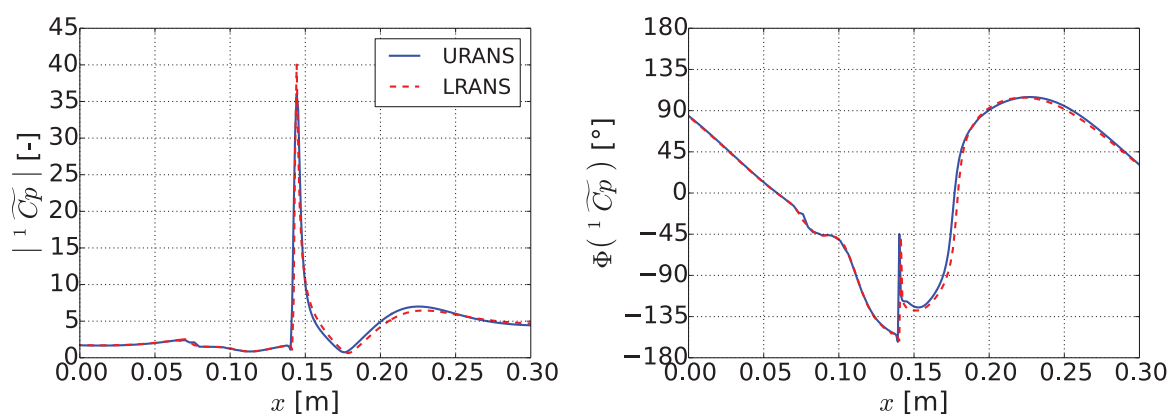
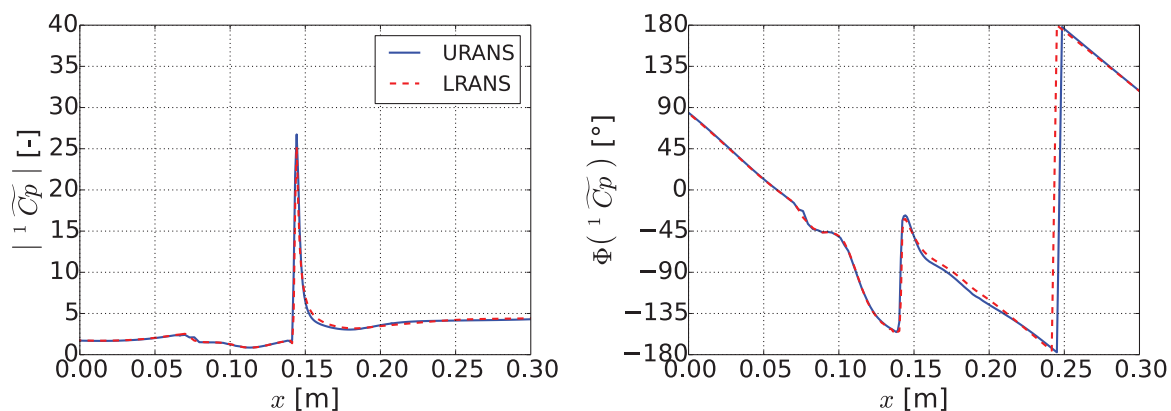

 (a)  $\Delta\Phi = 0^\circ$ 

 (b)  $\Delta\Phi = 90^\circ$ 

Figure 4.13 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) du premier harmonique de pression statique instationnaire générée par la vibration du modèle et des ondes de pression rétrogrades d'amplitude 2% pour deux déphasages différents

plitude des ondes de pression augmente en approchant de l'onde de choc. C'est le phénomène de blocage acoustique qui prédit l'amplification d'ondes rétrogrades lorsque le nombre de Mach tend vers l'unité (Atassi et al., 1995). Ce phénomène n'est pas clairement observable dans la partie inférieure à cause de l'interaction avec la couche limite décollée. Si l'on s'intéresse aux phases, on remarque que les fronts d'ondes sont quasiment verticaux loin de la bosse, indiquant la propagation d'ondes planes.

A partir des réponses instationnaires obtenues pour chaque type d'excitation (vibration du modèle ou génération d'ondes de pression rétrogrades), nous pouvons calculer le coefficient d'amortissement global

$$\zeta = \zeta_0 + \Delta\zeta \quad (4.20)$$

où  $\zeta_0$  correspond au coefficient d'amortissement associé à la vibration du modèle et  $\Delta\zeta$  repré-



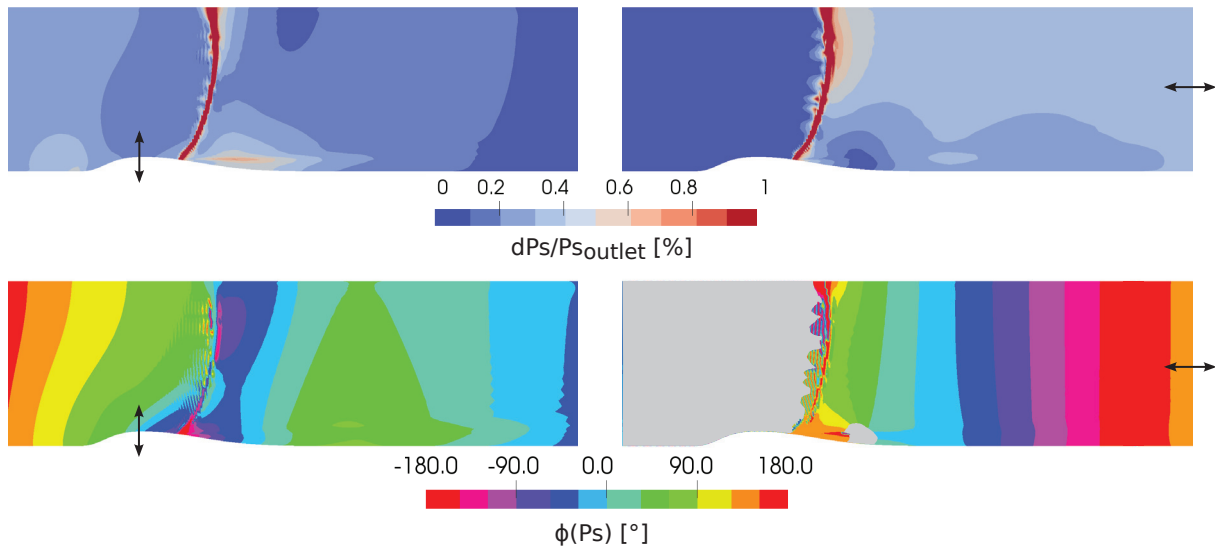


Figure 4.14 – Amplitude (en haut) et phase (en bas) du premier harmonique de pression statique instationnaire générée par la vibration du modèle (à gauche) ou par les ondes de pression (à droite),  $k_r = 0.15$

sente la contribution des ondes de pression. Pour mieux comprendre l'influence des ondes de pression sur la stabilité du système, nous traçons  $\Delta\zeta$  sur la Fig. 4.15 en fonction de l'amplitude et de la phase des ondes de pression générées. On observe que la contribution des ondes de pression est stabilisante ou déstabilisante suivant le déphasage  $\Delta\Phi$  entre les ondes de pression et l'oscillation de la bosse. Le coefficient d'amortissement maximal est obtenu pour un déphasage  $\Delta\Phi = 131^\circ$  et dépend linéairement de l'amplitude des ondes de pression.

Nous avons montré que la contribution des ondes de pression dépend du déphasage avec la vibration de la bosse. Ainsi, il est possible de connaître, à l'aide de calculs ou de mesures expérimentales, le déphasage auquel la contribution des ondes de pression est positive (c'est-à-dire stabilisante) et maximale ( $\Delta\Phi = 131^\circ$  dans notre cas). On peut dès lors proposer, afin de stabiliser le système, une procédure de contrôle où ce déphasage est prescrit.

### 4.3.2 Contrôle à déphasage prescrit

Nous avons trouvé dans la section 4.2.3 une instabilité aéroélastique pour une fréquence réduite  $k_r = 0.15$ . Grâce à l'étude sur l'influence des ondes de pression rétrogrades sur la stabilité nous pouvons choisir les paramètres permettant de contrôler l'instabilité. Dans cette section, nous choisissons un déphasage  $\Delta\Phi = 131^\circ$  et une amplitude  $A = 0.25\%$  de la pression statique moyenne de sortie (correspondant à  $\pm 265\text{Pa}$ , environ 140dB). L'amplitude doit être suffisamment forte pour que le contrôle soit significatif, mais relativement faible pour ne pas avoir à utiliser un dispositif trop énergétique pour la génération des ondes. Le travail extrait par le fluide pour chacune des contributions (vibration du modèle et génération d'ondes rétrogrades) est tracé sur la gauche de la Fig. 4.16. On remarque que la contribution des ondes de pression est stabilisante



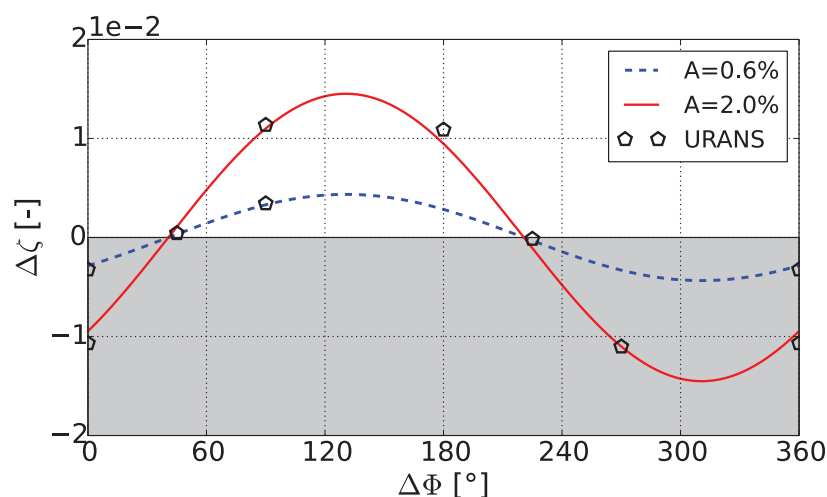


Figure 4.15 – Coefficient d'amortissement associé aux ondes de pression rétrogrades en fonction de leur amplitude et déphasage ( $k_r = 0.15$ ) - les lignes représentent les résultats obtenus par la méthode linéaire

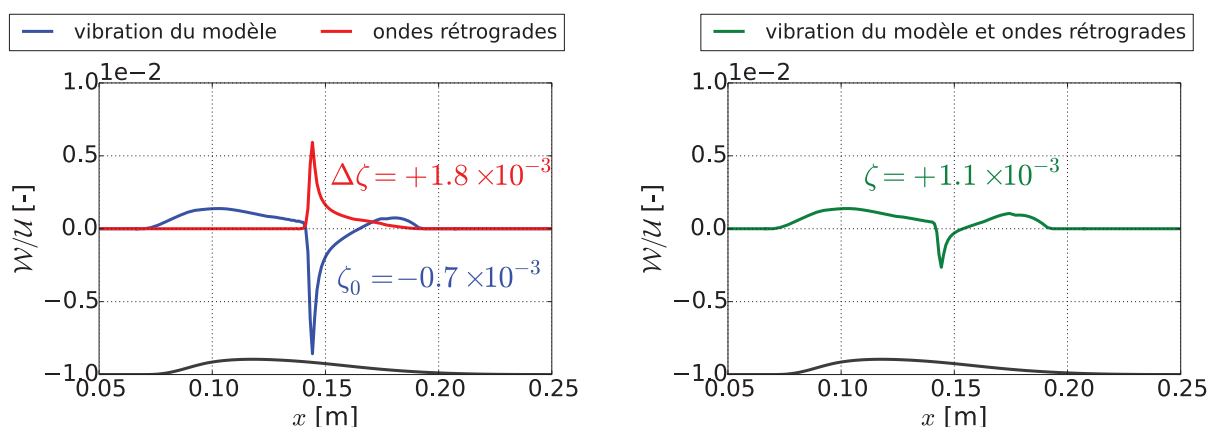


Figure 4.16 – Travail local extrait par le fluide pour chacune des deux contributions (à gauche) et somme des contributions (à droite) - ondes de pression de déphasage  $\Delta\Phi = 131^\circ$  et d'amplitude  $A = 0.25\%$  ( $k_r = 0.15$ )

et croissante depuis l'aval jusqu'à l'onde de choc. Rappelons que l'onde de choc occupe toute la hauteur de la veine et qu'ainsi les fluctuations de pression ne sont pas transmises vers l'amont. Le travail résultant de la somme de ces contributions est tracé sur la droite de la Fig. 4.16. La contribution déstabilisante de l'onde de choc a largement été réduite, tant en étendue qu'en valeur maximale. Cela a permis de retrouver la stabilité avec un coefficient d'amortissement global  $\zeta = 1.1 \times 10^{-3}$ .

Nous avons montré ici que des ondes de pression rétrogrades permettent de contrôler une instabilité de type flottement si leur phase est correctement prescrite. Dans la section suivante nous proposons des pistes pour la conception d'un dispositif actif intégrant une boucle de contrôle.

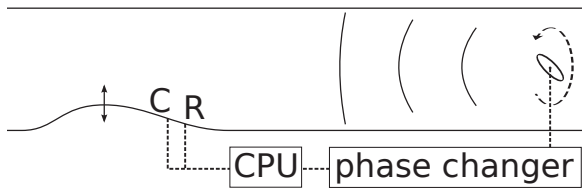


Figure 4.17 – Schéma de principe de la boucle de contrôle ( $x_C = 115\text{mm}$  et  $x_R = 201\text{mm}$ )

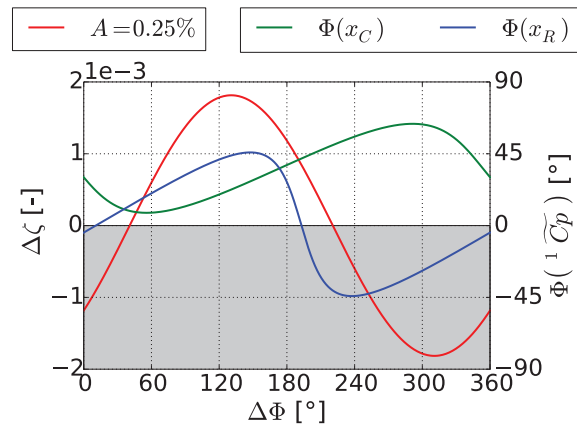


Figure 4.18 – Amortissement associé aux ondes de pression et phase mesurée aux points C et R en fonction du déphasage  $\Delta\Phi$

### 4.3.3 Conception préliminaire d'une boucle de contrôle

Le système que nous avons retenu est présenté sur la Fig. 4.17. Il comprend deux capteurs de pression instationnaire, une unité de calcul et un dispositif électrique dit "changeur de phase" relié au moteur entraînant la came elliptique. L'unité de calcul reçoit des mesures réalisées dans l'écoulement (ici des signaux de pression instationnaire) et, grâce à une loi d'asservissement préalablement renseignée, envoie une consigne au dispositif changeur de phase. Tout en utilisant ici des simulations numériques pour établir la loi d'asservissement, gardons à l'esprit qu'elle doit pouvoir être déterminée expérimentalement.

Pour une amplitude donnée (c'est-à-dire pour une géométrie de la came elliptique), la phase du premier harmonique de pression instationnaire en tout point de l'écoulement ne dépend que du déphasage  $\Delta\Phi$ . Nous proposons dans un premier temps de placer un capteur sur la bosse, au point R correspondant au point de rattachement de la couche limite pour le point de fonctionnement étudié. La phase enregistrée  $\Phi(x_R)$  est tracée sur la Fig. 4.18 en fonction de  $\Delta\Phi$ . La fonction n'étant pas bijective, à une valeur de la phase  $\Phi(x_R)$  peut correspondre deux valeurs de  $\Delta\Phi$ , c'est-à-dire deux coefficients d'amortissement différents. Physiquement, on ne peut pas différencier les deux directions de propagation d'une onde (vers l'amont ou vers l'aval) avec un seul capteur. On ajoute alors un deuxième capteur au point C, proche du premier point de mesure. Encore une fois, la phase mesurée au point C en fonction de la phase des ondes de pression est tracée sur la Fig. 4.18. On sait alors que la stabilité globale est obtenue pour  $\Phi(x_R) = 45^\circ$  et  $\Phi(x_C) = 22.5^\circ$ .

Ce dispositif a été conçu pour valider expérimentalement les résultats obtenus sur le contrôle du flottement mais n'est pas transposable tel quel au contrôle d'une turbomachine. En effet, de nombreuses limitations existent lors du passage à une configuration industrielle :

- la loi d'asservissement dépend du point de fonctionnement, de la fréquence de vibration des aubes et de l'amplitude des ondes de pression (même si la réponse physique est linéaire) ;
- le mécanisme de génération d'ondes de pression, par exemple des éléments piezo-électriques

sur les aubes du stator, doit permettre des amplitudes suffisamment fortes pour stabiliser un événement de flottement ;

- des ondes parasites sont générées par l'instationnarité des écoulements en turbomachine, ce qui peut rendre délicats la mesure et le contrôle de la phase des ondes rétrogrades.

Ce chapitre a permis d'évaluer la capacité d'une méthode linéaire à prédire une instabilité aéroélastique. Nous avons tout d'abord confirmé que l'hypothèse de turbulence figée ne permet pas de prédire le champ de pression instationnaire dans le cas d'une interaction onde de choc / couche limite. Une telle interaction est en effet associée à de fortes fluctuations d'énergie cinétique turbulente. Nous avons ensuite montré que la réponse aéroélastique de l'interaction onde de choc / couche limite dépend linéairement de l'amplitude de l'excitation (vibration de la bosse ou ondes de pression rétrogrades). Cela a permis de réaliser, à l'aide de calculs linéarisés, une étude de sensibilité à la fréquence réduite qui a mis en évidence un événement de flottement. Nous avons enfin proposé un dispositif actif de contrôle du flottement qui a été validé à partir de simulations bidimensionnelles. Le comportement de ce dispositif sur une structure tridimensionnelle de l'écoulement et sa validation expérimentale sont deux perspectives ouvertes par ces travaux.

Le chapitre suivant s'intéresse à l'étude du flottement de blocage sur une coupe aube à aube en tête d'une soufflante transsonique.

# Prédiction du flottement transsonique pour une coupe aube à aube de l'ECL5

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Conditions de l'étude</b>	<b>108</b>
5.1.1	Géométrie	108
5.1.2	Écoulement stationnaire	108
5.1.3	Décomposition d'un mouvement plan	112
<b>5.2</b>	<b>Analyse locale de contributions locales à la stabilité</b>	<b>114</b>
5.2.1	Contribution de l'aval de l'onde de choc	115
5.2.2	Contribution de l'onde de choc et de l'amont	118
5.2.3	Sensibilité à la fréquence réduite (amont et onde de choc)	122
5.2.4	Somme des contributions locales	125
<b>5.3</b>	<b>Analyse aéroélastique locale de la vibration du profil</b>	<b>129</b>
5.3.1	Sensibilité au diamètre nodal du mode de flexion $dN$	129
5.3.2	Analyse du mode de torsion $d\theta$	141

---

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'analyser les conditions de fonctionnement qui peuvent conduire à une instabilité aéroélastique. L'ECL5 étant conçu pour entrer en flottement, nous nous appuyons sur une coupe 2D à 90% de hauteur de veine avec des mouvements arbitraires de flexion ou de torsion. En exploitant les approches présentées aux chapitres précédents, nous proposons une méthodologie pour comprendre les origines du flottement transsonique.

Dans un premier temps, nous présentons le choix de la coupe aube à aube, du point de fonctionnement et de la décomposition des modes vibratoires en mouvements élémentaires. Nous présentons ensuite les résultats des simulations LRANS sur des mouvements élémentaires en concentrant notre analyse sur les influences des ondes de choc, des couches limites et de leurs interactions. Une analyse paramétrique de l'influence de la fréquence réduite, du diamètre nodal

et de la déformée modale aide finalement à comprendre les origines possibles d'une instabilité aéroélastique.

## 5.1 Conditions de l'étude

### 5.1.1 Géométrie

Les soufflantes actuelles se caractérisent par des diamètres de plus en plus importants. Les rapports d'aspects sont généralement supérieurs à l'unité, indiquant que la longueur des aubes est supérieure à leur corde. Lorsque l'on s'intéresse à la vibration d'une aube, le déplacement en pied, près de l'encastrement, est extrêmement faible. Plus l'on s'écarte du point d'encastrement et plus l'amplitude de vibration est importante. De plus, le nombre de Mach relatif à l'amont de la roue augmente de pied en tête. Des ondes de chocs apparaissent, même à régime partiel, en tête des aubes. Lors de la vibration des aubes, les ondes de choc se déplacent et génèrent un important chargement instationnaire. Comme l'échange d'énergie entre le fluide et la structure dépend à la fois du chargement instationnaire et du déplacement de la structure (rigoureusement de sa vitesse), les coupes en tête d'aube participent beaucoup plus que celles en pied. A titre d'illustration, il est généralement admis que 80% de l'échange d'énergie est réalisé dans les derniers 20% de hauteur de veine. Dans ce chapitre, nous nous intéressons donc au comportement aéroélastique d'une coupe aube à aube en tête pour modéliser la réponse de la soufflante. Le dessin de soufflante choisi pour ces études est l'ECL5v1, présenté dans la Sect. 1.3.2.

Nous avons extrait, pour les études aéroélastiques, une coupe aube à aube à 90% de hauteur de veine de l'ECL5v1. Ces profils sont présentés sur la Fig. 5.1 avec leurs caractéristiques géométriques. On remarque que les profils sont fins et peu cambrés, ce qui est caractéristique de profils transsoniques pour lesquels le taux de pression est surtout réalisé par les ondes de choc. Le calage important est aussi caractéristique des coupes de tête et permet d'aligner le bord d'attaque avec la direction de la vitesse relative pour garantir une incidence optimale au point de rendement maximal.

L'écoulement stationnaire sur lequel repose l'étude aéroélastique est présenté dans la section suivante.

### 5.1.2 Écoulement stationnaire

Nous nous intéressons au flottement de blocage pour lequel une onde de choc droite traverse le canal inter-aubes. L'intensité du nombre de Mach au niveau de l'onde de choc dépend principalement de la vitesse de rotation et de la position de l'onde de choc dans le canal. La revue des événements de flottements de la littérature a mis en évidence l'apparition de ceux-ci pour des régimes partiels compris entre 75% et 90% de la vitesse de rotation nominale. Par conséquent, nous retenons une vitesse de rotation de  $0.80N_n$  pour cette étude et nous choisissons un point de fonctionnement présentant un débit bloqué avec un décollement de la couche limite à l'aval de l'onde de choc sur l'extrados. Le point retenu est présenté sur la page de fonctionnement de l'ECL5v1 sur la Fig. 5.2.

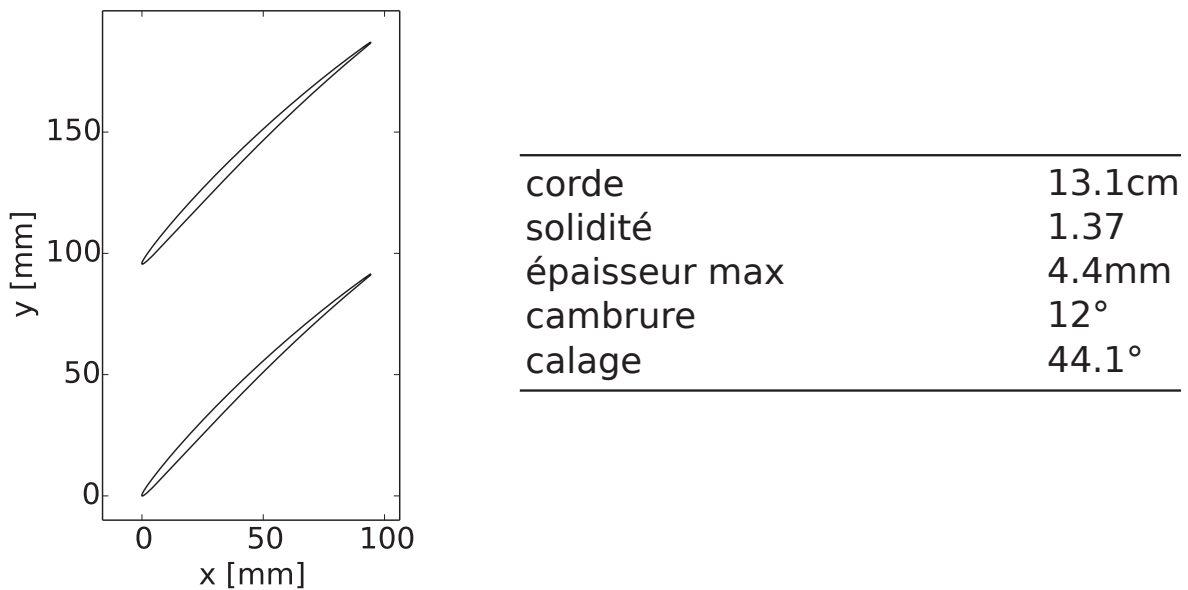


Figure 5.1 – Profils aérodynamiques à 90% de hauteur de veine de la soufflante ECL5v1 et caractéristiques géométriques

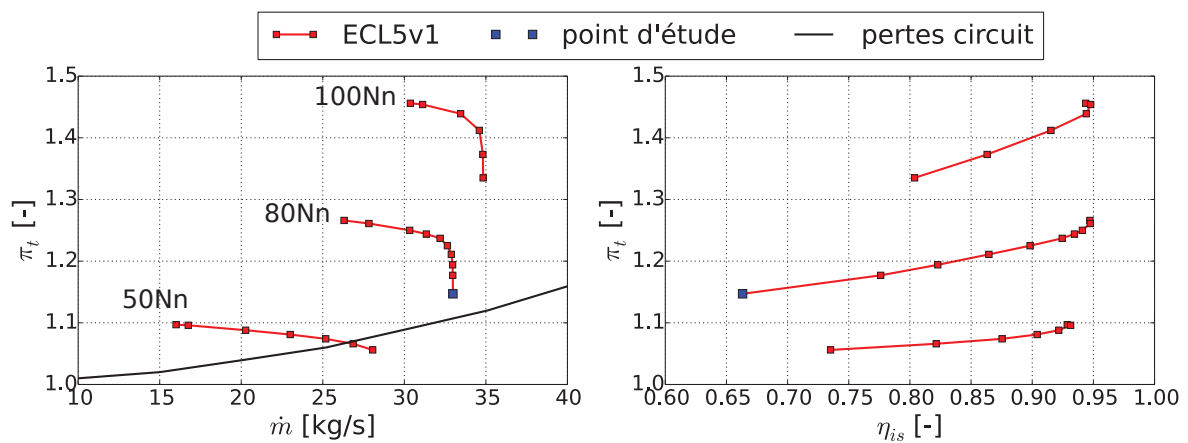


Figure 5.2 – Plage de fonctionnement de la soufflante ECL5v1 et point d'étude choisi pour l'étude aéroélastique

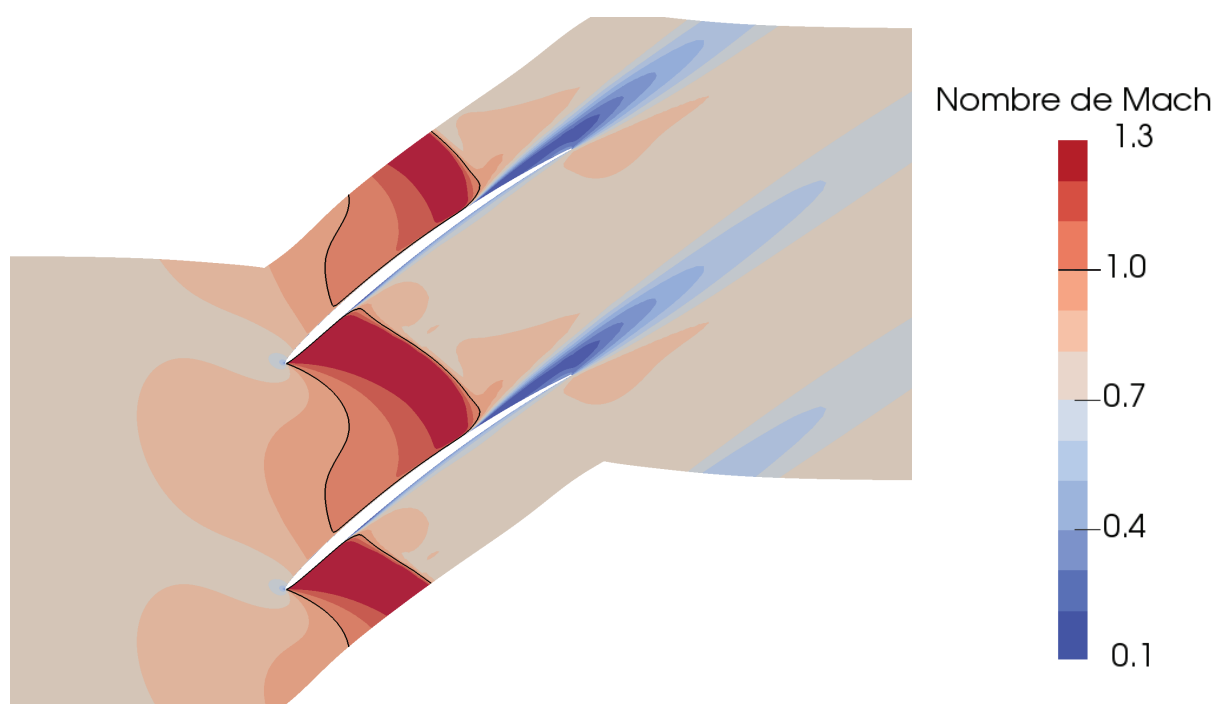


Figure 5.3 – Champ de nombre de Mach relatif stationnaire à 90% de hauteur de veine pour le point bloqué à régime partiel avec décollement de la couche limite obtenu à partir de simulations Fine/Turbo™ RANS 3D avec modèle de turbulence Spalart-Allmaras ( $\Omega = 0.80Nn$ ,  $\dot{m} = 33.0\text{kg s}^{-1}$ ,  $\pi_t = 1.15$ ,  $\eta_{is} = 0.66$ )

Sur la Fig. 5.3 nous traçons le champ de nombre de Mach relatif stationnaire pour une coupe à 90% de hauteur de veine. On observe comme attendu une onde de choc droite dans le canal inter-aubes et un décollement de la couche limite. Le nombre de Mach isentropique le long du profil associé à un tel écoulement est présenté sur la Fig. 5.4. On observe une poche supersonique sur l'intrados à l'aval du bord d'attaque où le nombre de Mach est constant et environ égal à 1.3. Une onde de choc droite termine la zone supersonique, faisant chuter le nombre de Mach à environ 0.7 sur la deuxième moitié de la corde. Sur l'extrados, l'écoulement est subsonique jusqu'à 20% de la corde puis le nombre de Mach augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale de 1.3 à l'amont de l'onde de choc.

Pour mener une étude aéroélastique sur cette coupe, nous extrayons le profil des aubes et générons un maillage 2D plus fin, adapté à la résolution d'écoulements instationnaires. Celui-ci comporte 849 points autour du profil et 105 points au sein d'un canal inter-aubes dans la direction normale à la corde. En ajoutant la discrétisation de l'amont et de l'aval de la soufflante, le nombre de points total s'élève à 106 007 points. Les conditions limites à l'amont (pression totale relative, température totale relative et vitesse azimutale) et à l'aval (pression statique) sont ensuite adaptées pour retrouver une structure d'écoulement comparable aux résultats 3D. Comme le maillage et le modèle de turbulence utilisés diffèrent entre les calculs 3D et 2D, l'objectif du recalage 2D est d'obtenir un champ qualitativement semblable aux résultats 3D. Le nombre de Mach isentropique obtenu est présenté sur la Fig. 5.4. On retrouve une poche supersonique sur l'intrados de nombre de Mach isentropique légèrement inférieur au cas 3D. La position de l'onde



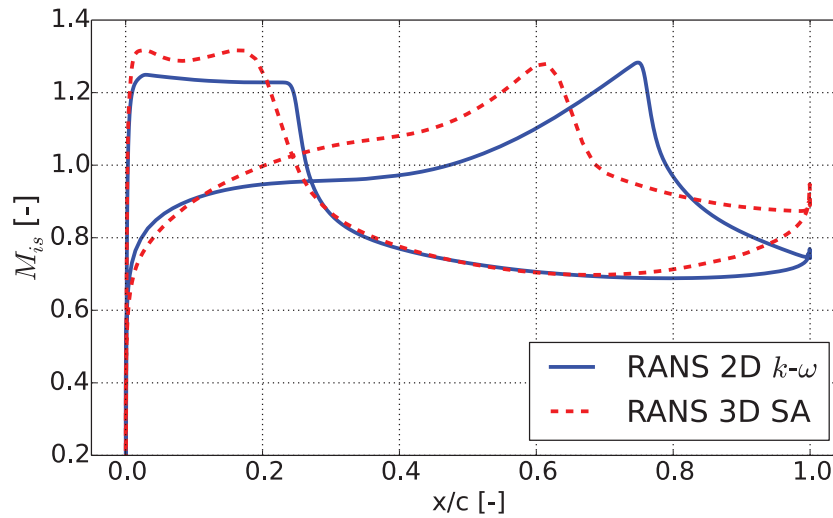


Figure 5.4 – Nombre de Mach isentropique autour d'un profil à 90% de hauteur de veine - comparaison des résultats 3D stationnaires (Fine/Turbo™, modèle de turbulence Spalart-Allmaras) et du recalage 2D (Turb'Flow, modèle de turbulence  $k-\omega$  de Wilcox (1988))

de choc droite est très similaire à celle prédite par les calculs tridimensionnels, tout comme le nombre de Mach isentropique le long de l'intrados à l'aval de celle-ci. Sur l'extrados, la position de l'onde de choc est prédite légèrement plus en aval par les calculs 2D mais le nombre de Mach maximal est comparable aux résultats 3D. Le champ 2D reproduit finalement assez fidèlement l'écoulement extrait à 90% de hauteur de veine et peut être utilisé comme support pour les calculs instationnaires.

Une visualisation du champ de nombre de Mach stationnaire 2D est présenté sur la Fig. 5.5. A l'amont, le nombre de Mach relatif est égal à 0.82 et l'incidence sur le profil est négative, égale à  $-2.4^\circ$ . A l'aval du bord d'attaque, le nombre de Mach est constant sur l'intrados et vaut  $M = 1.23$ , ce qui se traduit par une interaction faible entre l'onde de choc et la couche limite (épaississement de la couche limite sans décollement). En revanche, sur l'extrados, le nombre de Mach augmente le long de l'extrados jusqu'à atteindre  $M = 1.32$  au niveau de l'onde de choc. L'interaction avec la couche limite est forte et induit un décollement de la couche limite. L'étendue du décollement normalisé par la corde est de 8.3%. Cet écoulement est topologiquement similaire à l'écoulement au centre de la tuyère KTH-VM100 étudié dans les deux chapitres précédents. Le taux de pression associé à cette coupe 2D est  $\pi_t = 1.10$  et le rendement isentropique vaut  $\eta_{is} = 0.71$ . Ces grandeurs sont caractéristiques d'un écoulement bloqué pour lequel la déflexion est faible et les pertes importantes par la contribution d'une onde de choc forte et d'un décollement de la couche limite. Les aubes étant fortement calées en tête de soufflante, l'onde de choc impacte l'extrados sur la deuxième moitié de la corde. Dans notre cas, la couche limite décollée présente un point de séparation au niveau de l'onde de choc et un point de rattachement près du bord de fuite. Si le taux de pression diminue, l'onde de choc avance dans le canal et le décollement de la couche limite s'étend jusqu'au bord de fuite.

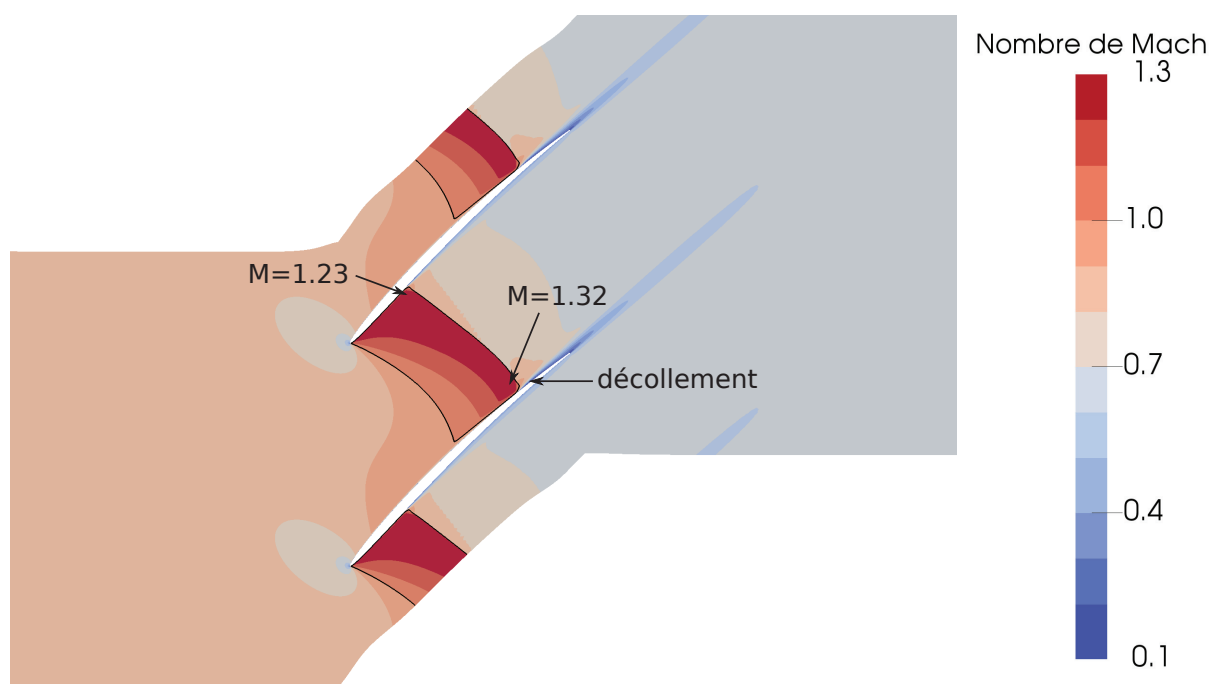


Figure 5.5 – Champ de nombre de Mach relatif stationnaire du point bloqué à régime partiel avec décollement de la couche limite ( $\Omega = 0.80Nn$ ,  $\pi_t = 1.10$ ,  $\eta_{is} = 0.71$ )

### 5.1.3 Décomposition d'un mouvement plan

Le flottement transsonique se rencontre généralement selon le premier mode de flexion tridimensionnelle des aubes. Projeté dans un plan aube à aube, ce mode correspond à un mouvement de corps rigide, c'est-à-dire sans déformation du profil. Dans cette section, nous proposons de décomposer tout mouvement de corps rigide dans un plan en la somme de trois déplacements élémentaires. Cette décomposition, couplée à l'utilisation de méthodes linéaires, permet de calculer la contribution de chaque mode sur la réponse aéroélastique et donc d'identifier l'origine d'éventuelles instabilités.

Un mouvement de corps rigide d'une aube dans un plan peut être décomposé selon trois degrés de liberté : une translation dans chaque direction du plan et une rotation. La définition du centre de rotation étant arbitraire, nous choisissons le point situé sur la corde à égale distance du bord d'attaque et du bord de fuite. L'angle de rotation élémentaire sera noté  $d\theta$ . Le choix des directions des deux translations est également arbitraire, à condition toutefois qu'elles ne soient pas colinéaires. Nous choisissons d'utiliser la direction normale à la corde dans laquelle le déplacement élémentaire sera noté  $dN$  et la direction parallèle à la corde dans laquelle le déplacement élémentaire sera noté  $dT$ . Les trois mouvements élémentaires sont schématiquement représentés sur la Fig. 5.6.

Des fluctuations de pression sont générées par la vibration de l'aube selon un mode élémentaire. On peut alors calculer le travail extrait par ces fluctuations en les multipliant par la vitesse locale de vibration des aubes. On obtient ainsi l'ensemble des travaux élémentaires et on notera  $\mathcal{W}_{ij}$  le travail des fluctuations de pression générées par le mode  $j$  lors de la vibration de

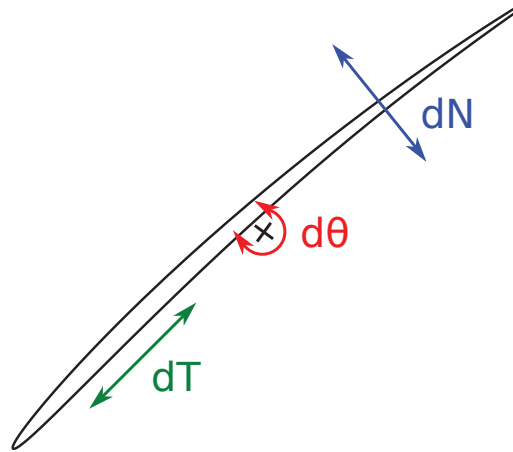


Figure 5.6 – Décomposition en mouvements élémentaires - les déplacements  $dN$  et  $dT$  sont dans la direction normale et parallèle à la corde respectivement

l'aube selon le mode  $i$ . Par le principe de superposition, le travail global extrait par le fluide à la structure est donné par la somme des travaux élémentaires

$$\mathcal{W} = [dX \ dY \ d\theta] \begin{pmatrix} \mathcal{W}_{NN} & \mathcal{W}_{NT} & \mathcal{W}_{N\theta} \\ \mathcal{W}_{TN} & \mathcal{W}_{TT} & \mathcal{W}_{T\theta} \\ \mathcal{W}_{\theta N} & \mathcal{W}_{\theta T} & \mathcal{W}_{\theta\theta} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} dX \\ dY \\ d\theta \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Ainsi, pour connaître la réponse aéroélastique des profils soumis à un mode de corps rigide quelconque, trois calculs linéarisés sont suffisants, un pour chaque déplacement élémentaire. La formule pour obtenir les termes diagonaux est identique à celle présentée dans l'Eq. (4.8). Pour calculer les termes extra-diagonaux, on veillera à remplacer dans l'Eq. (4.8) le terme de fluctuation de pression et le terme de fluctuation de vitesse par ceux des déplacements élémentaires correspondants. A titre d'illustration, pour calculer  $\mathcal{W}_{N\theta}$ , le travail des fluctuations de pression générées par la rotation de l'aube pendant son déplacement selon  $N$  on utilisera l'équation suivante

$$\mathcal{W}_{N\theta} = -T^1 \widetilde{P}_{s\theta}^0 \mathbf{S}^* \cdot {}^1 \widetilde{\mathbf{V}}_N \quad (5.2)$$

où  $T$  est la période temporelle du mouvement,  ${}^1 \widetilde{P}_{s\theta}$  la fluctuation de pression statique générée par le déplacement élémentaire  $d\theta$  et  ${}^1 \widetilde{\mathbf{V}}_N$  la fluctuation de vitesse associée au déplacement élémentaire  $dN$ .

Concernant la déformée modale de l'ensemble de la roue, une particularité des turbomachines est la périodicité annulaire qui n'autorise qu'un nombre discret de déphasages entre la vibration d'une aube et celle de l'aube adjacente (voir Sect. 1.2.2). On a alors une condition de quasi périodicité entre le comportement d'un canal inter-aubes et de son voisin, c'est-à-dire que la réponse est identique mais décalée dans le temps du déphasage inter-aubes. Dans le paragraphe suivant, nous allons nous focaliser sur la réponse aérodynamique à un mouvement de flexion  $dN$  à 0ND, pour lequel l'ensemble des aubes vibrent en phase.

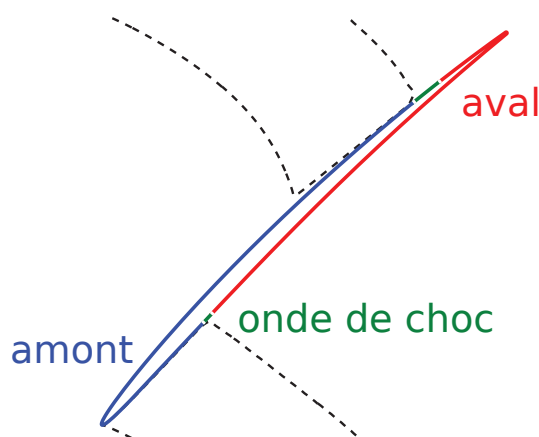


Figure 5.7 – Découpage du profil aérodynamique en trois zones pour le calcul des contributions locales à la réponse instationnaire

## 5.2 Analyse locale de contributions locales à la stabilité

Pour un mode donné, les méthodes linéarisées permettent de décomposer la réponse instationnaire, qui peut être complexe, en la somme de contributions plus simples. Cette stratégie consiste à faire vibrer indépendamment différentes zones du profil aérodynamique et à calculer, pour chaque source, le champ instationnaire résultant. Une telle méthodologie a été utilisée par Ferrand (1986) pour l'analyse du flottement de blocage en 1D et est étendue ici à un écoulement bidimensionnel. Le mode de vibration choisi pour cette étude est un mouvement de flexion normal à la corde (dN) de fréquence réduite  $k_r = 0.1$  sans déphasage inter-aubes (0ND). Rappelons qu'en l'absence de déphasage inter-aubes, toutes les aubes vibrent en phase. Ainsi, la section du canal inter-aubes ne varie pas, contrairement au cas de la bosse vibrante dans la tuyère transsonique traité dans le chapitre précédent.

Nous proposons de décomposer le profil en trois zones qui serviront de sources pour la réponse instationnaire. Ces trois régions, présentées sur la Fig. 5.7, correspondent à l'amont de l'onde de choc, la zone d'interaction onde de choc / couche limite et l'aval de l'onde de choc. Ceci permet de découpler l'excitation locale au niveau de l'interaction onde de choc couche limite des perturbations générées au bord d'attaque et au bord de fuite. Rappelons que l'onde de choc bloque le canal et qu'ainsi seules les fluctuations générées à l'amont de la zone supersonique sont susceptibles de se propager vers l'amont.

Nous avons choisi la référence des phases de manière à annuler la partie imaginaire de la vitesse de déplacement associée à la vibration. Ceci implique que seule la partie réelle de la fluctuation de pression statique participe à la stabilité du profil. Dans notre cas, une partie réelle des fluctuations de pression positive est associée à un travail déstabilisant sur l'extrados et stabilisant sur l'intrados. Nous proposons donc de mener l'analyse de la réponse instationnaire en s'intéressant principalement à la partie réelle de la fluctuation de pression générée par les différentes zones. Pour chaque contribution, nous analysons en premier lieu une faible fréquence réduite ( $k_r = 0.1$ ), ce qui nous permet de compléter les résultats linéarisés avec un raisonnement

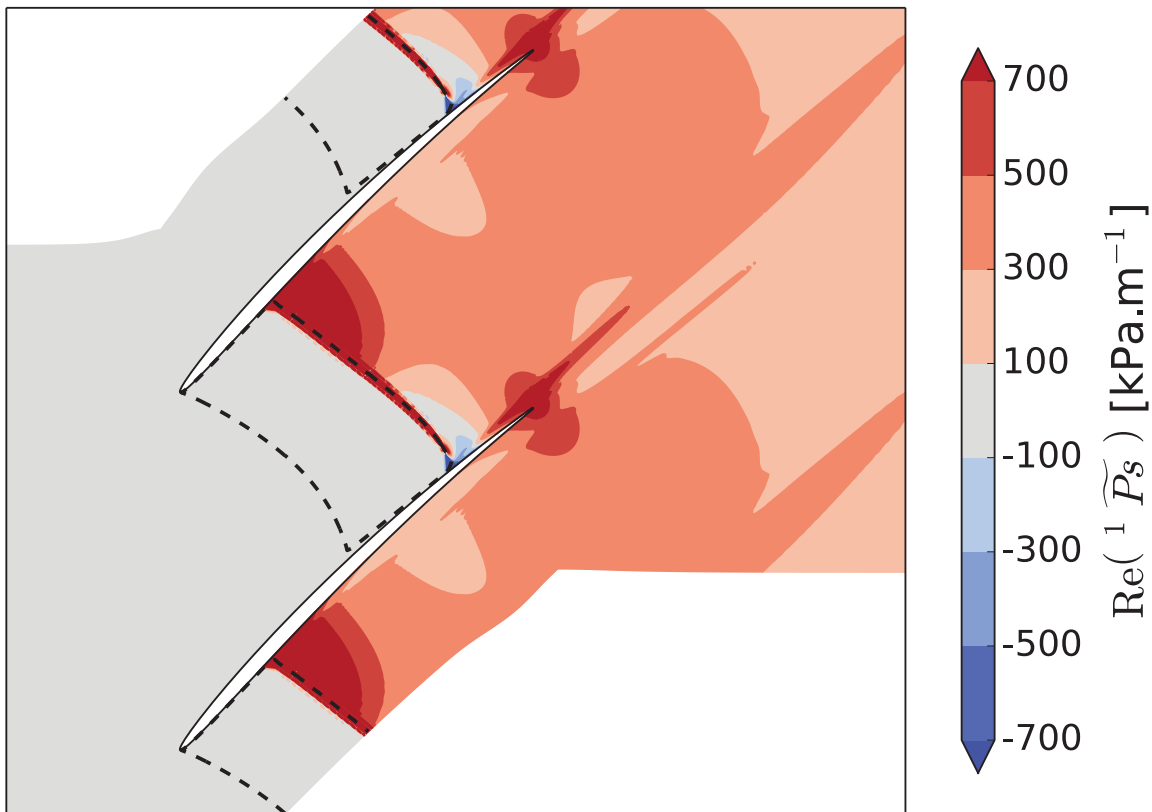


Figure 5.8 – Partie réelle de la fluctuation de pression - contribution de la région du profil à l'aval de l'onde de choc (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

quasi-stationnaire. Nous proposons ensuite une étude de sensibilité à des fréquences réduites plus élevées.

### 5.2.1 Contribution de l'aval de l'onde de choc

Nous nous intéressons dans un premier temps à la vibration de la région à l'aval de l'onde de choc (ligne rouge sur la Fig. 5.7). La partie réelle des fluctuations de pression associées à une telle source sont présentées sur la Fig. 5.8. Comme attendu, on remarque que le niveau des fluctuations de pression à l'amont de l'onde de choc est nul car la propagation des perturbations est limitée vers l'amont aux zones subsoniques. La partie réelle des fluctuations de pression est importante et positive au niveau du bord de fuite, indiquant une génération d'ondes en phase avec la vitesse de vibration. Ces ondes impactent l'onde de choc et entraînent l'oscillation de celle-ci. Au niveau de l'intrados, l'interaction onde de choc / couche limite répond en phase avec l'excitation au bord de fuite. En revanche, les niveaux négatifs de la partie réelle des fluctuations de pression sur l'extrados, bien que moins importants, indiquent une réponse en opposition de phase. Rappelons que sur l'intrados la couche limite est attachée à l'aval de l'onde de choc alors que le fort gradient de pression adverse sur l'extrados induit un décollement de la couche limite. Ceci pourrait expliquer le déphasage observé au niveau de la réponse instationnaire.

Concernant la stabilité aéroélastique, l'interaction onde de choc / couche limite est associée

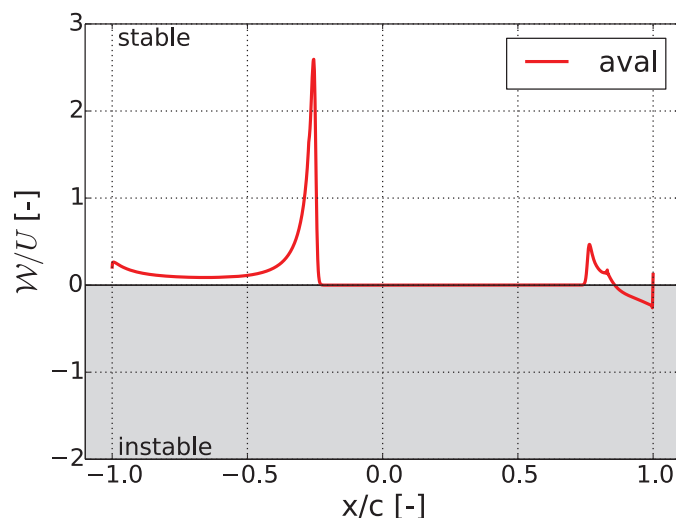


Figure 5.9 – Travail normalisé le long du profil - contribution de la région du profil à l'aval de l'onde de choc (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

à une contribution fortement stabilisante sur l'intrados et stabilisante mais de moindre amplitude sur l'extrados. Toujours sur l'extrados, à l'aval de la zone décollée, la partie réelle positive des fluctuations de pression est associée à une contribution déstabilisante. L'intrados contribue quant à lui toujours positivement à la stabilité. Pour associer à ces observations qualitatives une information quantitative, nous traçons sur la Fig. 5.9 le travail normalisé le long du profil. L'abscisse représente la coordonnée axiale normalisée par la corde dont la norme est nulle au bord d'attaque, égale à l'unité au bord de fuite et dont les valeurs négatives décrivent l'intrados du profil.

On remarque que la contribution stabilisante associée à l'interaction onde de choc / couche limite est six fois plus importante sur l'intrados que sur l'extrados. De plus, la contribution stabilisante sur l'extrados est du même ordre de grandeur que la contribution déstabilisante près du bord de fuite, indiquant une contribution globalement marginale sur la stabilité.

### Sensibilité à la fréquence réduite

Lorsque la fréquence réduite augmente, la longueur d'onde des fluctuations de pression émises au bord de fuite diminue et on s'attend à une réponse différente de l'oscillation de l'onde de choc. Sur la Fig. 5.10, nous avons tracé le rapport de la partie réelle de la fluctuation de pression sur la pulsation pour trois fréquences réduites allant de  $k_r = 0.1$  à  $k_r = 0.4$ . La division par la pulsation permet de s'affranchir de la vitesse de vibration qui dépend, pour un déplacement donné, de la fréquence réduite. La réponse de l'interaction onde de choc / couche limite sur l'intrados semble s'intensifier lorsque la fréquence réduite augmente. Sur l'extrados, non seulement la réponse de la couche limite décollée est plus intense mais elle est aussi plus étendue. On remarque également que la phase d'oscillation de l'onde de choc est très différente pour les trois fréquences étudiées. Pour la fréquence la plus basse ( $k_r = 0.1$ ), l'onde de choc oscille presque en bloc, à l'exception de la zone d'interaction onde de choc / couche limite décollée sur l'extrados qui est en

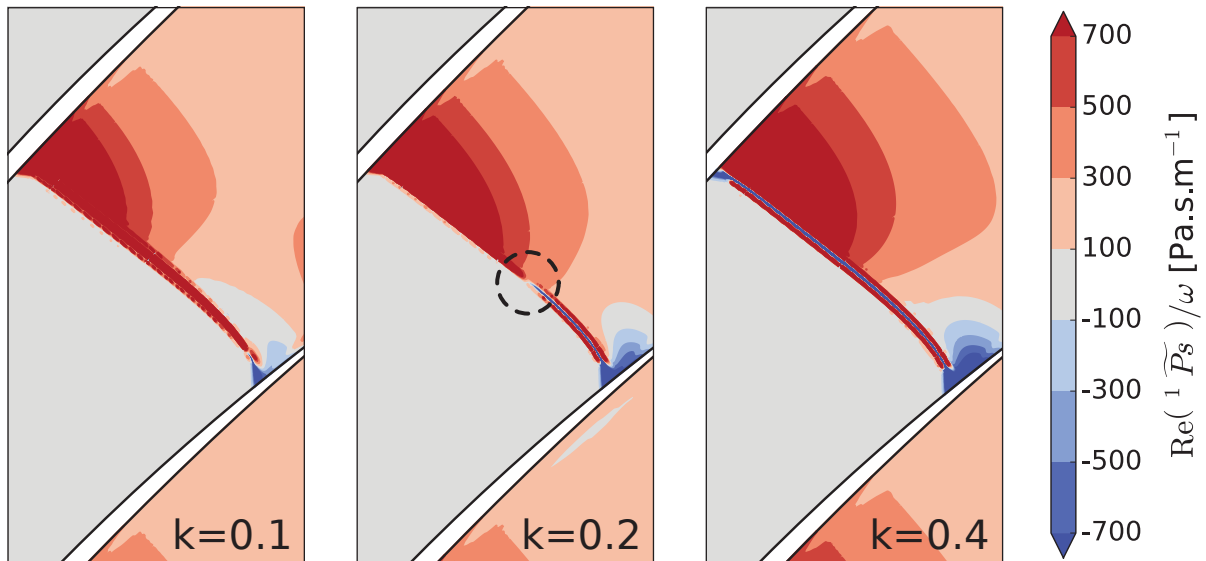


Figure 5.10 – Partie réelle de la fluctuation de pression au niveau de l'onde de choc en fonction de la fréquence réduite - contribution de la région du profil à l'aval de l'onde de choc (mode dN)

opposition de phase par rapport à la vitesse de vibration. Pour la fréquence  $k_r = 0.2$ , l'oscillation de l'onde de choc est pilotée par le décollement de la couche limite décollée (donc en opposition de phase par rapport à la vitesse de vibration) environ jusqu'au centre du canal. La partie supérieure de l'onde de choc, du côté de l'intrados, répond quant à elle en phase avec la vitesse de vibration. On observe alors un déphasage de l'oscillation de l'onde de choc au centre de la veine (voir cercle en traits pointillés). Pour la fréquence la plus haute ( $k_r = 0.4$ ), l'oscillation de l'onde de choc est en phase avec la réponse de la couche limite décollée sur toute la hauteur du canal. Ceci se traduit sur l'intrados par un déphasage entre la réponse de l'onde de choc et la couche limite, donc un franchissement de la limite de stabilité.

Concernant le travail associé à une telle variation de fréquence, on peut légitimement supposer que la contribution de l'extrados va s'intensifier alors que celle de l'intrados va diminuer, voire s'inverser. Pour confirmer cette hypothèse, nous traçons sur la Fig. 5.11 le produit du travail par la pulsation en fonction de la fréquence réduite. Le produit par la pulsation permet de comparer l'énergie extraite par le fluide durant la même période temporelle quelque soit la fréquence, donc indépendamment du nombre de cycles. Sur l'extrados, on remarque effectivement une augmentation de la contribution stabilisante associée à l'interaction onde de choc / couche limite. Conjointement, l'étendue de la région stabilisante augmente avec la fréquence. Près du bord de fuite, la contribution est de moins en moins déstabilisante lorsque la fréquence augmente mais les variations sont moins sensibles. Sur l'intrados, la contribution stabilisante maximale est associée à la fréquence réduite la plus basse. Comme attendu, lorsque la fréquence augmente, cette contribution diminue. Pour la fréquence la plus haute ( $k_r = 0.4$ ), le niveau de la contribution stabilisante est quatre fois inférieur à celui associé à  $k_r = 0.1$ . On observe même un franchissement de la limite de stabilité et une contribution déstabilisante associée au déphasage évoqué précédemment. Pour des fréquences encore plus importantes, le travail devrait évoluer vers une contribution entièrement déstabilisante de l'intrados et une contribution stabilisante plus forte

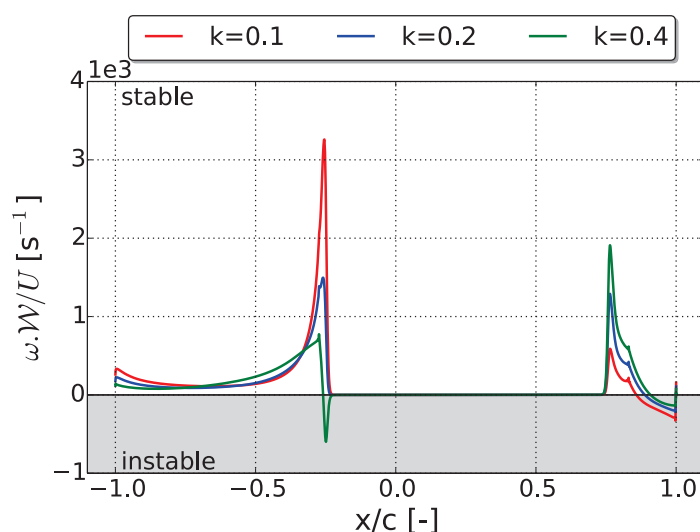


Figure 5.11 – Produit de la pulsation par le travail normalisé le long du profil en fonction de la fréquence réduite - contribution de la région du profil à l'aval de l'onde de choc (mode dN)

sur l'extrados. On notera dans ces résultats le rôle indirect du décollement sur l'extrados qui génère une forte modification du travail sur l'intrados. Ce sont ces effets indirects qui rendent les analyses délicates.

## 5.2.2 Contribution de l'onde de choc et de l'amont

Nous nous intéressons maintenant à la réponse instationnaire générée par une excitation locale de l'onde de choc (ligne verte sur la Fig. 5.7). Comme précédemment, la zone supersonique empêche les fluctuations de remonter à l'amont et seule la région à l'aval de l'onde de choc peut être impactée.

La partie réelle des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes est présentée sur la Fig. 5.12. Celle-ci est négative dans l'interaction onde de choc / couche limite sur l'intrados et l'extrados, indiquant une réponse en opposition de phase des fluctuations de pression par rapport à la vitesse de vibration des profils. Comme pour le cas précédent, on observe un déphasage sur l'extrados entre la réponse de la couche limite et les fluctuations de pression au niveau du bord de fuite. Il en résulte une région à l'aval du bord de fuite où les fluctuations de pression répondent en phase avec la vitesse de vibration. Cette région semble localisée à la frontière entre le sillage et l'écoulement sain, c'est-à-dire dans la couche de cisaillement. Ceci prolonge l'effet monodimensionnel associé au canal inter-aubes et guide les ondes émises au niveau de l'onde de choc. Ces ondes rayonnent à l'aval, indiquant un mode de propagation passant, mais l'amplitude est moins importante que celle associée à la contribution du bord de fuite.

Concernant la stabilité, le travail local normalisé est tracé sur la Fig. 5.13. La réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite est associée à une contribution déstabilisante sur l'intrados et stabilisante sur l'extrados. Ces deux contributions ont des niveaux comparables mais la réponse de l'extrados domine, ce qui se traduit par un comportement globalement stable.



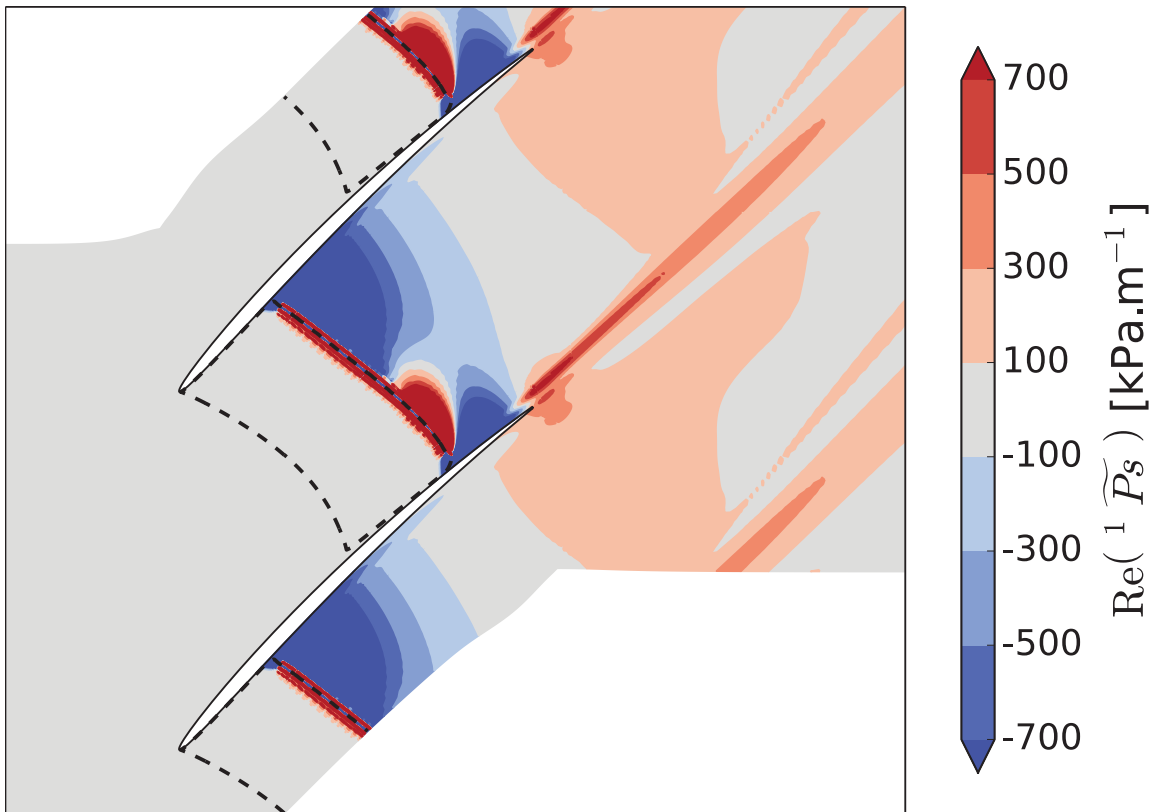


Figure 5.12 – Partie réelle de la fluctuation de pression - contribution de l'excitation locale de l'onde de choc (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

L'analyse de la réponse instationnaire associée à une vibration du profil à l'amont de l'onde de choc est plus complexe (ligne bleue sur la Fig. 5.7). Des fluctuations de pression sont générées au niveau du bord d'attaque sous l'effet de variations d'incidence mais aussi le long de l'extrados à l'amont de la ligne sonique. Ces perturbations peuvent se propager, sous la forme d'ondes acoustiques, à l'amont comme à l'aval. Elles s'ajoutent alors aux fluctuations issues de la zone supersonique et traversent l'onde de choc tout en contribuant à son oscillation.

La partie réelle des fluctuations de pression est présentée sur la Fig. 5.14. Les zones d'interaction onde de choc / couche limite répondent en phase et apportent une contribution déstabilisante sur l'extrados et stabilisante sur l'intrados. Les fluctuations de pression émises au bord de fuite sont encore une fois en opposition de phase par rapport à la réponse de la zone décollée sur l'extrados. A l'amont de la zone supersonique, sur l'extrados, la fluctuation de pression est en opposition de phase avec la vitesse d'oscillation. Ceci s'explique par des effets d'incidence associés à la vitesse relative des profils par rapport à l'écoulement. Lorsque la vitesse du profil est positive (déplacement de l'aube vers l'aval et dans le sens de rotation de la soufflante), l'incidence est supérieure à l'incidence stationnaire et la pression diminue sur l'extrados, d'où une partie réelle négative et donc une contribution déstabilisante. Un tel effet est moins visible sur l'intrados, l'accélération associée à une incidence négative étant moins importante que celle associée à une incidence positive pour un profil cambré.

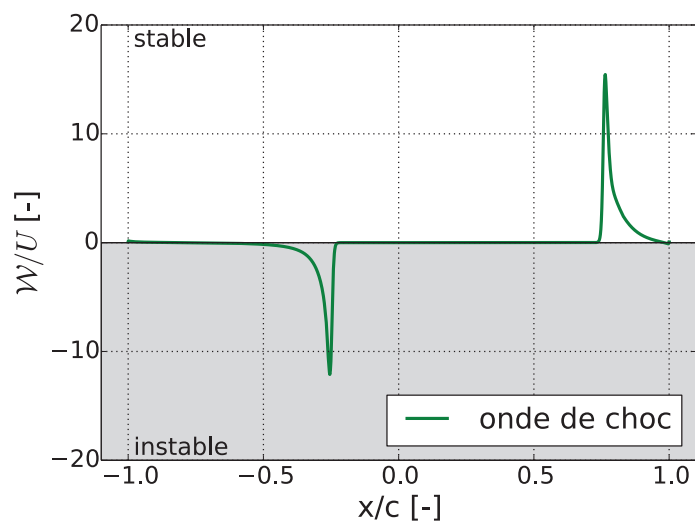


Figure 5.13 – Travail normalisé le long du profil - contribution de l'excitation locale de l'onde de choc

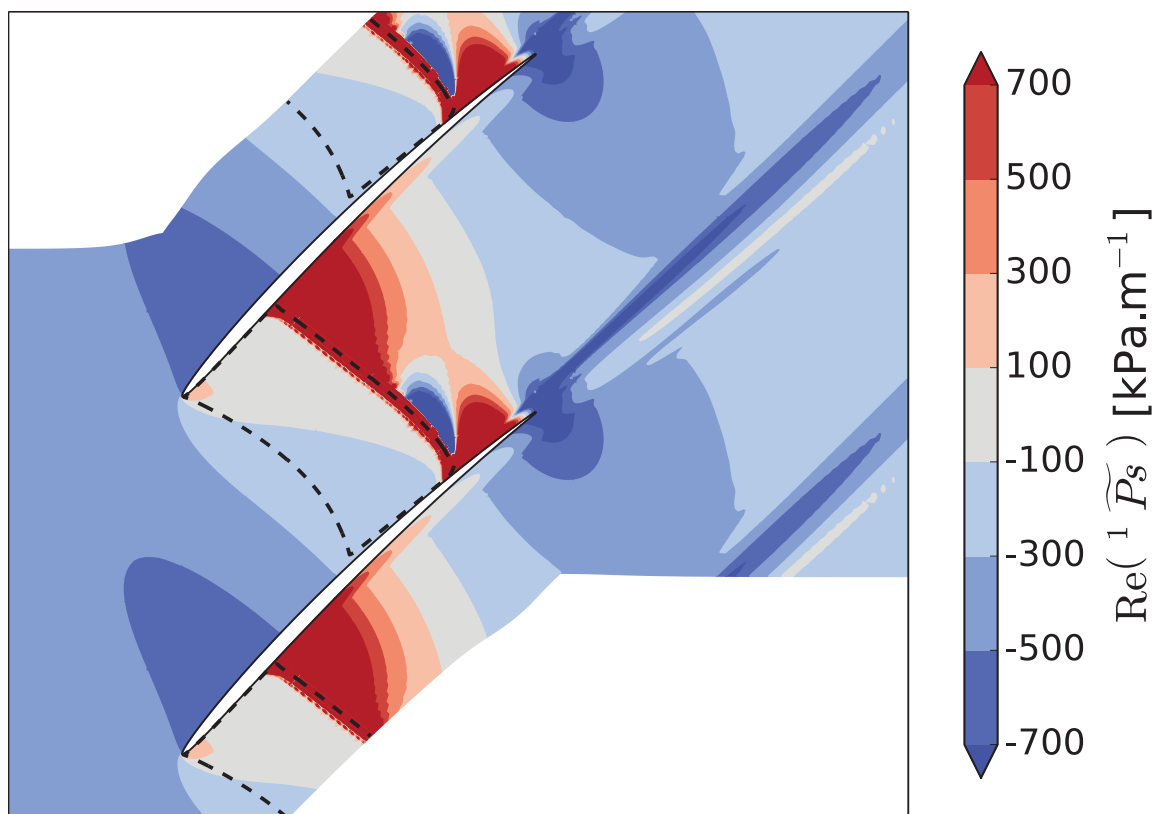


Figure 5.14 – Partie réelle de la fluctuation de pression - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

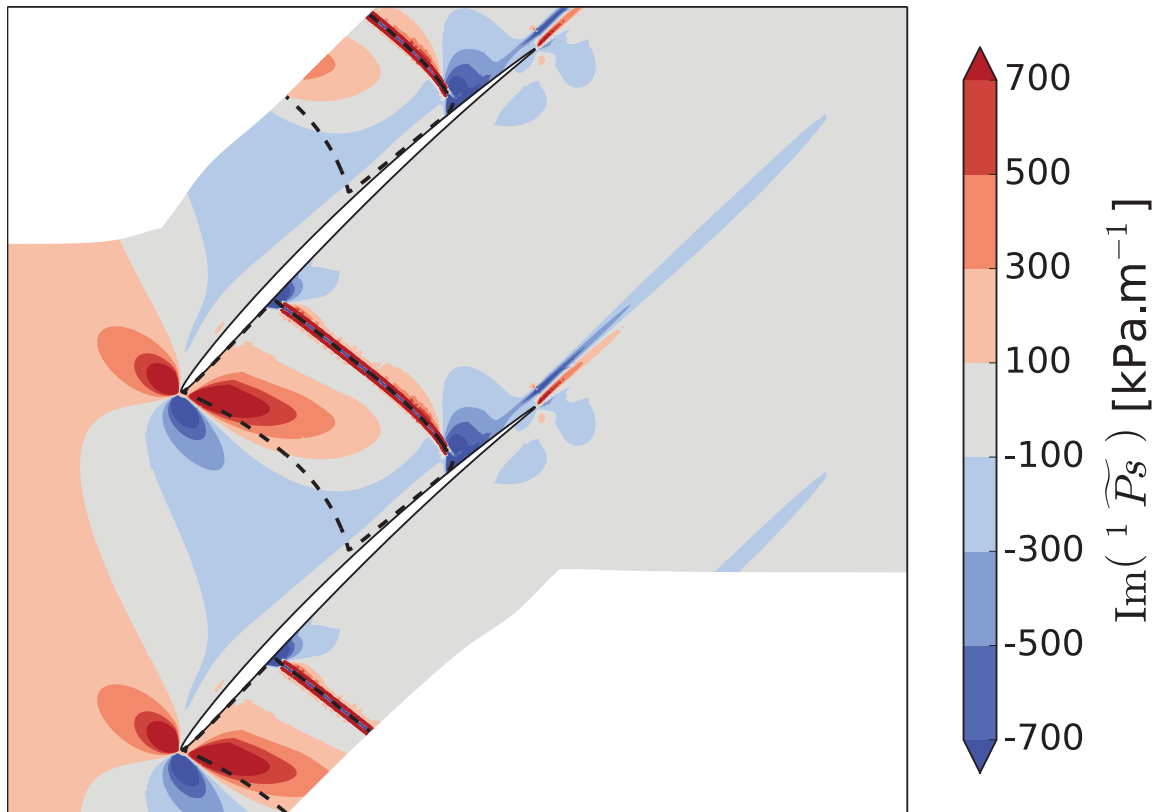


Figure 5.15 – Partie imaginaire de la fluctuation de pression - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

On remarque de plus que la partie réelle de la fluctuation de pression est faible dans la zone supersonique, indiquant une atténuation de l'amplitude des ondes progressives. Pour confirmer cette observation, nous traçons sur la Fig. 5.15 la partie imaginaire des fluctuations de pression. Cette composante, en quadrature de phase par rapport à la vitesse du profil, ne participe pas à l'extraction de travail mais nous renseigne sur la propagation des ondes acoustiques. On observe trois lobes d'amplitude importante près du bord d'attaque qui sont associés à des fluctuations d'incidence. On remarque que les ondes émises dans la zone supersonique sont fortement amorties et que le niveau à l'amont de l'onde de choc est encore une fois très faible. L'oscillation de l'onde de choc est donc probablement induite par des fluctuations de vitesse plutôt que de pression. Pour confirmer cette hypothèse, nous traçons sur la Fig. 5.16 l'amplitude relative des fluctuations de pression et de vitesse. On remarque que l'amplitude relative des fluctuations de vitesse est nettement plus importante à l'amont de l'onde de choc que l'amplitude relative des fluctuations de pression, ce qui conforte notre hypothèse.

Le travail normalisé associé aux fluctuations de pression générées à l'amont de l'onde de choc est tracé le long du profil sur la Fig. 5.17. On observe à l'aval du bord d'attaque, sur l'extrados, une contribution stabilisante associée aux effets d'incidence. Cette contribution est très faible relativement au travail généré dans les zones d'interaction onde de choc / couche limite. Cependant, on remarque que ces fortes contributions sont opposées à celles associées à l'excitation locale de l'onde de choc (voir Fig. 5.13). On s'attend donc à une compensation de ces réponses

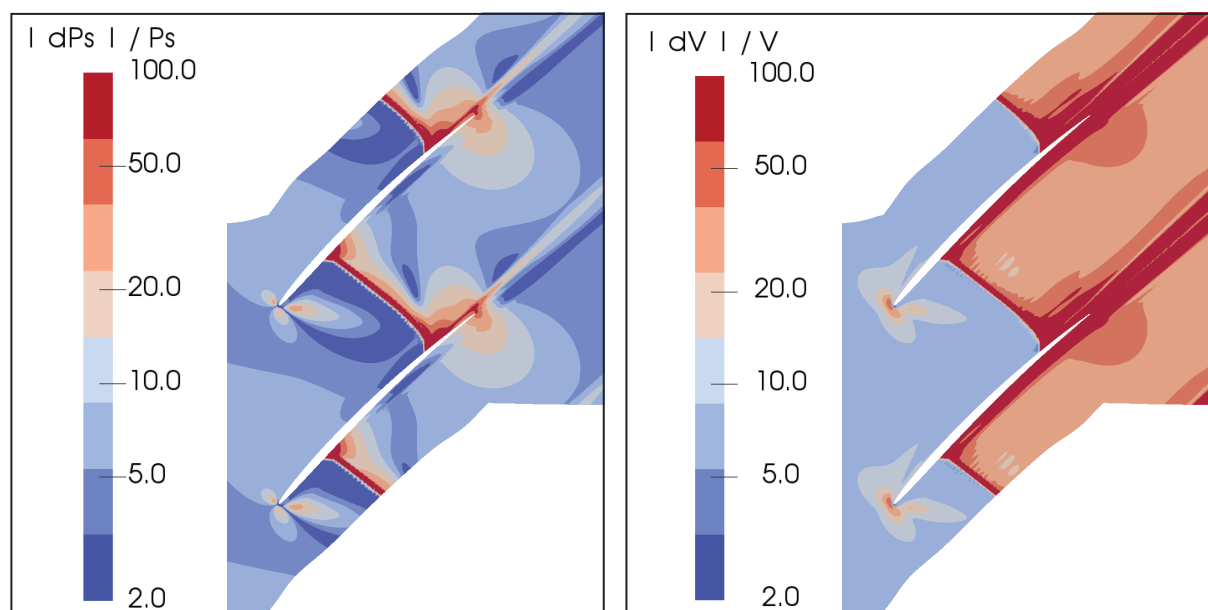


Figure 5.16 – Amplitude relative des fluctuations de pression (à gauche) et de vitesse (à droite) dans le canal inter-aubes - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc

antagonistes.

Pour confirmer cette hypothèse, nous traçons sur la Fig. 5.18 la somme des travaux associés aux fluctuations générées par l'amont et l'onde de choc. On observe un effet déstabilisant des zones d'interaction onde de choc / couche limite d'amplitude comparable sur l'intrados et l'extrados. On remarque également que la contribution stabilisante associée à l'effet d'incidence sur l'extrados à l'aval du bord d'attaque a un poids relatif important. Celle-ci conduit à une valeur positive de l'intégrale du travail sur l'extrados, bien que faible, indiquant un comportement marginalement stable. L'intrados est en revanche fortement déstabilisant. Compte tenu de la nature compensatoire des fluctuations de pression générées par l'amont du profil et celles générées par l'excitation locale de l'onde de choc, nous proposons de regrouper par la suite ces deux contributions.

### 5.2.3 Sensibilité à la fréquence réduite (amont et onde de choc)

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de la fréquence réduite sur la réponse instationnaire associée à la somme des sources "amont" et "onde de choc" (lignes bleue et verte sur la Fig. 5.7). La fréquence réduite la plus basse ( $k_r = 0.1$ ) a fait apparaître une contribution stabilisante significative de l'extrados à l'aval du bord d'attaque. Grâce à un raisonnement quasi-stationnaire, nous avons pu relier cette contribution à des effets d'incidence. Cependant, lorsque la fréquence réduite augmente, des effets associés à la vitesse relative du profil par rapport à l'écoulement et au temps de réponse de celui-ci peuvent mettre en défaut l'analyse quasi-stationnaire. Nous traçons sur la Fig. 5.19 la partie réelle des fluctuations de pression à l'amont de la zone supersonique en fonction de la fréquence réduite. Comme la zone supersonique empêche

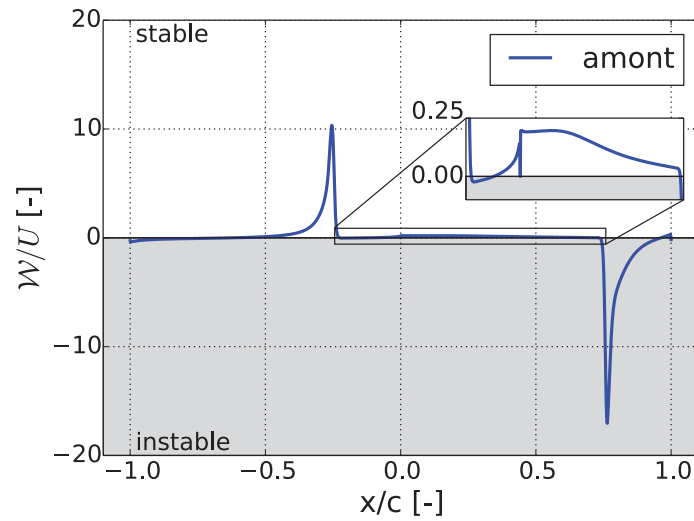


Figure 5.17 – Travail normalisé le long du profil - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

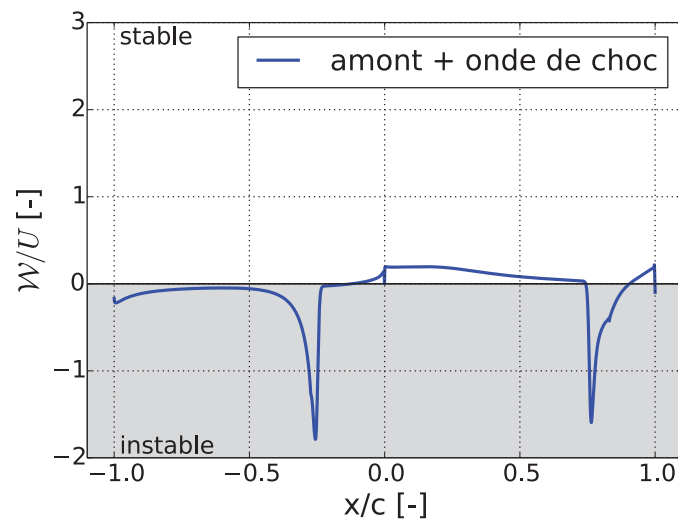


Figure 5.18 – Travail normalisé le long du profil - contribution des régions "amont" et "onde de choc" (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

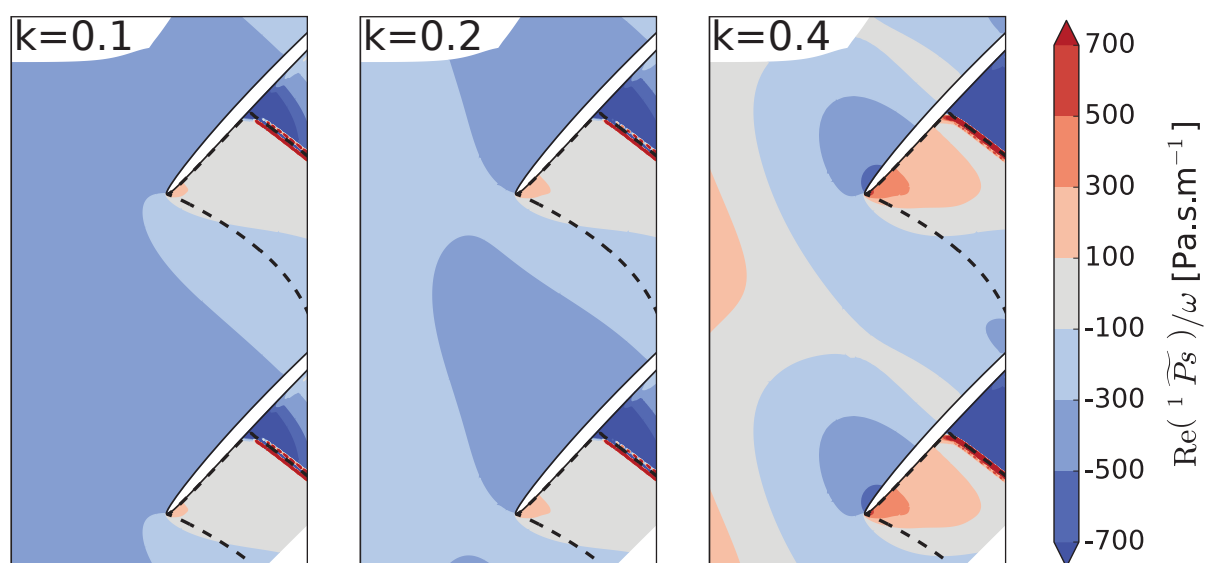


Figure 5.19 – Partie réelle de la fluctuation de pression à l'aval du bord d'attaque en fonction de la fréquence réduite - contribution de la région du profil à l'amont de l'onde de choc (mode dN)

les fluctuations générées au niveau de l'onde de choc de remonter l'écoulement, cette contribution peut être entièrement imputée à la région "amont" du profil.

Les résultats obtenus pour les deux premières fréquences ( $k_r = 0.1$  et  $k_r = 0.2$ ) sont très semblables. On note toutefois une réduction du niveau des ondes émises à l'amont et une légère augmentation de la partie réelle des fluctuations de pression dans la zone supersonique sur l'intrados pour la fréquence la plus haute ( $k_r = 0.2$ ). La réponse est en revanche franchement différente pour la fréquence supérieure ( $k_r = 0.4$ ). La partie réelle de la fluctuation de pression est beaucoup moins forte sur l'extrados et présente un minimum local. Ceci peut être expliqué par une superposition destructrice des ondes émises au bord d'attaque de deux aubes adjacentes. Un tel phénomène n'intervient pas à basse fréquence car les longueurs d'onde sont plusieurs fois supérieures au pas inter-aube. Une autre différence est le niveau de fluctuation plus important très près du bord d'attaque. Sur l'intrados aussi, on remarque que la fluctuation de pression est plus forte au bord d'attaque et moins amortie dans la zone supersonique pour la fréquence la plus haute ( $k_r = 0.4$ ). Ces deux effets peuvent être associés à l'amplitude de la fluctuation d'incidence qui est proportionnelle à la fréquence réduite (rigoureusement à la vitesse de vibration du profil).

Si ces différences impactent directement la stabilité de l'extrados, on s'attend également à ce qu'elles interagissent avec l'oscillation de l'onde de choc. Pour vérifier cela, nous traçons sur la Fig. 5.20 une vue rapprochée de la partie réelle des fluctuations de pression au voisinage de l'onde de choc. Comme pour la contribution issue de l'aval, on remarque que le niveau des fluctuations de pression dans les zones d'interaction onde de choc / couche limite augmente avec la fréquence réduite. Pour les deux fréquences les plus basses ( $k_r = 0.1$  et  $k_r = 0.2$ ), la réponse de l'onde de choc est en phase avec la vitesse de vibration du profil depuis l'extrados jusqu'à environ 40% de la hauteur de veine. Un déphasage se produit ensuite et la réponse de l'onde de choc devient en opposition de phase avec la vitesse de vibration. Pour la fréquence la plus

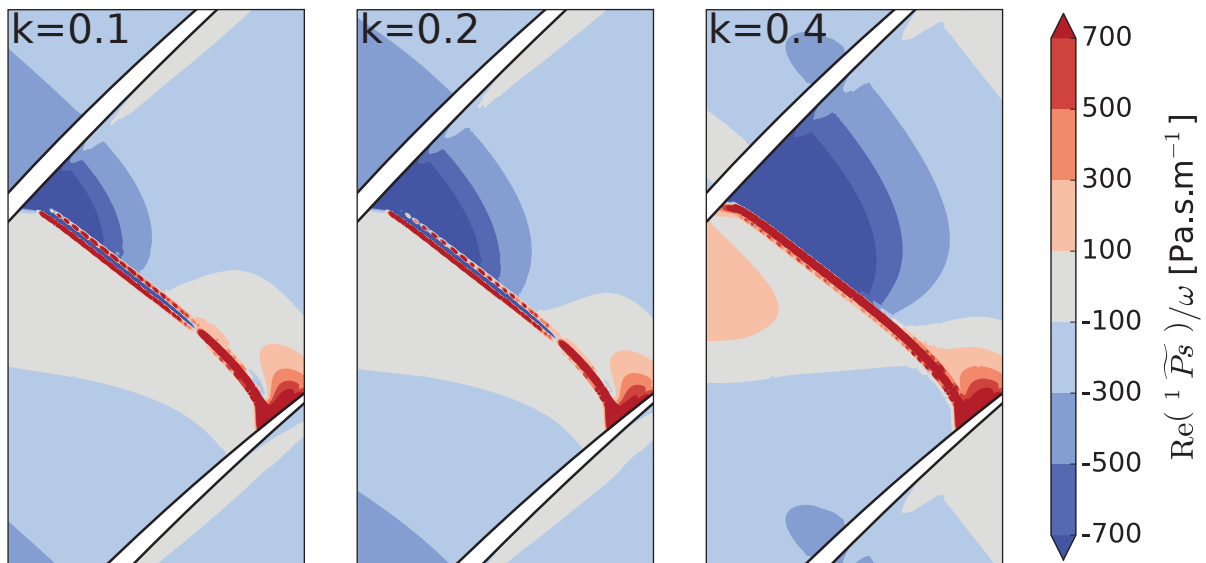


Figure 5.20 – Partie réelle de la fluctuation de pression au niveau de l'onde de choc en fonction de la fréquence réduite - contribution des régions "amont" et "onde de choc" (mode dN)

haute ( $k_r = 0.4$ ), l'oscillation de l'onde de choc est en phase avec la vitesse vibratoire sur toute la hauteur de veine. Sur l'extrados, il y a ainsi continuité entre la réponse de la couche limite décollée et celle de l'onde de choc. L'inverse se produit sur l'intrados où l'on peut donc s'attendre à un franchissement de la limite de stabilité.

Pour quantifier l'influence de la fréquence réduite sur la stabilité, nous traçons sur la Fig. 5.21 le produit de la pulsation par le travail associé aux contributions de l'amont et de l'onde de choc. Encore une fois, les différences entre les deux fréquences les plus basses sont très faibles. Seul le niveau de travail extrait au niveau de l'onde de choc sur l'extrados diffère : il est de  $-2 \times 10^3$  pour  $k_r = 0.1$  et de  $-1.5 \times 10^3$  pour  $k_r = 0.2$ . Concernant la fréquence la plus haute ( $k_r = 0.4$ ), on retrouve sur l'extrados au quart de corde un minimum local de travail, associé à la superposition destructrice des ondes émises par les bords d'attaque de deux aubes adjacentes. Cela n'affecte pas la réponse de l'interaction onde de choc / couche limite décollée dont le travail est identique au cas  $k_r = 0.2$ . Sur l'intrados, le travail est positif et d'un niveau significatif dans la zone supersonique ( $-0.25 \leq x/c \leq 0$ ). On observe ensuite un pic de travail stabilisant puis un franchissement de la limite de stabilité pour retrouver une contribution déstabilisante de la couche limite. Au niveau de l'onde de choc, le niveau de travail minimal est deux fois inférieur à celui enregistré aux fréquences plus basses. Finalement, si l'augmentation de la fréquence réduite a peu d'effet sur la réponse aéroélastique de l'extrados, elle contribue à rendre l'intrados moins déstabilisant.

#### 5.2.4 Somme des contributions locales

Maintenant que l'effet de chaque contribution a été identifié, nous pouvons nous intéresser à la somme de celles-ci, c'est-à-dire à la réponse instationnaire associée à la vibration de l'ensemble du profil. Nous avons pour cela vérifié que la somme des contributions locales est bien équivalente à la réponse du profil complet.

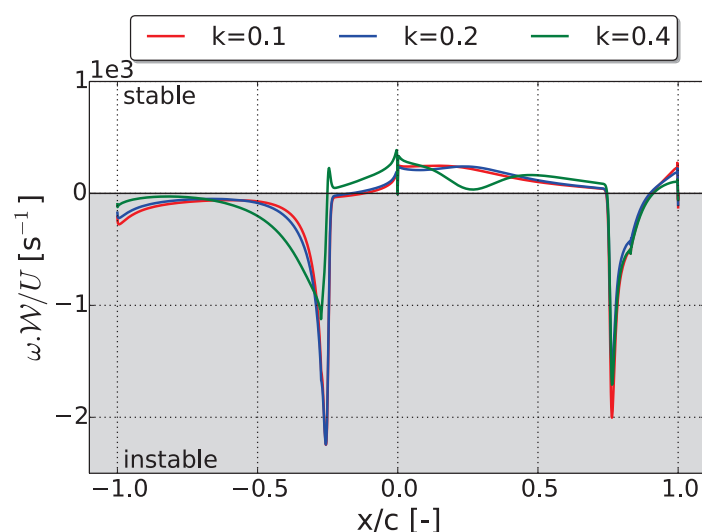


Figure 5.21 – Travail normalisé le long du profil en fonction de la fréquence réduite - somme des contributions des régions "amont" et "onde de choc"

La partie réelle des fluctuations de pression est tracée sur la Fig. 5.22. On retrouve, depuis l'amont du bord d'attaque jusqu'à l'onde de choc, les fluctuations de pression générées à l'amont de l'onde de choc. Au niveau des zones d'interaction onde de choc / couche limite, l'amplitude est plus faible que pour chaque contribution, indiquant des effets compensatoires. On observe une oscillation en phase avec la vitesse de vibration sur l'intrados et l'extrados. De plus, aucun déphasage n'apparaît entre la réponse de la couche limite décollée et celle du bord de fuite, contrairement à ce qui a été observé pour chaque contribution. Ceci peut être un effet de la décomposition de la réponse en contributions locales qui font apparaître des variations de section absentes de l'excitation globale.

Pour quantifier le poids relatif de chaque région du profil sur la stabilité globale, nous traçons sur la Fig. 5.23 le travail local normalisé le long du profil. On retrouve les effets d'incidence fortement stabilisants sur l'extrados à l'amont de l'onde de choc. Au niveau de la zone d'interaction onde de choc / couche limite, l'extrados présente une contribution fortement instable qui résulte de la compétition entre la contribution de l'amont (fortement déstabilisante) et les fluctuations issues de l'aval (faiblement stabilisantes). Si la contribution de la vibration du profil à l'aval de l'onde de choc est faible sur l'extrados, elle est en revanche fortement stabilisante sur l'intrados depuis la zone d'interaction onde de choc / couche limite jusqu'au bord de fuite. Il en résulte finalement un comportement stable de l'extrados et de l'intrados garantissant la stabilité aéroélastique du profil.

Lorsque la fréquence réduite augmente, nous avons montré que la contribution de l'aval est de moins en moins stabilisante sur l'intrados. Dans le même temps, la contribution de la vibration du profil à l'amont de l'onde de choc est de moins en moins déstabilisante. Pour quantifier la compétition de ces deux effets contraires sur la stabilité des profils, nous traçons le travail normalisé le long du profil en fonction de la fréquence réduite sur la Fig. 5.24.

En comparant les deux fréquences les plus basses ( $k_r = 0.1$  et  $k_r = 0.2$ ), on observe une



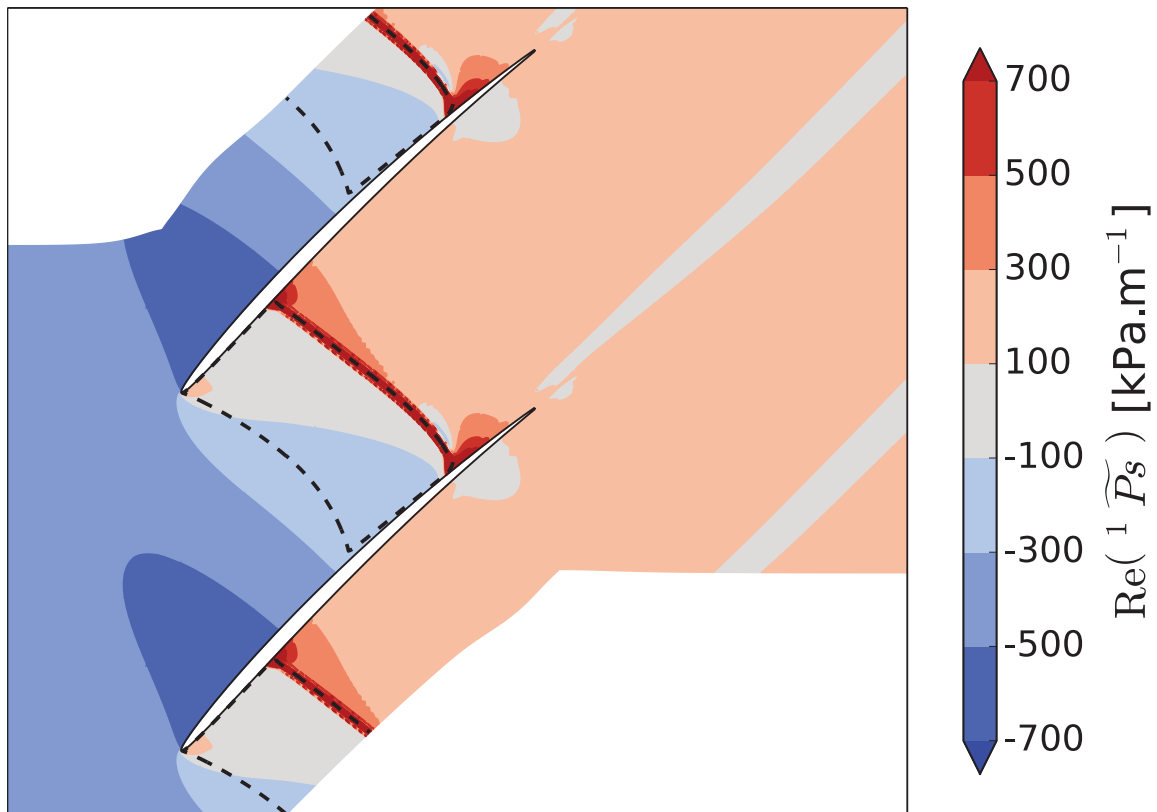


Figure 5.22 – Partie réelle de la fluctuation de pression lors de la vibration de l'ensemble du profil (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

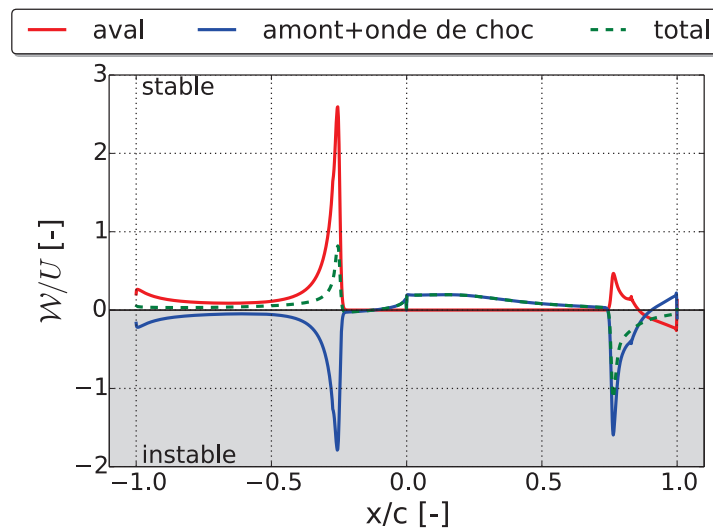


Figure 5.23 – Travail normalisé le long du profil pour les contributions locales et la vibration de l'ensemble du profil (mode dN,  $k_r = 0.1$ , 0ND)

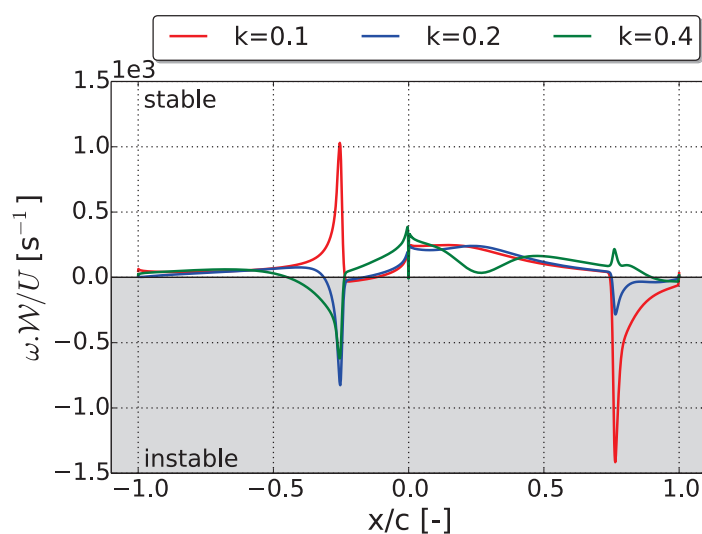


Figure 5.24 – Travail normalisé le long du profil lors de la vibration de l'ensemble du profil en fonction de la fréquence réduite (mode dN)

inversion de la contribution de l'interaction onde de choc / couche limite sur l'intrados et une diminution de la contribution déstabilisante de l'extrados. Rappelons qu'entre ces deux fréquences, les différences de la réponse instationnaire associée à l'amont du profil sont très faibles (voir Fig. 5.21). On peut donc sans ambiguïté associer le basculement de la contribution de l'intrados et la diminution de celle de l'extrados aux fluctuations générées à l'aval de l'onde de choc. Lorsque la fréquence augmente encore, les effets associés à la vibration du profil à l'amont se traduisent par un minimum local du travail sur l'extrados au quart de la corde et par un évase-ment de la contribution déstabilisante de l'interaction onde de choc / couche limite sur l'intrados. Cette dernière contribution présente le même travail minimal entre les fréquences  $k_r = 0.2$  et  $k_r = 0.4$  car les effets de l'aval et de l'amont sont de signes opposés et d'amplitudes comparables. Sur l'extrados, le changement de signe de la contribution associée à l'interaction onde de choc / couche limite est quant à lui imputable exclusivement aux fluctuations à l'aval. Grâce au travail stabilisant sur l'extrados associé aux effets d'incidence, le mode de flexion à 0ND est finalement toujours stable pour la gamme de fréquences réduites étudiées.

La méthodologie présentée ici a permis d'identifier le niveau et le signe de la contribution de différents éléments du profil à la stabilité globale. Une telle étude doit reposer sur un découpage pertinent du profil en fonction de l'écoulement stationnaire mais aussi de la déformée modale ou de la fréquence réduite. Ici, cette méthode a permis de mettre en évidence une réponse différente de l'aval et de l'amont à une variation de la fréquence réduite.

A l'aval, les ondes rétrogrades auront toujours tendance à s'amplifier à l'approche de l'onde de choc par l'effet du blocage acoustique. La contribution de ces ondes dépend donc principalement du déphasage résultant de leur propagation du bord de fuite jusqu'à l'onde de choc. Pour une vitesse de propagation donnée (c'est-à-dire pour le même champ porteur), le déphasage est directement proportionnel à la fréquence réduite. La contribution des ondes rétrogrades varie donc continûment avec la fréquence réduite.

A l'amont, la variation de la fréquence réduite n'impacte pas la réponse instationnaire en dessous d'un certain seuil. Une explication possible est que la longueur d'onde des ondes émises est plusieurs fois supérieure à la corde pour de faibles fréquences réduites. Pour des fréquences plus hautes, les ondes émises au bord d'attaque de deux aubes adjacentes sont susceptibles de se superposer et de modifier la réponse aéroélastique. De plus, les effets d'incidence sont, pour le mode de flexion, proportionnels à la vitesse de vibration, donc à la fréquence réduite, et peuvent impacter la stabilité des profils lorsque la fréquence augmente.

Le niveau de détail que fournit cette méthode en fait un outil puissant pour l'identification des origines des instabilités. Cela nécessite néanmoins une analyse approfondie de chaque contribution et n'est pas adapté à des études paramétriques pour lesquelles la taille de l'échantillon peut-être très important. Nous proposons donc dans la section suivante un niveau d'analyse supérieur permettant d'évaluer l'influence d'un nombre plus important de paramètres, en l'occurrence le déphasage inter-aubes et la déformée modale, sur la réponse aéroélastique des profils.

## 5.3 Analyse aéroélastique locale de la vibration du profil

Nous proposons dans cette section un deuxième niveau d'analyse permettant d'étudier l'influence du diamètre nodal et de la déformée modale sur la stabilité. Nous nous appuyons pour cela sur des calculs LRANS avec la vibration du profil complet et nous analysons localement la réponse instationnaire de l'écoulement, en particulier des ondes de choc et des couches limites.

### 5.3.1 Sensibilité au diamètre nodal du mode de flexion dN

Nous appliquons dans un premier temps cette méthode à l'étude de l'influence du diamètre nodal sur le mode de flexion normal à la corde (dN) pour la fréquence réduite  $k_r = 0.1$ .

L'étude du mode de flexion à zéro diamètre, qui correspond à un déphasage inter-aubes nul, ne présentait pas de variation de la section du canal inter-aubes (voir Fig. 5.25). Si l'on s'intéresse à la section des deux canaux inter-aubes encadrant le profil de référence, tous les autres diamètres nodaux font intervenir une variation de la section débitante. Nous nous intéressons ici aux modes +2ND pour lequel le flottement est souvent rencontré et +4ND qui correspond à une variation importante de la section débitante (voir Fig. 5.25). Le diamètre nodal +8ND n'est pas étudié car le déphasage inter-aubes correspondant ( $\sigma = 180^\circ$ ) est largement supérieur aux déphasages mesurés lors d'événements de flottement (voir Tbl. 1.1).

#### Effet des variations de section débitante

Pour mener cette étude, nous nous appuyons sur l'analyse de l'amplitude et de la phase des fluctuations de pression plutôt que sur la partie réelle et la partie imaginaire. Pour le cas traité précédemment ( $k_r = 0.1$ , 0ND, dN), nous traçons l'amplitude et la phase des fluctuations de pression sur la Fig. 5.26. Sur le champ d'amplitude (Fig. 5.26(a)), on retrouve (i) les trois lobes près du bord d'attaque associés aux fluctuations d'incidence, (ii) l'amortissement des ondes de pression dans la zone supersonique, (iii) le niveau élevé des fluctuations au voisinage de l'onde

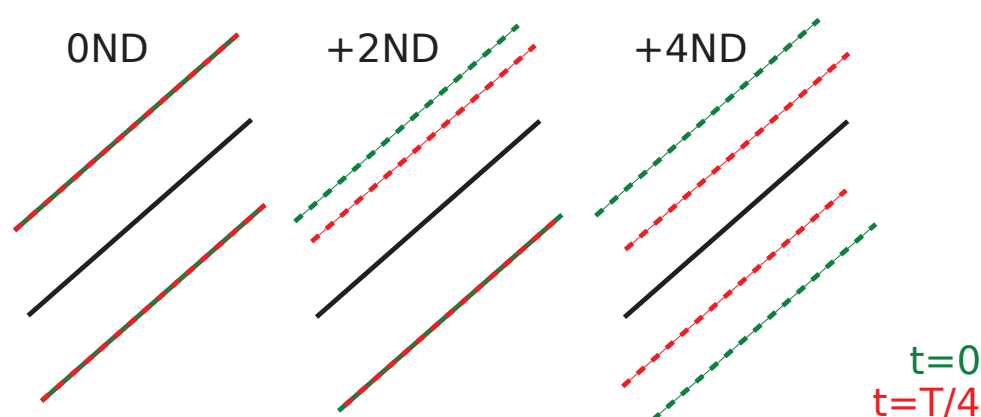


Figure 5.25 – Position relative des aubes adjacentes par rapport au profil de référence (en noir) aux instants  $t = 0$  et  $t = T/4$  pour les diamètres nodaux 0ND ( $\sigma = 0^\circ$ ), +2ND ( $\sigma = 45^\circ$ ) et +4ND ( $\sigma = 90^\circ$ )

de choc et dans les zones d'interaction avec la couche limite et (iv) l'effet du sillage qui prolonge l'effet monodimensionnel associé au canal inter-aubes.

Concernant le champ de phase (Fig. 5.26(b)), les ondes planes émises vers l'amont depuis le bord d'attaque et vers l'aval à partir de l'onde de choc présentent peu de variations de phase car les longueurs d'onde sont élevées. Dans la zone supersonique, les variations sont importantes dans la direction normale à la corde malgré des longueurs d'ondes plusieurs fois supérieures à la largeur du canal inter-aube. Ceci traduit donc une interaction d'ondes de sources différentes, par exemple de l'intrados et de l'extrados. A l'aval, on remarque que les fluctuations de pression statique associées au battement du sillage sont en phase avec celles issues de la couche limite. Nous pensons que ces fluctuations de pression sont associées aux fluctuations d'entropie plutôt qu'à des ondes acoustiques.

Pour valider cette hypothèse, l'amplitude des fluctuations d'entropie est tracée sur la Fig. 5.27. On remarque que celle-ci est nulle depuis l'amont des aubes jusqu'à l'onde de choc, indiquant que les couches limites à l'amont de l'onde de choc ne génèrent pas de fluctuations d'entropie. Le niveau est en revanche important au voisinage de l'onde de choc à cause de l'oscillation de celle-ci. A l'aval du bord de fuite, on observe deux régions de forte amplitude de part et d'autre de la position stationnaire du sillage associées au battement des couches de cisaillement à la frontière entre le sillage et l'écoulement sain. Ceci confirme qu'à l'aval du bord de fuite les fluctuations de pression dans les sillages sont issues de fluctuations d'entropie.

Nous nous concentrons maintenant sur le mode +2ND qui correspond à un déphasage inter-aubes  $\sigma = 45^\circ$ . La position relative des aubes adjacentes par rapport au profil de référence est présentée en deux instants sur la Fig. 5.25. Le mouvement des deux aubes adjacentes au profil sont en quadrature de phase, c'est-à-dire que lorsque l'une passe par sa position moyenne (vitesse de vibration maximale), l'autre atteint une position extrême (vitesse de vibration nulle). Ceci se traduit par une fluctuation de la section débitante, donc de la vitesse débitante, dans le canal inter-aubes.

L'amplitude des fluctuations de pression pour ce diamètre nodal est présenté sur la Fig. 5.28(a).

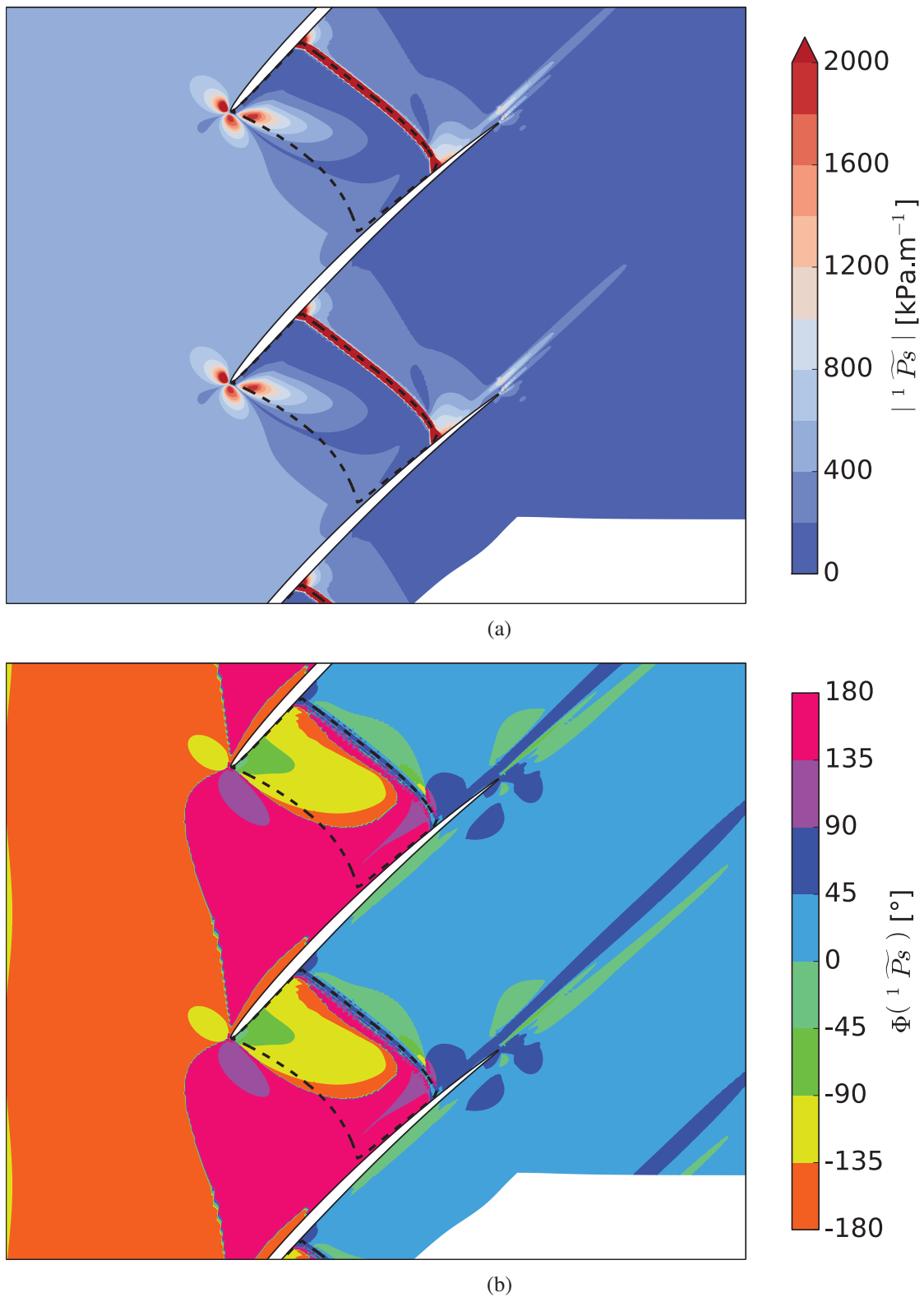


Figure 5.26 – Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de flexion dN de fréquence  $k_r = 0.1$  et de diamètre nodal 0ND

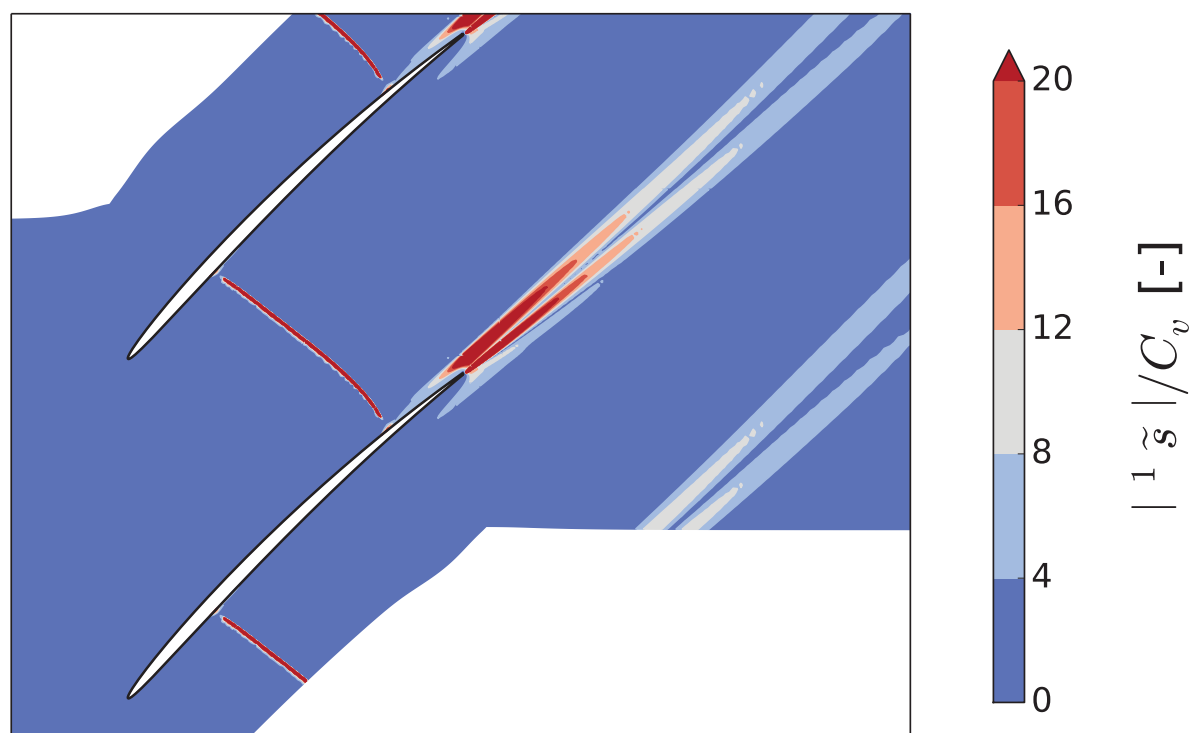


Figure 5.27 – Amplitude des fluctuations d'entropie dans le canal inter-aubes pour un mode de flexion dN de fréquence  $k_r = 0.1$  et de diamètre nodal 0ND

Avant toute analyse locale, on observe globalement une amplitude des fluctuations de pression plus élevée que pour le mode 0ND (voir Fig. 5.26(a)) alors que la vitesse de vibration est identique. On peut associer cette augmentation de l'amplitude des fluctuations à la contribution de la variation de section. Localement, on remarque que les trois lobes au bord d'attaque associés à la fluctuation d'incidence sont de même amplitude que pour le mode 0ND. Ces lobes sont associés au changement de signe de la fluctuation d'incidence lorsqu'une position extrême est atteinte et ne sont donc pas affectés par le déphasage inter-aubes. En revanche, l'amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados à l'aval du bord d'attaque est associée à une fluctuation de vitesse. Si celle-ci est entièrement pilotée par les effets d'incidence pour le mode 0ND, les effets de variation de section viennent s'ajouter lorsque le déphasage inter-aubes est non nul. Ceci explique l'amplitude plus importante des fluctuations de pression. Nous avons vu dans la Sect. 5.2.2 que l'oscillation de l'onde de choc était pilotée par une fluctuation de vitesse plutôt que de pression. On observe donc sans surprise une amplitude des fluctuations de pression plus importante pour le mode +2ND au voisinage de l'onde de choc ainsi que dans les zones d'interaction avec les couches limites. Enfin, les fluctuations de pression sont significatives et d'amplitude constante à l'aval des aubes, indiquant un mode de propagation acoustique *cut-on*.

Le champ de phase des fluctuations de pression est tracé sur la Fig. 5.28(b). On observe à l'amont des aubes des fronts de phase constante inclinés par rapport à la direction azimutale. Ceux-ci sont associés à la propagation d'une onde acoustique rétrograde générée par la vibration des aubes. Le vecteur d'onde associé est perpendiculaire aux fronts et, selon la convention utilisée dans ce mémoire, orienté dans le sens des phases croissantes. On remarque ainsi que l'onde

acoustique se propage vers l'amont et dans le sens de rotation de la machine (ce qui définit un diamètre nodal positif). Dans la zone supersonique, on retrouve des variations importantes de la phase dans la direction normale à la corde. Celles-ci peuvent encore une fois s'expliquer par une interaction entre des ondes de pression émises sur l'intrados et l'extrados. A l'aval du bord de fuite, la région du sillage qui répond en phase avec le battement de la couche limite décollée est toujours présente mais moins étendue que pour le mode 0ND (voir Fig. 5.26(b)). Au sein d'un canal inter-aubes, on observe un déphasage des fluctuations de pression le long de l'onde de choc alors que les zones d'interaction onde de choc / couche limite sur l'intrados et l'extrados répondent en phase. Comme l'amplitude des fluctuations de pression à l'amont de l'onde de choc est plus faible sur l'extrados que sur l'intrados, ce déphasage pourrait être associé à une compétition entre la fluctuation de vitesse débitante (relativement plus forte près de l'extrados) et la fluctuation de pression (relativement plus forte près de l'intrados). Cependant, le présent niveau d'analyse ne permet pas d'identifier la source de tels effets (ondes émises au bord de fuite, fluctuation du col sonique, excitation locale de l'onde de choc, etc...).

Concernant la stabilité, notons que le déphasage de la réponse de l'interaction onde de choc / couche limite entre l'intrados et l'extrados d'une même aube dépend à la fois du déphasage le long de l'onde de choc et du déphasage inter-aubes, ce qui ajoute un niveau de complexité par rapport au mode 0ND. Le travail local normalisé est tracé sur la Fig. 5.29 pour les modes 0ND et +2ND. A l'amont de l'onde de choc, l'allure du travail est identique entre les deux modes et seule l'amplitude est plus importante pour le mode +2ND. Ceci confirme que les mécanismes associées aux effets d'incidence ne dépendent pas du diamètre nodal et sont simplement amplifiés. On observe également une amplification de la réponse de l'interaction onde de choc / couche limite décollée sur l'extrados associée à la fluctuation de vitesse débitante dans le canal inter-aubes. Ceci conduit à une contribution nettement déstabilisante de l'extrados. Sur l'intrados, on observe une inversion de la stabilité entre les modes 0ND et 2ND. Cette inversion est une conséquence du déphasage de la fluctuation de pression le long de l'onde de choc. Bien que l'amplitude des fluctuations de pression soit très forte pour le mode +2ND, la norme du travail est comparable au mode 0ND. Ceci est dû à la phase des fluctuations de pression qui est proche de  $90^\circ$  pour le mode +2ND, ce qui correspond à une vitesse de déplacement presque nulle donc à un faible échange d'énergie. A l'aval de l'onde de choc, la réponse de l'intrados est stabilisante jusqu'au bord de fuite. Ceci est une conséquence du mode *cut-on* et apporte une contribution fortement stabilisante de l'intrados qui compense le travail négatif de l'extrados, garantissant la stabilité globale du profil.

Le mode +4ND correspond à la variation de section maximale autour de l'aube de référence et on s'attend donc à des niveaux d'amplitude plus élevés que pour les deux modes étudiés précédemment. Nous traçons sur la Fig. 5.30(a) l'amplitude des fluctuations de pression. On observe un niveau globalement plus important de l'amplitude des fluctuations de pression, notamment dans la zone supersonique, au niveau de l'onde de choc et à l'aval de celle-ci dans le canal inter-aubes. A l'aval des aubes, l'amplitude des fluctuations de pression chute brutalement, indiquant un mode de propagation acoustique coupé vers l'aval (*cut-off*). On remarque également un niveau extrêmement fort des fluctuations de pression sur l'extrados à l'amont de la zone supersonique, comparable à celui enregistré au voisinage de l'onde de choc. Une telle augmentation de l'amplitude de la fluctuation de pression semble trop forte pour être uniquement causée par des effets de variation de section et nous soupçonnons une résonance acoustique dans la direction azimutale.

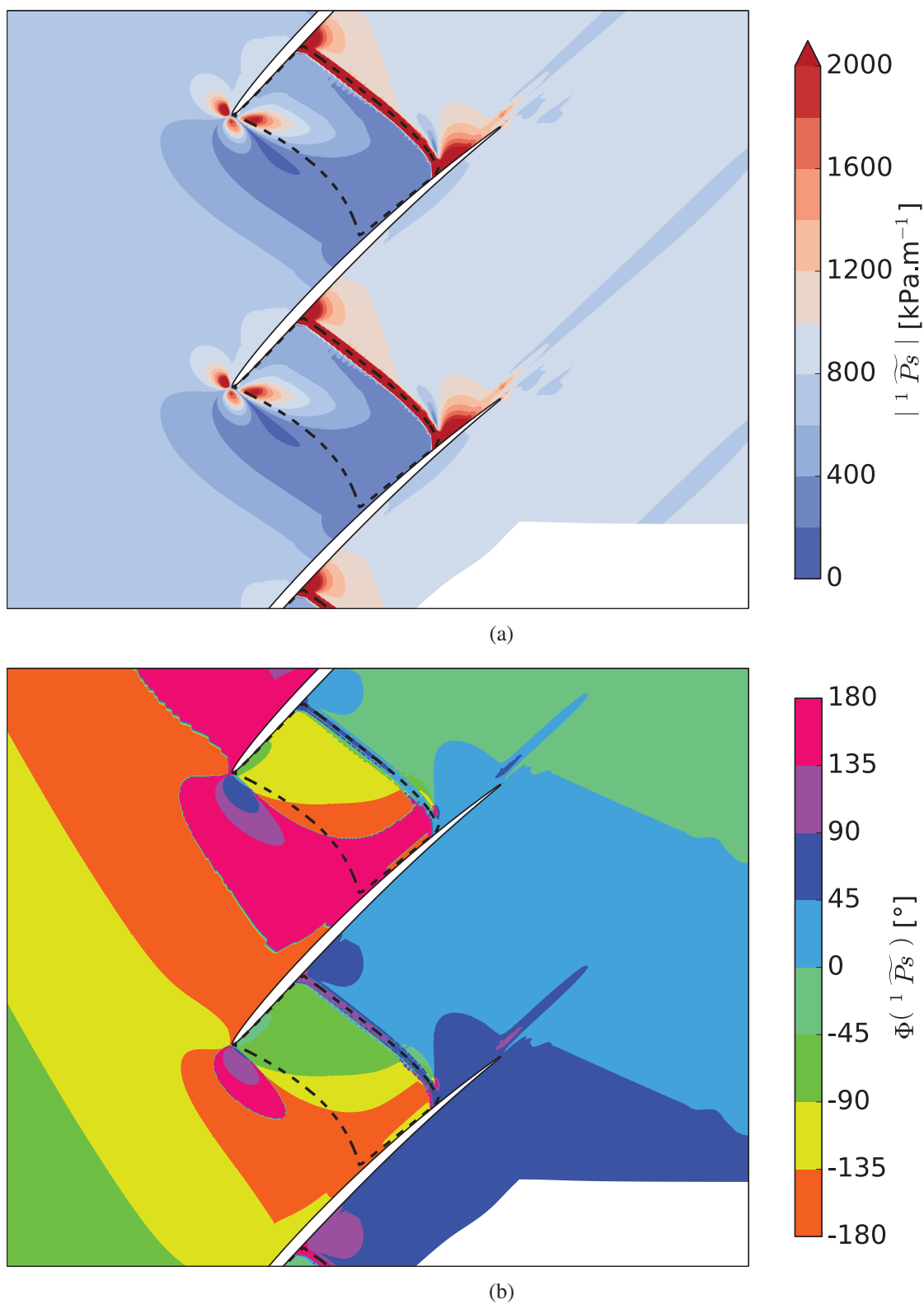


Figure 5.28 – Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de flexion dN de fréquence  $k_r = 0.1$  et de diamètre nodal  $+2ND$  ( $\sigma = 45^\circ$ )



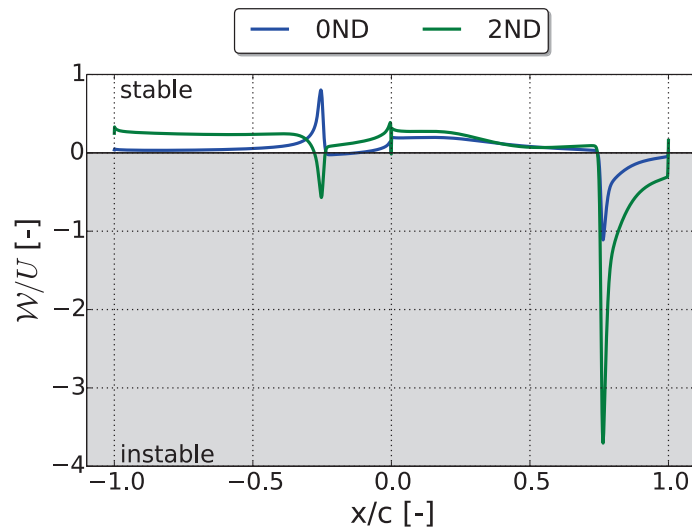


Figure 5.29 – Travail local normalisé en fonction du diamètre nodal pour un mode de flexion dN de fréquence  $k_r = 0.1$

Nous nous concentrons ici sur la réponse aéroélastique du profil et l'analyse de ce mécanisme est traité dans la section suivante.

Le champ de phase des fluctuations de pression est tracé sur la Fig. 5.30(b). On observe à l'amont des aubes des fronts de phase constante plus inclinés que pour le mode +2ND. Ceci est une conséquence directe de l'augmentation du déphasage inter-aubes pour une même fréquence réduite. On remarque également que les fronts sont plus rapprochés car la longueur d'onde est plus courte. Ceci s'explique par une vitesse de propagation moins importante que pour les modes 0ND et +2ND car la direction de propagation des ondes est presque alignée avec l'écoulement incident. Dans la zone supersonique, les variations de phase dans la direction normale à la corde sont plus importantes que pour le mode +2ND, peut être à cause du déphasage plus important entre l'intrados et l'extrados. Dans les zones d'interaction onde de choc / couche limite, on observe des variations de phase plus fortes que pour le mode +2ND et un effet du sillage moins marqué.

Concernant la stabilité du profil, nous traçons sur la Fig. 5.31 le travail normalisé le long du profil pour les trois diamètres nodaux étudiés. A l'aval du bord d'attaque sur l'extrados, on observe une forte contribution stabilisante associée aux très fortes fluctuations de pression enregistrées à l'amont de la zone supersonique. Toujours sur l'extrados, dans la zone d'interaction onde de choc / couche limite, la contribution déstabilisante est de moindre amplitude que pour le mode +2ND car la phase est proche de  $-90^\circ$  donc presque en quadrature de phase avec la vitesse de déplacement. Côté intrados, une forte contribution stabilisante est observée dans la zone supersonique. La contribution de l'onde de choc est fortement stabilisante sur l'intrados car la phase des fluctuations de pression dans la zone d'interaction onde de choc / couche limite est proche de  $0^\circ$ , donc quasiment en phase avec la vitesse de déplacement, ce qui correspond à l'échange maximal d'énergie. A l'aval de l'onde de choc, les fluctuations de pression sont fortement amorties à cause des conditions de propagation acoustique et le travail diminue donc de façon monotone jusqu'à atteindre une valeur nulle au bord de fuite.

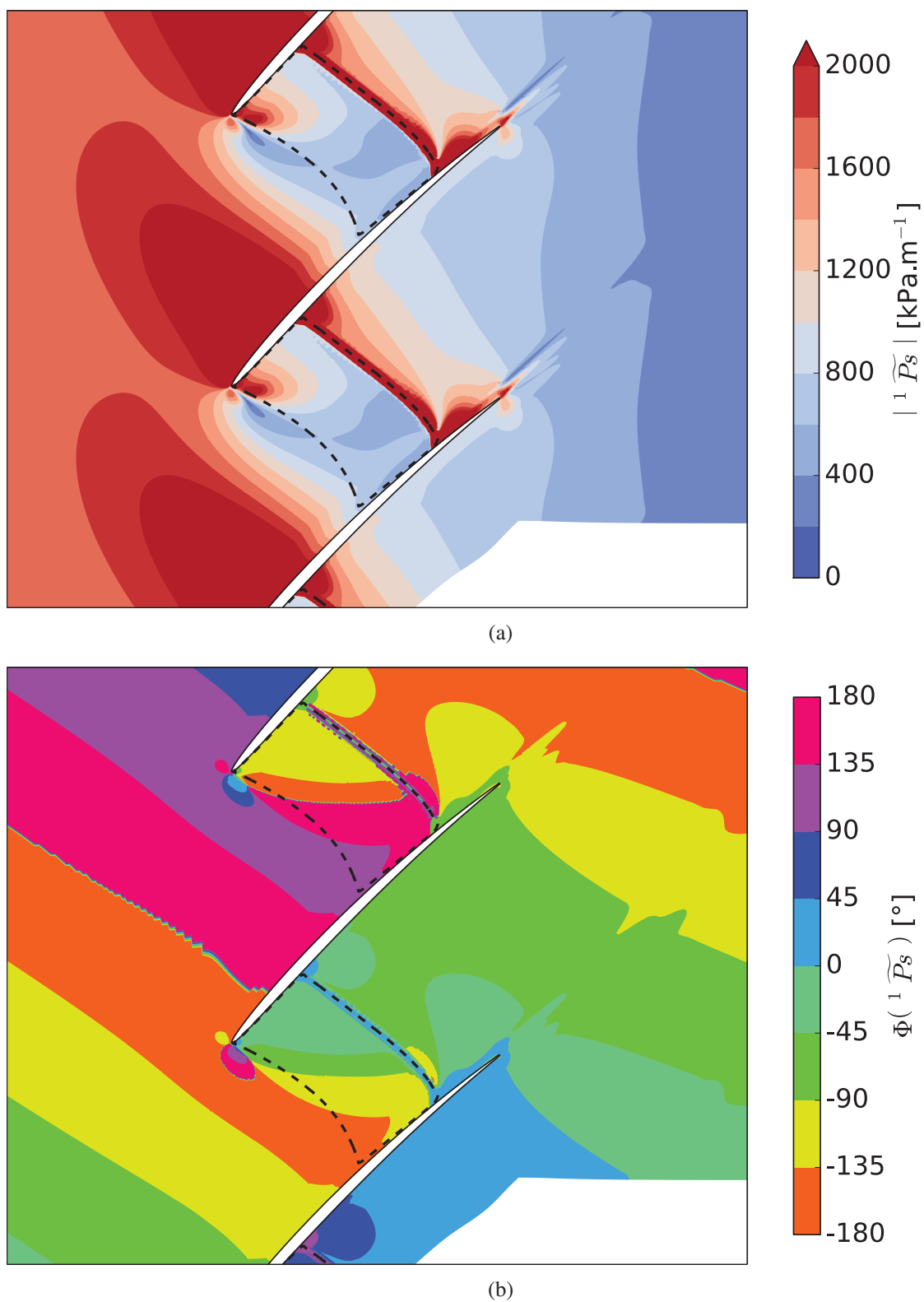


Figure 5.30 – Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de flexion dN de fréquence  $k_r = 0.1$  et de diamètre nodal  $+4ND$  ( $\sigma = 90^\circ$ )

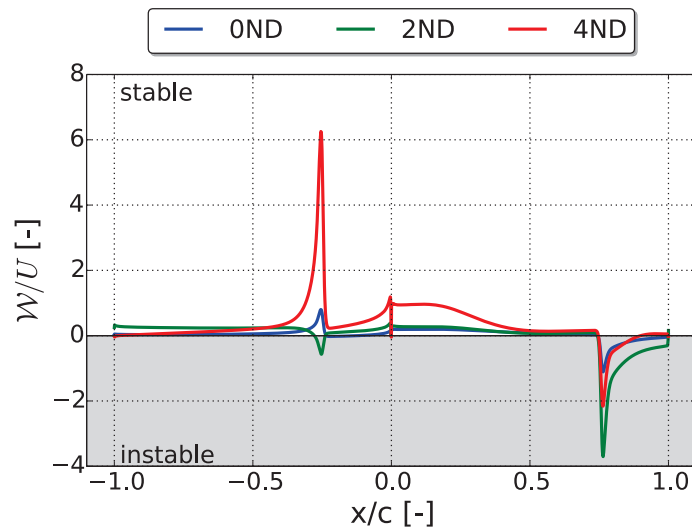


Figure 5.31 – Travail local normalisé en fonction du diamètre nodal pour un mode de flexion dN de fréquence  $k_r = 0.1$

Cette étude de sensibilité au diamètre nodal a permis d'enrichir la compréhension des mécanismes gouvernant la stabilité des profils. Un premier résultat est l'effet relativement faible des fluctuations d'incidence (mode 0ND) par rapport aux fluctuations de section débitante (modes +2ND et +4ND). Ceci est particulièrement remarquable sur la réponse des zones d'interaction onde de choc / couche limite. Nous montrons aussi que le prolongement par les sillages du comportement monodimensionnel associé au canal inter-aubes est moins important lorsque le diamètre nodal augmente. Le déphasage entre le battement de deux sillages adjacents peut expliquer un tel résultat.

Enfin, nous avons observé une grande dépendance de la réponse aéroélastique aux conditions de propagation acoustique. Pour le mode +4ND, cela se traduit par un amortissement des ondes à l'aval de l'onde de choc et une contribution relative moins importante de la région subsonique de l'intrados (alors que celle-ci est le principal mécanisme garantissant la stabilité pour le mode +2ND). A l'amont de la zone supersonique, des niveaux étonnamment importants de fluctuations de pression ont été enregistrés. Une hypothèse envisagée est la contribution d'une résonance acoustique dans la direction azimutale. Cette hypothèse est évaluée dans la section suivante.

### Résonance acoustique

Pour le mode +4ND à la fréquence  $k_r = 0.1$ , l'amplitude des fluctuations de pression est très importante à l'amont de la zone supersonique (voir Fig. 5.30(a)). Nous pensons que ce phénomène est lié à une modification des conditions de propagation acoustique à l'amont de la soufflante qui conduirait à une résonance acoustique dans la direction azimutale. Ceci impliquerait une dépendance non seulement au diamètre nodal mais également à la fréquence de vibration des profils. Pour évaluer cette hypothèse, nous traçons sur la Fig. 5.32 l'amplitude de la fluctuation de portance associée à la première demi-corde de l'extrados. Cette grandeur est représentative de l'intégrale de l'amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados à l'amont de la ligne so-

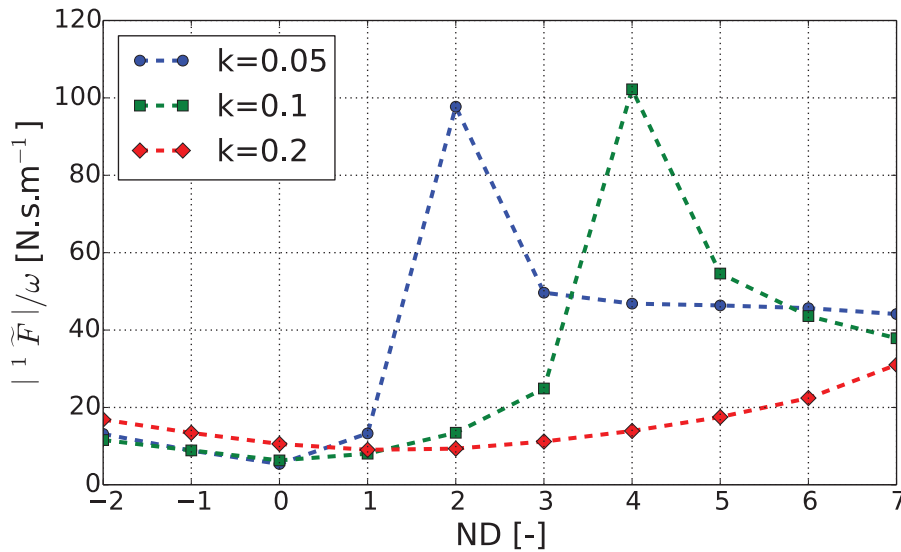


Figure 5.32 – Amplitude de la fluctuation de portance sur l'extrados du profil en amont de la zone supersonique en fonction du diamètre nodal pour différentes fréquences réduites

nique. On observe comme attendu un niveau très important pour le mode +4ND à la fréquence  $k_r = 0.1$ . Ce niveau correspond à un maximum local et est largement supérieur à l'amplitude observée pour les diamètres voisins (+3ND et +5ND). On retrouve un tel comportement pour une fréquence plus basse ( $k_r = 0.05$ ) mais le maximum d'amplitude correspond cette fois au mode +2ND. Lorsque la fréquence augmente ( $k_r = 0.2$ ), aucun pic n'est observé et l'évolution de l'amplitude de la fluctuation de portance est régulière.

La sensibilité au diamètre nodal et à la fréquence réduite renforcent l'idée d'une origine acoustique des fortes fluctuations de pression. Nous savons que chaque diamètre nodal est associé à une fréquence de coupure en dessous de laquelle les ondes acoustiques sont exponentiellement amorties et au-delà de laquelle elles se propagent avec une amplitude constante. Le franchissement de cette fréquence de coupure est associé à une résonance acoustique pour laquelle, dans le cadre d'une analyse linéaire, l'amplitude des fluctuations de pression est infinie. Si la fréquence utilisée pour l'étude aéroélastique est proche de cette fréquence de coupure, on s'attend à observer une amplitude des fluctuations de pression exceptionnellement haute. Pour confirmer la présence d'un tel effet pour le mode +4ND à la fréquence  $k_r = 0.1$ , nous cherchons à calculer la fréquence de coupure associée aux ondes rétrogrades émises vers l'amont. D'après Fang et Atassi (1993), la fréquence de coupure  $f_{cut}$  s'écrit, en fonction du déphasage inter-aubes  $\sigma$  :

$$2\pi f_{cut} = \frac{c_0(1 - M_0^2) * \sigma}{\sqrt{S_1^2 + (1 - M_0^2)S_2^2 + S_1M_0}} \quad (5.3)$$

où  $M_0$  et  $c_0$  sont le nombre de Mach et la célérité à l'infini amont et  $S_1$  et  $S_2$  les composantes du pas inter-aubes dans les directions colinéaire et perpendiculaire à la vitesse incidente respectivement. Sachant que la soufflante comporte 16 aubes, nous traçons sur la Fig. 5.33 la loi linéaire reliant la fréquence de coupure au diamètre nodal à l'amont de la soufflante. Les fréquences de

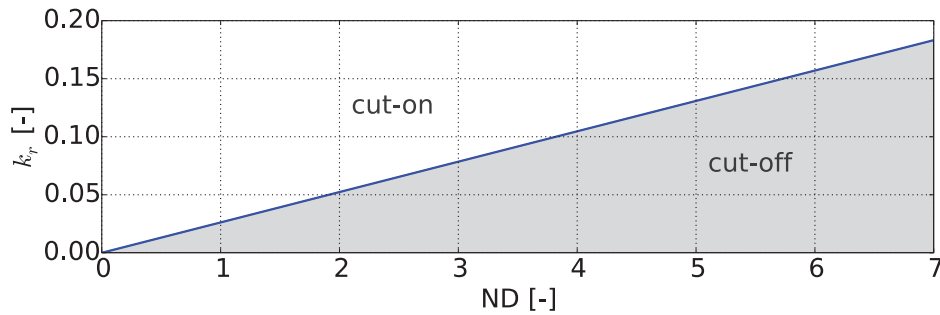


Figure 5.33 – Fréquence de coupure à l'amont en fonction du diamètre nodal

coupure associées aux modes +2ND et +4ND sont  $k_r = 0.0525$  et  $k_r = 0.105$  respectivement. Ces fréquences sont très proches de celles où une forte amplitude des fluctuations de pression est apparue ( $k_r = 0.05$  et  $k_r = 0.1$  respectivement), ce qui confirme l'hypothèse d'une résonance acoustique.

### Réponse de l'interaction onde de choc / couche limite

Pour finir cette étude de sensibilité au diamètre nodal, nous nous intéressons à la réponse instationnaire de la couche limite décollée sur l'extrados pour les modes 0ND et +4ND.

Le champ stationnaire d'énergie cinétique turbulente dans le voisinage du décollement est présenté sur le haut de la Fig. 5.34. La zone de recirculation, dont l'étendue est d'environ 8.3% de la corde, est située entre les points de séparation (S) et de rattachement (R). On observe une poche d'énergie cinétique maximale à l'aval de l'onde de choc à partir du point de séparation et sur une longueur d'environ deux fois l'étendue du décollement. Ce maximum est associé à la production d'énergie cinétique turbulente dans la couche de fort cisaillement entre la zone de recirculation et l'écoulement sain. L'énergie cinétique turbulente est ensuite convectée vers l'aval par l'écoulement moyen.

Lors de la vibration de l'aube, l'onde de choc et le sillage associé aux profils oscillent et induisent des fluctuations d'énergie cinétique turbulente. Au centre de la Fig. 5.34, nous avons tracé le champ de la partie réelle des fluctuations d'énergie cinétique turbulente lors de la vibration des aubes selon le mode de flexion dN pour le mode 0ND. On remarque une partie réelle importante et positive à l'aval de l'onde de choc, indiquant une oscillation du point de séparation de la couche limite et donc un battement de la couche de cisaillement. En revanche, les niveaux de fluctuation sont très faibles près du point de rattachement donc l'oscillation de celui-ci est négligeable. La partie réelle des fluctuations d'énergie cinétique turbulente associées au mode +4ND sont tracée au bas de la Fig. 5.34. On retrouve une forte partie réelle des fluctuations d'énergie cinétique turbulente au point de séparation et, contrairement au cas précédent, le niveau des fluctuations est maximal à l'aval de la zone décollée à partir du point de rattachement. Ces fluctuations sont de plus en opposition de phase par rapport à celles observées au point de séparation. Cette topologie est caractéristique d'un battement de la zone de recirculation tant en épaisseur qu'en étendue. Ce mécanisme est donc différent de l'oscillation en bloc de la couche limite décollée que nous avons observé pour le cas de la tuyère transsonique soumise à des variations de section débitante (voir Fig. 4.7).

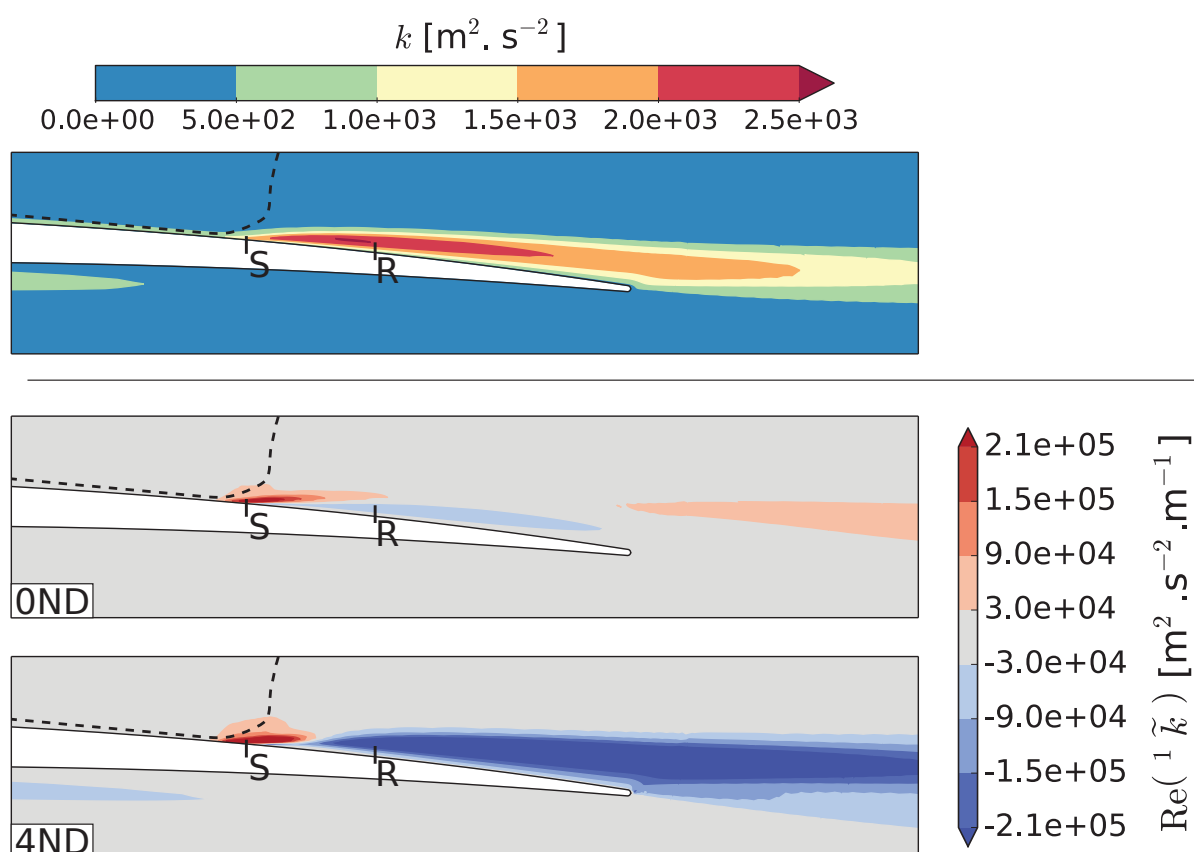


Figure 5.34 – Énergie cinétique turbulente (en haut) et partie réelle des fluctuations d'énergie cinétique turbulente pour le mode de flexion à 0ND (au milieu) et à +4ND (en bas) pour une fréquence  $k_r = 0.1$  - S et R sont les points de séparation et de rattachement de la couche limite

Ce phénomène de battement de la zone de recirculation se comporte comme une source d'ondes de pression et explique que les fluctuations de pression dans la zone d'interaction onde de choc / couche limite soient plus fortes lorsque la couche limite est décollée (sur l'extrados dans notre cas, voir Fig. 5.30(a)).

L'analyse de sensibilité au diamètre nodal a fait apparaître (i) l'effet dominant des variations de section débitante par rapport aux fluctuations d'incidence, (ii) une très forte amplification des fluctuations de pression lorsque la fréquence d'excitation est proche de la fréquence de coupure et (iii) une réponse différente de la zone décollée lorsque les fluctuations de vitesse débitante sont importantes. Dans la section suivante, nous appliquons le présent niveau d'analyse à une déformée modale différente correspondant à un mode de torsion.

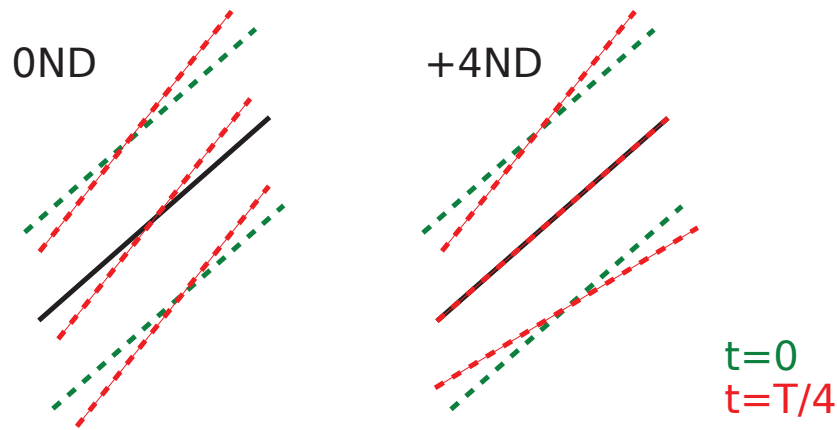


Figure 5.35 – Schéma des positions des aubes lors de la vibration selon un mode de torsion pour les diamètres nodaux 0ND (à gauche) et +4ND (à droite)

### 5.3.2 Analyse du mode de torsion $d\theta$

Nous nous intéressons maintenant au mode de torsion pour une fréquence réduite  $k_r = 0.15$ . Le choix d'une telle fréquence permet de s'affranchir du phénomène de résonance acoustique pour le mode +4ND. Le mode de torsion que nous étudions est une rotation de corps rigide du profil autour du centre de la corde (point situé sur la corde à équidistance du bord d'attaque et du bord de fuite). Nous présentons sur la Fig. 5.35 la position des aubes au cours de la vibration selon un mode de torsion pour les diamètres nodaux 0ND et +4ND ( $\sigma = 90^\circ$ ). Par définition, la fluctuation de vitesse est en opposition de phase entre la première et la deuxième demi-corde. De plus, contrairement au mode de flexion, la section débitante du canal inter-aubes fluctue lors de la vibration sans déphasage inter-aubes (0ND). Pour mener l'analyse, nous nous appuyons sur les résultats obtenus pour le mode de flexion et faisons ressortir les caractéristiques propres à la torsion.

#### Mode 0ND

Pour le mode à zéro diamètre, des variations d'incidence et de section sont simultanément présentes et l'étude indépendante des deux effets n'est pas possible. Nous pouvons en revanche comparer le niveau d'amplitude des fluctuations de pression avec celles obtenues pour le mode de flexion. Pour cela, la vitesse de déplacement associée à chaque mode doit être du même ordre de grandeur. Nous choisissons donc un angle de rotation qui garantit la même amplitude du déplacement (donc la même vitesse) au bord d'attaque et au bord de fuite. Nous traçons sur la Fig. 5.36 l'amplitude des fluctuations de pression divisée par la pulsation pour comparer la réponse des modes  $dN$  et  $d\theta$ . On observe une allure similaire de l'amplitude avec des niveaux plus élevés pour le mode de torsion. Ceci s'explique par la contribution de variation de section débitante qui s'ajoute, pour le mode de torsion, aux effets d'incidence.

Pour compléter ce résultat, nous traçons sur la Fig. 5.37(a) l'amplitude des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour le mode de torsion à 0ND. On remarque une amplitude importante au niveau de l'onde de choc et des interactions onde de choc / couche limite. Sur l'ex-

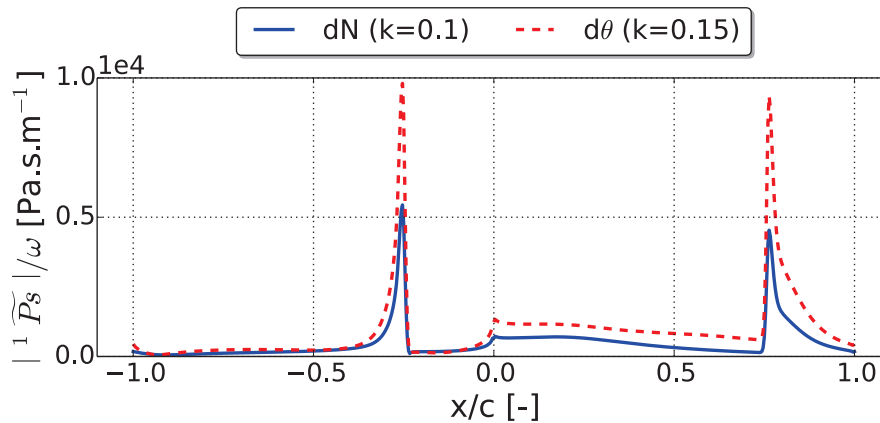


Figure 5.36 – Amplitude des fluctuations de pression divisée par la pulsation le long du profil pour les modes dN ( $k_r = 0.1$ ) et dθ ( $k_r = 0.15$ ) sans déphasage inter-aubes (OND)

trados, à l'aval du bord d'attaque, on observe des fluctuations de pression significatives associées aux effets d'incidence. Dans la zone supersonique, les ondes émises à partir du bord d'attaque sont fortement amorties, de manière semblable à ce qui a été observé pour le mode de flexion. A l'aval de la soufflante, peu de fluctuations de pression sont enregistrées au niveau des sillages.

Pour continuer l'analyse, nous traçons sur la Fig. 5.37(b) la phase des fluctuations de pression pour le même mode (dθ,  $k_r = 0.15$ , OND). On observe un léger déphasage entre la réponse des deux zones d'interaction onde de choc / couche limite. Près du bord de fuite sur l'intrados, on observe de brusques changements de phase qui peuvent être associés à la superposition destructrice de deux ondes acoustiques. Toujours au niveau du bord de fuite, on remarque une discontinuité de la phase des fluctuations de pression entre la réponse du sillage ( $-90^\circ$ ) et celle de la couche limite décollée sur l'extrados ( $-180^\circ$ ). Ceci semble indiquer que l'oscillation du sillage est associée à la rotation du profil plutôt qu'au battement de la couche limite décollée. Près du bord d'attaque, la phase est très différente de ce qui a été observé pour le mode de flexion (voir Fig. 5.26(b)). Pour expliquer ces différences, nous nous appuyons sur un raisonnement quasi-stationnaire justifié par la faible valeur de la fréquence réduite.

Pour le mode de flexion, les effets d'incidence sont associés à la vitesse relative du profil par rapport à l'écoulement. Cette vitesse est maximale lorsque le profil est dans sa position stationnaire et la fluctuation d'incidence est donc en phase avec la vitesse de vibration (voir Fig. 5.38). Comme la fluctuation de pression est en opposition de phase par rapport à la fluctuation d'incidence (une augmentation de l'incidence induit une diminution de la pression), la phase des fluctuations de pression sur l'extrados est proche de  $-180^\circ$  (zone rose/orange sur la Fig. 5.26(b)).

Pour le mode de torsion, la fluctuation d'incidence est associée à la variation du calage des profils (voir Fig. 5.38) et est donc en quadrature de phase par rapport à la vitesse de vibration. Les fluctuations de pression associés aux effets d'incidence sont donc elles aussi en quadrature de phase par rapport à la vitesse. Ceci se traduit par une phase des fluctuations de pression proche de  $-90^\circ$  sur l'extrados (zone verte sur la Fig. 5.37(b)).

Concernant la stabilité des profils, la principale différence avec le mode de flexion est due à



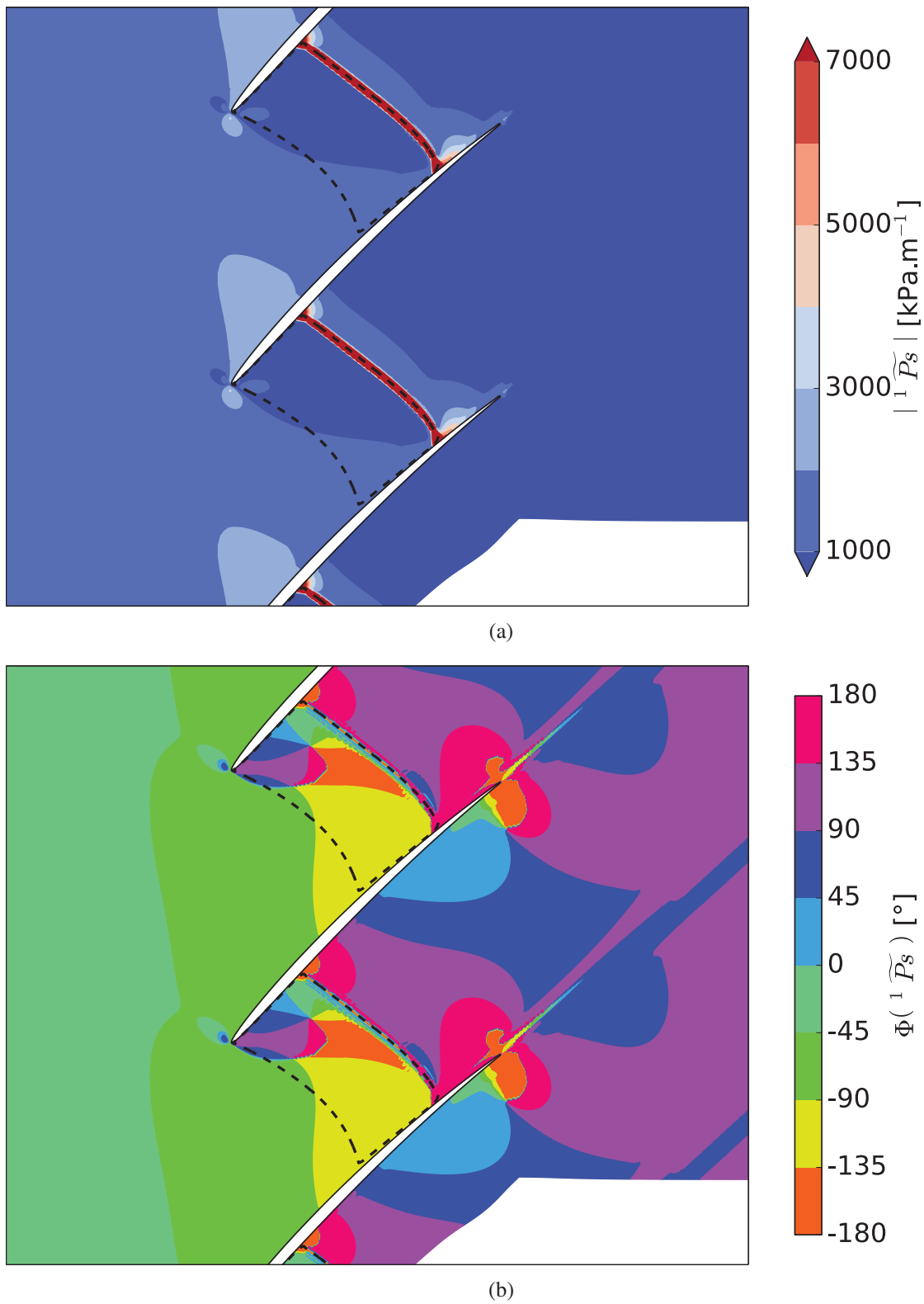


Figure 5.37 – Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de torsion  $d\theta$  de fréquence  $k_r = 0.15$  et de diamètre nodal 0ND

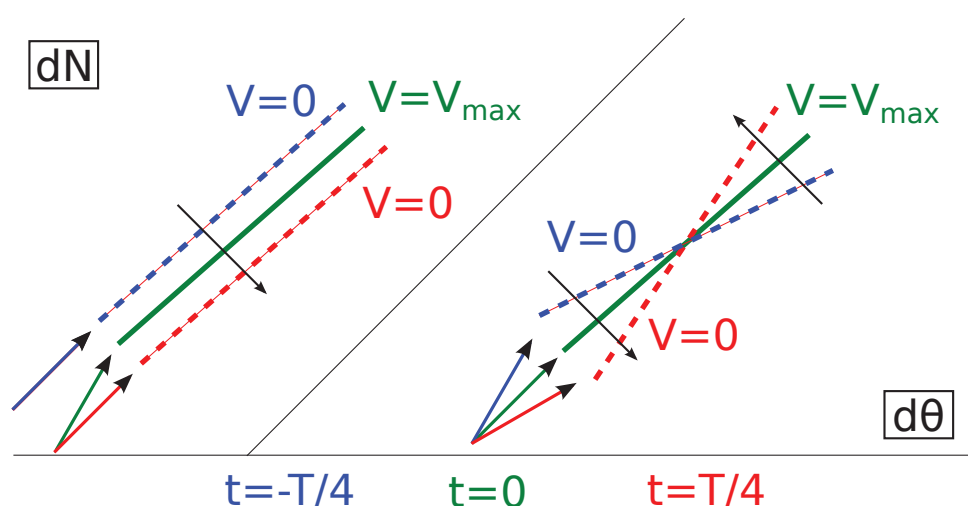


Figure 5.38 – Incidence (flèches colorées) à l'amont du profil en trois instants pour les modes  $dN$  (à gauche) et  $d\theta$  (à droite)

l'opposition de phase de la vitesse de part et d'autre du centre de torsion. Les fluctuations générées par l'onde de choc impactent l'intrados sur la première demi-corde et l'extrados sur la deuxième demi-corde. Les fluctuations de vitesses correspondant à ces deux zones d'impact sont donc en phase pour le mode de torsion alors qu'elles étaient en opposition de phase pour le mode  $dN$ . Ainsi, alors que les contributions de l'extrados et de l'intrados ont tendance à se compenser pour le mode de flexion, elles s'ajoutent pour le mode de torsion à  $0ND$ . Pour confirmer cela, nous traçons sur la Fig. 5.39 le travail normalisé le long du profil. Comme attendu, nous observons une contribution du même signe sur l'intrados et sur l'extrados associée à l'onde de choc, alors que les contributions sont opposées pour le mode de flexion. On remarque de plus que la norme du travail associé aux ondes de choc est identique pour le mode de flexion et de torsion, alors que l'amplitude des fluctuations de pression associées au mode de torsion est plus importante (voir Fig. 5.36). Ceci indique un déphasage du comportement instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite entre les modes  $dN$  et  $d\theta$  qui conduit à un échange d'énergie plus efficace pour le mode de flexion.

### Mode +4ND

Nous nous intéressons maintenant au mode +4ND ( $\sigma = 90^\circ$ ) qui correspond à une forte variation de la section débitante. Contrairement au mode de flexion où la section débitante augmentait ou diminuait simultanément sur toute la longueur du canal inter-aubes, le mode de torsion est associé à une fluctuation de section débitante en opposition de phase entre les deux extrémités du canal inter-aubes (voir Fig. 5.35).

Nous traçons sur la Fig. 5.40(a) l'amplitude des fluctuations de pression associées au mode +4ND. On remarque que les niveaux sont largement supérieurs à ceux obtenus pour le mode sans déphasage inter-aubes. Ceci s'explique par des variations de section plus importantes qui induisent une fluctuation de la vitesse débitante. L'amplitude est très importante au voisinage de

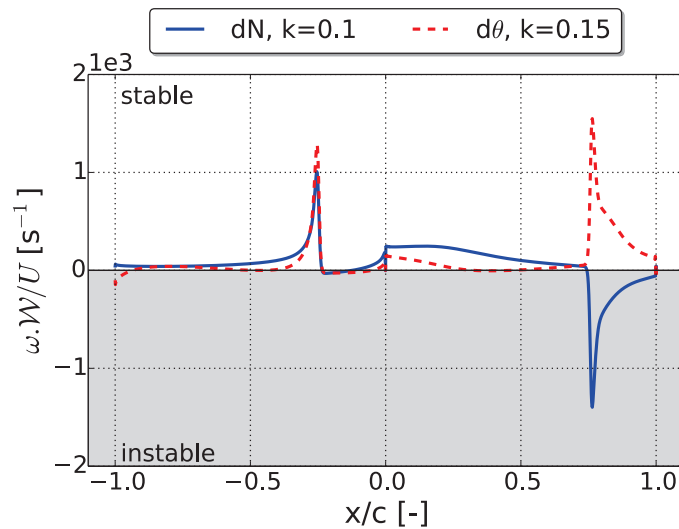


Figure 5.39 – Travail local normalisé le long du profil pour les modes  $dN$  ( $k_r = 0.1$ ) et  $d\theta$  ( $k_r = 0.15$ ) sans déphasage inter-aubes (0ND)

l'onde de choc et dans les zones d'interaction onde de choc / couche limite puis décroît rapidement à l'aval de la soufflante, indiquant un mode de propagation acoustique coupé (*cut-off*). Les fronts d'amplitude constante sont presque orthogonaux à la corde, ce qui indique une propagation monodimensionnelle associée au canal inter-aubes et prolongée par les sillages. A l'amont de l'onde de choc, on observe près de l'intrados de fortes fluctuations de pression alors que celles-ci sont fortement amorties pour le mode 0ND. Sur l'extrados, les fluctuations de pression sont très faibles dans la zone supersonique à l'amont de l'onde de choc. Cette topologie rappelle la structure des fluctuations de pression dans la zone supersonique observée pour le mode de flexion à +2ND et de fréquence  $k_r = 0.1$  (voir Fig. 5.28(a)). A l'amont de la ligne sonique, un niveau de fluctuation important est obtenu qu'on peut associer aux effets d'incidence résultant du cumul d'une variation du calage par la rotation des aubes et d'une fluctuation de vitesse débitante par la variation de section. Enfin, à l'amont de la soufflante, l'amplitude des fluctuations de pression est constante. Ceci correspond à un mode de propagation *cut-on* car la fréquence d'excitation ( $k_r = 0.15$ ) est supérieure à la fréquence de coupure associée au mode +4ND ( $k_r = 0.105$ , voir Fig. 5.33).

La phase des fluctuations de pression est tracée sur la Fig. 5.40(b). On retrouve à l'amont de la soufflante les fronts de phase constante associés aux ondes rétrogrades émises vers l'amont et dans le sens de rotation de la machine. Les ondes émises dans la zone supersonique à partir de l'intrados au bord d'attaque présentent très peu de variation de phase car leur vitesse de propagation est très rapide, en  $U + c$ , ce qui correspond à une très grande longueur d'onde. La phase des fluctuations de pression est constante le long des ondes de choc ce qui indique une oscillation en bloc de celles-ci dans chaque canal inter-aubes. De plus, les couches limites répondent en phase avec l'oscillation de l'onde de choc. On remarque également que l'évolution de la phase ne présente pas de discontinuité dans le canal inter-aubes, contrairement au mode 0ND. Ces discontinuités de la phase sont associées à une superposition destructrice d'ondes acoustiques et

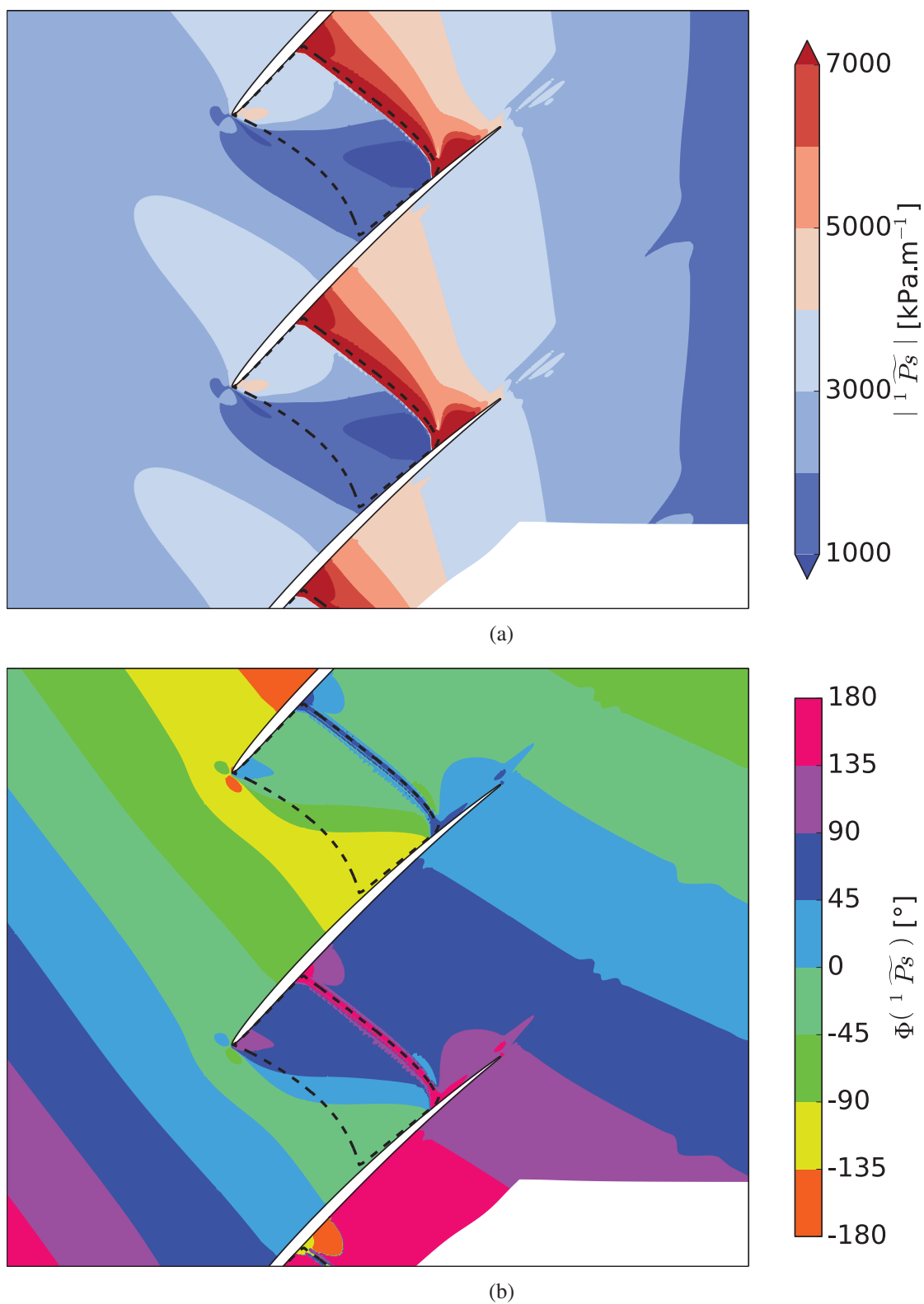


Figure 5.40 – Amplitude (a) et phase (b) des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes pour un mode de torsion  $d\theta$  de fréquence  $k_r = 0.15$  et de diamètre nodal  $+4ND$  ( $\sigma = 90^\circ$ )

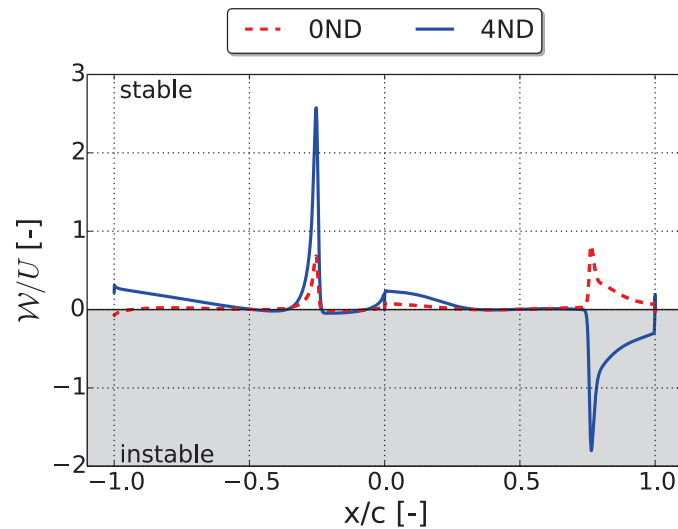


Figure 5.41 – Travail local normalisé le long du profil pour les diamètres nodaux 0ND et +4ND et un mode de torsion  $d\theta$  de fréquence réduite  $k_r = 0.15$

se produisent si les ondes ont une amplitude comparable. Ici, les fluctuations de pression émises par le battement de l'onde de choc et des couches limites dominent et sont donc peu susceptibles d'interagir avec les autres sources (sillage, bord de fuite, etc...).

Pour analyser le comportement aéroélastique des profils, nous traçons sur la Fig. 5.41 le travail le long du profil pour les modes 0ND et +4ND. On observe une contribution fortement stabilisante de l'oscillation de l'onde de choc sur l'intrados et une contribution fortement déstabilisante de l'oscillation de l'onde de choc sur l'extrados. Ceci est une conséquence directe du déphasage entre deux canaux inter-aubes adjacents. Nous avons en effet observé un battement en bloc de l'onde de choc au sein de chaque canal inter-aubes. Dans le cas du mode +4ND, les réponses associées à deux canaux voisins sont en quadrature de phase et elles peuvent donc générer deux contributions opposées, ce que nous observons ici. La somme du travail associé aux interactions onde de choc / couche limite sur l'intrados et l'extrados est donc finalement nul. Les autres contributions du profil déterminent alors le sens de l'échange d'énergie. Sur l'extrados, à l'aval du bord d'attaque, les fluctuations d'incidences se traduisent par un travail positif, donc la contribution est stabilisante. Sur l'intrados, à l'aval du centre de rotation ( $x/c \leq -0.5$ ), on observe une contribution stabilisante croissante jusqu'au bord de fuite. Ce résultat peut surprendre car l'amplitude des fluctuations de pression décroît dans cette zone (voir Fig. 5.40(a)). Il provient d'une évolution décroissante de la phase depuis  $90^\circ$  (échange minimal d'énergie) en  $x/c = -0.5$  jusqu'à  $0^\circ$  (échange maximal d'énergie) au bord de fuite ainsi que d'une augmentation de la vitesse de déplacement. Finalement, les zones subsoniques garantissent la stabilité du profil car les contributions des ondes de choc s'annulent. Une telle compensation n'est cependant pas garantie pour toutes les fréquences d'excitation et l'apparition d'une instabilité aéroélastique pour une fréquence différente n'est pas à exclure.

Il ressort finalement de cette analyse que les fluctuations de pression associées au mode de

torsion sont supérieures à celles observées pour le mode de flexion dN. Ceci s'explique par les fluctuations de section débitante (présentes dès le mode 0ND) et la variation de l'évolution de la section débitante (lorsque le déphasage inter-aubes est non nul). Il résulte de ces mécanismes un niveau très important des fluctuations de pression pour le mode +4ND pour lequel ces variations sont maximales. A la fréquence étudiée  $k_r = 0.15$ , les contributions des interactions onde de choc / couche limite se compensent et la réponse aéroélastique est stable.

Cette section a permis, à travers un niveau d'analyse plus élevé, de traiter l'influence du déphasage inter-aubes pour les modes de flexion dN et de torsion. Le travail associé au mode de flexion tangent à la corde dT est négligeable car les fluctuations de vitesses sont parallèles à la surface du profil sur l'intrados et l'extrados et n'a donc pas été traité. Nous retiendrons de cette analyse locale appliquée à la vibration d'un profil complet qu'elle permet d'identifier les régions du profil où l'échange d'énergie entre le fluide et la structure est maximal. L'évolution de ces contributions en fonction de la fréquence, du diamètre nodal ou de la déformée peut renseigner sur les mécanismes physiques associés mais ne garantit pas l'identification de leurs sources.

A travers ce chapitre, nous avons proposé deux méthodologies pour comprendre les origines des instabilités aéroélastiques de type flottement transsonique. Ces méthodes reposent sur des calculs LRANS et ont été appliquées à une coupe aube à aube à 90% de hauteur de veine de la soufflante transsonique ECL5v1. Le premier niveau d'analyse s'appuie sur le principe de décomposition pour exciter indépendamment les différentes zones du profil. La contribution de chaque région sur la stabilité globale peut alors être clairement identifiée. Cela nécessite un travail d'analyse important, difficile à entreprendre si le nombre de paramètres est élevé. Le deuxième niveau d'analyse s'intéresse à l'analyse locale de la réponse instationnaire de l'écoulement lorsque l'ensemble du profil vibre. Si l'identification des sources n'est pas garantie, ce niveau permet l'exploration d'un plus grand nombre de paramètres. Un troisième niveau, souvent rencontré dans la littérature, consiste à étudier l'influence de nombreux paramètres sur le coefficient d'amortissement du profil (voir par exemple Waite et Kielb (2016)). Ceci permet notamment d'identifier les points de fonctionnements instables mais ne donne aucune information sur la cause du flottement. Ces trois niveaux sont complémentaires et doivent être utilisés conjointement. On peut par exemple imaginer une large étude paramétrique permettant d'identifier une zone d'instabilité, puis une analyse locale de l'excitation du profil complet mettant en évidence la stabilité relative des différentes régions et enfin une décomposition en excitations locales pour identifier les sources de l'instabilité. La localisation des sources peut ensuite guider une nouvelle conception des aubes visant à supprimer ou à amplifier l'instabilité (modification locale de la cambrure, de la position de l'épaisseur maximale, etc ...). Elle peut également servir de support à la mise en place d'une technique de contrôle par actionneurs piézoélectriques.

# Conclusions et perspectives

L'étude de la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite soumise à une vibration a guidé ce travail de thèse. Cette démarche s'est appuyée sur la modélisation et la simulation des écoulements transsoniques décollés. Une application de ces travaux a été proposée à travers l'étude aéroélastique d'une première maquette de l'ECL5, une soufflante transsonique dédiée à la compréhension des instabilités en turbomachine.

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé le fonctionnement général d'un turboréacteur et les régimes d'écoulements rencontrés dans les soufflantes transsoniques. Du fait du diamètre importante de celles-ci, nous avons vu que les écoulements sont de nature très différente en fonction de la hauteur de veine et du point de fonctionnement. Nous nous sommes ensuite intéressés aux problématiques des interactions fluide-structure dans le cadre des turbomachines. Contrairement à l'aérodynamique externe où les structures sont isolées (tablier de pont, aile d'avion), nous avons vu que le comportement aéroélastique d'un profil dépend fortement des aubes adjacentes. Les contraintes imposées par le conduit annulaire sur la propagation des ondes acoustiques ont aussi été évoquées car elles conditionnent la réponse aéroélastique de la roue. Nous avons ensuite présenté les différents types de flottement rencontrés en soufflante en fonction du point de fonctionnement et de l'écoulement stationnaire. Pour conclure ce premier chapitre, nous nous sommes appuyés sur les considérations précédentes et l'état de l'art pour concevoir une première version de l'ECL5 en s'appuyant sur des arguments aérodynamiques et aéroélastiques.

Le chapitre 2 s'ouvre sur une revue des méthodes prédictives pour la simulation numérique des écoulements et des interactions fluide-structure. La stratégie de couplage faible, qui consiste à simuler la réponse instationnaire du fluide générée par la vibration de la structure (connue a priori), est bien adaptée aux problématiques rencontrées en turbomachine et a été utilisée dans cette thèse. Concernant la modélisation des écoulements, les incertitudes liées à la méthode numérique étant significatives, il nous a paru indispensable de présenter les choix retenus dans ce travail en termes de discrétisation du domaine physique d'une part et de modélisation des écoulements transsoniques turbulents d'autre part. Une attention particulière a été portée à la modélisation de la turbulence dans le cadre de la fermeture des équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds. Nous avons présenté les différents modèles utilisés dans ce travail en appuyant sur les spécificités et les limites de chacun d'entre eux. Nous avons ensuite proposé une critique plus générale des modèles reposant sur l'hypothèse de Boussinesq.

La dernière section de ce chapitre s'est intéressée à la régularisation d'un modèle de turbulence, c'est-à-dire à rendre dérivable les opérateurs mathématiques non dérivables que l'on retrouve dans les termes correctifs et limiteurs. Ce traitement, appliqué avec succès, doit permettre de lisser les variations spatio-temporelles trop franches des variables turbulentes.

Le chapitre 3 s'est intéressé à la simulation des écoulements stationnaires transsoniques décollés. Une revue de littérature a permis de mettre en évidence les caractéristiques de l'interaction onde de choc / couche limite, en l'occurrence une compétition entre de multiples échelles spatiales et temporelles ainsi que l'oscillation naturelle de l'onde de choc qui peut être couplée à la respiration du décollement de la couche limite.

Un banc expérimental constitué une tuyère transsonique et dont les résultats ont permis la validation des méthodes numériques, a ensuite été présenté. Il comprend notamment une bosse oscillante dédiée aux études aéroélastiques des écoulements transsoniques décollés.

Dans un troisième temps, des simulations bidimensionnelles de l'interaction forte onde de choc / couche limite ont été menées pour évaluer la capacité prédictive des méthodes utilisées dans le cadre d'un décollement central stationnaire induit par l'onde de choc. Le coefficient de pression à la paroi est correctement prédit par les méthodes numériques mais l'évolution de la taille du décollement central en fonction du point de fonctionnement n'est pas reproduite par les simulations, à cause d'une forte interaction avec les décollements de coin. Pour simuler les décollements de coin, des simulations tridimensionnelles ont été entreprises. Les résultats indiquent une faible sensibilité du modèle original de Wilcox aux gradients de pression adverses, qui se traduit par une sous-estimation de la taille des décollements. Les correctifs et limiteurs introduits dans la nouvelle formulation augmentent la sensibilité aux gradients de pression adverses et conduisent à une surestimation de la taille des décollements de coin, donc à une sous-estimation du décollement central par des effets de blocage supersonique. Parmi les pistes explorées pour améliorer les prédictions, la suppression du terme correctif de l'anomalie jet plan/jet cylindrique augmente la fidélité des résultats, alors que l'effet du limiteur de viscosité turbulente est négligeable.

Dans le quatrième chapitre, nous nous sommes intéressés à la prédiction de la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite. Les résultats obtenus à partir de simulations bidimensionnelles montrent un bon accord avec les relevés expérimentaux et confirment que, pour des déplacements représentatifs d'un événement de flottement, la réponse de l'écoulement ne dépend pas de l'amplitude de l'excitation.

Un autre résultat marquant est la réponse instationnaire de la turbulence en présence d'un décollement ou d'un fort épaississement de la couche limite. Dans ces deux cas, les fluctuations associées aux échelles turbulentes interagissent avec l'écoulement principal et impactent la stabilité aéroélastique. Ceci implique, au niveau de la modélisation, de résoudre la réponse instationnaire des variables turbulentes.

La validation des méthodes numériques a ensuite permis une étude de sensibilité à la fréquence réduite qui a fait ressortir un point de fonctionnement aéroélastiquement instable. Une technique de contrôle, reposant sur la génération d'ondes de pression rétrogrades, a ensuite été proposée et validée avec succès sur l'événement de flottement rencontré.

L'étude des mécanismes responsables du flottement en soufflante transsonique a été l'objet



---

du chapitre 5. La stabilité d'une soufflante étant largement pilotée par le comportement aéroélastique en tête des aubes, nous nous sommes appuyés sur des simulations bidimensionnelles d'une coupe aube à aube à 90% de hauteur de veine. Nous avons ensuite développé deux méthodes dédiées à la compréhension des origines des instabilités. Un premier niveau d'analyse consiste à étudier localement les effets de la vibration du profil sur la réponse instationnaire de l'écoulement. Il permet de traiter des études paramétriques de taille raisonnable et d'identifier ainsi les conditions d'apparition du flottement. Un second niveau d'analyse reposant sur le principe de superposition a été présenté. Il consiste à décomposer la réponse instationnaire de l'écoulement en la somme de contributions associées à des excitations locales du profil. Ceci permet d'identifier sans ambiguïté les sources d'une instabilité aéroélastique mais nécessite une analyse approfondie inadéquate pour une large étude de sensibilité. Ces deux méthodes complémentaires ont été appliquées à l'étude du flottement de blocage en fonction de la fréquence réduite, du déphasage inter-aubes et de la déformée modale. Nous avons ainsi montré que la contribution des variations d'incidence à l'oscillation de l'onde de choc est négligeable devant les variations de section débitante. Un balayage en déphasage inter-aubes a ensuite mis en évidence une amplification des fluctuations de pression lorsque la fréquence d'excitation est proche de la fréquence de coupure. Au niveau de l'interaction onde de choc/limite, nous avons identifié deux topologies de battement du décollement, un déplacement de corps rigide lorsque l'oscillation de l'onde de choc est faible et une variation de l'étendue du décollement lorsque les fluctuations sont importantes.

Une part importante de ce travail a été consacrée à la validation des méthodes numériques pour l'étude du flottement et à la confirmation de phénomènes physiques. Nous avons notamment montré l'importance du blocage acoustique sur la réponse instationnaire de l'onde de choc et montré que les fluctuations associées aux échelles turbulentes impactent la stabilité aéroélastique lors d'une interaction forte onde de choc / couche limite. En s'appuyant sur les méthodes développées et validées, deux résultats importants ont émergé de ces travaux.

Le premier apport de cette thèse est la conception d'un dispositif de contrôle actif des instabilités aéroélastiques. Ce dispositif repose sur la génération d'ondes de pression rétrogrades qui impactent l'onde de choc. Ces ondes remontent l'écoulement et sont amplifiées à l'approche de l'onde de choc. Ainsi, même si l'amplitude à la source est faible, l'amplification par le blocage acoustique permet aux ondes d'imposer leur phase à l'oscillation de l'onde de choc. Si la phase est choisie pour être stabilisante, cette technique peut être utilisée pour contrôler une instabilité de type flottement transsonique.

Une seconde contribution est le développement d'une méthodologie pour l'identification des origines du flottement. Celle-ci repose sur une analyse locale de la réponse instationnaire de l'écoulement. Elle permet dans un premier temps d'identifier les conditions conduisant au flottement et d'isoler les plus critiques en analysant l'échange local d'énergie entre le fluide et la structure. Sur les quelques points retenus, une décomposition de la vibration du profil en une somme d'excitations locales peut ensuite être entreprise pour identifier les régions pilotant l'instabilité.

Enfin, ce travail ouvre de nombreuses pistes de recherche sur la modélisation de la turbulence, le contrôle du flottement et la conception de l'ECL5.

Concernant la modélisation de la turbulence, des progrès ont été faits sur la prédiction stationnaire des décollements de coin mais les écarts avec les résultats expérimentaux sont encore

significatifs. Si les correctifs évalués dans cette thèse se sont intéressés à l'anisotropie de la turbulence, une meilleure description temporelle peut être apportée par des modèles à trois équations reposant sur la relaxation de la viscosité turbulente. Ces modèles pourraient à la fois être évalués sur la prédiction stationnaire des décollements de coin et sur la réponse instationnaire de l'interaction onde de choc / couche limite.

La technique de contrôle du flottement proposée dans ce travail appelle une validation expérimentale sur le banc KTH-VM100. L'oscillation de la bosse et la rotation de la came elliptique devront être utilisées simultanément pour confirmer l'effet des ondes rétrogrades sur la stabilité aéroélastique. Les conditions de déclenchement du système de contrôle n'ont pas été abordées dans ce travail et représentent un autre défi. La technique devra ensuite être adaptée aux machines tournantes, notamment en évaluant la réponse d'une roue en vibration à des ondes tournantes générées à l'aval (par exemple au niveau du bord d'attaque du redresseur).

Pour la conception de l'ECL5, des calculs instationnaires tridimensionnels doivent être menés pour confirmer les résultats obtenus pour une coupe de tête. L'influence du jeu sur la réponse aérodynamique et aéroélastique devra également être évaluée. Concernant le flottement transsonique, l'effet des ondes acoustiques réfléchies à l'amont au niveau de l'entrée d'air et à l'aval au niveau du redresseur devra être étudié. Pour dessiner une soufflante susceptible d'entrer en flottement, les méthodes présentées dans le dernier chapitre pourront être appliquées à d'autres déformées modales faisant intervenir des modes composés. Ces éléments, ainsi que les études de tenue mécanique et d'interactions rotor/stator réalisées au sein du laboratoire, devront être intégrés au processus de conception de l'ECL5.

## Liste des publications

Les travaux présentés dans ce mémoire ont abouti aux publications suivantes :

Q. Rendu, M. Philit, Y. Rozenberg, S. Aubert, and P. Ferrand. Regularization of Wilcox (2006)  $k$ - $\omega$  turbulence model and validation on shock-wave/boundary layer interaction. In *12th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows*, Lerici, Italy, 2015b

Q. Rendu, M. Philit, S. Labit, J.-C. Chassaing, Y. Rozenberg, S. Aubert, and P. Ferrand. Time-linearized and harmonic balance Navier-Stokes computations of a transonic flow over an oscillating bump. In *11th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics & Aeroelasticity of Turbomachines*, Stockholm, Sweden, 2015a

Q. Rendu, Y. Rozenberg, S. Aubert, and P. Ferrand. Investigation of shock-wave/boundary-layer interaction on aeroelastic stability : towards active control. In *ASME Paper GT2016-57302*, Seoul, South Korea, 2016

# Développement d'un outil pour la conception et l'analyse d'une roue isolée

Un outil a spécialement été développé pour guider la démarche de conception. Cet outil reprend la procédure généralement rencontrée dans la littérature en l'adaptant aux contraintes existantes. En particulier, dans le cadre de la conception de l'ECL5, la géométrie de la veine est imposée par le banc alors que c'est un degré de liberté lors de la conception d'un moteur. La vitesse de rotation a également été fixée pour répondre aux contraintes précédemment détaillées (voir Sect 1.3.1). Un tel outil doit permettre d'une part de produire une géométrie 3D de la roue au point nominal à partir des performances aérodynamiques et d'autre part de calculer la plage de fonctionnement d'une géométrie donnée.

## A.1 Conception au point nominal

Afin de produire une géométrie 3D répondant à des critères précis au point nominal, plusieurs étapes sont nécessaires. Premièrement, il convient de trouver, connaissant l'écoulement à l'amont de la roue (grandeurs totales et vitesse en entrée), l'écoulement à l'aval de la roue satisfaisant les performances aérodynamiques attendues. Une fois l'écoulement à l'aval connu, l'objectif est de concevoir une roue permettant d'obtenir cet écoulement, notamment grâce à des relations empiriques.

### A.1.1 Calcul de l'écoulement aval

La première étape de conception d'une turbomachine consiste à trouver un écoulement répondant aux objectifs aérodynamiques. Nous traiterons dans ce mémoire le cas d'une roue isolée pour plus de simplicité. Nous supposons connu l'écoulement à l'amont de la roue, en termes de grandeurs totales et de vitesse absolue. En particulier, pour une soufflante aspirant à l'air libre, les grandeurs totales sont généralement égales aux grandeurs atmosphériques et la vitesse absolue est purement axiale. De plus, en l'absence de distorsion, l'écoulement est uniforme dans la direction radiale. Au passage de la roue, l'écoulement est dévié et sa pression totale augmente, généralement de manière non uniforme dans les directions radiale et azimutale.

Pour calculer l'écoulement à l'aval de la roue en fonction du rayon, nous utilisons l'équation de continuité ainsi que l'équation de bilan de la quantité de mouvement dans la direction radiale, aussi appelée équation de l'équilibre radial

### Équation de l'équilibre radial

L'équation de l'équilibre radial s'obtient en écrivant les équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques puis en conservant uniquement l'équation de bilan de la quantité de mouvement dans la direction radiale. On obtient alors l'équation suivante

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu[\dots] + f_r \quad (\text{A.1})$$

où  $v_r$ ,  $v_\theta$  et  $v_z$  sont les trois composantes de la vitesse,  $p$  la pression du fluide,  $\rho$  sa masse volumique,  $\nu[\dots]$  l'ensemble des forces visqueuses et  $f_r$  la projection radiale de la résultante des forces volumiques. Pour le calcul de l'écoulement loin des aubages et en dehors de la couche limite, nous pouvons négliger les forces volumiques et les effets visqueux

$$f_r = 0 \quad \nu[\dots] = 0 \quad (\text{A.2})$$

De plus, nous nous intéressons à un écoulement stationnaire et axisymétrique donc les composantes de la vitesse ne dépendent ni du temps ni de la direction azimutale

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = 0 \quad \frac{\partial v_r}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{A.3})$$

En dehors des aubages, la composante de la vitesse radiale est faible devant la norme de la vitesse, on peut donc négliger uniquement les termes d'ordre 1 et 2

$$v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = 0 \quad v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = 0 \quad (\text{A.4})$$

L'équation de l'équilibre radial devient alors

$$\frac{-v_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{A.5})$$

Compte tenu des hypothèses réalisées, la solution stationnaire implique que les forces centrifuges soient équilibrées par le gradient de pression radial.

En ajoutant une équation pour la conservation du débit masse  $\dot{m}$ , on obtient le système suivant

$$\begin{cases} \frac{dp}{dr} = \rho \frac{v_\theta^2}{r} \\ \frac{d\dot{m}}{dr} = 2\pi r \rho v_z \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Pour résoudre ce système, nous réécrivons dans un premier temps le système d'équations (A.6) pour obtenir une expression des rayons et de la pression en fonction du débit

$$\begin{cases} \frac{dp}{d\dot{m}} = \frac{\rho v_\theta^2}{2\pi r^2 \rho v_z} \\ \frac{dr}{d\dot{m}} = \frac{1}{2\pi r \rho v_z} \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

On peut alors intégrer ces équations entre le moyeu ( $\dot{m} = 0$ ) et le carter ( $\dot{m} = \dot{m}_{amont}$ ). La pression statique au moyeu étant a priori inconnue, une méthode itérative doit être utilisée pour trouver la pression statique au moyeu garantissant que le rayon calculé en tête soit égal au rayon du carter. Pour intégrer les équations du système (A.7), nous utilisons la conservation de la rothalpie le long d'une ligne de courant qui s'écrit

$$h_{tr2} - \frac{1}{2}\Omega^2 r_2^2 = h_{tr1} - \frac{1}{2}\Omega^2 r_1^2 \quad (\text{A.8})$$

où  $h_{tr}$  est l'enthalpie totale relative,  $\Omega$  la vitesse de rotation de l'aube,  $r$  le rayon de la ligne de courant et les indices 1 et 2 correspondent aux stations de calcul à l'amont et à l'aval de la roue respectivement. De plus, nous prenons en compte les pertes réalisées à travers la roue lors du calcul de la pression totale relative

$$p_{tr2} = p_{tr1} - \frac{1}{2}\rho W_1^2 \omega \quad (\text{A.9})$$

où  $p_{tr}$  est la pression totale relative,  $W_1$  la vitesse relative à l'amont de la roue et  $\omega$  un coefficient de pertes obtenues grâce aux corrélations empiriques de Lieblein (1959a).

Ce coefficient de pertes permet d'estimer les pertes de profil et celles générées dans les couches limites au moyeu et au carter mais ne tient pas compte des pertes dues au tourbillon de jeu.

### Calcul de la géométrie

Une fois l'écoulement à l'amont et à l'aval de la roue parfaitement connu, il convient de calculer la géométrie de la roue qui produira cet écoulement. En premier lieu, nous vérifions si la déflexion que nous voulons imposer à l'écoulement est réaliste. En effet, la compression du fluide s'accompagne d'un gradient de pression adverse défavorable qui tend à faire décoller la couche limite sur les aubages si la cambrure est trop importante. Lieblein et al. (1953) étudient l'évolution des pertes de profil en fonction d'un paramètre représentant l'intensité de la diffusion dans le canal inter-aubes, le facteur de diffusion  $D$ . Ils observent une faible croissance linéaire des pertes avec le facteur de diffusion jusqu'à une valeur  $D = 0.6$  et une croissance exponentielle au delà. Cette valeur constitue donc un premier critère à respecter. Dans un deuxième temps, pour garantir la plus grande plage de fonctionnement de part et d'autre du point nominal ou pour obtenir un rendement important au point nominal, il faut connaître l'incidence avec laquelle placer le profil par rapport à l'écoulement pour obtenir le minimum de pertes, aussi nommée incidence optimale. De plus, le fluide n'est pas parfaitement guidé par les aubages et un écart, souvent appelé déviation, existe entre l'angle du métal au bord de fuite du profil et l'angle de l'écoulement. L'incidence optimale et la déviation dépendent principalement du nombre de Mach, de la solidité et de la cambrure des profils. Lieblein (1959b) a extrait des corrélations pour ces grandeurs, à partir de différents profils d'aubes et pour de nombreuses conditions géométriques et d'alimentation.

### A.1.2 Calcul de la plage de fonctionnement

Lors de la phase de conception d'une turbomachine, il est important de connaître, au moins approximativement, l'étendue de la plage de fonctionnement. Dans le cas de la conception de

l'ECL5, cela permet par exemple de s'assurer d'un taux de pression supérieur aux pertes du banc à faible vitesse de rotation. Pour calculer les points de fonctionnements à différents débits et vitesses de rotation, la procédure de conception est inversée. Au lieu de concevoir une roue satisfaisant des critères aérodynamiques, nous calculons, à partir d'une géométrie donnée, l'écoulement obtenu à l'aval de la roue. On utilise pour cela des corrélations empiriques similaires à celles utilisées dans la phase de conception mais valable pour des incidences différentes de l'incidence optimale. La variation du débit est obtenue en faisant varier la vitesse axiale en entrée, à grandeurs totales constantes.

## A.2 Validation de l'outil de calcul au point nominal

La méthode de calcul développée repose sur de nombreuses hypothèses :

- les pertes liées aux ondes de choc sont ignorées
- l'impact du tourbillon de jeu (pertes, sous-déflexion) n'est pas modélisé
- les pertes de profil ne prennent pas en compte la vitesse radiale dans le canal inter-aubes.

Pour vérifier la validité de cet outil, nous proposons de comparer le profil radial de l'écoulement à l'aval de la roue avec des résultats numériques obtenus à partir de simulations stationnaires 3D RANS.

Nous nous intéressons à un écoulement transsonique à travers une soufflante fonctionnant sans jeu. Cette configuration permet d'évaluer l'erreur réalisée en ne prenant pas en compte les pertes par ondes de chocs dans les canaux inter-aubes. La soufflante considérée est composée de 16 aubes dont le diamètre en tête est de 50cm. Le rapport  $R_{moyeu}/R_{carter}$  (*tip to hub ratio* dans la littérature anglophone) est constant dans la direction axiale et égal à 0.4. Au nominal, la vitesse de rotation est imposée à 9980rpm et le taux de pression visé à 30.7kgs est de 1.339.

Des simulations RANS 3D ont été réalisées pour valider l'outil de conception. Les calculs ont été réalisés avec le logiciel FineTurbo, le modèle Spalart-Allmaras est utilisé pour traiter la turbulence, le schéma spatial utilisé est décentré amont (*upwind* dans la littérature anglophone) avec une reconstruction aux interfaces du second ordre et un limiteur de Van Leer (1974).

Une vue de face d'un quart de la soufflante est présentée sur la Fig. A.1 ainsi qu'un champ de nombre de Mach dans une coupe à aube à 75% de hauteur de veine. On note la présence d'une poche supersonique sur l'extrados près du bord d'attaque terminée par une onde de choc droite.

Le Tbl. A.1 présente les performances prédites par l'outil 1D et les résultats numériques du calcul 3D. Compte tenu des hypothèses réalisées, on constate un bon accord entre les résultats numériques et les prédictions de l'outil de conception. Les rendements obtenus sont comparables mais le taux de pression et l'accroissement de température totale sont significativement surestimés. Les plus faibles valeurs obtenus par les résultats numériques sont certainement dues à la présence des couches limites au moyeu et au carter qui limitent la hauteur de veine effective.

Les grandeurs intégrales telles que les performances aérodynamiques ne permettent pas, à cause d'éventuelles compensations, d'évaluer sans ambiguïté les prédictions de l'outil 1D. Pour cette raison, nous proposons de comparer le profil radial de certaines variables aérodynamiques prédit par l'outil et celui obtenu par les calculs 3D. Nous choisissons pour cela quatre variables qui permettent, en l'absence de vitesse radiale, de définir entièrement l'écoulement : la pression

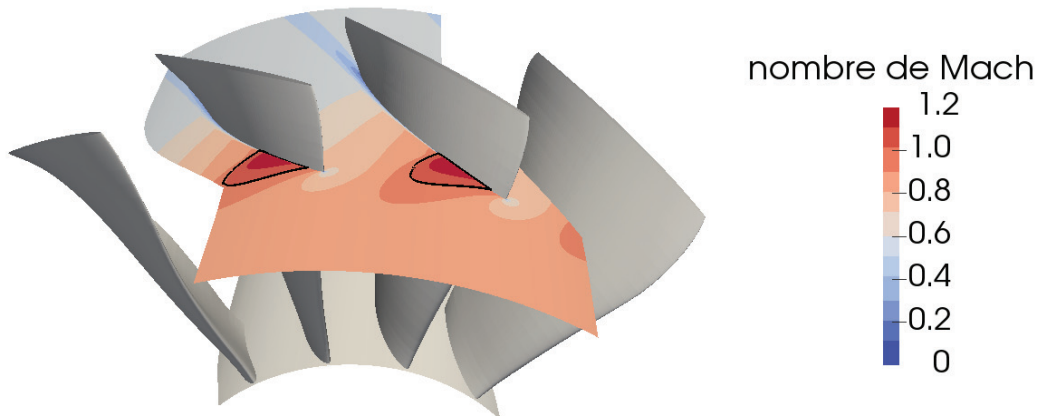


Figure A.1 – Vue de face de quatre aubes de la soufflante utilisée pour la validation et champ de nombre de Mach relatif à 75% de hauteur de veine

Tableau A.1 – Performances aérodynamiques prédites par l'outil 1D et les calculs RANS 3D

	$\dot{m}$ [kg s <sup>-1</sup> ]	$\pi_t$ [-]	$\Delta T_t$ [K]	$\eta_{is}$ [-]
outil 1D	30.7	1.339	27.6	0.925
calculs 3D	30.7	1.321	26.0	0.933
écart		1.4%	6%	0.8%

totale (ou, indifféremment, le taux de pression), la température totale et les composantes axiale et azimutale de la vitesse absolue. Ces grandeurs sont présentées en fonction de la hauteur de veine sur la Fig. A.2. On remarque que la surestimation du taux de pression et du travail occupe toute la hauteur de veine et est à première vue constante. Pour trouver l'origine de ces différences, nous avons tracé l'évolution de l'angle relatif avec la hauteur de veine. Si de larges différences sont présentes à 10% de hauteur, un très bon accord est observé dans la moitié supérieure de la veine ( $y/h \geq 50\%$ ), indiquant que les corrélations sur l'écart flux-profil sont performantes. La prédiction de la vitesse axiale est également de bonne qualité, avec toutefois des gradients moins forts que ceux obtenus numériquement.

Finalement, la bonne prédiction de la vitesse axiale et de l'angle relatif, au moins dans la partie supérieure de la veine, semblent indiquer que les composantes de la vitesse de l'écoulement sont correctement prédites. La surestimation de taux de pression pourrait provenir d'une mauvaise prédiction des pertes de profil par les corrélations empiriques. La confrontation de résultats numériques en cascade, dans le domaine de validité des corrélations, permettrait de poursuivre l'analyse. Nous jugeons toutefois la qualité des prédictions suffisantes pour une première étape de conception et une telle analyse ne sera pas menée dans le cadre de ce travail.



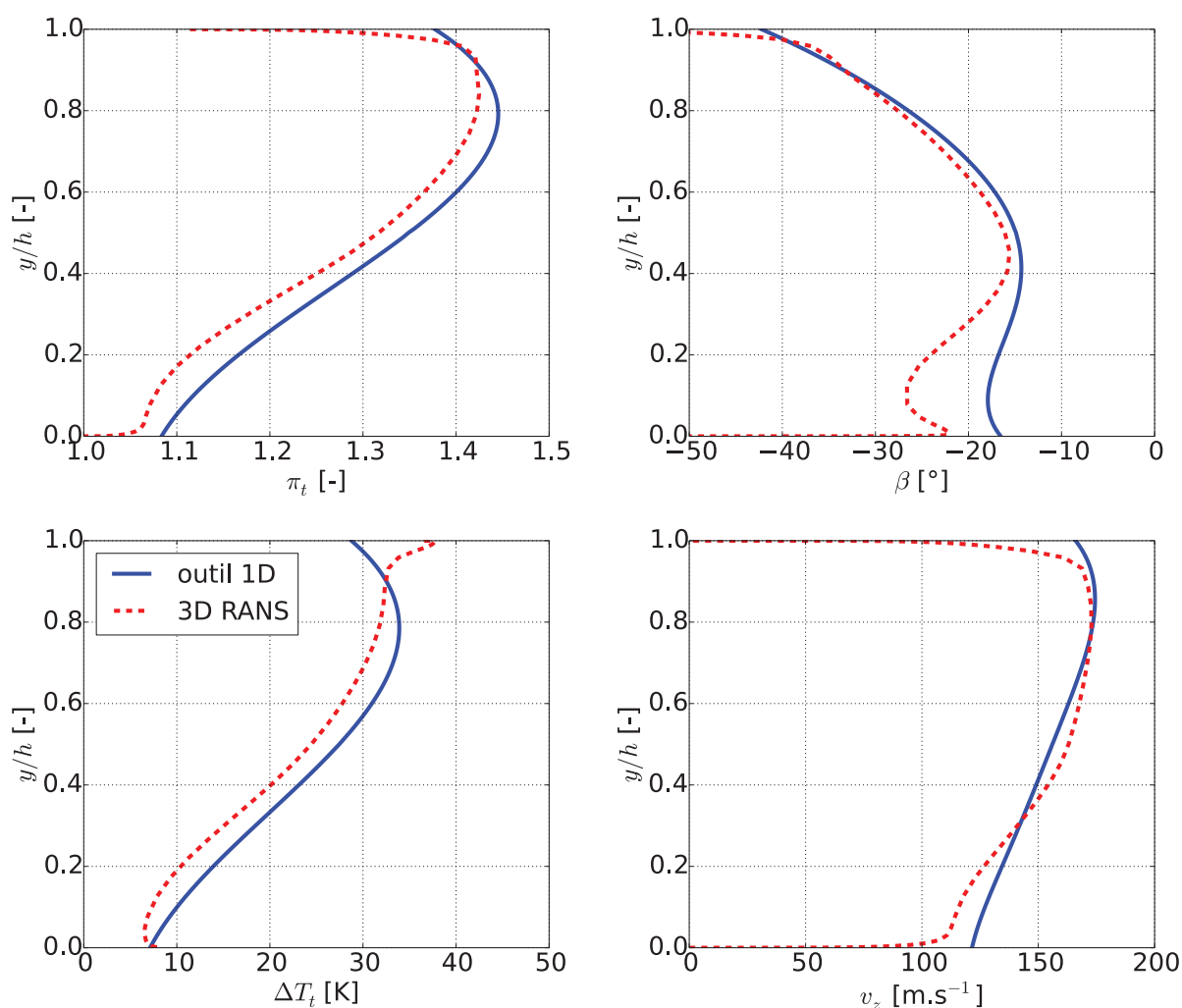


Figure A.2 – Taux de pression  $\pi_t$ , accroissement de température totale  $\Delta T_t$ , angle relatif  $\beta$  et vitesse axiale  $v_z$  à l'aval en fonction de la hauteur de veine, comparaison des prédictions de l'outil 1D avec les résultats d'un calcul 3D RANS

### A.3 Validation des performances hors nominal

Un de nos objectifs est de concevoir une soufflante pouvant opérer sur une plage de fonctionnement significative. Si l'estimation des performances au point nominal est relativement aisée, il en va tout autrement en s'éloignant de celui-ci. Lorsque l'incidence diminue, des ondes de chocs droites apparaissent dans le canal inter-aubes, augmentant les pertes et pouvant même bloquer le débit. A l'inverse, lorsque l'incidence augmente la couche limite s'épaissit sous l'effet du gradient de pression adverse jusqu'au décollement. La prédiction des performances hors nominal est rendue difficile par ces phénomènes locaux. Nous proposons donc d'évaluer la performance de notre outil pour différentes vitesses de rotation et en faisant varier le débit.

La plage de fonctionnement prédite par l'outil 1D est comparée avec des résultats numériques



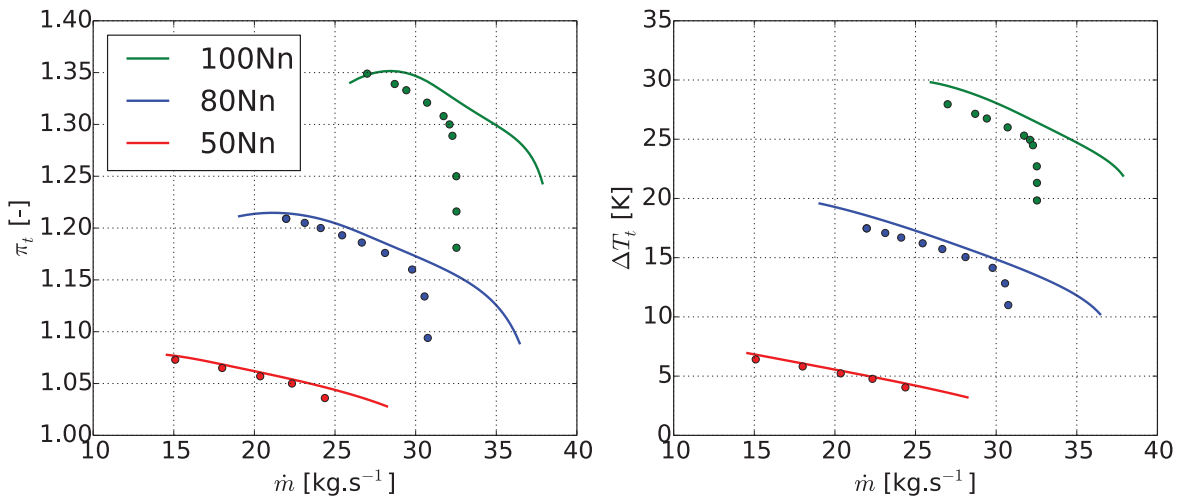


Figure A.3 – Taux de pression et accroissement de température totale réalisés à travers une roue isolée - comparaison des prédictions de l'outil de conception (traits pleins) avec des résultats numériques 3D (cercles)

sur la Fig. A.3.

On retrouve, à la vitesse de rotation nominale, une nette surestimation par l'outil 1D du taux de pression et de l'accroissement de température totale. Lorsque le débit approche du débit de blocage ( $\dot{m} = 32.5 \text{ kg s}^{-1}$ ), une chute brutale de taux de pression est obtenue par les calculs 3D. Dans l'outil de conception, aucun critère n'a été implémenté pour évaluer le débit de blocage ce qui explique l'évolution linéaire du taux de pression dans cette zone.

A gauche du point de fonctionnement nominal l'évolution prédite par l'outil 1D résulte de la combinaison de deux lois :

- le taux de pression augmente avec la déflexion, qui augmente linéairement avec l'incidence
- les pertes augmentent exponentiellement avec l'incidence (évolution donnée par les corrélations empiriques)

Ces deux effets ont pour conséquence un fort gradient négatif du taux de pression près du point nominal, où les pertes sont faibles, puis, lorsque le débit diminue, le gradient diminue également jusqu'à atteindre une valeur nulle à  $\dot{m} = 28.5 \text{ kg s}^{-1}$ . Au delà de ce plateau, le taux de pression chute à cause de l'augmentation rapide des pertes. Les calculs 3D montrent quant à eux un gradient constant jusqu'au débit minimal  $\dot{m} = 27.0 \text{ kg s}^{-1}$ , débit en deçà duquel les calculs ne convergent pas vers une solution stationnaire. Ceci peut s'expliquer par la nature transsonique de l'écoulement à cette vitesse de rotation. En effet, une onde de choc apparaît sur l'extrados et modifie les conditions d'alimentation (en particulier l'incidence) de l'aube adjacente. Ceci peut retarder le décrochage du profil et expliquer la différence de tendance entre les prédictions de l'outil 1D et les résultats numériques.

Pour une vitesse de rotation  $\Omega = 0.80 \text{ Nn}$ , la surestimation du taux de pression et de l'accroissement de température totale est moins importante qu'à la vitesse nominale. Le débit de blocage est pour ce régime égal à  $32.5 \text{ kg s}^{-1}$ . A bas débit, l'outil 1D prédit un gradient nul de taux de

pression à  $32.5 \text{ kg s}^{-1}$  mais l'absence de résultat stationnaire à ce débit ne nous permet pas de comparer cette valeur aux résultats numériques.

Pour une vitesse de rotation  $\Omega = 0.50Nn$ , l'écoulement est entièrement subsonique et l'accord entre les prédictions de l'outil 1D et les résultats numérique est excellent, sur le taux de pression comme sur l'accroissement de température totale. Cette observation semble indiquer que la principale source d'erreur à haut régime de rotation vient de la nature transsonique de l'écoulement.

Finalement, la confrontation de l'outil de conception et de calculs 3D a permis de dresser les conclusions suivantes :

- les prédictions sont de très bonne qualité à régime partiel lorsque l'écoulement est subsonique, permettant ainsi de vérifier l'opérabilité de la machine à basse vitesse ;
- le taux de pression et l'accroissement de température totale sont surestimés de plus en plus fortement lorsque la vitesse de rotation augmente.

Dans le cadre de la conception d'un turboréacteur, un tel outil de pré-dimensionnement doit être capable de correctement prédire le taux de pression et le rendement atteints au point nominal. Il est alors souhaitable de prendre en compte une physique plus complète (par exemple en modélisant l'effet des ondes de choc), voire d'utiliser des règles empiriques, ou corrélations, obtenues sur des configurations antérieures.

En ce qui concerne ces travaux de thèse, la vocation de l'outil de pré-dimensionnement est d'explorer la plage de fonctionnement, principalement à basse vitesse, pour garantir l'opérabilité du rotor pour des conditions de fonctionnement représentatifs de atterrissage ( $\approx 50Nn$ ). Le programme présenté satisfaisant cet objectif, l'amélioration de la prédiction au régime nominale n'a pas été entreprise.

# Bibliographie

- J. Adamczyk, W. Stevans, and R. Jutras. Supersonic stall flutter of high-speed fans. *Journal of Engineering and Power*, 104, 1982.
- N. Andrinopoulos, D. Vogt, J. Hu, and T. Fransson. Design and testing of a vibrating test object for investigating fluid-structure interaction. In *ASME Paper GT2008-50740*, 2008.
- M. Aotsuka and T. Murooka. Design and testing of a vibrating test object for investigating fluid-structure. In *ASME Paper GT2008-50740*, 2008.
- H. Atassi, J. Fang, and P. Ferrand. Acoustic blockage effects in unsteady transonic nozzle and cascade flows. In *33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 1995.
- B. Baldwin and H. Lomax. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. In *16th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Huntsville, AL, 1978.
- J. Bardina, P. Huang, and T. Coakley. Turbulence modeling validation. Technical Report TM 110446, NASA, april 1997.
- G. Benefice. *Développement d'une méthode de couplage partitionné fort en vue d'une application aux turbomachines*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, France, 2015.
- T. Bogar, M. Sajben, and J. Kroutil. Characteristic frequencies of transonic diffuser flow oscillations. *AIAA Journal*, 21(9), september 1983.
- J. Boussinesq. Théorie de l'écoulement tourbillant. *Mem. Présentés par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr.*, 1877.
- P. Bradshaw, B. Launder, and L. J.L. Collaborative testing of turbulence models. In *29th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 1991.
- O. Bron. Acoustic blockage theory in three dimensional nozzle. Master's thesis, KTH/ECL, Stockholm, Sweden / Lyon, France, 1997.
- O. Bron. *Numerical and experimental study of the Shock-Boundary Layer Interaction in Transonic Unsteady Flow*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, France, 2004.

- P. Bruce and H. Babinsky. Unsteady shock wave dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, 603 : 463--473, 2008.
- P. Bruce, D. Burton, N. Titchener, and H. Babinsky. Corner effect and separation in transonic channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 679 :247--262, 2011.
- M. Buffat. Modélisation numérique des écoulements compressibles. [http://ufrmeca.univ-lyon1.fr/~buffat/COURS/AERO\\_HTML/node55.html](http://ufrmeca.univ-lyon1.fr/~buffat/COURS/AERO_HTML/node55.html), 2007. Accessed : 2016-08-24.
- R. Bur, R. Benay, A. Galli, and P. Berthouze. Experimental and numerical study of forced shock-wave oscillations in a transonic channel. *Aerospace science and technology*, 10(4) :265--278, 2006.
- F. O. Carta. Coupled blade-disk-shroud flutter instabilities in turbojet engine rotors. *Journal of Engineering for Power*, 89(3) :419--426, 1967.
- Y. Chen and S. Kim. Computation of turbulent flows using an extended  $k-\varepsilon$  closure model. Technical Report CR-179204, NASA, october 1981.
- A. Collar. The expanding domain of aeroelasticity. *Journal of the Royal Aeronautical Society*, 50, 1946.
- A. Costanzo. Experimental investigation of shock wave-boundary layer interaction on a generic oscillating bump. Master's thesis, KTH, Stockholm, Sweden, 2014.
- E. Dowell, R. Clark, D. Cox, et al. *A modern course in aeroelasticity*, volume 3. Springer, 2004.
- D. Driver. Reynolds shear stress measurements in a separated boundary layer flow. In *22nd AIAA Fluid Dynamics, Plasma Dynamics, and Lasers Conference*, Honolulu, HI, 1991.
- D. Driver, H. Seegmiller, and J. Marvin. Time-dependent behavior of a reattaching shear layer. *AIAA Journal*, 25(7), 1987.
- P. Dupont, S. Piponnier, A. Sidorenko, and J. Debiève. Investigation of an oblique shock reflection with separation by piv measurements. *AIAA Journal*, 46(6), 2008.
- P. Durbin. On the  $k - \varepsilon$  stagnation point anomaly. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 17(1), february 1996.
- J. Délerly. Physical introduction. In *Shock Wave-Boundary-Layer Interactions*. H. Babinsky and J.K. Harvey, 2011.
- J. Fang and H. Atassi. Reynolds shear stress measurements in a separated boundary layer flow. In *6th ISUAAAT*, Notre-Dame, IN, 1991.
- J. Fang and H. M. Atassi. Compressible flows with vortical disturbances around a cascade of loaded airfoils. In *Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics, and Aeroelasticity of Turbomachines and Propellers*, pages 149--176. Springer, 1993.

- P. Ferrand. *Étude théorique des écoulements instationnaires en turbomachine axiale. Application au flottement de blocage*. PhD thesis, Univ. Claude Bernard Lyon 1, Lyon, France, 1986.
- H. Ferria. Experimental campaign on a generic model for fluid structure interaction studies. Master's thesis, KTH, Stockholm, Sweden, 2007.
- T. Fransson. Aeroelasticity in axial flow turbomachines, 1999.
- GE Reports. We've Got An Exclusive Look At Boeing's Brand New 737 MAX Jet. <http://www.gereports.com/weve-got-an-exclusive-look-at-boeing-brand-new-737-max-jet/>, 2016. Accessed : 2016-09-21.
- G. Gerolymos and I. Vallet. Near-wall reynolds-stress 3d transonic flows computation. *AIAA Journal*, 35(2), 1997.
- G. Gerolymos, E. Sauret, and I. Vallet. Contribution to the single-point-closure Reynolds-stress modelling of inhomogeneous flow. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics Journal*, 17, 2004.
- S. Godunov. A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics. *Matematicheskii Sbornik*, 89(3) :271--306, 1959.
- K. Hall and C. Lorence. Calculation of three-dimensional unsteady flows in turbomachinery using the linearized harmonic euler equations. *Journal of Turbomachinery*, 115, 1993.
- C. D. Harris. Two-dimensional aerodynamic characteristics of the NACA 0012 airfoil in the Langley 8 foot transonic pressure tunnel. Technical Report 19810014503, NASA Langley Research Center, april 1981.
- L. He and J. Denton. Three-dimensional time-marching inviscid and viscous solutions for unsteady flows around vibrating blades. *Journal of Turbomachinery*, 116, 1994.
- K. Isomura and M. Giles. A numerical study of flutter in a transonic fan. *Journal of Turbomachinery*, 120(3), 1998.
- A. Jameson. Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings. In *10th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, Honolulu, HI, 1991.
- A. Jameson, W. Schmidt, and E. Turkel. Numerical solution of the euler equations by finite volume methods using runge-kutta time-stepping schemes. In *14th AIAA Fluid and Plasma Dynamic Conference*, Palo Alto, CA, 1981.
- D. A. Johnson and L. King. A mathematically simple turbulence closure model for attached and separated turbulent boundary layers. *AIAA journal*, 23(11) :1684--1692, 1985.
- R. Jutras, R. Fost, R. Chi, and B. Beacher. Subsonic/transonic stall flutter investigation of a rotating rig. Technical Report CR-174625, NASA, 1981.

- M. Kandula and D. C. Wilcox. An examination of  $k-\omega$  turbulence model for boundary layers, free shear layers and separated flows. In *26th AIAA Fluid Dynamics Conference*, San Diego, CA, 1995.
- M. Kato and B. Launder. The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders. In *9th Symposium on Turbulent Shear Flows*, Kyoto, Japan, 1993.
- J. Kok. Resolving the dependence on freestream values for the  $k-\omega$  turbulence model. *AIAA Journal*, 38(7), july 2000.
- A. Kolmogorov. Equations of turbulent motion of an incompressible flow. In *Proceedings of the USSR Academy of Sciences, Serie Physics*, Kazan, Russia, 1942.
- D. Kozulovic, T. Röber, E. Kuegeler, and D. Nürnberger. Modifications of a two-equation turbulence model for turbomachinery fluid flows. In *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*, Dresden, Germany, 2004.
- S. Labit. *Formulations temporelle et fréquentielles pour la simulation numérique d'écoulements transsoniques en oscillations forcées*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France, 2014.
- S. Labit, M. Philit, J.-C. Chassaing, S. Aubert, and P. Ferrand. Frequency-domain navier-stokes computations of transonic nozzle flows. In *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCOMAS 2012)*, Vienna, Austria, 2012.
- S. Labit, J.-C. Chassaing, M. Philit, S. Aubert, and P. Ferrand. Time-harmonic Navier-Stokes computations of forced shock-wave oscillations in a transonic nozzle. *Computers and Fluids*, 127, 2016.
- B. Launder, G. J. Reece, and W. Rodi. Progress in the development of a reynolds-stress turbulence closure. *Journal of fluid mechanics*, 68(03) :537--566, 1975.
- S. Lieblein. Loss and stall analysis of compressor cascades. *Journal of Basic Engineering*, 81, 1959a.
- S. Lieblein. Incidence and deviation angle correlations for compressor cascades. Technical Report CR E548, NASA, 1959b.
- S. Lieblein, F. Schwenk, and R. Broderick. Diffusion factor for estimating losses and limiting blade loadings in axial-flow-compressor blade elements. Technical Report RM E53DO1, NACA, june 1953.
- J. Lumley. Toward a turbulent constitutive relation. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(02), 1970.
- J. Marshall and M. Imregun. A review of aeroelasticity methods with emphasis on turbomachinery applications. *Journal of Fluids and Structure*, 10, 1996.
- D. Mavriplis, J. Vassberg, E. Tinoco, M. Mani, O. Brodersen, B. Eisfeld, R. Wahls, J. Morrison, T. Zickuhr, D. Levy, and M. Mitsuhiro. Grid quality and resolution issues from the drag prediction workshop series. *Journal of Aircraft*, 46(3), 2009.

- F. Menter. Performance of popular turbulence models for attached and separated adverse pressure gradient flows. *AIAA Journal*, 30(8), august 1992a.
- F. Menter. Improved two-equation  $k-\omega$  turbulence models for aerodynamic flows. Technical Report 0153271, NASA, october 1992b.
- F. Menter. Zonal two equation  $k-\omega$  turbulence models for aerodynamic flows. In *24th AIAA Fluid Dynamics Conference*, Orlando, FL, 1993.
- J. Moore and J. Moore. Realizability in two-equation turbulence models. In *30th AIAA Fluid Dynamics Conference*, Norfolk, VA, 1999.
- M. E. Olsen, T. J. Coakley, and D. Kwak. The lag model, a turbulence model for wall bounded flows including separation. 2001.
- M. Philit. *Modélisation, simulation et analyse des instationnarités en écoulement transsonique décollé en vue d'application à l'aéroélasticité des turbomachines*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, France, 2013.
- M. Philit, L. Blanc, S. Aubert, W. Lolo, P. Ferrand, and F. Thouverez. Frequency parametrization to numerically predict flutter in turbomachinery. In *4th International Conference on Computational Methods for Coupled Problems in Science and Engineering*, Kos, Greece, 2011.
- M. Philit, P. Ferrand, S. Labit, J.-C. Chassaing, S. Aubert, and T. Fransson. Derivated turbulence model to predict harmonic loads in transonic separated flows over a bump. In *28th International Congress of Aeronautical Sciences*, 2012.
- S. Piponniau, J. Dussauge, J. Debieve, and P. Dupont. A simple model for low-frequency unsteadiness in shock-induced separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 629, 2009.
- A. Placzek and A. Dugeai. Numerical prediction of the aeroelastic damping using multi-modal dynamically coupled simulations of a 360 fan configuration. In *Proceedings of the International Forum of Aeroelasticity and Structural Dynamics (IFASD)*, 2011.
- S. B. Pope. An explanation of the turbulent round-jet/plane-jet anomaly. *AIAA Journal*, 16(3), march 1978.
- L. Prandtl. Bericht über untersuchungen zur ausgebildeten turbulenz. *Z. Angew. Math. Mech*, 5 (2) :136--139, 1925.
- Pratt & Whitney. PW1100G-JM Engine Product Card. [http://pw.utc.com/Content/Press\\_Kits/pdf/ce\\_pw1100g\\_pCard.pdf](http://pw.utc.com/Content/Press_Kits/pdf/ce_pw1100g_pCard.pdf), 2016. Accessed : 2016-08-31.
- Q. Rendu, M. Philit, S. Labit, J.-C. Chassaing, Y. Rozenberg, S. Aubert, and P. Ferrand. Time-linearized and harmonic balance Navier-Stokes computations of a transonic flow over an oscillating bump. In *11th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics & Aeroelasticity of Turbomachines*, Stockholm, Sweden, 2015a.



- Q. Rendu, M. Philit, Y. Rozenberg, S. Aubert, and P. Ferrand. Regularization of Wilcox (2006)  $k$ - $\omega$  turbulence model and validation on shock-wave/boundary layer interaction. In *12th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows*, Lerici, Italy, 2015b.
- Q. Rendu, Y. Rozenberg, S. Aubert, and P. Ferrand. Investigation of shock-wave/boundary-layer interaction on aeroelastic stability : towards active control. In *ASME Paper GT2016-57302*, Seoul, South Korea, 2016.
- W. Rodi. Experience with two-layer models combining the  $k$ - $\varepsilon$  model with a one-equation model near the wall. In *29th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 1991.
- P. Roe. Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. *Journal of computational physics*, 43(2) :357--372, 1981.
- Rolls-Royce. *The jet engine*. RR plc, 1986.
- Safran Aircraft Engines. LEAP-1A : moteur de l'Airbus A320neo. <http://www.safran-aircraft-engines.com/fr/moteurs-civils/avions-court-et-moyen-courriers/leap/leap-1a>, 2016. Accessed : 2016-08-31.
- M. Sajben, T. J. Bogar, and J. Kroutil. Forced oscillations experiments in supercritical diffuser flows. *AIAA Journal*, 22(4), april 1984.
- J. Salmon, T. Bogar, and M. Sajben. Laser doppler velocimeter measurements in unsteady, separated, transonic diffuser flows. *AIAA Journal*, 21(12), december 1983.
- A. Sanders, K. Hassan, and D. Rabe. Experimental and numerical study of stall flutter in a transonic low aspect-ratio fan blisk. In *ASME Paper GT2003-38353*, Atlanta, GA, 2003.
- L. Smati, S. Aubert, and P. Ferrand. Numerical study of unsteady shock motion to understand transonic flutter. *Proceedings of Euromech 349 on Simulation of fluid-structure interaction in aeronautics*, 1996.
- L. Smati, S. Aubert, P. Ferrand, and F. Masao. Comparison of numerical schemes to investigate blade flutter. *Proceedings of the 8th International Symposium of Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines*, 1997.
- D. Smith, B.R.Driver. A near wall model for the  $k$ - $l$  two equation turbulence model. In *25th AIAA Fluid Dynamics Conference*, Colorado Springs, CO, 1994.
- L. Soulat. *Définition, analyse et optimisation aérodynamique d'un nouveau concept de traitement de carter au moyen d'outils numériques. Application aux turbomachines basse vitesse*. PhD thesis, PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2010.
- L. Souverein, B. Van Oudheusden, F. Scarano, and P. Dupont. Application of a dual-plane particle image velocimetry (dual-piv) technique for the unsteadiness characterization of a shock wave turbulent boundary layer interaction. *Journal of Measurement Science and Technology*, 20, 2009.



- P. Spalart and S. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *30th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 1992.
- A. Srinivasan. Flutter and resonant vibration characteristics of engine blades. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 119(4) :742--775, 1997.
- R. Srivastava, D. Huff, L. N. Sankar, and T. Reddy. Application of an efficient hybrid scheme for aeroelastic analysis of advanced propellers. *Journal of propulsion and power*, 7(5) :767--775, 1991.
- R. Srivastava, M. Bakhle, and T. Keith. Numerical simulation of aerodynamic damping for flutter analysis of turbomachinery blade rows. *Journal of Propulsion and Power*, 19(2) :260--267, 2003.
- H. Stargardt. Subsonic/transonic stall flutter study. Technical Report CR-165256, NASA, 1979.
- C. Strahle. Stagnation point flows with freestream turbulence - the matching condition. *AIAA Journal*, 23(11), november 1985.
- E. Szechenyi. Understanding fan blade flutter through linear cascade aeroelastic testing. In *AGARD Manual : Aeroelasticity in axial-flow turbomachines vol.1*. Platzer, M.F. & Carta, F.O., 1987.
- A. Tateishi, T. Watanabe, T. Himeno, M. Aotsuka, and T. Murooka. Stall flutter analysis of a transonic fan based on fully-coupled fsi and aeroelastic mode identification. In *11th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics & Aeroelasticity of Turbomachines*, Stockholm, Sweden, 2015.
- K. E. Tatum and G. Giles. Integrating nonlinear aerodynamic and structural analysis for a complete fighter configuration. *Journal of Aircraft*, 25(12) :1150--1156, 1988.
- J. Tyler and T. Sofrin. Axial flow compressor noise studies. Technical report, SAE Technical Paper, 1962.
- M. Vahdati and N. Cumpsty. Aeroelastic instability in transonic fans. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 138, february 2016.
- M. Vahdati, A. Sayma, J. Marshall, and M. Imregun. Mechanisms and prediction methods for fan blade stall flutter. *Journal of Propulsion and Power*, 17(5), 2001.
- M. Vahdati, G. Simpson, and M. Imregun. Mechanisms for wide-chord fan blade flutter. *Journal of Turbomachinery*, 133(4), 2011.
- H. A. Van der Vorst. *Iterative Krylov methods for large linear systems*, volume 13. Cambridge University Press, 2003.
- B. Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. ii. monotonicity and conservation combined in a second-order scheme. *Journal of computational physics*, 14(4) :361--370, 1974.

- B. Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. v. a second-order sequel to godunov's method. *Journal of computational Physics*, 32(1) :101--136, 1979.
- J. Verdon. Linearized unsteady aerodynamic theory. In *AGARD Manual : Aeroelasticity in axial-flow turbomachines vol.1*. Platzer, M.F. & Carta, F.O., 1987.
- J. J. Waite and R. E. Kielb. Shock structure, mode shape, and geometric considerations for low-pressure turbine flutter suppression. In *ASME Paper GT2016-56706*, 2016.
- N. Waterson and H. Deconinck. Design principles for bounded higher-order convection schemes--a unified approach. *Journal of Computational Physics*, 224(1) :182--207, 2007.
- D. Whitehead. The vibration of cascade blades treated by actuator disk methods. *Proceedings of I. Mech. E.*, 173, 1959.
- D. C. Wilcox. Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11), november 1988.
- D. C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD, Third Edition*. DCW Industries, Inc., 2006. ISBN 978-1-928729-08-2 (1-928729-08-8).
- D. C. Wilcox. Formulation of the  $k-\omega$  turbulence model revisited. *AIAA Journal*, 46(11), november 2008.

Direction de la Recherche  
et des Etudes Doctorales (DRED)

**Service des Etudes Doctorales**

Bâtiment l'Atrium  
43, Boulevard du 11 Novembre 1918  
69622 VILLEURBANNE Cedex

Affaire suivie par : Nathalie ROGLIN  
Téléphone : 04.72.43.27.45  
Courriel : [nathalie.roglin@univ-lyon1.fr](mailto:nathalie.roglin@univ-lyon1.fr)

Villeurbanne, le 19 DEC. 2016

**Monsieur Quentin RENDU**

16 rue Lainerie  
69005 Lyon

Monsieur,

Conformément à l'article 17 de l'arrêté du 25 mai 2016, et après avoir pris connaissance des rapports établis par :

- **Madame Marianna BRAZA**
- **Madame Paola CINNELLA**

J'ai l'honneur de vous faire connaître que je vous autorise à soutenir votre thèse devant le jury suivant :

- **Monsieur Stéphane AUBERT**, Professeur des Universités ; Ecole Centrale de Lyon
- **Madame Marianna BRAZA**, Directrice de Recherche ; CNRS Toulouse
- **Madame Paola CINNELLA**, Professeure des Universités ; Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers Paris
- **Monsieur Jean-Paul DUSSAUGE**, Directeur de Recherche ; CNRS Marseille
- **Monsieur Pascal FERRAND**, Directeur de Recherche ; CNRS Ecully
- **Monsieur Eric GONCALVES**, Professeur des Universités ; Ecole Nationale Supérieure Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers
- **Monsieur Marc JACOB**, Maître de Conférences ; Université Lyon 1
- **Madame Ivana VINKOVIC**, Professeure des Universités ; Université Lyon 1

Je vous prie d'agréer, Monsieur, l'expression de mes salutations distinguées.

Pour le Président, et par délégation,  
le Vice-Président Recherche,

  
Fabrice VALLÉE



# UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

## Président de l'Université

Président du Conseil Académique

Vice-président du Conseil d'Administration

Vice-président du Conseil Formation et Vie Universitaire

Vice-président de la Commission Recherche

Directrice Générale des Services

**M. le Professeur Frédéric FLEURY**

M. le Professeur Hamda BEN HADID

M. le Professeur Didier REVEL

M. le Professeur Philippe CHEVALIER

M. Fabrice VALLÉE

Mme Dominique MARCHAND

## **COMPOSANTES SANTE**

Faculté de Médecine Lyon Est – Claude Bernard

Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud – Charles Mérieux

Faculté d'Odontologie

Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation

Département de formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine

Directeur : M. le Professeur G.RODE

Directeur : Mme la Professeure C. BURILLON

Directeur : M. le Professeur D. BOURGEOIS

Directeur : Mme la Professeure C. VINCIGUERRA

Directeur : M. X. PERROT

Directeur : Mme la Professeure A-M. SCHOTT

## **COMPOSANTES ET DEPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE**

Faculté des Sciences et Technologies

Département Biologie

Département Chimie Biochimie

Département GEP

Département Informatique

Département Mathématiques

Département Mécanique

Département Physique

UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives

Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon

Polytech Lyon

Ecole Supérieure de Chimie Physique Electronique

Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1

Ecole Supérieure du Professorat et de l'Education

Institut de Science Financière et d'Assurances

Directeur : M. F. DE MARCHI

Directeur : M. le Professeur F. THEVENARD

Directeur : Mme C. FELIX

Directeur : M. Hassan HAMMOURI

Directeur : M. le Professeur S. AKKOUCHE

Directeur : M. le Professeur G. TOMANOV

Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID

Directeur : M. le Professeur J-C PLENET

Directeur : M. Y.VANPOULLE

Directeur : M. B. GUIDERDONI

Directeur : M. le Professeur E.PERRIN

Directeur : M. G. PIGNAULT

Directeur : M. le Professeur C. VITON

Directeur : M. le Professeur A. MOUGNIOTTE

Directeur : M. N. LEBOISNE