HAL open science

Simulation numérique du tremblement transsonique et optimisation de formes

David Alfano

To cite this version:

David Alfano. Simulation numérique du tremblement transsonique et optimisation de formes. Sciences de l'ingénieur [physics]. Arts et Métiers ParisTech, 2007. Français. NNT : 2007ENAM0011 . pastel-00003207

HAL Id: pastel-00003207

https://pastel.hal.science/pastel-00003207v1

Submitted on 7 Jan 2008

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 : 2007 ENAM 0011

Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

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

THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

de

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE D'ARTS ET MÉTIERS

Spécialité : Mécanique

présentée et soutenue publiquement

par

David Alfano

le 25 juin 2007

Simulation numérique du tremblement transsonique et optimisation de formes

Directeur de thèse : **Pr. Alain Lerat**
Co-directeur de thèse : **Pr. Christophe Corre**

devant le jury composé de :

M. Christophe Corre	Professeur à l'ENSHMG, Grenoble	examinateur
M. Sébastien Deck	Ingénieur de recherche à l'ONERA, Châtillon	examinateur
M. Azeddine Kourta	Chargé de recherche au CNRS, Toulouse	rapporteur
M. Alain Lerat	Professeur à l'ENSAM, Paris	examinateur
M. Pierre Sagaut	Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie, Paris	examinateur
M. Christian Tenaud	Chargé de recherche au CNRS, Orsay	rapporteur

Laboratoire de Simulation Numérique en Mécanique des Fluides

ENSAM – CER de Paris

L'ENSAM est un Grand Établissement dépendant du Ministère de l'Éducation Nationale, composé de huit centres :
AIX-EN-PROVENCE ANGERS BORDEAUX CHÂLONS-EN-CHAMPAGNE CLUNY LILLE METZ PARIS

Remerciements

Je remercie Alain Lerat, directeur du Laboratoire SINUMEF, pour son accueil, ses conseils avisés, et son support matériel continu durant toute ma présence au laboratoire. Je tiens aussi à remercier mon encadrant Christophe Corre pour sa patience devant ma curiosité certaines fois tous azimuts, ses conseils à des tournants importants de mon travail, ainsi que ses relectures en étant éloigné géographiquement.

J'exprime ma gratitude à Christian Tenaud et Azeddine Kourta, rapporteurs de mes travaux, pour l'examen attentif, curieux et intéressé qu'ils ont porté à mon mémoire.
Je tiens par ailleurs à remercier Pierre Sagaut et Sébastien Deck pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Mes remerciements les plus vifs sont pour Bertrand Michel et Jean-Christophe Robinet. L'aide de Bertrand, grand sorcier d'un ensemble de choses trop long pour être énuméré ici, puis sa collaboration, m'ont été cruciales. J'espère avoir le plaisir un jour de retravailler avec lui.
Jean-Christophe, vrai scientifique, a su se montrer assez fin psychologue pour souvent trouver les mots pour rendre ma vision des choses, professionnelles ou personnelles, plus constructive. En particulier lorsque tous les ennuis, plus ou moins graves, étaient présents en même temps. Je sais tout ce que je dois à Jean-Christophe, j'espère simplement pouvoir le lui rendre.
Merci aussi aux autres membres du laboratoire, présents ou passés, Jean-Philippe Boin, Virginie Daru, Xi Du, Fabrice Falissard, Patrick Kuszla, Thomas Le Garrec, Xavier Merle, Farid Oukaci, et Mazen Zaki pour leur contact enrichissant ou drôle parfois ... Je tiens tout particulièrement à distinguer la patience et la gentillesse de mes voisins de bureau Frédéric Alizard et Pascal Joubert de La Motte, qui ont su me supporter.
Dans le cadre de ma charge d'enseignement à l'ENSAM, je tiens aussi à remercier Ivan Dobrev pour avoir pris le temps de me guider dans l'utilisation des installations expérimentales, notamment la soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides.

Enfin, il est temps pour moi de remercier mon entourage.
Ma femme Karin tout d'abord, ma première supportrice, qui a eu une patience d'ange en m'écoutant expliquer des points de difficulté ou de satisfaction qui n'ont pas toujours dû lui sembler très clairs.
Mes parents Leonardo et Rosa ensuite, qui m'ont toujours offert la possibilité de suivre mes envies professionnelles. J'espère simplement arriver à faire preuve d'autant de courage et de droiture qu'eux. La pudeur filiale me pousse à m'en tenir là.
Certains ont su rendre mon séjour parisien (moi, le rat des champs ...) moins douloureux. Je pense en particulier à mes copains de galère de la CRF de Paris 13. Merci à toute la DL de m'avoir aidé à mieux me connaître.

Table des matières

Remerciements **i**

Table des matières **iii**

Table des figures **v**

Introduction **1**

1 Etat de l'art sur le tremblement transsonique **9**
1.1 Caractérisation et origine du tremblement 9
1.2 Résultats expérimentaux disponibles 22
1.3 Simulation du tremblement 26
1.4 Contrôle du tremblement 37

2 Méthodes et modèles employés **51**
2.1 Equations RANS 52
2.1.1 Equations de Navier-Stokes instantanées 52
2.1.2 Modèles de turbulence de type RANS 54
2.2 Modèles de turbulence employés 55
2.2.1 Modèle de Baldwin-Lomax 55
2.2.2 Modèle $k - \varepsilon$ de Launder et Sharma 56
2.2.3 Modèle $k - \omega$ de Menter 58
2.3 Critères de réalisabilité 60
2.3.1 Introduction 60
2.3.2 Passage du modèle $k - \omega$ BSL au modèle $k - \omega$ SST 61
2.3.3 Réalisabilité appliquée aux modèles $k - \varepsilon$ 61
2.4 Modélisation hybride de la turbulence 63
2.4.1 Moyennes et filtrage 63
2.4.2 Différentes stratégies de couplage ou d'hybridation 66
2.4.3 Méthodes hybrides 68
2.4.4 Quelques aspects remarquables de méthodes hybrides de modélisation de la turbulence 74
2.5 Méthodes numériques 81
2.5.1 Schémas de discrétisation spatiale 81
2.5.2 Schéma de discrétisation temporelle 89

3 Validations **91**
3.1 Profil RAE2822 . . . 91
3.1.1 Présentation du cas-test . . . 91
3.1.2 Paramètres numériques . . . 92
3.1.3 Influence du domaine de calcul . . . 93
3.1.4 Influence du modèle de turbulence . . . 95
3.1.5 Influence des modifications de réalisabilité . . . 99
3.1.6 Conclusions sur le cas RAE2822 . . . 101
3.2 Lentille biconvexe d'épaisseur 18% . . . 106
3.2.1 Présentation du cas-test . . . 106
3.2.2 Paramètres numériques . . . 106
3.2.3 Influence du domaine de calcul . . . 107
3.2.4 Influence du modèle de turbulence . . . 110
3.2.5 Influence des limiteurs . . . 113
3.2.6 Remarques sur le tremblement calculé avec divers modèles . . . 117
3.2.7 Conclusions sur le cas de la lentille biconvexe d'épaisseur 18% . . . 121

4 Tremblement transsonique sur profils supercritiques **123**
4.1 Introduction . . . 123
4.2 Profil RA16SC1 . . . 124
4.2.1 Paramètres de calcul . . . 124
4.2.2 Comparaison préliminaire . . . 127
4.2.3 Dynamique du phénomène . . . 129
4.2.4 Influence du maillage . . . 135
4.2.5 Comportement de la fonction d'hybridation . . . 139
4.3 Profil OAT15A-CA . . . 146
4.3.1 Introduction . . . 146
4.3.2 Paramètres de calcul . . . 146
4.3.3 Essais préliminaires . . . 147
4.3.4 Dynamique du phénomène . . . 150
4.3.5 Influence du maillage . . . 155
4.3.6 Comportement de la fonction d'hybridation . . . 158
4.4 Conclusions sur la simulation du tremblement sur profils supercritiques . . . 165
4.4.1 Cas du profil RA16SC1 . . . 165
4.4.2 Cas du profil OAT15A-CA . . . 166

5 Optimisation de formes pour le tremblement **169**
5.1 Outils numériques . . . 171
5.1.1 Algorithme d'optimisation . . . 171
5.1.2 Couplage de l'algorithme génétique et des codes de simulation . . . 173
5.2 Formulation du problème : paramétrisation et objectifs . . . 175
5.2.1 Fonction de Hicks et Henne . . . 175
5.2.2 Fonctions objectifs . . . 178
5.3 Optimisations . . . 180
5.3.1 Optimisation sur un point de fonctionnement . . . 180
5.3.2 Optimisation sur deux points de fonctionnement . . . 193
5.4 Analyse d'individus optimaux . . . 199
5.4.1 Analyse *a posteriori* des profils NACA0012 et 341 . . . 200

5.4.2 Analyse *a posteriori* des profils OAT15A-CA et 322 203
5.5 Conclusions sur les optimisations de formes pour le tremblement 206

Conclusion & Perspectives **208**

Bibliographie **212**

Table des figures

1.1 *Classification des configurations d'écoulements en entrée de tremblement suivant Pearcey et al. [103].* . . . 10
1.2 *Classification des configurations d'écoulements transsoniques instationnaires sur profil suivant Tijdeman[137].* . . . 12
1.3 *Critère de décollement d'une couche-limite de plaque plane au passage d'un choc droit : influence du nombre de Mach et du facteur de forme. Extrait de Delery* et al. *[36].* . . 14
1.4 *Illustration de l'évolution du coefficient de portance maximal dans le plan nombre de Mach/incidence. Extrait de Lee [80].* . . . 15
1.5 *Expérience sur l'entrée en tremblement par l'incidence sur un profil supercritique Whithcomb : influence sur les fluctuations du coefficient de portance (c_l'), sur la vitesse du choc (x_s'/c) et sur le coefficient de pression au bord de fuite ($C_{p,te}$). Extrait de Roos [113].* . . . 16
1.6 *Frontière d'entrée en tremblement d'un profil supercritique NLR7301 dans le plan nombre de Mach/incidence. Extrait de Chung et al [27].* . . . 16
1.7 *Tremblement transsonique sur le profil supercritique RA16SC1 : évolution de la fréquence principale de tremblement f_0 avec l'incidence du profil. Extrait de Benoît [14].* 17
1.8 *Expériences de tremblement transsonique sur le profil supercritique OAT15A-CA : moyenne des fluctuations du coefficient de pression pariétale pour deux incidences ($\alpha = 3.0°$ et $\alpha = 3.5°$). Extrait de Reberga [109].* . . . 18
1.9 *Tremblement transsonique sur le profil supercritique RA16SC1 : efforts aérodynamiques par type de fréquence subis par le profil dans sa soufflerie en entrant en régime de tremblement. Extrait de Benoît [14].* . . . 19
1.10 *Tremblement transsonique sur le profil supercritique OAT15A-CA : contribution par bandes fréquentielles sur les fluctuations de pression d'extrados à 90% de corde. Extrait de Caruana et al. [24].* . . . 19
1.11 *Mécanisme du tremblement transsonique sur profil, extrait de Lee [80].* . . . 21
1.12 *Lentille biconvexe de 18% d'épaisseur maximale dans sa soufflerie. Extrait de Mc Devitt et al.[91].* . . . 23
1.13 *Lentille biconvexe de 18% d'épaisseur maximale : frontière d'entrée en tremblement en augmentant ou diminuant M_∞. Extrait de Mc Devitt et al.[91].* . . . 24
1.14 *Expérience sur le profil RA16SC1 : valeurs efficaces des fluctuations de pression à la paroi du profil. Extrait de Benoît [14].* . . . 25
1.15 *Simulation du tremblement sur le profil OAT15A-CA en utilisant un code "Euler/couche limite" : comparaison à l'expérience pour une incidence de* $3.5°$. *Extrait de Reberga [109].* . . . 27
1.16 *Simulation du tremblement transsonique sur le profil RA16SC1 en utilisant une loi de paroi couplée au modèle $k-\omega$ SST : répartition de la taille de première maille. Extrait de Goncalvès [60]* . . . 30

1.17 *Simulation du tremblement transsonique sur le profil RA16SC1 pour une incidence de* $4°$ *en utilisant (WL) ou pas (RG) une loi de paroi couplée aux modèles de Spalart − Allmaras (courbes de gauche) et* $k - \omega$ *SST (courbes de droite). Extrait de Coustols et al. [31].* 31
1.18 *Simulation du tremblement transsonique sur le profil RA16SC1 en utilisant une loi de paroi couplée à divers modèles de turbulence : profils des fluctuations de pression autour du profil pour une incidence de* $3°$ *(gauche) et* $4°$ *(droite). Extrait de Goncalvès [60].* 32
1.19 *Prise en compte des parois de soufflerie pour le profil OAT15A-CA : allure des maillages pour les calculs non-confinés (haut) ou confinés (bas). Extrait de Thiery et Coustols[134].* 33
1.20 *OAT15A-CA : comparaison des résultats expérimentaux (notés* exp*) aux valeurs efficaces de pressions pariétales pour le profil pour les modèles de Spalart-Allmaras (SA),* $k - \omega$ *SST et* $k - kl$ *de l'ONERA. Calculs sans (haut) et avec prise en compte des parois(milieu), valeur des fluctuations de pression sur la paroi haute de la veine (bas) pour les trois modèles. Extrait de Thiery et Coustols [134]* 34
1.21 *Calcul de tremblement employant le modèle de turbulence de Shih, Zhu et Lumley (SZL) sur le profil OAT15A : comparaison entre un spectre pariétal de pression expérimental (expe) à une incidence de* $3.5°$*, spectres calculés avec le modèle SZL à diverses incidences (*3.5*,* 4.0 *et* $5.0°$*). Extrait de Brunet [19].* 35
1.22 *Simulation du tremblement transsonique sur le profil OAT15A-CA : spectre fréquentiel du signal de pression pariétal à l'extrados à 40% de la corde (gauche), zone de battement de choc, et 90% de la corde (droite), zone décollée ; modèles de Spalart-Allmaras modifié (SARC), et forme de DES (DES-patch2). Extrait de Brunet et al. [20]* . . . 36
1.23 *Classification des différents types de contrôle d'écoulements suivant Gad-El-Hak [47].* 37
1.24 *Optimisation du contrôle du tremblement sur l'OAT15A-CA par bosse d'extrados : front de Pareto dans l'espace des objectifs (gauche) ; placement de l'individu non-modifié par rapport aux individus du front de Pareto (droite). Extrait de Renaud [110]* 39
1.25 *Réduction des zones décollées pour limiter/diminuer le tremblement à l'extrados de l'aile M6 par modification de la géométrie de l'aile : étendues des zones décollées (gauche) et entrées en tremblement pour* $M_\infty = 0.84$ *(droite). Formes de base (baseline), de base vrillée (twisted), et incluant un bord de fuite épais (step).* 39
1.26 *Expériences sur l'effet d'une plaque séparatrice dans le prolongement du bord de fuite pour réduire le tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence de la longueur relative de la plaque sur le domaine de tremblement. Extrait de Mc Devitt [91].* 40
1.27 *Contrôle du tremblement par un volet de bord de fuite intrados : actionneur. Extrait de Caruana et al. [23].* 41
1.28 *Contrôle du tremblement par un volet de bord de fuite intrados : frontière d'entrée en tremblement repoussée avec un volet braqué de* $15°$ *de manière statique. Extrait de Caruana et al. [23].* 42
1.29 *Contrôle du tremblement par des générateurs de vortex : placement des ailettes. Extrait de Caruana et al. [23].* 42
1.30 *Effet de l'utilisation de générateurs de tourbillons mis en amont de l'onde de choc sur le profil OAT15A-CA en régime de tremblement : spectres de pression pariétale extrados à* 90% *de corde pour le cas contrôlé et le cas non contrôlé. Extrait de Caruana [23].* . 43
1.31 *Simulation du contrôle du tremblement par refroidissement sur les lentilles d'épaisseur 14% et 18% aux régimes indiqués : influence du niveau de refroidissement de la paroi sur la longueur d'interaction. Extrait de Raghunathan et al. [107].* 44

1.32 *Simulation du contrôle du tremblement par refroidissement sur les lentilles d'épaisseur 14% et 18% : influence des niveaux de refroidissement (rapport de la température à la paroi imposée par rapport à une température de paroi adiabatique) de la paroi sur les spectres fréquentiels pour les lentilles biconvexes d'épaisseur* 14% *(haut) et* 18% *(bas) . Extrait de Raghunathan et al. [107].* 45
1.33 *Simulation de l'effet d'un refroidissement de la paroi pour le contrôle du tremblement sur le profil RA16SC1 : à gauche, l'instant I du cycle de tremblement contrôlé auquel est calculé le coefficient de frottement présenté à droite. Extrait de Renaud [110].* . . 46
1.34 *Simulation du contrôle sub-optimal du tremblement par aspiration : effets d'un changement de zone d'aspiration. Extrait de Leclerc [78].* 47
1.35 *Simulation du contrôle sub-optimal du tremblement sur le profil OAT15A-CA par aspiration : effet de divers coefficients de limitation de vitesse* X_{lim} *de transpiration avec un coefficient de gain* $\rho_{SD} = 10^{-2}$ *fixé (gauche), effet de divers coefficients de gain de l'algorithme de descente* ρ_{SD} *avec un coefficient de limitation de vitesse de transpiration fixé à* $X_{lim} = 0.05 \times U_\infty$ *(droite). Extrait de Leclerc [78].* 47
1.36 *Expérience de l'effet d'un contrôle actif en boucle fermée du tremblement sur le profil OAT15A-CA au moyen d'un volet de bord de fuite intrados : influence sur les variations du coefficient de portance. Extrait de Caruana et al. [23].* 48

2.1 *Spectre d'énergie d'un écoulement turbulent traité en RANS : partie modélisée (gauche) et partie résolue (droite)* 64
2.2 *Spectre d'énergie d'un écoulement turbulent traité avec une méthode de type URANS : partie modélisée (gauche) et partie résolue (droite)* 65
2.3 *Spectre d'énergie d'un écoulement turbulent traité en SGE : partie modélisée (gauche) et partie résolue (droite)* 66
2.4 *Spectre de l'énergie résolue d'un écoulement simulé autour d'un cylindre à* $Re = 50000$ *en utilisant une discrétisation spatiale décentrée (upwind) ou hybride centrée/décentrée (hybrid) [129].* 79
2.5 *Répartition du coefficient de pression autour d'un cylindre calculée avec le modèle* $k-\omega$ *SST incorporant une approche DES. Influence de la discrétisation spatiale [129].* . . 80
2.6 *Distribution de pression autour d'une face. Adapté de [70].* 85
2.7 *Distribution de vitesses autour d'un choc oblique. Adapté de [70].* 86

3.1 *Ecoulement transsonique sur le profil RAE2822. Comparaison entre les schémas AUSM+ (en rouge) et AUSMPW+ (en noir). Isovaleurs de pression : vue d'ensemble (à gauche) et détail au voisinage de la paroi du profil (à droite). Les oscillations générées par le schéma AUSM+ de base sont bien visibles ainsi que l'absence de ces mêmes oscillations lorsque l'approche AUSMPW+ est mise en oeuvre.* 92
3.2 *Principe de maillage pour un profil générique, décomposition par zones.* 94
3.3 *Maillage du profil RAE2822, vue globale du domaine(gauche) et zoom sur le profil (droite).* 94
3.4 *Répartition du coefficient de pression autour du profil RAE2822 pour le cas 9 : influence de la position de la frontière "à l'infini" pour le modèle de turbulence algébrique de Baldwin-Lomax.* 95
3.5 *Répartition du coefficient de pression autour du profil RAE2822 pour le cas* 9 *: influence de la position de la frontière "à l'infini" pour le modèle de turbulence KE LS.* 96

3.6 *RAE2822 pour le cas 9 : influence du modèle de turbulence utilisé sur la répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement (droite)* 97
3.7 *RAE2822 cas 9 : profil de vitesse à l'extrados à* 65% *(haut) et* 75% *(centre) de corde et au bord de fuite extrados (bas) pour les trois modèles de base considérés.* 98
3.8 *RAE2822 cas 9 : profil de viscosité turbulente suivant un segment vertical situé à* 60% *(gauche) et* 90% *(droite)de l'extrados pour les trois modèles de base considérés.* . . . 99
3.9 *RAE2822 cas 9 : influence de la modification de réalisabilité* $Rea(1)$ *sur le modèle* KE *LS pour le calcul de la répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement (droite) autour du profil.* 100
3.10 *RAE2822 cas 9 : influence de la modification* $Rea(1)$ *sur le profil de viscosité turbulente à l'extrados à* 20% *de corde.* 100
3.11 *RAE2822 cas 9 : influence de la modification* $Rea(1)$ *sur le profil de vitesse à l'extrados à* 65% *(haut) et* 75% *(centre) de corde et au bord de fuite (bas).* 102
3.12 *RAE2822 cas 9 : influence de la modification* $Rea(1)$ *sur le profil de viscosité turbulente suivant deux segments verticaux situés à* 60% *(gauche) et* 90% *(droite) de l'extrados.* 103
3.13 *RAE2822 cas 9 : influence de la modification de réalisabilité dite* SST *sur le modèle* KW BSL *sur la répartition du coefficient de pression autour du profil* 103
3.14 *RAE2822 cas 9 : influence de la modification* SST *sur le profil de vitesse à l'extrados à* 65% *(haut) et* 75% *(centre) de corde et au bord de fuite (bas).* 104
3.15 *RAE2822 cas 9 : influence de la modification* SST *sur le profil de viscosité turbulente suivant des lignes normales à la paroi situées à* 60% *(gauche) et* 90% *(droite) de l'extrados.* 105
3.16 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du maillage sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.* 108
3.17 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du maillage sur l'excursion maximale du choc sur l'extrados du profil.* 109
3.18 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du nombre de cordes au loin sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.* 109
3.19 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du modèle de turbulence utilisé sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.* 112
3.20 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence de l'ajout de la modifications de réalisabilité au modèle KE LS sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.* 112
3.21 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du modèle de turbulence utilisé sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.* 113
3.22 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le limiteur* $ATVL$ *: vue des champs de* $Qlim_\rho 1$ *sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse volumique à différents instants d'une demi-période de tremblement.* 115
3.23 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le limiteur* $TRIAD$ *: vue des champs de* $Qlim_\rho 1$ *sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse volumique à différents instants d'une demi-période de tremblement.* 116
3.24 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le modèle BL : vue des champs de* μ_t *sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse-volumique à différents instants d'une période de tremblement.* 118
3.25 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le modèle KE LS Rea(1) : vue des champs de* μ_t *sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse-volumique à différents instants d'une période de tremblement.* 119

3.26 *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le modèle KW SST : vue des champs de μ_t sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse-volumique à différents instants d'une période de tremblement.* 120

4.1 *RA16SC1 : principe de maillage d'un profil sans bord de fuite épais.* 125
4.2 *RA16SC1 : maillages A (gauche), B (droite) et C (bas).* 126
4.3 *RA16SC1 : évolution du coefficient de portance pour une incidence de 5° pour les modèles KE $Rea(2)$ et KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 128
4.4 *RA16SC1 sur le maillage B : Champ de viscosité turbulente en fin de calcul stationnaire KE $Rea(2)$ (gauche) et champ de viscosité turbulente moyennée sur 5 périodes de tremblement pour le modèle KE $Rea(2) + PANS$ (droite).* 129
4.5 *RA16SC1 : définition des instants d'analyse par rapport aux fluctuations de portance pour une incidence $\alpha = 5°$, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 130
4.6 *RA16SC1 : diagramme de phase portance pour une incidence de $\alpha = 5°$, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B* 130
4.7 *RA16SC1 : évolution du coefficient de frottement C_f à l'extrados du profil sur une période de tremblement pour une incidence de 5°, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 132
4.8 *RA16SC1 : évolution du coefficient de pression C_p à l'extrados du profil sur une période de tremblement pour une incidence $\alpha = 5°$, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 133
4.9 *RA16SC1 : coefficient P_{rms}, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 134
4.10 *Domaine de tremblement du RA16SC1 : amplitude crête à crête du coefficient de portance pour deux modèles (BL et KE $Rea(2)$ $PANS$)de turbulence, comparaison avec les expériences de Benoît [14], maillage B* 135
4.11 *RA16SC1 : influence du maillage sur le coefficient P_{rms}, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$.* 136
4.12 *RA16SC1 : influence du maillage sur le coefficient de portance pour une incidence de 5° avec les maillages A,B et C, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$* 137
4.13 *RA16SC1 : planche d'iso-valeurs de f_k avec les lignes d'iso-valeurs de nombre de Mach pour une incidence de 5° pour le maillage A.* 138
4.14 *RA16SC1 : planches d'isovaleurs de la fonction d'hybridation f_k avec superposition des lignes iso-valeurs de nombre de Mach pour les instants a à f d'un cycle de tremblement, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 141
4.15 *RA16SC1 sur une période de tremblement : distributions de la fonction d'hybridation f_k en différentes sections de l'extrados du profil, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 142
4.16 *RA16SC1 sur une période de tremblement : détail des distributions de la fonction d'hybridation f_k en proche paroi dans quelques sections à l'extrados du profil, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 143
4.17 *RA16SC1 : champ de f_k moyenné sur 5 périodes de tremblement avec les lignes d'iso-valeurs de nombre de Mach moyen sur la même durée pour une incidence de 5°, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 144
4.18 *RA16SC1 : champ des isovaleurs rms de f_k sur lesquels sont représentées les lignes d'isovaleurs de nombre de Mach rms sur 5 périodes de tremblement pour une incidence de 5°, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.* 145
4.19 *Principe de maillage d'un profil à bord de fuite épais.* 147
4.20 *OAT15A-CA : aperçus des maillages A12 (gauche), A2 (droite), et A23 (bas).* . . . 148

4.21 *OAT15A-CA en régime de tremblement à $\alpha = 3.5^\circ$: comparaison des courbes de portance en fonction du temps pour des calculs KW SST avec et sans modification DES sur le maillage A2.* 149
4.22 *OAT15A-CA en régime de tremblement : comparaison des champs coloriés par les iso-valeurs de μ_t en fonction du temps pour des calculs KW SST avec et sans modification DES, maillage A2.* 150
4.23 *OAT15A-CA sur une période de tremblement : définition des différents instants d'analyse de l'écoulement, maillage A2, modèle KW SST DES.* 151
4.24 *Courbes des valeurs du coefficient de frottement Cf prises durant un cycle de tremblement sur le profil OAT15A-CA pour $\alpha = 3.5^\circ$, maillage A2, modèle KW SST DES.* 152
4.25 *OAT15A-CA sur une période de tremblement : planches d'isos-valeurs du nombre de Mach avec des lignes de courant proches de la paroi, maillage A2, modèle KW SST DES.* 153
4.26 *OAT15A-CA sur une période de tremblement : courbes de Cp à différents instants, maillage A2, modèle KW SST DES.* 154
4.27 *Fluctuations de pression à l'extrados du profil OAT15A-CA en régime de tremblement.* 154
4.28 *Position moyenne (gauche) et amplitude de déplacement du choc (droite) sur OAT15A-CA en régime de tremblement à $\alpha = 3.5^\circ$* 155
4.29 *OAT15A-CA : frontières d'entrée en tremblement expérimentale, et obtenues avec les modèles BL et KW SST DES, maillage A2* 156
4.30 *OAT15A-CA : influence du modèle de turbulence sur le coefficient $C_p^{'}$ pour une incidence de 3.5° sur le maillage A12.* 157
4.31 *OAT15A-CA : influence du maillage sur le coefficient $C_p^{'}$ pour une incidence de 3°, modèle KW SST DES.* 157
4.32 *OAT15A-CA : influence du maillage sur le coefficient $C_p^{'}$ pour une incidence de 3.5°, modèle KW SST DES.* 158
4.33 *OAT15A-CA sur une demi-période de tremblement : planches d'isos-valeurs de f_{des} avec les iso-lignes de nombre de Mach, modèle KW SST DES, maillage A2.* 159
4.34 *OAT15A-CA sur une demi-période de tremblement : planches d'isos-valeurs de f_{des} avec les iso-lignes de nombre de Mach, modèle KW SST DES, maillage A2.* 160
4.35 *OAT15A-CA sur une période de tremblement : profils de f_{des} pour différentes abscisses, modèle KW SST DES, maillage A2.* 161
4.36 *OAT15A-CA sur une période de tremblement : profils de f_{des} pour différentes abscisses, modèle KW SST DES, maillage A2.* 162
4.37 *Planches d'isos-valeurs du champs de f_{des} moyenné sur cinq périodes de tremblement sur le profil OAT15A-CA, modèle KW SST DES, maillage A2.* 163
4.38 *Planches d'isos-valeurs du champs de $f_{des_{rms}}$ sur le profil OAT15A-CA, modèle KW SST DES, maillage A2.* 164

5.1 *Allures des fonctions de Hicks et Henne sur cinq abscisses d'application équiréparties.* 176
5.2 *Différents profils dérivés du NACA0012 pour les cas A à D.* 177
5.3 *Exemple de calcul des objectifs des optimisations à partir de la 500e itération pour les évolutions de coefficients aérodynamiques globaux.* 179
5.4 *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des objectifs pour l'optimisation R1.* 183

5.5 *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des paramètres pour l'optimisation $R1$, formes associées (en rouge) à ces individus comparées à la forme de base (en noir).* 184
5.6 *Répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement à l'extrados (droite) pour les individus du front de Pareto de $R1$.* 185
5.7 *Optimisation $R2$ du profil OAT15A-CA : front de Pareto final avec l'ensemble des individus évalués (gauche), évolution des individus du front de Pareto par génération (droite).* 185
5.8 *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des objectifs pour les optimisations $R1$ et $R2$.* . . 186
5.9 *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des paramètres pour l'optimisation $R2$, formes associées (en rouge) à ces individus comparées à la forme de base (en noir).* 188
5.10 *Répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement à l'extrados (droite) pour les individus du front de Pareto de $R2$.* 189
5.11 *Optimisation du profil NACA0012 pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des objectifs pour l'optimisation $R3$.* 190
5.12 *Optimisation du profil NACA0012 pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des paramètres pour l'optimisation $R3$, formes associées (en rouge) à ces individus comparées à la forme de base (en noir).* 192
5.13 *Répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement à l'extrados (droite) pour les individus du front de Pareto de $R3$.* 193
5.14 *Optimisation $R4$ du profil OAT15A-CA : front de Pareto final avec l'ensemble des individus évalués (gauche), évolution des individus du front de Pareto par génération (droite).* 195
5.15 *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des paramètres pour l'optimisation $R4$.* 196
5.16 *Formes des individus optimaux de $R4$ classés en deux groupes : le groupe 1 à ΔC_l et f élevés, le groupe 2 à ΔC_l faible et f proche de celle du profil OAT15A-CA* 197
5.17 *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : formes typiques obtenues suite aux optimisations $R1$, $R2$ et $R4$.* 198
5.18 *Profils NACA0012 de base et son dérivé 341.* 201
5.19 *Frontières d'entrée en tremblement par la fluctuation de portance en fonction de l'incidence (en degrés) pour les profils NACA0012 et 341, obtenues avec le modèle BL.* . 201
5.20 *Polaires sur les profil NACA0012 et l'individu 341 obtenues avec le modèle BL.* . . . 202
5.21 *Polaires sur les profil NACA0012 et l'individu 341 obtenues avec le modèle KW SST.* 202
5.22 *Profil de base OAT15A-CA et son dérivé 322.* 203
5.23 *Frontières d'entrée en tremblement par la fluctuation de portance en fonction de l'incidence (en degrés) pour les profils OAT15A-CA et 322, obtenues avec le modèle BL.* 204
5.24 *Polaires sur les profil $OAT15A-CA$ et l'individu 322 obtenues avec le modèle BL.* 204
5.25 *Polaires sur les profils $OAT15A-CA$ et 322 obtenues avec le modèle KW SST.* . . 205

Introduction

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre général de la simulation d'écoulements transsoniques instationnaires. Les écoulements transsoniques, dans lesquels coexistent des zones d'écoulement subsoniques et supersoniques, sont couramment rencontrés sur les voilures d'avions civils en régime de croisière, les voilures de missiles de croisière, dans les entrées d'air ou les tuyères d'avions de combat ; ils peuvent présenter de fortes instationnarités, consécutives en particulier aux effets de l'interaction d'une onde de choc et d'une couche limite turbulente. L'apparition de ces instationnarités pose des problèmes cruciaux aux concepteurs de systèmes propulsifs ou d'aéronefs, comme le pompage des entrées d'air ou le tremblement des ailes. Ce dernier point constitue le sujet d'étude de ce mémoire.

Le tremblement d'une structure aéronautique est sa réponse à la sollicitation induite par un écoulement fortement instationnaire ayant lieu sur tout ou partie de sa surface. Cette réponse peut aller d'une simple vibration de faible amplitude à la ruine complète de la structure si les fréquences d'excitation aérodynamiques correspondent aux modes propres de la structure de l'objet considéré. Dans la pratique, les avionneurs civils et militaires s'arrangent pour que le tremblement ne soit pas destructif, soit en l'évitant en restreignant le domaine de vol soit en tentant de le contrôler si le phénomène apparaît.

Les forces excitatrices de l'écoulement peuvent être d'origines diverses. On peut citer l'impact de tourbillons de sillage sur des surfaces portantes [81], la dynamique d'un décollement libre [88], ou bien encore les instationnarités de l'interaction d'une onde de choc et d'une couche limite. Nous étudierons dans ce mémoire un cas particulier de ce dernier type d'écoulement, en nous focalisant sur l'étude des instationnarités présentes lors du régime de tremblement transsonique sur un profil d'aile.

Lors du tremblement transsonique sur un profil d'aile, il existe un battement auto-entretenu de l'interaction de l'onde de choc et du décollement de la couche limite qu'elle induit. Ce battement crée des variations importantes des répartitions de pression, ce qui entraîne une force d'excitation structurelle élevée. Un tel phénomène se base donc sur un écoulement très complexe, dénommé *buffet* dans la littérature scientifique anglophone, qui présente à la fois une interaction instationnaire forte entre une onde de choc et une couche-limite turbulente, des zones de couche-limite tour à tour attachées ou décollées, et la dynamique d'un décollement engendrant un lâcher de structures tourbillonnaires. La structure de l'aile, bien souvent anisotrope et hétérogène, a bien entendu sa réponse dynamique propre à cet écoulement excitateur. La complexité de l'écoulement aérodynamique seul et son couplage avec la structure rendent la simulation du tremblement transsonique (au sens aéroélastique, soit le *buffeting* anglo-saxon) sur voilure complète d'un abord encore extrêmement difficile pour une simulation. L'étude de ce phénomène repose donc toujours essentiellement sur de coûteux essais en

soufflerie et en vol.

Les dix dernières années ont vu cependant un développement accru des travaux visant à simuler par voie numérique le tremblement transsonique et nos propres travaux se situent dans ce cadre. L'intérêt des industriels porte d'une part sur la possibilité de disposer d'outils de simulation qui leur permettent de prédire à moindre coût l'entrée en tremblement et ses caractéristiques - fréquences principales et amplitude par exemple - une fois établi ; d'autre part, il est logique une fois le phénomène bien compris, de tenter de le contrôler afin par exemple d'élargir l'enveloppe de vol des aéronefs. Devant la complexité du tremblement aéroélastique rappelée précédemment, il semble logique dans une démarche de compréhension - et d'aerodynamicien - d'aborder le tremblement d'un point de vue purement aérodynamique. "Seule" l'étude de l'écoulement naturellement instationnaire est alors réalisée. Cette démarche se justifie d'autant plus que même sur une structure rigide, l'écoulement présente des instationnarités de grandes échelles auto-entretenues. Nous nous limiterons donc dans ce mémoire à étudier l'écoulement transsonique instationnaire en considérant des obstacles rigides et immobiles.

Un état de l'art des travaux expérimentaux et numériques spécifiquement consacrés au tremblement transsonique sur profil d'aile sera présenté dans le premier chapitre de ce mémoire. A ce stade de notre introduction, nous souhaitons situer nos travaux dans le cadre plus large de la recherche en aérodynamique, en proposant un court historique sur les écoulements transsoniques, catégorie à laquelle appartient le type de tremblement étudié dans ce mémoire.

Court historique

La possibilité d'étudier les écoulements transsoniques présuppose bien sûr de pouvoir atteindre des vitesses d'écoulements assez grandes pour voir apparaître des zones d'écoulement supersoniques. L'existence de "problèmes de compressibilité" que rencontraient les pilotes de certains avions de chasse en piqué lors de la seconde guerre mondiale est connue.

Pourtant, les études sur les écoulements compressibles ont commencé bien avant le vol d'engins pilotés, pour des applications balistiques ou relatives aux turbines à vapeur [6]. Les relations utilisées couramment en mécanique des fluides compressibles pour décrire l'état du fluide de part et d'autre d'une onde de choc, dites de Rankine-Hugoniot, datent de la fin du XIXème siècle. Elles sont issues des travaux réalisés en 1870 par Rankine, un ingénieur écossais qui travaillait notamment sur la thermodynamique des machines à vapeur, ainsi que des travaux réalisés en 1887 par Hugoniot, un ingénieur militaire français spécialiste de balistique. A la même époque, en 1877, Mach publie un article sur la description du déplacement supersonique d'un projectile dans lequel il avance l'existence d'une onde de choc en forme de cône dont le sommet est à la pointe du projectile. Mach confirme expérimentalement ces travaux en 1887, en prenant les premiers clichés connus d'un écoulement supersonique.
Ces travaux furent complétés par d'autres de la fin du XIXème siècle, notamment ceux de Rayleigh et de Taylor. Leurs travaux montrent qu'une onde de choc ne peut être que de compression et pas de détente (pour des gaz parfaits du moins). Ces recherches restaient alors sans application concrète évidente. Même pour les tuyères à vapeur supersonique du suédois Laval qui datent de 1888, les applications industrielles ou militaires se passaient bien de la théorie des gaz. On remarquera que les turbines de Laval ont assuré assez vite la richesse de

son inventeur pendant des décennies, alors qu'il a fallu attendre 25 ans les travaux de Stodola (en 1903) pour être sûrs que l'écoulement interne à ces tuyères était bien supersonique...

L'étude des écoulements transsoniques n'était pas encore abordée, à la fois par manque de finalité - les phases d'écoulement transsoniques ne constituant pas un verrou technologique pour les dispositifs étudiés - et par l'impossibilité d'obtenir un écoulement transsonique pendant une durée suffisante pour l'étudier avec les moyens de l'époque.

Il faut en fait attendre la fin du premier conflit mondial pour que les ingénieurs et scientifiques prennent en compte des phénomènes liés aux écoulements transsoniques.

L'aviation militaire a engendré les premiers besoins. En pratique, les avions d'alors étaient bien trop lents pour s'approcher globalement de la vitesse du son ; par exemple, le SPAD XIII, un avion de chasse sorti en 1917 atteignait un peu plus de 210km/h à 2000m d'altitude, soit un nombre de Mach de l'ordre de $M_\infty = 0.18$. Cependant, l'apparition d'écoulements transsoniques se situait aux pointes de leurs hélices, dont la vitesse effective est la résultante de la vitesse d'avancement de l'avion et de la vitesse due à la rotation de ces hélices autour de leur axe. Avec leurs pointes en écoulement transsonique, les hélices se révélaient bien moins efficaces par rapport aux prévisions, qui étaient extrapolées sur la base de données obtenues pour des vitesses plus faibles. Des travaux ont alors été réalisés afin de parvenir à augmenter la vitesse des aéronefs en avançant dans la compréhension des écoulements transsoniques. Cette période de l'après-première guerre mondiale se caractérise donc par de nombreux travaux théoriques, principalement européens ; et expérimentaux, issus des Etats-Unis, que l'on peut désormais consulter sous forme de rapports NACA disponibles sur le site Internet de la NASA. Par exemple, en 1918, Caldwell et Fales, membres du service de recherche de l'US Army Air Service, conçurent et firent fabriquer une soufflerie capable d'atteindre des vitesses supersoniques dans sa veine. Cette soufflerie avait pour finalité l'amélioration des hélices. Ils purent alors étudier l'écoulement de plus en plus rapide autour d'un profil d'aile. Ils inventèrent la notion de "nombre de Mach critique" en écoulement transsonique, pour designer la valeur du nombre de Mach au delà duquel la traînée augmente et la portance diminue, de manière drastique pour ces deux quantités. Ils furent donc les premiers à étudier intensivement les écoulements transsoniques au moyen de souffleries ; ils purent alors constater que l'écoulement transsonique autour de profils d'ailes présentait dans certaines conditions un décollement des filets d'air en aval de l'onde de choc.

Des progrès constants furent réalisés jusqu'aux années 30. Le lecteur interessé pourra en trouver un résumé dans les ouvrages d'Anderson [6], et de Von Karman [142]. Certains avions conçus juste avant le deuxième conflit mondial pouvaient approcher dans leur globalité la vitesse du son. Les concepteurs d'avions de course et de chasse de l'époque ont vite pris conscience qu'en sus des problèmes de propulsion par hélice, les vols aux grandes vitesses entraînaient des problèmes d'excitation aérodynamique des ailes. La 5e conférence Volta à Rome en 1935 [5] permit la rencontre des aérodynamiciens [1] qui s'intéressaient aux écoulements à hautes vitesses. Durant cette conférence, un véritable état des lieux avant le passage à des avions capable de vitesses transsoniques ou supersoniques fut réalisé. Par exemple, le concept d'aile en flèche y fut présenté par Busemann [142] (et aussitôt classifié par le gouvernement allemand). En pratique, les idées développées durant les années 30 aboutirent à des appareils comme le Messerchmit 262, dont la conception a débuté en 1938. Cet avion est en 1941 le premier avion volant à inaugurer le concept d'aile en flèche pour atteindre plus aisément les vitesses du "haut subsonique". La production de cet avion est néanmoins anecdotique si on

[1] Prandtl, Von Karman, Busemann, les Crocco par exemple.

la compare aux modèles d'avions produits en masse durant le conflit. Pour ces derniers, la période de la seconde guerre mondiale se caractérise par de nombreux remaniements d'origine aérodynamique sur les avions d'armes engagés. Leurs voilures furent les éléments les plus modifiés, avec des modifications souvent réalisées pour tenir compte des effets transsoniques subis en piqué. Par exemple, le Typhoon du bureau d'études Hawker, avion de chasse à basse altitude et d'attaque au sol, avait une voilure assez épaisse [2] pour que même à des vitesses de piqué modestes par rapport à ses concurrents ces effets redoutés soient présents. La résolution de ce problème est passée par la reconception de l'aile dès mars 1940 (l'avion d'origine ayant été finalisé en ... 1938), en augmentant la surface alaire et en changeant de profil pour diminuer notablement l'épaisseur relative [3]. L'avion avec cette nouvelle aile, couplée à d'autres modifications, fut baptisé Tempest.

Ce genre de modifications s'appuyait sur un recours assez important aux essais en vol. Les souffleries de l'époque n'étaient en effet pas capables d'accueillir des maquettes suffisamment grandes pour respecter les analogies vis-à-vis du nombre de Reynolds pour les effets de viscosité du fluide, et vis-à-vis du nombre de Mach pour les effets de compressibilité. C'est ce besoin en moyens d'essais représentatifs qui entraîne pendant le conflit la conception de souffleries encore utilisées de nos jours. C'est le cas de la soufflerie ONERA S1MA de Modane Avrieux. Conçue à l'origine par les scientifiques du IIIème Reich et prévue pour être montée dans les Alpes autrichiennes, elle fut réquisitionnée par la France au titre des dommages de guerre.

Avec l'arrivée massive du turbo-réacteur dès la fin du conflit mondial, l'importance des essais en vol et en soufflerie, de plus en plus instrumentés [100], grandit. Par exemple, certains vols de Chuck Yeager sur le Bell X-1 (les huitième et dixième, le premier vol supersonique étant le treizième) sont consacrés à l'étude du tremblement transsonique. Au début des années 50, l'équipement des forces aériennes - dans un contexte international très tendu - avec des avions à propulsion engendre un effort de recherche dans tous les pays disposant des ressources scientifiques nécessaires. Les rapports de la NACA sur les essais en vol de cette époque [108, 90] montrent que les préoccupations des aérodynamiciens ont somme-toute peu changé jusqu'à nos jours [139], les moyens d'essais ayant simplement été améliorés. Ces essais intensifs, couplés à des études théoriques, permirent des avancées cruciales dans l'aérodynamique transsonique, comme par exemple la loi des aires ou le profil supercritique étudiés dans les années 50 à 60 par Whitcomb [4].

Enfin, la dernière étape de ce parcours historique est représentée par la "révolution numérique" qui se développe depuis plus de 30 ans maintenant, parallèlement aux deux autres grandes voies de compréhension, théorique et expérimentale. Il n'est pas question de faire ici l'historique de la mécanique des fluides numérique : on présentera dans le premier chapitre de ce mémoire un état de l'art des études relatives au tremblement transsonique qui fera notamment une revue des simulations les plus significatives. On signale simplement à ce stade que les premières publications relatives à la simulation du tremblement transsonique remontent aux travaux de McDevitt [91] : en 1979 il simula le tremblement transsonique sur une lentille biconvexe d'épaisseur 18%. De nos jours, les moyens informatiques sont suffisants pour

[2] Conçue sur la base d'un profil NACA2219 d'épaisseur relative 19% à l'emplanture et d'un NACA 2213 de 13% au saumon.

[3] Hawker/1414/37.5 de 14% d'épaisseur à l'emplanture et Hawker/1410/37.5 de 10% au saumon.

[4] A partir néanmoins d'idées générales déjà "dans l'air du temps" dès les années 40, mais qui n'avaient jamais été systématiquement caractérisées.

aborder la simulation numérique de tels écoulements de manière quasi-routinière. Pourtant la bibliographie récente révèle que la simulation numérique des écoulements transsoniques instationnaires fait encore face à de multiples problèmes. Ces derniers relèvent principalement d'une part des stratégies de résolution numérique des équations régissant le mouvement fluide, d'autre part du choix d'une modélisation adaptée des effets de la turbulence (choix rendu particulièrement délicat par le caractère hors-équilibre de l'écoulement). Précisement, les choix de discrétisation et de modélisation retenus dans les présents travaux sont présentés succinctement dans le paragraphe suivant de cette introduction.

Modèles physiques & Méthodes numériques

Le travail présenté ici, effectué au Laboratoire SINUMEF de l'ENSAM, s'inscrit dans la continuité des travaux de thèse de Thomas Renaud [110] qui avaient permis au Laboratoire de se doter d'une première capacité à simuler des configurations de tremblement transsonique ainsi que des stratégies de contrôle (par bosse, c'est-à-dire par déformation locale du profil) de ce phénomène. Soulignons que les travaux de T. Renaud avaient également pour objectif à caractère numérique d'évaluer la possibilité de simuler des écoulements transsoniques instationnaires à l'aide d'un schéma de discrétisation original, dit "schéma basé sur le résidu", alors en développement au Laboratoire SINUMEF [82] et actuellement en cours d'implémentation dans le logiciel *elsA*. L'étude [110] a été exclusivement menée en s'appuyant sur une modélisation statistique de la turbulence assez grossière (modèle algébrique proposé par Baldwin et Lomax [9]).
Lors des travaux présentés ici, à l'issue d'une étude bibliographique approfondie (détaillée au chapitre 1 de ce mémoire, et que nous avons menée tout au long de cette thèse), il est apparu qu'il était capital de disposer en premier lieu d'une modélisation de la turbulence suffisamment fiable pour pouvoir tirer des conclusions à la fois qualitatives et quantitatives sur les configurations étudiées, qu'elles soient contrôlées ou non. Nous avons donc mis tout particulièrement l'accent dans notre travail sur les choix de modélisation de la turbulence permettant de représenter de façon aussi fiable que possible les phénomènes d'oscillations auto-entretenues d'une interaction choc / couche limite turbulente.

D'un point de vue pratique, cette étude s'appuie donc d'une part sur le code de calcul originellement utilisé par T. Renaud, mais aussi, et surtout, sur le code de calcul écrit par B. Michel pendant sa thèse [97]. Ces codes permettent la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées discrétisées par une approche de volumes finis sur des maillages multi-blocs structurés curvilignes. Dans la mesure où le code de B. Michel a été développé initialement pour le calcul d'écoulements turbulents à l'aide d'un modèle aux tensions de Reynolds, il a constitué un excellent point de départ pour implémenter les choix de modélisation que nous avons retenus. La discrétisation spatiale repose pour le champs moyen soit sur le schéma RBC basé sur le résidu développé au laboratoire [82] [28], soit sur le schéma AUSM+ de Liou [85]. Afin de corriger certaines pathologies du schéma AUSM+, le schéma AUSMPW+ de Kim *et al.* [70] a été implanté dans le code et employé durant nos travaux. Pour les équations de transport de quantités relatives à la modélisation de la turbulence (énergie cinétique turbulente, taux de dissipation ...), la discrétisation repose sur le schéma de Roe [112]. La précision spatiale des schémas AUSM+ et de Roe atteint l'ordre 2 en espace, grâce à la technique dite MUSCL proposée par Van Leer [140]. Cette technique consiste à extrapoler les variables conservatives ou primitives aux faces des cellules du maillage, avec ajout ou non de limiteur de

pente pour assurer le caractère non-oscillant de la solution numérique. Le choix a été fait ici d'utiliser le limiteur d'Anderson *et al.* [7] ainsi que d'implanter et évaluer le limiteur adaptatif de Billet-Louedin [15]. Notons que le schéma RBC est également d'ordre 2 en espace, sans qu'il soit nécessaire de recourir à un quelconque processus de reconstruction ou de limitation, grâce au caractère compact de la dissipation basée sur le résidu. La discrétisation temporelle repose quant à elle sur une phase implicite dite sans matrice pour le champs moyen, qui peut être couplée à toutes les phases explicites utilisées dans cette étude et est résolue par une méthode de relaxation par point, de type Jacobi ou Gauss-Seidel. Une phase implicite "bloc", résolue par une méthode de type Gauss-Seidel par lignes alternées, est retenue pour la partie turbulente [97]. Pour la simulation efficiente d'écoulements instationnaires, ces approches sont couplées à une méthode de pas de temps fictif telle que proposée initialement décrite par Jameson [67] pour la résolution des écoulements compressibles.

En ce qui concerne la modélisation de la turbulence, nous avons retenu en premier lieu, notamment à des fins de comparaison (avec les résultats de Renaud [110], ainsi qu'entre modèles), le simple modèle algébrique de Baldwin et Lomax [9] ; nous avons complété ensuite la modélisation utilisée ici avec deux modèles de turbulence à deux équations de transport : les modèles classiques $k-\varepsilon$ de Launder et Sharma [77] et $k-\omega$ de Menter [94]. Nous n'avons pas cherché à mettre en oeuvre le modèle aux tensions de Reynolds initialement disponible dans le code de calcul, d'une part faute de temps, d'autre part dans le soucis de limiter les coûts de simulation. La veille bibliographique réalisée au cours de la thèse a conduit à incorporer dans les deux modèles à équations de transport précédemment cités des modifications dites de réalisabilité [94] [135] [72], qui doivent offir une meilleure représentation de l'interaction entre l'onde de choc et la couche limite turbulente. Enfin, dans le but de mieux décrire les zones d'écoulement décollées qui apparaissent lors des cycles d'oscillations auto-entretenues du système onde de choc / couche limite caractéristiques du tremblement transsonique, deux approches dites hybrides ont également été mises en oeuvre et évaluées : d'une part la Detached Eddy Simulation telle que décrite par Strelets [129] d'après l'idée de Spalart *et al.* [126], et d'autre part l'approche Partially Averaged Navier-Stokes telle que décrite par Girimaji [53].

Après une validation préliminaire sur des cas d'écoulements transsoniques stationnaires et instationnaires, l'outil numérique développé a été plus particulièrement appliqué dans cette étude à deux configurations de tremblement transsonique sur profil afin d'évaluer son potentiel prédictif ; nous insistons bien ici sur la finalité de notre travail : nous ne cherchons pas à reproduire par voie numérique des données expérimentales en ajustant si nécessaire les paramètres de discrétisation ou de modélisation ; nous voulons évaluer plutôt la possibilité de prédire de façon fiable par une approche statistique ou hybride les caractéristiques du tremblement transsonique à modèle et méthode fixés.

Dans la dernière partie de notre travail, nous sommes alors revenus à ce qui aurait pu constituer notre point de départ initial : la simulation numérique du contrôle du tremblement. Compte tenu de l'efficacité de l'outil numérique développé dans cette étude, nous avons choisi de proposer un "contrôle passif" du tremblement qui consiste en réalité à déterminer des géométries de profil optimisées vis-à-vis du tremblement et susceptibles dans le même temps de préserver les niveaux de performance de profils classiques avant l'entrée en tremblement.

Plan du mémoire

Le premier chapitre du mémoire est une synthèse des études numériques ou expérimentales disponibles sur le thème du tremblement transsonique. Seuls les travaux les plus significatifs, sur lesquels nous nous sommes appuyés pour mener à bien nos propres travaux, sont présentés. Il s'agit tout d'abord de publications relatives à la caractérisation et l'origine du tremblement. Les travaux expérimentaux utilisés dans cette thèse sont alors introduits. Enfin, des travaux relatifs à la simulation du phénomène puis à son contrôle sont discutés. Quelques conclusions sur l'état de l'art relatif au tremblement transsonique sont alors tirées à l'issue de ce premier chapitre.

Une présentation des modèles et méthodes utilisés est réalisée dans le second chapitre du mémoire. Les choix de modélisation de la turbulence retenus sont détaillés et mis en perspective par rapport aux travaux récents ou en cours. Enfin, les méthodes numériques utilisées sont brièvement présentées.

Une étude de validation du code de calcul interne au laboratoire utilisé pour cette étude est réalisée au chapitre 3. Deux cas-tests de validation ont été retenus : d'une part l'écoulement stationnaire autour d'un profil supercritique en régime transsonique et d'autre part l'écoulement instationnaire transsonique de type tremblement autour d'une lentille biconvexe d'épaisseur 18%. La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux disponibles pour ces deux configurations permet de s'assurer de la fiabilité du code de recherche utilisé au chapitre suivant pour simuler des problèmes plus ouverts de tremblement transsonique sur profils supercritiques.

Le quatrième chapitre du mémoire porte donc sur la simulation du tremblement transsonique sur deux profils supercritiques. Le profil RA16SC1 puis le profil OAT15A-CA sont considérés. Cette étude permet d'analyser en détail l'influence des différentes stratégies de modélisation de la turbulence retenues (approche RANS avec corrections de réalisabilité, approche hybride de type DES ou PANS) sur la prédiction du tremblement aérodynamique sur ces profils.

Enfin, le cinquième et dernier chapitre est une étude d'optimisation de forme. Elle vise à fournir aux concepteurs une méthodologie de conception pour reculer l'entrée en tremblement. L'approche retenue est de coupler un solveur résolvant les équations de la mécanique des fluides avec un algorithme génétique. Cette approche permet de traiter les problèmes avec une grande souplesse, avec en contre-partie l'inconvénient d'un coût de calcul élevé. La méthodologie présentée dans ce chapitre final permet d'obtenir une famille de profils avec des propriétés vis-à-vis du tremblement transsonique supérieures à celles des géométries de base considérées.

Le mémoire se clôt par une synthèse des principaux enseignements de notre étude et des perspectives de travail précises.

Chapitre 1

Etat de l'art sur le tremblement transsonique

Introduction

Le tremblement transsonique sur profils se caractérise par la présence d'une forte instationnarité de l'écoulement, associant des mouvements de grande amplitude d'une onde de choc à la dynamique d'une zone décollée. Cette zone décollée s'étend périodiquement du pied de choc au sillage du profil considéré et se morcelle en cours d'évolution pour produire un lâcher de structures tourbillonnaires. La prise en compte de ces différents phénomènes physiques est essentielle pour une simulation réussie du phénomène d'oscillations de choc auto-entretenues.
Ce premier chapitre présente un état de l'art synthétique des études sur le tremblement transsonique, en se concentrant sur celles qui ont été utiles à ces travaux de thèse. Cet état de l'art est structuré en quatre parties.
Dans un premier temps, des travaux - théoriques, expérimentaux ou numériques - qui concernent la caractérisation du tremblement sont présentés, afin de décrire et comprendre le phénomène, et tout particulièrement son origine .
Les travaux expérimentaux utilisés comme points de référence pour les simulations numériques réalisées dans cette thèse sont ensuite présentés.
Des travaux spécifiquement consacrés à la simulation numérique du tremblement sont alors introduits, et on analyse les enseignements qui peuvent en être tirés pour mener à bien nos propres simulations. Au vu des nombreux travaux publiés sur le sujet, le choix a été fait de ne retenir que les publications les plus significatives, ou tout du moins celles qui représentent une innovation à leur date de publication.
Enfin, la simulation du contrôle du tremblement étant un des objectifs initiaux de nos travaux, les tentatives publiées de contrôle d'oscillations de choc en régime transsonique sont commentées, qu'elles soient numériques ou expérimentales .

1.1 Caractérisation et origine du tremblement

Le court historique en introduction montre que la préoccupation de la compréhension des phénomènes instationnaires en régime transsonique a été présente avant même que des aéronefs ne volent à ces vitesses. Cependant il convient de reconnaître que des études exploitables pour nos travaux ne se font pas avant les années 1970. Les études antérieures à cette période se

caractérisent en effet par une approche aéroélastique du phénomène, avec des essais en vol pour étudier la réponse de la structure de l'aéronef aux différents points de fonctionnement du régime de vol transsonique. Un exemple d'une telle démarche est disponible dans la série des travaux de la NACA issus des essais en vol des différentes versions du Bell X1 durant les années 1950 [108] [90]. Notre état de l'art commence donc après cette période.

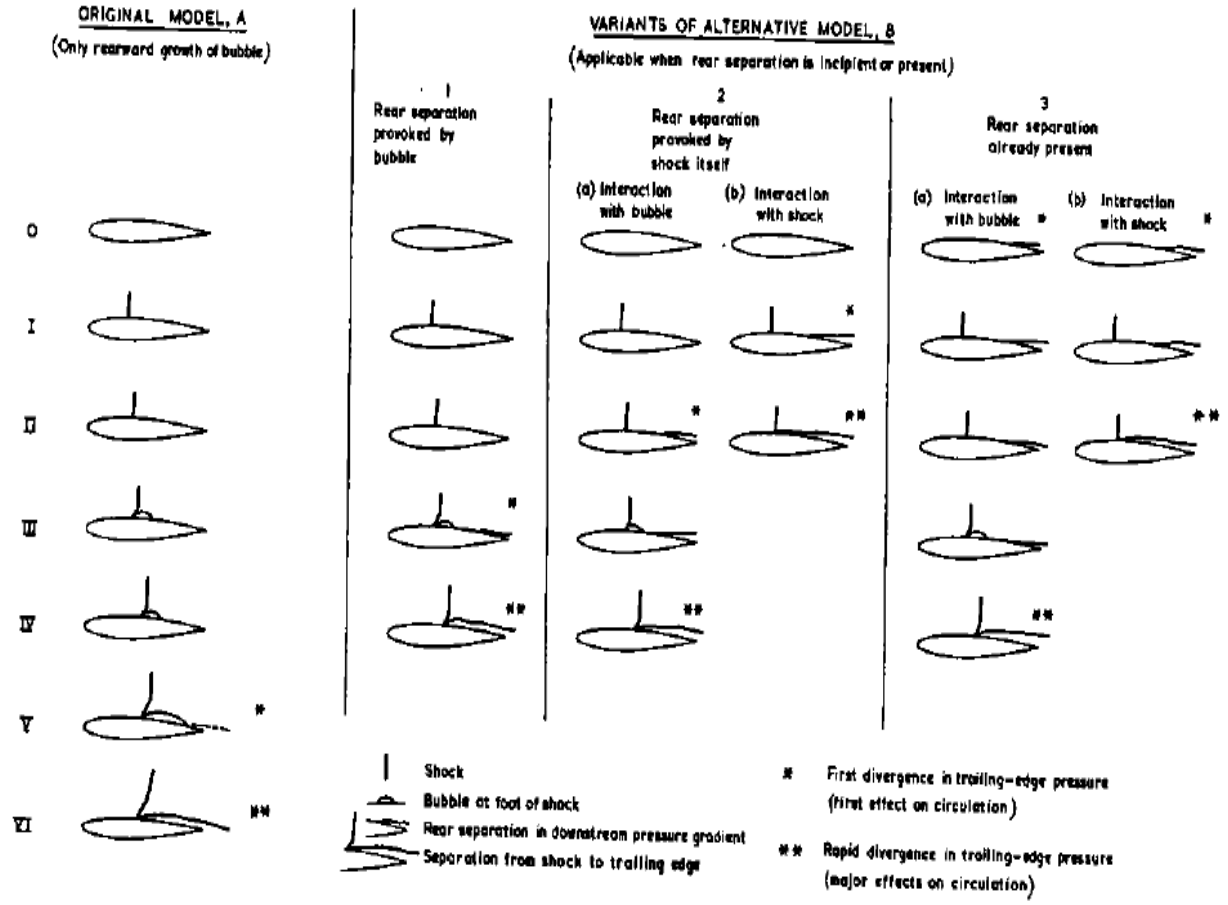


FIG. 1.1 – *Classification des configurations d'écoulements en entrée de tremblement suivant Pearcey et al. [103].*

Différentes topologies d'écoulements transsoniques sur profil peuvent évoluer vers l'entrée en tremblement. Pearcey *et al.* [103] classent les instationnarités d'écoulements transsoniques sur profils en deux grandes catégories, comme le montre la figure 1.1 :

- les écoulements de type A sont présents lorsque le seul décollement de pied de choc croît progressivement jusqu'à fusionner avec le sillage du profil, au-delà du bord de fuite ;
- le type B regroupe les topologies d'écoulements pour lesquelles un décollement de bord de fuite coexiste avec un décollement de pied de choc.

Dans cette dernière catégorie, les mêmes auteurs distinguent des sous-catégories de topologies d'écoulement, selon que le décollement de bord de fuite est provoqué par le bulbe de décollement de pied de choc (B1), par le choc lui-même (B2), ou bien si ce décollement de bord de

fuite est présent avant la formation du choc (B3). Ce classement a son intérêt car pour chaque type d'écoulement l'entrée en tremblement sera plus ou moins marquée par la divergence de pression au bord de fuite. Ce critère est en effet classique pour considérer qu'un profil entre en régime de tremblement.
Néanmoins, quelles que soient ces configurations d'écoulement pré-tremblant, comme le rappelle Reberga [109], il est généralement admis que les oscillations auto-entretenues du système onde de choc/couche limite apparaissent lorsque la zone d'écoulement décollé est présente du pied de choc au bord de fuite.
Tijdeman [137] introduit une classification de l'écoulement instationnaire lui-même et non de la topologie de l'écoulement qui le précède comme dans les travaux de Pearcey *et al.* [103]. Pour cela, Tijdeman a étudié les oscillations de choc sur un profil NACA64A006 équipé d'un volet de bord de fuite statique ou dynamique, ce qui lui a permis de classer ces oscillations en trois catégories :

- les oscillations de type A sont présentes lorsque l'onde de choc reste présente tout le long du cycle d'oscillations, avec des variations d'intensité et de localisation ;
- le type B regroupe les oscillations où l'onde de choc disparaît de manière intermittente, principalement lorsqu'elle remonte vers le bord d'attaque ;
- enfin un écoulement de type C présente une onde de choc qui se propage en amont du bord d'attaque.

Dans la suite de ce mémoire, il sera question principalement des oscillations de type A suivant la classification de Tijdeman.

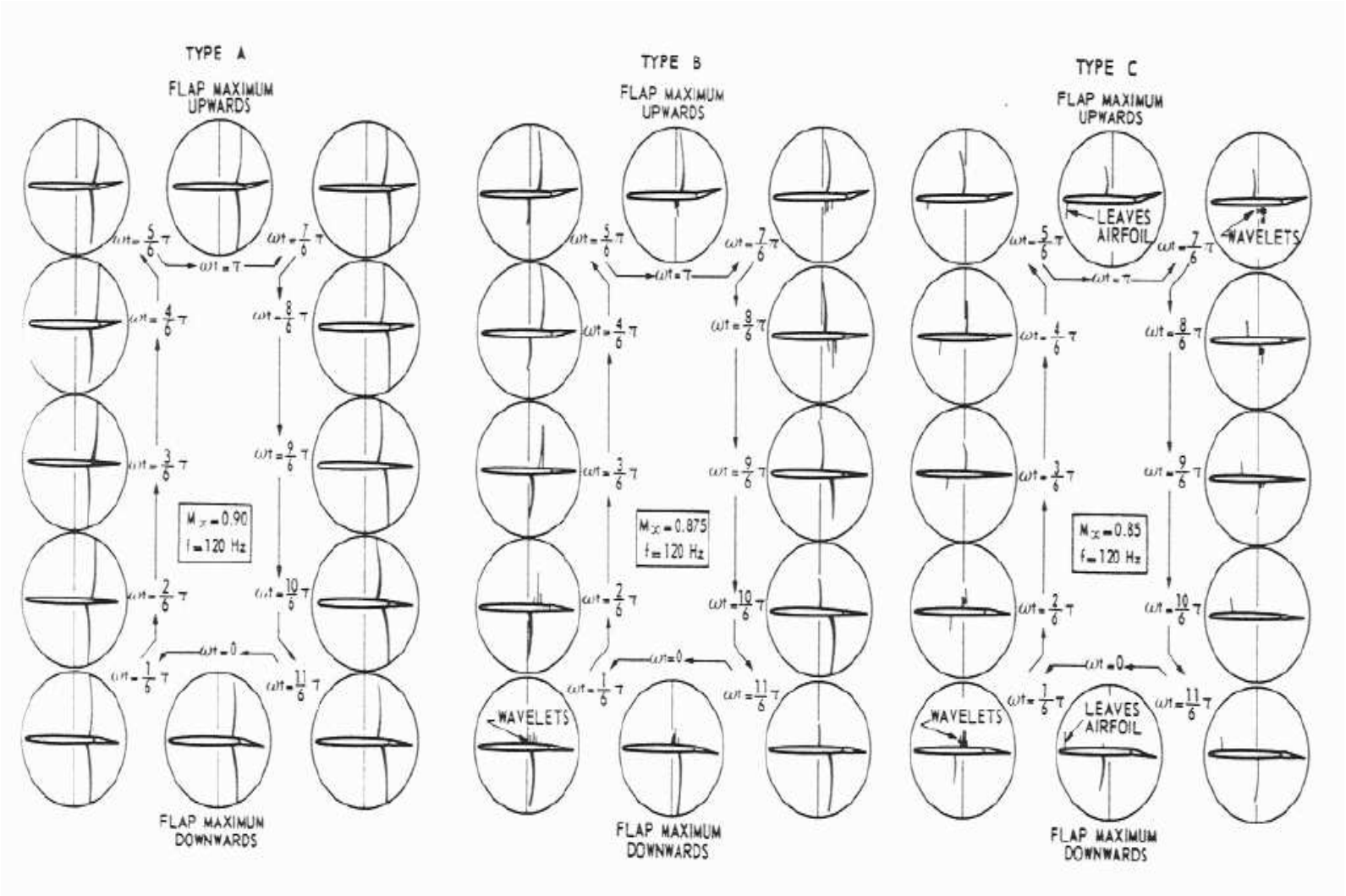


FIG. 1.2 – *Classification des configurations d'écoulements transsoniques instationnaires sur profil suivant Tijdeman[137].*

Comme annoncé dans l'introduction de ce chapitre, le phénomène de tremblement transsonique se caractérise en partie par un décollement de la couche limite dû à l'onde de choc. Rappelons qu'au sein d'un écoulement bidimensionnel, le point de décollement est défini comme le point de la paroi où la contrainte pariétale du fluide est nulle, séparant une zone de contrainte pariétale positive en amont d'une zone de contrainte pariétale négative. Pour un écoulement tridimensionnel, cette définition ne s'applique plus en l'état, et nécessite de prendre en compte l'importance de la composante transversale de l'écoulement. Le lecteur intéressé se tournera avantageusement vers les travaux, très didactiques, de Délery [37, 38] sur la structure des écoulements décollés. Pour notre part, nous nous limiterons au cas d'un écoulement bidimensionnel.

Le décollement de la couche limite dépend bien entendu de son état [21] [36]. Ainsi, une couche limite laminaire est très sensible aux gradients de pression adverses, s'épaissit rapidement sous leur effet, et décolle pour des sauts de pression relativement faibles. Une couche-limite turbulente est plus résistante aux gradients de pression positifs, s'épaissit et décolle moins facilement qu'une couche limite laminaire. Dans le cas transsonique, le saut de pression nécessaire pour faire décoller une couche limite turbulente est significativement plus important que pour une couche limite laminaire.

Le rapport [36] est une bonne référence pour avoir une vision assez précise des différents critères qui déterminent si la couche-limite considérée décolle au passage d'un choc. Comme le montre la figure 1.3, un nombre de Mach amont autour de 1.3 semble nécessaire afin d'obtenir un décollement de pied de choc, la valeur du facteur de forme étant d'une influence moindre. Le nombre de Mach critique est la valeur du nombre de Mach infini amont pour lequel une poche supersonique, qui se termine par une recompression, la plupart du temps brutale (sous la forme d'une onde de choc), apparaît à la surface du profil.
L'entrée en tremblement d'un profil se fait alors à une incidence fixée en augmentant progressivement le nombre de Mach, ou pour un nombre de Mach fixé en augmentant l'incidence. Entre la valeur du nombre de Mach critique et l'entrée en tremblement, l'étendue de la zone supersonique augmente et l'onde de choc qui ferme la poche supersonique s'intensifie au fur et à mesure qu'elle se déplace vers le bord de fuite. Comme le montre la figure 1.4, dès que les conditions vues précédemment sur le nombre de Mach et le facteur de forme de la couche-limite turbulente sont atteintes, un décollement apparaît au niveau du choc. Avec la croissance de la taille de la poche supersonique, l'intensité du saut de pression augmente, induisant une croissance de la taille du bulbe de décollement. Certains travaux de Sauvage [118] et de Reberga [109] montrent qu'il peut exister une croissance d'un décollement de bord de fuite avec l'augmentation de la charge arrière du profil. La zone décollée finit alors par s'étendre du pied de choc au bord de fuite, soit à cause de la croissance du bulbe de décollement de pied de choc seul, soit en raison de la fusion de ce dernier avec le bulbe du décollement de bord de fuite. On assiste finalement à l'apparition d'une instationnarité à grande échelle du système onde de choc / zones décollées : le tremblement aérodynamique.

L'entrée en tremblement est classiquement repérée par trois critères :
- la divergence de la pression au bord de fuite : on note sur la figure 1.5 que la divergence du coefficient de pression au bord de fuite commence avant les autres critères, probablement à cause de la croissance du bulbe de décollement de bord de fuite ;
- la divergence des coefficients aérodynamiques globaux, comme par exemple le coefficient de portance sur la figure 1.5. En même temps que la courbe de portance moyenne

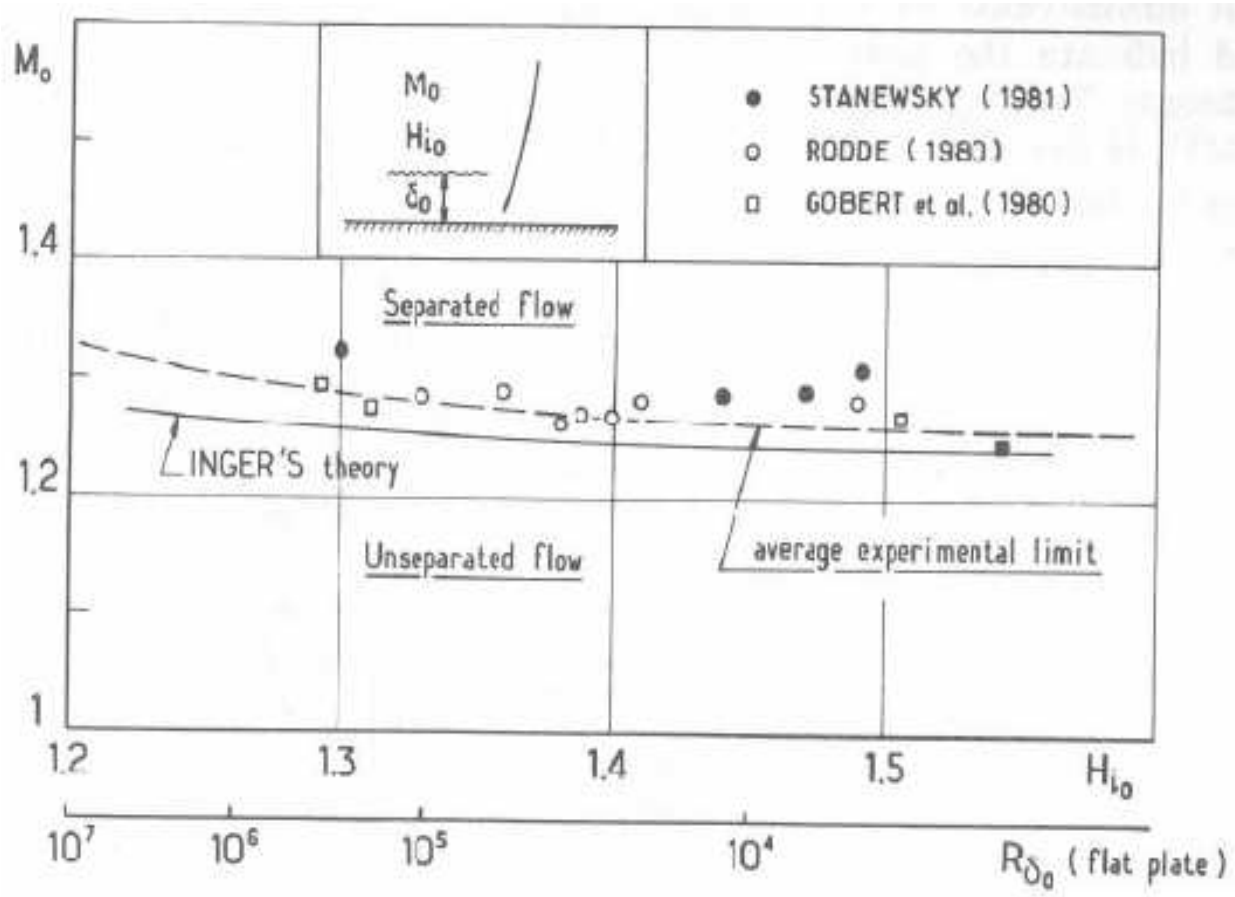


FIG. 1.3 – *Critère de décollement d'une couche-limite de plaque plane au passage d'un choc droit : influence du nombre de Mach et du facteur de forme. Extrait de Delery* et al. *[36].*

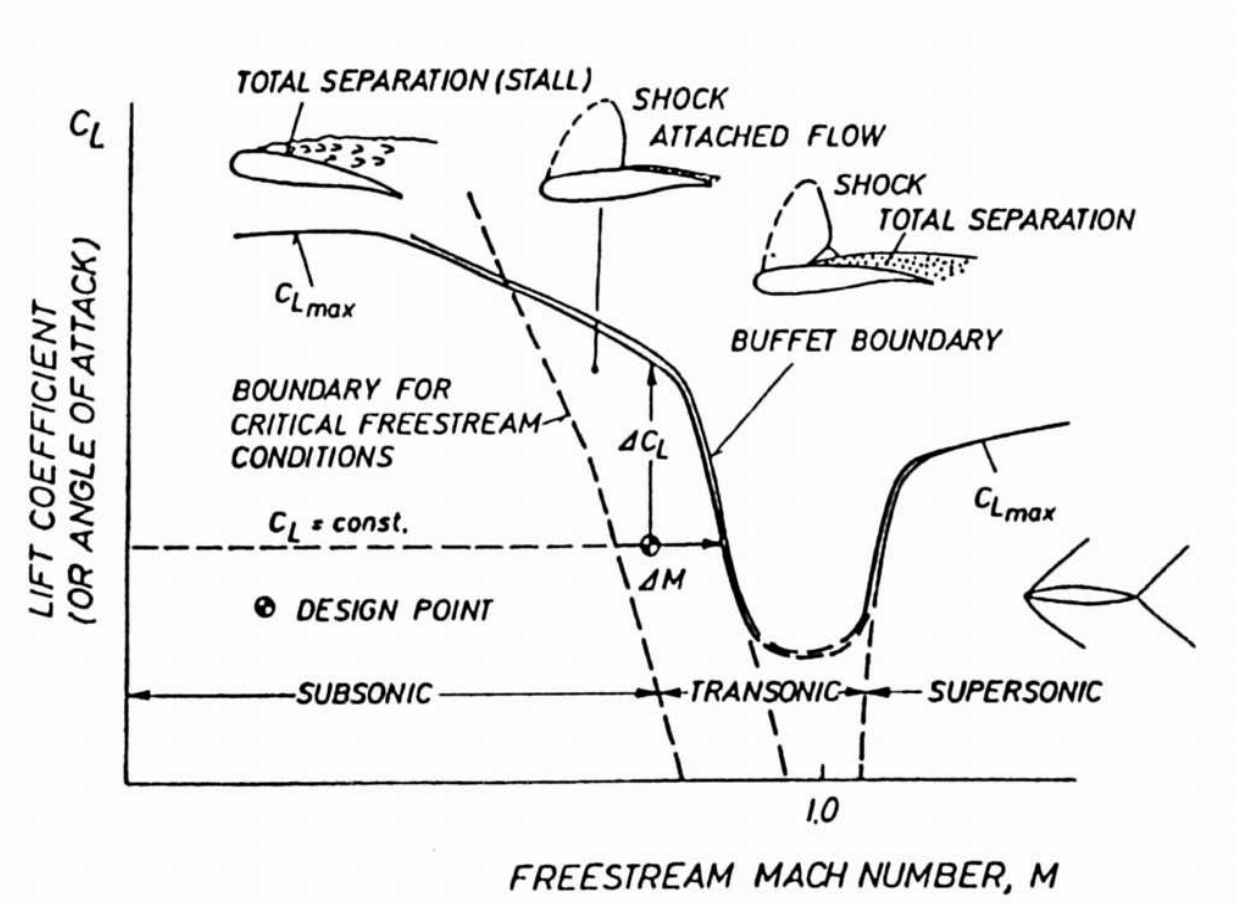


FIG. 1.4 – *Illustration de l'évolution du coefficient de portance maximal dans le plan nombre de Mach/incidence. Extrait de Lee [80].*

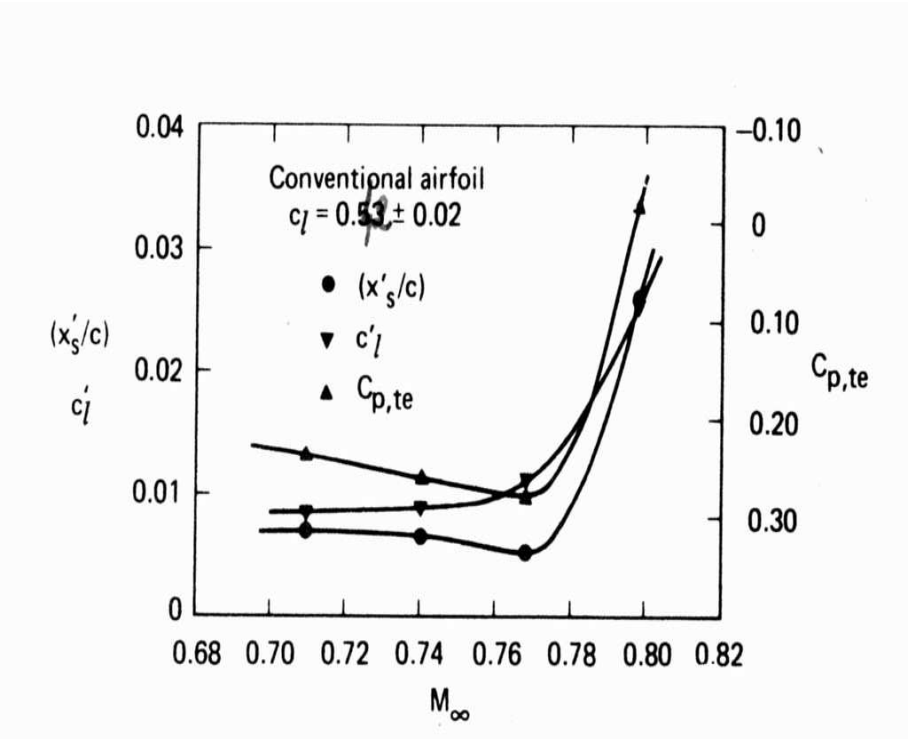


FIG. 1.5 – *Expérience sur l'entrée en tremblement par l'incidence sur un profil supercritique Whithcomb : influence sur les fluctuations du coefficient de portance (c'_l), sur la vitesse du choc (x'_s/c) et sur le coefficient de pression au bord de fuite ($C_{p,te}$). Extrait de Roos [113].*

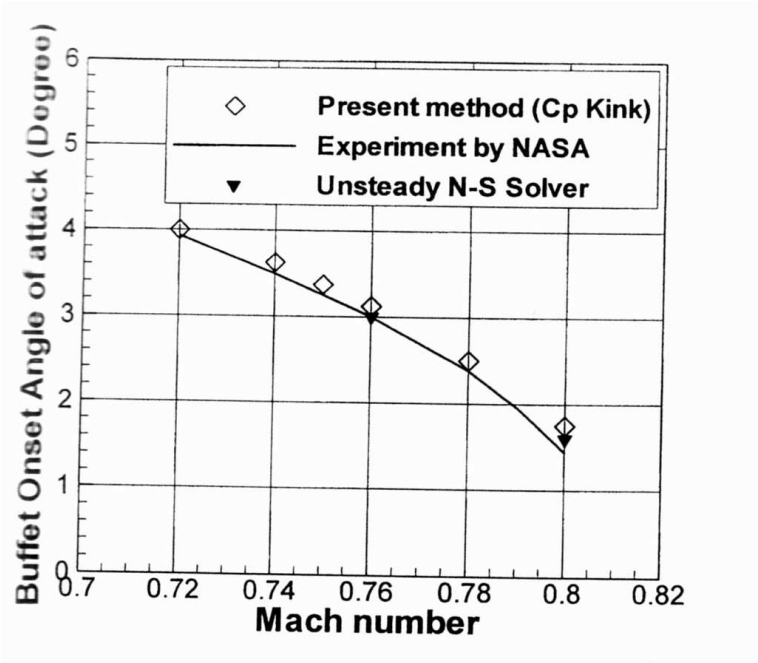


FIG. 1.6 – *Frontière d'entrée en tremblement d'un profil supercritique NLR7301 dans le plan nombre de Mach/incidence. Extrait de Chung et al [27].*

s'éloigne d'une position en prolongement de sa phase linéaire, la portance subit des écarts instantanés par rapport à sa valeur moyenne ;
- le battement de grande amplitude de l'onde de choc à la surface du profil : ce battement présente typiquement une excursion importante de plusieurs dizaines de pourcents de corde.

Dans le cas des avions commerciaux actuellement construits, l'entrée en tremblement des profils supercritiques utilisés est encore un élément influant directement sur la définition de la vitesse de croisière de ces aéronefs. En effet leur régime de croisière de l'ordre de $M_\infty = 0.8$ est proche de la frontière d'entrée en tremblement des profils classiquement utilisés, comme le montre la figure 1.6 relative à la frontière d'entrée en tremblement du profil supercritique NLR7301. Le recul de cette frontière d'entrée en tremblement est donc d'un intérêt certain pour les industriels du secteur afin d'élargir le domaine de vol de ces aéronefs.

Une fois en régime établi, expérimentalement le tremblement bidimensionnel se caractérise par une fréquence principale f_0, en général accompagnée de quelques harmoniques de valeurs supérieures, suivies d'une composante continue large bande comme le montre la figure 1.22. A nombre de Mach fixé en régime de tremblement établi, la fréquence principale f_0 dépend linéairement de l'incidence du profil, comme le montre la figure 1.7.

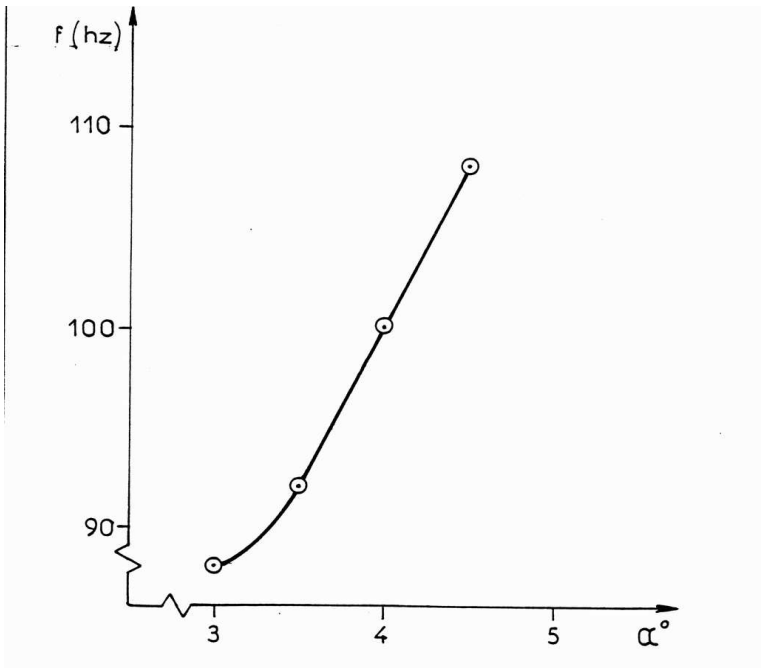


FIG. 1.7 – *Tremblement transsonique sur le profil supercritique RA16SC1 : évolution de la fréquence principale de tremblement f_0 avec l'incidence du profil. Extrait de Benoît [14].*

La dynamique de l'écoulement peut aussi être caractérisée par la visualisation des fluctuations de pression ou de coefficient de pression à la paroi. La figure 1.8 illustre ainsi qu'en régime de tremblement établi d'extrados, la fluctuation de pression pariétale est très élevée dans la zone de battement du choc, alors que les fluctuations comprises entre l'excursion maximale aval de l'onde de choc et le bord de fuite sont principalement dues à la dynamique de la zone d'écoulement décollée et dans une moindre mesure du sillage. Par ailleurs la même figure

confirme le fait que le tremblement augmente d'intensité avec l'incidence.

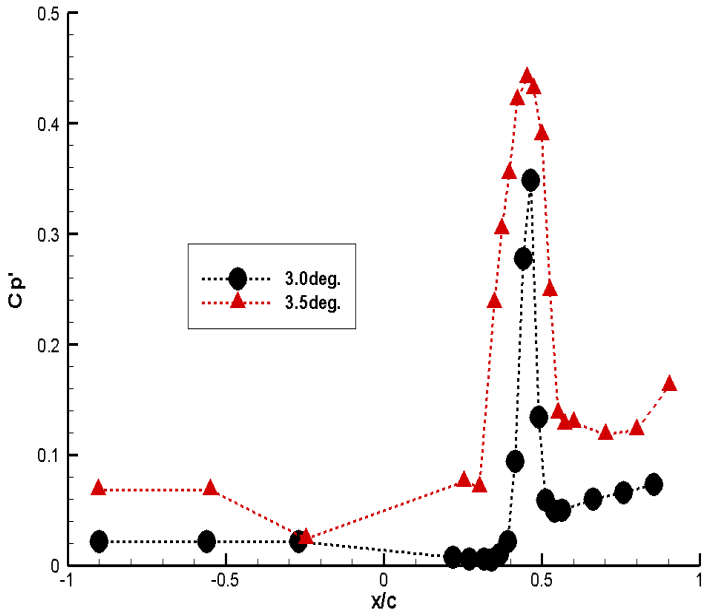


FIG. 1.8 – *Expériences de tremblement transsonique sur le profil supercritique OAT15A-CA : moyenne des fluctuations du coefficient de pression pariétale pour deux incidences ($\alpha = 3.0°$ et $\alpha = 3.5°$). Extrait de Reberga [109].*

La figure 1.9 tirée des travaux expérimentaux de Benoît [14] sur le profil supercritique RA16SC1 présente la contribution des forces aérodynamiques instationnaires de fréquences les plus élevées (droite) par rapport aux efforts instationnaires totaux (gauche), en régime de tremblement établi. Pour le profil RA16SC1 aux conditions d'essais considérées, la fréquence d'excitation aérodynamique se situe autour de $f_0 = 100Hz$. On observe ainsi sur cette figure que les fréquences les plus hautes contribuent de manière minoritaire par rapport aux plus basses aux efforts instationnaires totaux. De même, la figure 1.10 illustre bien le fait que les fluctuations de pression dont les fréquences sont les plus hautes croissent quasi linéairement depuis avant l'entrée en tremblement jusque bien après. Le fait que ces fluctuations de pression aux hautes fréquences ne présentent pas de changement de pente dans leur évolution au voisinage de l'angle d'incidence critique plaide pour une association des instationnarités de grande échelle aux fluctuations de pression de fréquences les plus basses. Par ailleurs, les spectres fréquentiels de la pression pariétale à 40% et 90% de l'extrados d'un profil OAT15A en régime de tremblement sur la figure 1.22 montrent un bruit large-bande pour le spectre de la position la plus en aval. Ce point plaide pour une perte de cohérence des structures présentes dans le décollement vers l'aval du profil.

L'étude d'une courbe de portance durant un cycle de tremblement (le terme "cycle" étant d'autant plus justifié que f_0 est prépondérante par rapport aux autres fréquences) révèle deux séquences distinctes dans le déplacement de l'onde de choc. Tout d'abord, un temps T_1 d'augmentation de la portance, lié à la croissance de la zone d'écoulement supersonique vers l'arrière jusqu'à l'obtention d'une portance maximale durant le cycle. Le choc est alors le plus

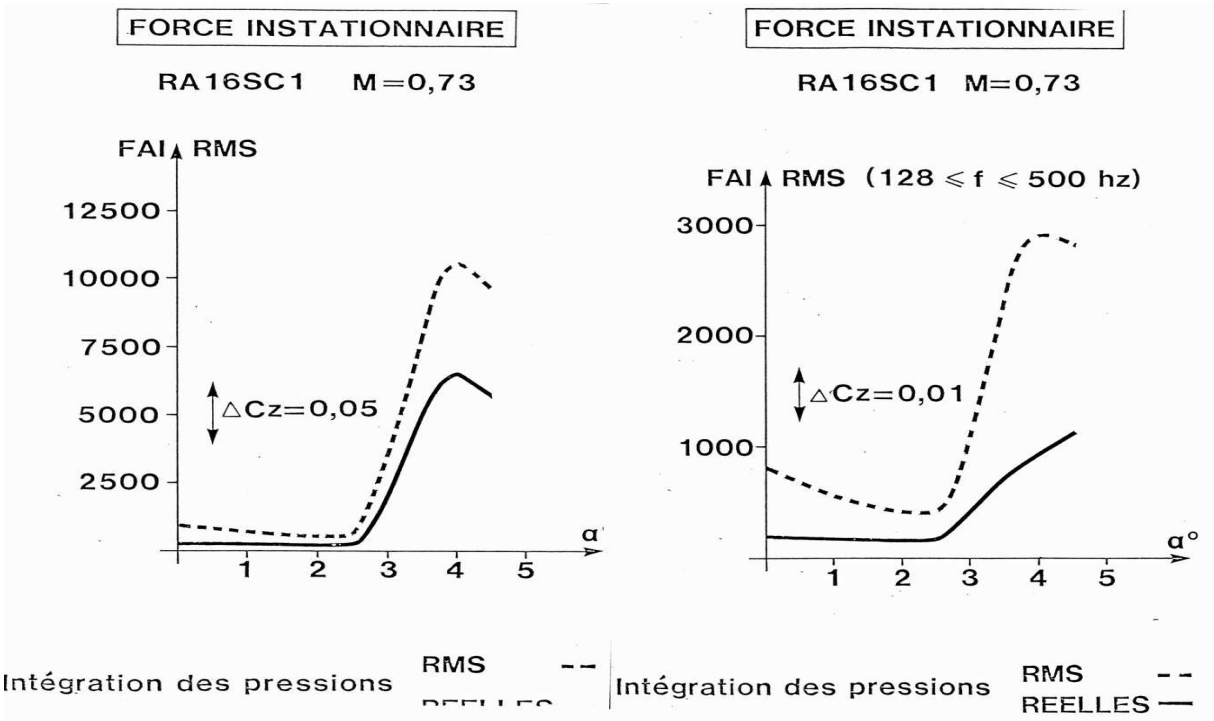


FIG. 1.9 – *Tremblement transsonique sur le profil supercritique RA16SC1 : efforts aérodynamiques par type de fréquence subis par le profil dans sa soufflerie en entrant en régime de tremblement. Extrait de Benoît [14].*

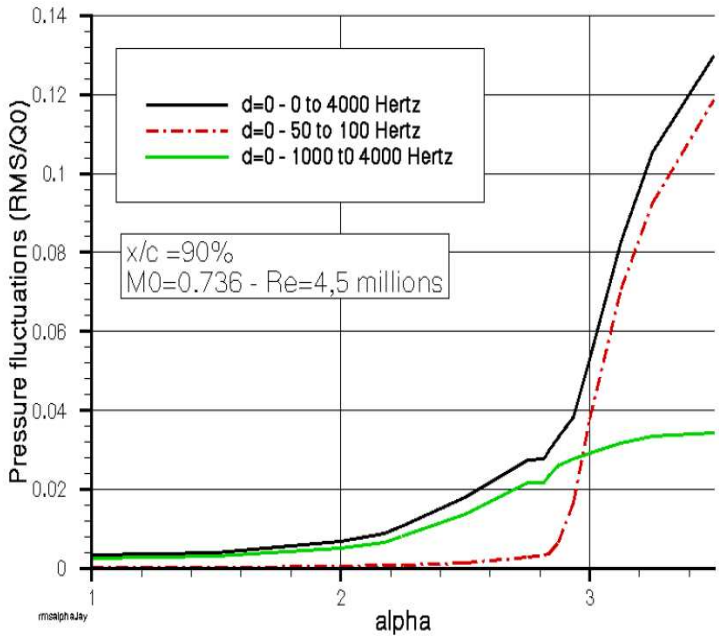


FIG. 1.10 – *Tremblement transsonique sur le profil supercritique OAT15A-CA : contribution par bandes fréquentielles sur les fluctuations de pression d'extrados à 90% de corde. Extrait de Caruana et al. [24].*

intense.
Si l'on décrit un écoulement de type A suivant la classification de Pearcey *et al.*[103], le temps de diminution de la portance T_2 correspond à une remontée du choc vers l'avant du profil avec la croissance du décollement de pied de choc. Dans sa position la plus en amont, le choc est moins intense, le décollement à son pied est bien moindre quand il existe. Le choc revient alors en arrière, et le phénomène est bouclé.
Si l'on décrit un écoulement de type B , le décollement de pied de choc fusionne avec le décollement de bord de fuite. La zone d'écoulement décollée est à cet instant étendue du pied de choc au sillage ; commence alors le temps de diminution de la portance T_2 de C_l. Le choc remonte vers le bord d'attaque et simultanément la zone décollée augmente jusqu'à atteindre une taille suffisante pour qu'il y ait une échappée tourbillonnaire importante au bord de fuite. Le choc est alors dans sa position la plus en amont ; finalement, la zone décollée se scinde à nouveau en un décollement de pied de choc et un autre de bord de fuite, et le phénomène est ainsi bouclé.

A l'heure actuelle, l'origine du tremblement transsonique n'est toujours pas claire. L'interaction instationnaire d'une onde de choc et d'une couche-limite turbulente est pourtant fréquente dans la littérature, avec une grande variété de cas traités. On peut ainsi citer l'interaction d'une onde de choc et d'une couche-limite turbulente sur plaque plane [36], sur une rampe de compression supersonique [65], dans une tuyère [62] ou, comme détaillé ici, sur des profils ou sections d'ailes.
Dussauge *et al.* [41, 42] rappellent dans leurs travaux que les mouvements du choc dans tous les cas précédemment cités sont généralement présents à des fréquences bien inférieures aux fréquences des structures turbulentes présentes dans les couche-limites en amont du choc ou en aval après le recollement. Il est donc légitime de se demander d'où viennent ces basses fréquences. Pour le cas du tremblement transsonique, on peut relever deux mécanismes possibles.

Le premier serait un mécanisme en boucle fermée, suggéré par Ventres et Howe [141] et rappelé plus tard par Lee [80].
Dans ce mécanisme, dont le principe est donné sur la figure 1.11, les mouvements de l'onde de choc impliquent la création d'ondes de pression qui se propagent vers l'aval dans la zone décollée. La réponse de la zone décollée, et/ou de la couche limite d'extrados proche du bord de fuite, à cette perturbation venant du choc, est alors de rayonner à son tour une perturbation de pression vers l'amont, la zone étant subsonique. Cette perturbation de pression en impactant le choc entretiendrait son mouvement. La boucle est alors fermée. Une des vérifications possibles de ce phénomène est de s'assurer que la période de l'oscillation de l'onde de choc correspond à la somme des temps de propagation des perturbations et de réaction du choc et de la zone décollée.
Plusieurs auteurs ont travaillé sur les différents aspects de ce mécanisme. Sur la génération des perturbations revenant vers l'amont, on peut mentionner les travaux d'Atassi [8] qui a étudié un écoulement transsonique sur profil ne présentant pas de tremblement aérodynamique mais une zone décollée allant du choc au bord de fuite. Atassi montre de manière analytique que des instabilités de type Kelvin-Helmholtz, originaires du point de séparation au pied du choc, grossissent le long de la couche de mélange entre la zone décollée et l'écoulement extérieur. Ces instabilités, lorsqu'elles interagissent avec le bord de fuite du profil, engendrent un rayonnement acoustique, qui régénère à son tour l'onde d'instabilité initiale.
La même année, Ventres et Howe [141] étudient par des méthodes analogues le tremblement

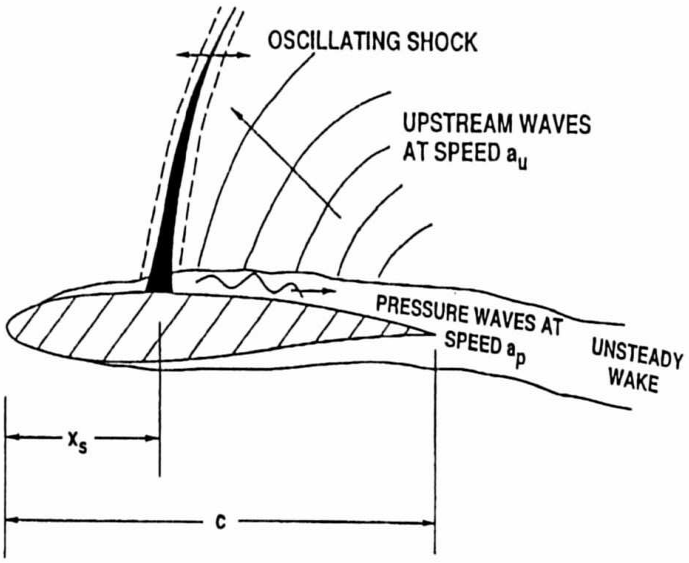


FIG. 1.11 – *Mécanisme du tremblement transsonique sur profil, extrait de Lee [80].*

sur profil supercritique. Ils arrivent à la même conclusion, à savoir l'existence d'une boucle fermée de perturbations de pression entre l'onde de choc, la zone décollée et la zone de bord de fuite, afin d'expliquer les oscillations auto-entretenues fortes dans l'écoulement.
On retiendra que les travaux d'Atassi [8] et de Ventres et Howe [141] permettent de dire qu'il existe un bouclage aéroacoustique dans le tremblement transsonique, mais n'expliquent pas pourquoi le rayonnement acoustique présent au bord de fuite se fait à une fréquence bien plus haute que la fréquence principale du tremblement.
Les travaux numériques de Deck [35], qui utilise dans ce cas l'approche DES (pour *Detached Eddy Simulation*), consacrés à l'écoulement sur le profil OAT15A en régime de tremblement étudié expérimentalement par Jacquin et al. [66] semblent confirmer l'existence d'un bouclage aéroacoustique, en particulier en montrant que les ondes de perturbations allant vers l'amont ont pour origine l'impact de grosses structures tourbillonnaires issues du décollement sur la partie extrados proche du bord de fuite du profil. De même, Xiao *et al.* [145] qui étudient par une méthode URANS le tremblement transsonique sur le profil BGK 1 [1] d'après les expériences de Lee [79] vérifient et retrouvent par le calcul le mécanisme de bouclage constaté expérimentalement par Lee [79]. Enfin, Handa et al. [62] décrivent le même mécanisme de boucle fermée afin d'expliquer les oscillations auto-entretenues du système onde de choc/couche limite décollée observées expérimentalement dans une tuyère transsonique.

Le deuxième type de mécanisme avancé quant à l'origine du tremblement, est celui d'une instabilité globale de l'écoulement décollé et du sillage associé. On peut citer notamment les travaux de Crouch [32] qui se situent plus généralement dans la continuité des travaux sur les instabilités globales, dont une revue est donnée par Theofilis [132].
Le principe de la méthode utilisée par Crouch, est de calculer la stabilité de l'écoulement

[1] Pour Bauer Garabedian Korn.

représenté par un champ de base issu d'une simulation RANS. Ce calcul de stabilité consiste en l'écriture des équations de Navier-Stokes en petites perturbations avec des conditions aux limites homogènes à la frontière du domaine. On cherche alors les solutions les plus instables de ce système d'équations aux perturbations, c'est-à-dire celles qui vont éloigner le plus la solution de la solution non perturbée. Ce type d'approche permet de savoir quand la solution devient instable en fonction de différents paramètres comme les nombres de Mach, de Reynolds et l'angle d'incidence. Les résultats que Crouch obtient sur la lentille bi-convexe d'épaisseur 18% montrent qu'il existe un angle d'incidence critique, les autres paramètres étant fixés, pour lequel une bifurcation apparaît - la solution finale passe d'un état stationnaire à un état instationnaire. On retiendra que cette analyse de stabilité permet sur ce cas de retrouver la fréquence expérimentale principale de tremblement avec une erreur de l'ordre du pourcent.
Mentionnons aussi les travaux de Bouhadji et Braza [17], qui mènent une simulation numérique directe du tremblement transsonique sur un profil NACA0012 en régime d'écoulement laminaire ($R_e = 10000$). Ces auteurs relèvent l'influence du nombre de Mach sur la dynamique de la zone décollée à incidence nulle. Ils montrent aussi qu'en régime de tremblement ($0.7 < M < 0.85$) un mode global intense est présent dans la partie écoulement décollé/ sillage. L'écoulement compressible autour du même profil NACA0012 à diverses incidences est également étudié en simulation numérique directe ($R_e = 20000$) par Miserda *et al.* [98]. Ces auteurs observent que, bien avant que le tremblement ne fasse son apparition, les ondes acoustiques issues de la zone sillage / bord de fuite sont présentes, principalement dues à un mode de lâcher tourbillonnaire de Von Karman issu de la zone décollée au-dessus du bord de fuite. Ces perturbations acoustiques dirigées vers le choc n'ont pas d'influence sur sa position avant que le décollement n'ait atteint une certaine taille critique. Le bouclage aéroacoustique ne semble donc être efficace que pour une certaine topologie de l'écoulement décollé.

En résumé, il n'est pas encore clair, ni prouvé, que le phénomène d'oscillations auto-entretenues relève **totalement** du premier mécanisme ou du second. Dans la mesure où les études sur les deux mécanismes cités semblent concluantes, il semble en effet difficile d'écarter un des deux mécanismes.

D'autres travaux non directement dirigés vers la compréhension de l'origine du phénomène offrent cependant un éclairage sur ce point fondamental. Par exemple, Caruana *et al.* [23, 24] contrôlent expérimentalement le tremblement sur profil par l'action d'un volet de bord de fuite dynamique dont l'effet est aussi d'envoyer une perturbation de pression depuis la zone de bord de fuite vers le choc. Ces auteurs montrent que leur contrôle n'est efficace qu'à condition d'utiliser une amplitude de contrôle qui se traduit par des perturbations acoustiques bien plus importantes que les perturbations naturelles du mécanisme de Ventres et Howe [141]. Par ailleurs, Caruana *et al.* montrent aussi qu'il est indispensable pour espérer influencer le système onde de choc/couche limite décollée, de bien caler la phase du contrôle par rapport à la position du choc pour que ce dernier réponde comme voulu. Dans le cas de l'écoulement non-contrôlé, il ne semble pas encore établi que la phase des perturbations acoustiques naturelles dirigées vers l'amont soit la bonne par rapport à la position du choc.

1.2 Résultats expérimentaux disponibles

Dans ce mémoire, le tremblement transsonique sera abordé principalement sur quatre profils différents : la lentille bi-convexe d'épaisseur 18%, les profils supercritiques RA16SC1 d'une

part et OAT15A-CA d'autre part, et dans une moindre mesure le profil classique NACA0012 bien connu des aérodynamiciens.

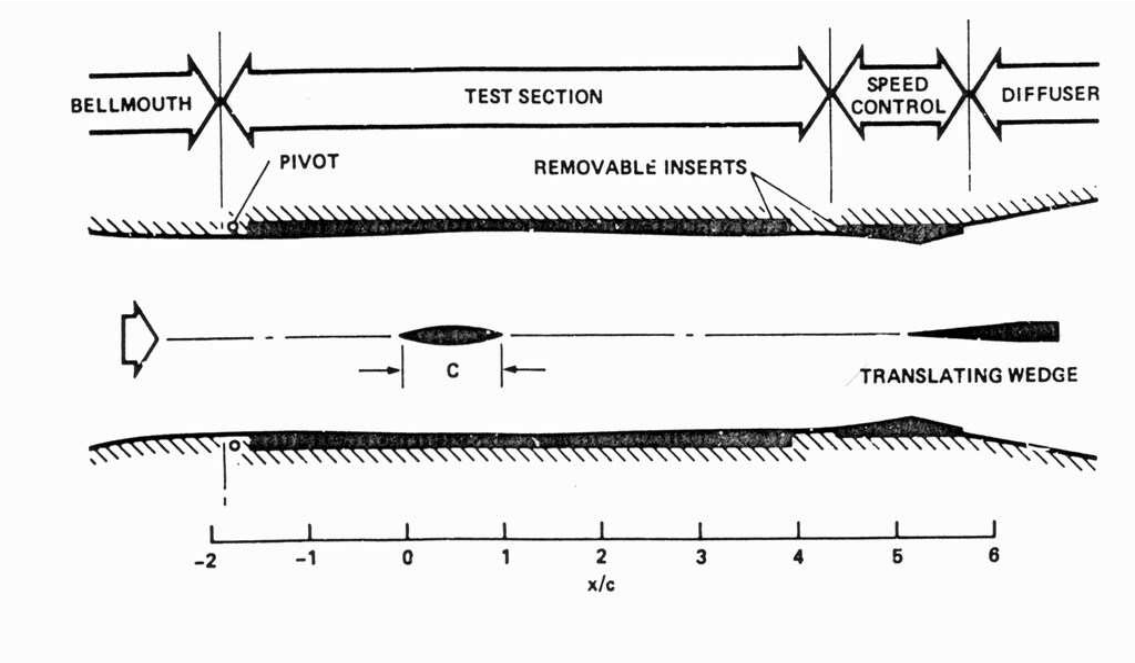


FIG. 1.12 – *Lentille biconvexe de 18% d'épaisseur maximale dans sa soufflerie. Extrait de Mc Devitt et al.[91].*

La lentille bi-convexe de 18% d'épaisseur est définie par deux arcs de cercle dont l'écartement maximal est de 18% de la corde. Cette forme de profil, symétrique et épais, est assez inhabituelle, les profils symétriques utilisés pour les voilures d'avions optimisés pour le régime supersonique étant beaucoup plus fins. On peut citer par exemple les profils en forme de lentille biconvexe du Dassault Mirage IV A qui présentent des épaisseurs de 3.8% à l'emplanture et de 3.2% à l'extrémité. La lentille biconvexe d'épaisseur 18% a été étudiée expérimentalement par Mc Devitt et al. [91]. En suivant la classification de Tijdeman, l'auteur identifie principalement des oscillations de choc de type C, et une petite zone de tremblement de type A.

On notera que, dans l'expérience, les parois de la soufflerie sont proches du profil. La distance les séparant est en effet inférieure à deux cordes, comme le montre la figure 1.12.

Mc Devitt montre que les entrées et sorties du régime d'écoulement instationnaire s'accompagnent d'un phénomène d'hystérésis (voir Fig. 1.13) : à incidence nulle et pour un nombre de Reynolds donné, l'écoulement autour du profil entre ou sort du régime de tremblement pour des valeurs du nombre de Mach amont différentes selon que ce nombre de Mach augmente ou diminue. Comme on peut le voir sur la figure 1.13, cette observation est plus particulièrement vraie sur la frontière basse en nombre de Mach ; la frontière de tremblement pour le nombre de Mach le plus élevé semble la même, que l'écoulement à l'infini amont accélère ou ralentisse.

Dans ce mémoire, l'étude du tremblement sur lentille symétrique d'épaisseur 18% se fait principalement pour un nombre de Mach à l'infini amont de $M_\infty = 0.76$, un nombre de Reynolds basé sur la corde $Re_\infty = 11 \times 10^6$, une incidence nulle et un écoulement considéré comme

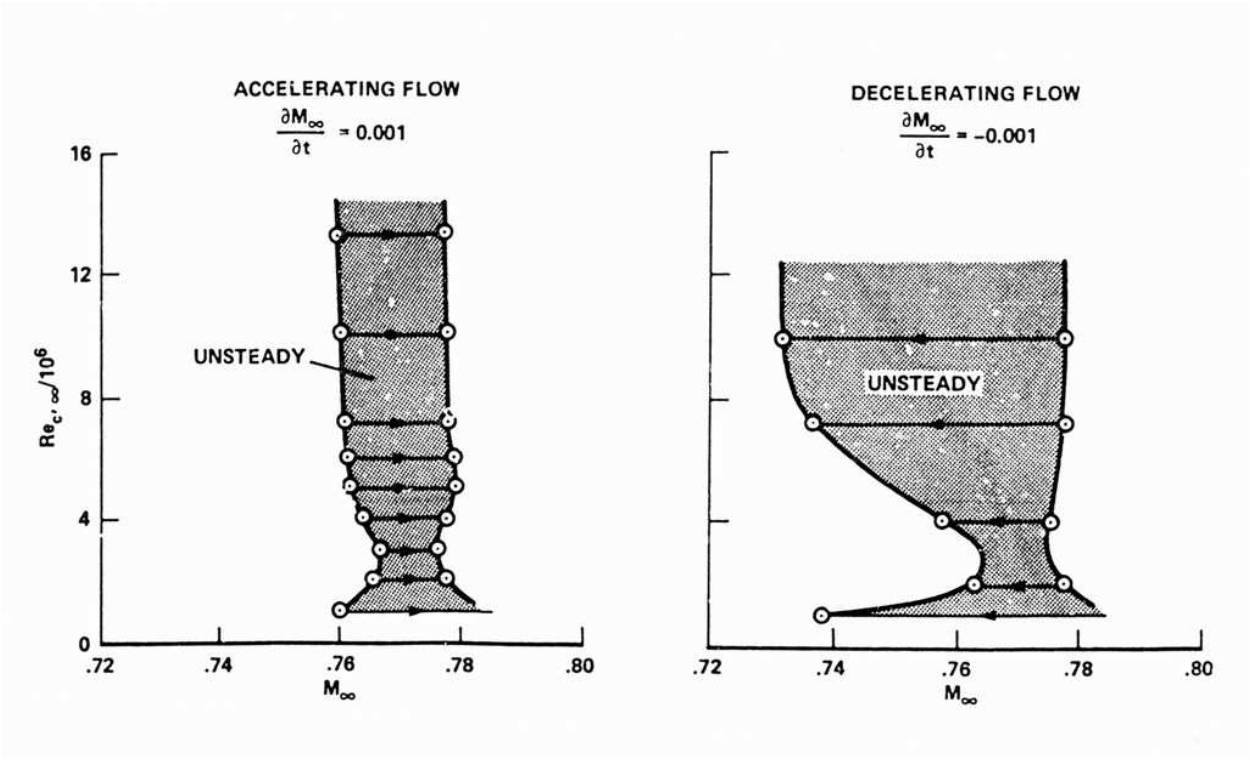


FIG. 1.13 – *Lentille biconvexe de 18% d'épaisseur maximale : frontière d'entrée en tremblement en augmentant ou diminuant M_∞. Extrait de Mc Devitt et al.[91].*

turbulent avant son arrivée sur le profil c'est à dire sans spécification d'abscisse de transition sur le profil. A ce régime, Mc Devitt relève une fréquence principale adimenssionnée de $f_{0adim} = 0.49$ ce qui correspond à une fréquence réelle de $f_0 = 189Hz$, sans autre information sur l'amplitude de battement de l'onde de choc.
Les résultats de Mc Devitt sur cette lentille amènent relativement peu d'informations quantitatives. Cette configuration présente néanmoins l'intérêt d'offrir un cas de validation préliminaire intéressant afin de s'assurer que les codes de simulations employés sont bien capables de simuler un écoulement transsonique instationnaire. En effet, au régime d'essai considéré pour ce profil épais, le décollement de pied de choc est fort quand il existe, et l'entrée en tremblement se fait de manière relativement aisée (*i.e.* avec une sensibilité faible aux paramètres numériques et de modélisation de la turbulence tout particulièrement).

Afin de mieux répondre aux préoccupations pratiques des avionneurs, il semble logique de s'intéresser au cas des profils supercritiques, qui sont employés autant sur des avions civils que des avions de combat modernes.

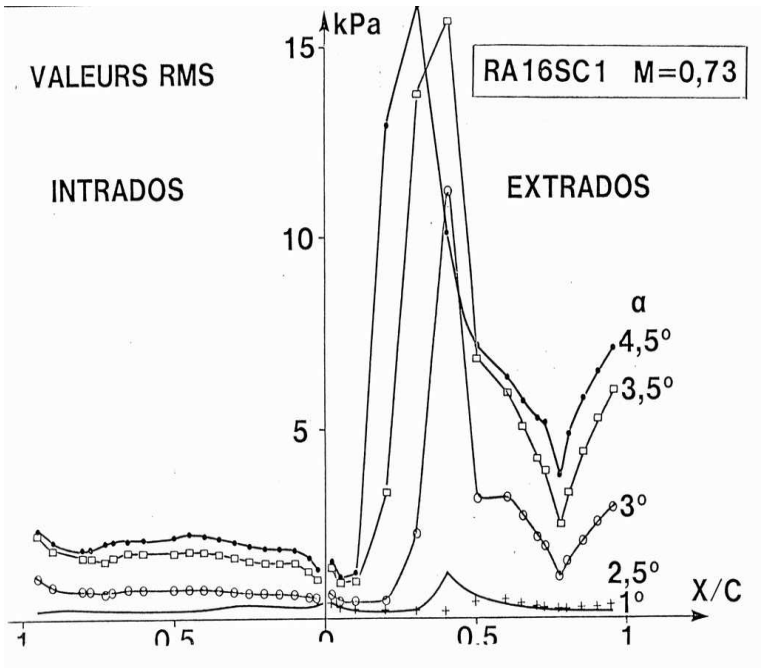


FIG. 1.14 – *Expérience sur le profil RA16SC1 : valeurs efficaces des fluctuations de pression à la paroi du profil. Extrait de Benoît [14].*

Le profil supercritique RA16SC1 est donc considéré dans un second temps. On note tout d'abord que les résultats quantitatifs disponibles pour cette géométrie sont plus nombreux que pour la lentille biconvexe d'épaisseur 18% de corde. Le profil RA16SC1 a été conçu par la société *Aerospatiale*. C'est un profil supercritique de 16% d'épaisseur relative, étudié d'abord à la soufflerie T2 de l'ONERA Toulouse, puis à la soufflerie S3MA de l'ONERA Modane par Benoît en 1986 [14] afin d'éliminer l'influence possible sur la fréquence de tremblement prédite d'effets de confinement. Le nombre de Mach nominal est de 0.73, le nombre de Reynolds de 4.2×10^6 et l'incidence varie de 0° à 4.5°. Benoit [14] recommande d'introduire des corrections sur ces paramètres afin de tenir compte des parois, en indiquant que le nombre de Mach

corrigé est de 0.723 et l'incidence doit être réduite de 1° par rapport aux essais. La figure 1.7, précédemment commentée, montre l'évolution de la fréquence de tremblement avec l'incidence. La figure 1.14 présente l'évolution des valeurs efficaces des fluctuations de pression avec l'incidence. Ces travaux indiquent une entrée en tremblement pour une incidence nominale de 3° , soit une incidence corrigée de 2°.

Le deuxième profil supercritique auquel nous nous intéresserons est le profil OAT15A-CA étudié expérimentalement par Caruana *et al.* [22], puis par Reberga [109] et Despre [39]. Ce profil est dérivé du profil OAT15A, avec épaississement du bord de fuite. Le profil OAT15A a en effet un bord de fuite épais de 0.5% de corde, tandis que l'OAT15A-CA a lui un culot de bord de fuite de 1% de corde [109] afin d'y loger un système de contrôle actif par volet.
Le profil OAT15A-CA ainsi équipé a été étudié d'une part afin de caractériser l'écoulement naturel tremblant autour de ce profil dans la soufflerie T2 de l'ONERA Toulouse, d'autre part pour étudier les possibilités de contrôle actif du phénomène avec le volet de bord de fuite développé. Nous reviendrons sur ces travaux relatifs au contrôle dans la suite de cet état de l'art.
Le profil OAT15A-CA a été soufflé pour des écoulements à des nombres de Mach compris entre 0.72 et 0.82 et une incidence entre 0° et 3.5°. La transition est imposée à 7% de corde à l'intrados et extrados du profil par des bandes rugueuses de type carborundum. Pour tenir compte d'effets liés au confinement de la soufflerie, Caruana *et al.* proposent de réduire le nombre de Mach de 0.006 par rapport aux expériences. Les conditions utilisées dans nos simulations sont donc un nombre de Mach de $M_\infty = 0.73$, un nombre de Reynolds $Re_\infty = 4.3 \times 10^6$ et une incidence α qui varie entre 0° et 3.5°.
Signalons que le profil OAT15A a fait récemment l'objet d'études expérimentales par Jacquin *et al.* [66], mais les résultats de ces études n'étaient malheureusement pas disponibles au cours du déroulement de nos propres travaux.

Enfin, le dernier profil étudié dans ce mémoire est le classique profil $NACA0012$, qui est inclus dans notre étude afin de qualifier certaines méthodes de contrôle du tremblement que nous évoquons plus loin. Les travaux expérimentaux de référence pour cette configuration sont ceux de Mc Devitt et Okuno [92]. Ces auteurs ont déterminé la frontière d'entrée en tremblement de ce profil pour un nombre de Reynolds $Re_\infty = 9.9 \times 10^6$, un nombre de Mach compris entre 0.72 et 0.82 et une incidence comprise entre 0° et 6°. Dans nos travaux, le point de fonctionnement qui est simulé correspond aux conditions suivantes : un nombre de Mach de $M_\infty = 0.775$, un nombre de Reynolds $Re_\infty = 9.9 \times 10^6$, un écoulement considéré comme pleinement turbulent avant le profil (pas de "transition" imposée) pour une incidence de $\alpha = 3.5°$.

1.3 Simulation du tremblement

Nous détaillons maintenant les travaux disponibles dans la littérature qui sont spécifiquement consacrés à la simulation numérique du phénomène de tremblement transsonique. Ces travaux sont présentés selon une hiérarchie ascendante de coût de calcul, directement corrélée avec les choix de modélisation de la turbulence retenus.

Girodroux-Lavigne et Le Balleur [54] ont étudié le tremblement sur les profils supercritiques NLR7301 et NACA 64A010 en utilisant une méthode de couplage fluide parfait/couche limite dans le cadre bidimensionnel. Cette méthode a été reprise par Reberga dans sa thèse [109]

pour étudier le tremblement sur le profil OAT15A-CA à l'aide du code de couplage VIS15 développé par Girodroux-Lavigne et Le Balleur.
Ce type de simulation de type "Euler/couche-limite" semble donner une approximation correcte du phénomène instationnaire de tremblement sur le profil OAT15A-CA [109]. La figure 1.15, tirée de [109], compare les résultats de calculs obtenus avec VIS15 aux expériences menées dans la soufflerie T2 de l'ONERA Toulouse. Comme on peut l'observer sur cette figure, la méthode de couplage "Euler/couche-limite" place l'onde de choc trop en aval et prédit une entrée en tremblement bien moins progressive que lors des expériences.
Il serait intéressant d'avoir une idée précise du coût de calcul d'une telle technique de couplage fort fluide parfait/couche-limite - par comparaison notamment à une simulation RANS ou URANS complète - afin de savoir si cette modélisation simplifiée pourrait être intégrée avec profit dans une boucle d'optimisation qui nécessite un coût de calcul unitaire aussi réduit que possible.

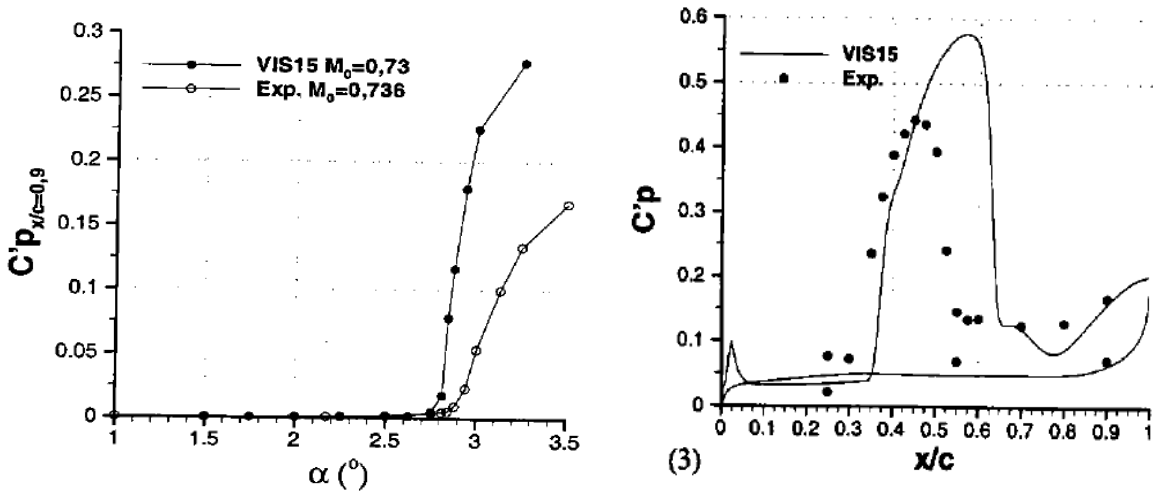


FIG. 1.15 – *Simulation du tremblement sur le profil OAT15A-CA en utilisant un code "Euler/couche limite" : comparaison à l'expérience pour une incidence de* 3.5°. *Extrait de Reberga [109].*

Le choix de modélisation de la turbulence le plus classiquement adopté par les équipes de recherche actives en matière de simulation numérique du tremblement est l'approche URANS (pour *Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*) dont les principes seront rappelés au chapitre suivant.
La fermeture la plus simple du système des équations RANS est réalisée à l'aide d'un modèle algébrique. Les travaux de Mc Devitt [92], de Raghunathan [107] ou encore de Renaud [110] qui s'appuient sur le classique modèle algébrique de Baldwin-Lomax [9] pour effectuer des simulations de tremblement transsonique sur le profil NACA0012 ont montré que ce modèle semble être suffisant pour accéder à des informations qualitatives sur les oscillations de choc auto-entretenues qui apparaissent pour ce profil. Néanmoins, l'utilisation de ce modèle conduit à surestimer la taille des décollements comme noté dans [26]. Cette surestimation se traduit par un battement de l'onde de choc d'amplitude plus importante que celle constatée lors des expériences [110]. Par ailleurs ce type de modèle ne tient compte d'aucun effet de transport de la turbulence. En contrepartie de ces défauts fondamentaux, le modèle de Baldwin-Lomax

présente l'intérêt pratique d'être d'une implémentation numérique simple, d'un coût de calcul en général modéré et de permettre d'avoir un aperçu au moins qualitatif des caractéristiques du tremblement transsonique sur profil.

Le modèle à une équation de transport de Spalart-Allmaras [125], couramment adopté dans l'industrie aéronautique pour l'étude des écoulements aérodynamiques externes, a été utilisé par plusieurs auteurs pour la simulation du tremblement transsonique. On peut citer les travaux de Rouzaud [114], Renaud [110], Brunet [19], et Coustols *et al.* [31] qui utilisent ce modèle. Initialement proposé pour la simulation stationnaire d'écoulements aérodynamiques décollés, le modèle de Spalart-Allmaras présente néanmoins l'inconvénient de prédire une entrée en tremblement tardive. Concrètement, comme le remarque Brunet [19], ceci se traduit par le besoin d'augmenter l'incidence par rapport à l'expérience afin d'obtenir des oscillations de choc auto-entretenues.

Il ressort de notre étude bibliographique que la plupart des modèles à deux équations ne sont pas capables de simuler le tremblement s'ils sont utilisés dans leur versions de base, adaptées au calcul d'écoulements stationnaires.
Les modèles de la famille $k - \varepsilon$ ont été étudiés par Goncalvès [58] [57] en particulier dans le contexte de la simulation du tremblement transsonique. Goncalvès montre que pour obtenir des oscillations de choc auto-entretenues en régime de tremblement sur le profil RA16SC1, il est nécessaire d'introduire plusieurs modifications à la formulation originale du modèle telle que proposée par Jones et Launder [26]. Il utilise d'une part une modification dite de réalisabilité qui intervient sur le coefficient C_μ utilisé dans le calcul de la viscosité turbulente μ_t. Le but de la modification de ce coefficient, à l'origine calé sur un cas test de couche-limite turbulente sur plaque plane, est de mieux tenir compte de la présence de l'onde de choc, en limitant la production de viscosité turbulente artificiellement créée par la présence de la discontinuité.
D'autre part, Goncalvès [56] [59] a recours à des lois de parois. Cette approche permet d'utiliser des maillages sensiblement plus grossiers que pour un modèle classique. En effet, alors qu'une taille adimensionnée de première maille de l'ordre de $y^+ = 1$ est recommandée pour décrire correctement une couche limite turbulente à l'aide de modèles RANS classiques sans loi de paroi, l'utilisation de lois de paroi permet de relaxer ce critère d'un ordre de grandeur au moins, comme l'illustre la figure 1.16. Cette économie dans la taille du maillage peut être particulièrement intéressante dans le cadre de l'utilisation intensive des simulations numériques, par exemple dans le cadre d'une procédure d'optimisation. La figure 1.17 montre néanmoins que cette approche par loi de paroi n'est pas la solution définitive à la simulation des oscillations de choc auto-entretenues. En particulier, on note que son utilisation affecte grandement l'entrée en tremblement pour le modèle $k - \omega$ SST de Menter ou les niveaux du tremblement établi calculés avec le modèle de Spalart-Allmaras. De plus, comme l'illustre la figure 1.18 l'approche par loi de paroi ne permet pas encore d'obtenir les niveaux efficaces de fluctuations de pression à l'extrados du profil RA16SC1.
Dans le domaine des modèles de type $k-\varepsilon$, on peut également mentionner les travaux de Padey [102] qui utilise un jeu de constantes différent de celui du modèle de base afin d'obtenir des oscillations de choc auto-entretenues. Cependant la justification de ces modifications n'était malheureusement pas disponible pour nos travaux car incluse exclusivement dans des rapports à diffusion restreinte.

Toujours dans le cadre des études utilisant une approche de type URANS, Thiery et Coustols [134] signalent qu'il existe pour certaines configurations un effet de confinement des parois

de la soufflerie en instationnaire. Les expériences en soufflerie précédemment signalées se sont toutes déroulées dans des veines d'essais aux parois hautes et basses déformables afin de suivre les lignes de courant de l'écoulement stationnaire en entrée de tremblement. Plus précisément, la méthodologie telle que décrite par Reberga [109] consiste à effectuer un calcul en entrée de tremblement avec un code (Euler ou autre), à en déduire les lignes de courant à la hauteur de veine, puis à adapter les parois en conséquence. Cette approche, probablement efficace pour réduire l'influence des parois hautes et basses en régime stationnaire, semble ne plus l'être en régime instationnaire fort comme en régime de tremblement. En particulier, Thiery et Coustols pointent que toutes les simulations numériques qu'ils effectuent en écoulement libre présentent un comportement insatisfaisant de la pression, avec des niveaux efficaces moyennés de fluctuations de pression qui ne correspondent pas aux expériences, comme le montrent les courbes de la partie haute de la figure 1.20. En tenant compte des parois dans la simulation (cf. la figure 1.19), la prédiction est nettement améliorée et tend à se rapprocher des valeurs expérimentales, au prix d'un effort conséquent sur le temps de conception et la taille du maillage. La figure 1.20 montre aussi que les moyennes de fluctuations de pression sur les parois de la soufflerie prises en compte dans le domaine sont de l'ordre d'un dixième des moyennes de fluctuations de pression sur la paroi du profil, ce qui au vu des niveaux de ces dernières, est loin d'être négligeable.
Malgré cette modification, les travaux URANS disponibles se caractérisent d'une part par des entrées en tremblement à des incidences qui diffèrent toujours de celles observées dans les essais en soufflerie, et d'autre part par des spectres de signaux de pression, en particulier dans la zone décollée, bien moins riches que l'expérience dans les hautes fréquences.
Concernant l'entrée en tremblement justement, Brunet [19] montre qu'avec l'utilisation du modèle EARSM (pour *Explicit Algebraic Reynolds Stress Model*) de Shi *et al.* [122], ou du modèle de Spalart-Allmaras [125], la prédiction de l'incidence d'entrée en tremblement issue de la simulation sur le profil OAT15A-CA est un degré plus élevée que la valeur expérimentale. Au contraire, Renaud [110] [111] avec le modèle de Baldwin-Lomax signale une entrée en tremblement sur le même profil légèrement inférieure à la valeur expérimentale.

La simulation de la partie décollée de l'écoulement par les modèles RANS conduit, quels que soient les auteurs et les méthodes numériques employées à des spectres dont la figure 1.21 est représentative : on constate une bonne approximation des basses fréquences et une perte importante dans la qualité de prédiction des fréquences les plus hautes.
Pour mieux représenter cette zone décollée, Deck [35] utilise une approche de "DES zonale" qui lui permet en particulier de résoudre les structures de la zone décollée grâce à une approche de type simulation des grandes échelles (SGE pour le sigle français, ou LES pour *Large Eddy Simulation* si l'on reprend le sigle anglais). On constate sur la figure 1.22 que l'utilisation de la "DES zonale" ne change que très peu le spectre fréquentiel de pression dans la zone de battement de choc. Par contre, le spectre fréquentiel de la pression pariétale dans la zone d'écoulement décollé montre l'intérêt d'une approche de ce type. En effet, les spectres issus du calcul URANS utilisant le modèle de Spalart-Allmaras effectués à incidence et pas de temps égaux à la DES, n'indiquent plus la présence de fréquences supérieures à $300Hz$. La DES quant à elle approche bien mieux le plateau fréquentiel qui apparaît expérimentalement au-delà de cette valeur. Ce résultat, couplé aux visualisations de champs d'iso-valeurs de viscosité turbulente disponibles dans le travail de Deck [35], est révélateur du fait que la modélisation RANS génère trop de viscosité turbulente sur ce cas. Comme le relèvent également Bogey et Bailly [16], ce surcroît de viscosité turbulente est équivalent à une réduction locale du nombre de Reynolds vu par l'écoulement.

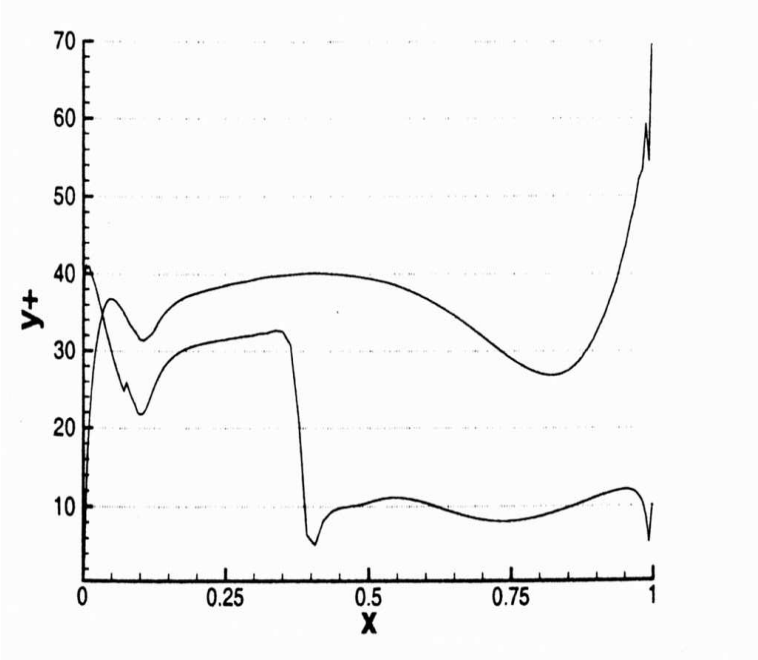
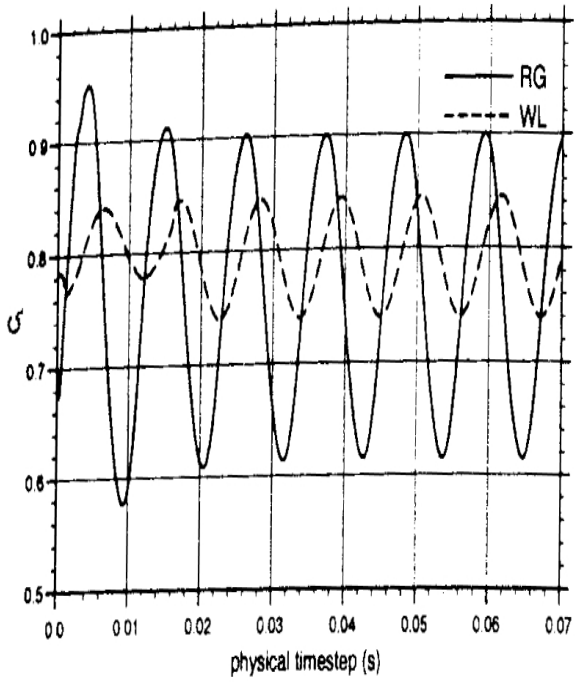


FIG. 1.16 – *Simulation du tremblement transsonique sur le profil RA16SC1 en utilisant une loi de paroi couplée au modèle $k-\omega$ SST : répartition de la taille de première maille. Extrait de Goncalvès [60]*

.

Au moment de la rédaction de ce mémoire, et à notre connaissance, il n'existe pas encore de calculs de type SGE du tremblement transsonique sur profil. Il existe néanmoins des calculs de ce type dédiés à l'étude de l'interaction entre une onde de choc et une couche-limite turbulente, tels que par exemple les travaux de Garnier [48]. On retiendra que ces travaux ne font pas encore apparaître des oscillations de choc à basse fréquence, probablement en raison de transitoires trop longs pour atteindre le régime établi dans des temps de calcul raisonnables.

Enfin, nous rappelons les travaux de Simulation Numérique Directe sur le profil NACA0012 de Bouhadji et Braza [17] [18] et de Miserda *et al.* [98]. Ces travaux, déjà cités dans ce mémoire, présentent l'avantage évident de s'affranchir de toute modélisation de la turbulence ; mais ils sont limités à un nombre de Reynolds basé sur la corde de l'ordre de 20000, beaucoup plus bas donc que les nombres de Reynolds rencontrés en pratique qui sont de l'ordre de plusieurs millions.



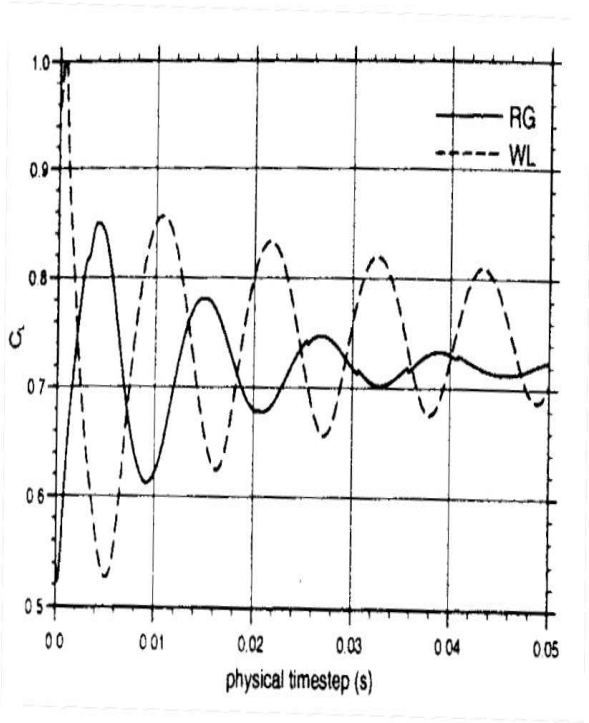


FIG. 1.17 – *Simulation du tremblement transsonique sur le profil RA16SC1 pour une incidence de 4° en utilisant (WL) ou pas (RG) une loi de paroi couplée aux modèles de Spalart – Allmaras (courbes de gauche) et $k - \omega$ SST (courbes de droite). Extrait de Coustols et al. [31].*

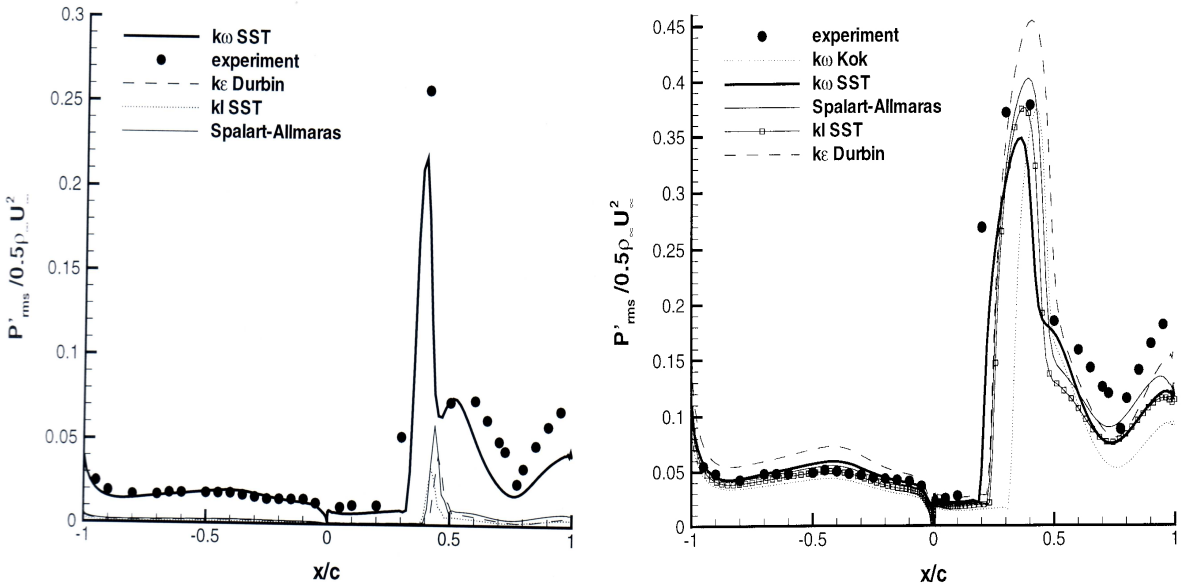


FIG. 1.18 – *Simulation du tremblement transsonique sur le profil RA16SC1 en utilisant une loi de paroi couplée à divers modèles de turbulence : profils des fluctuations de pression autour du profil pour une incidence de 3° (gauche) et 4° (droite). Extrait de Goncalvès [60].*

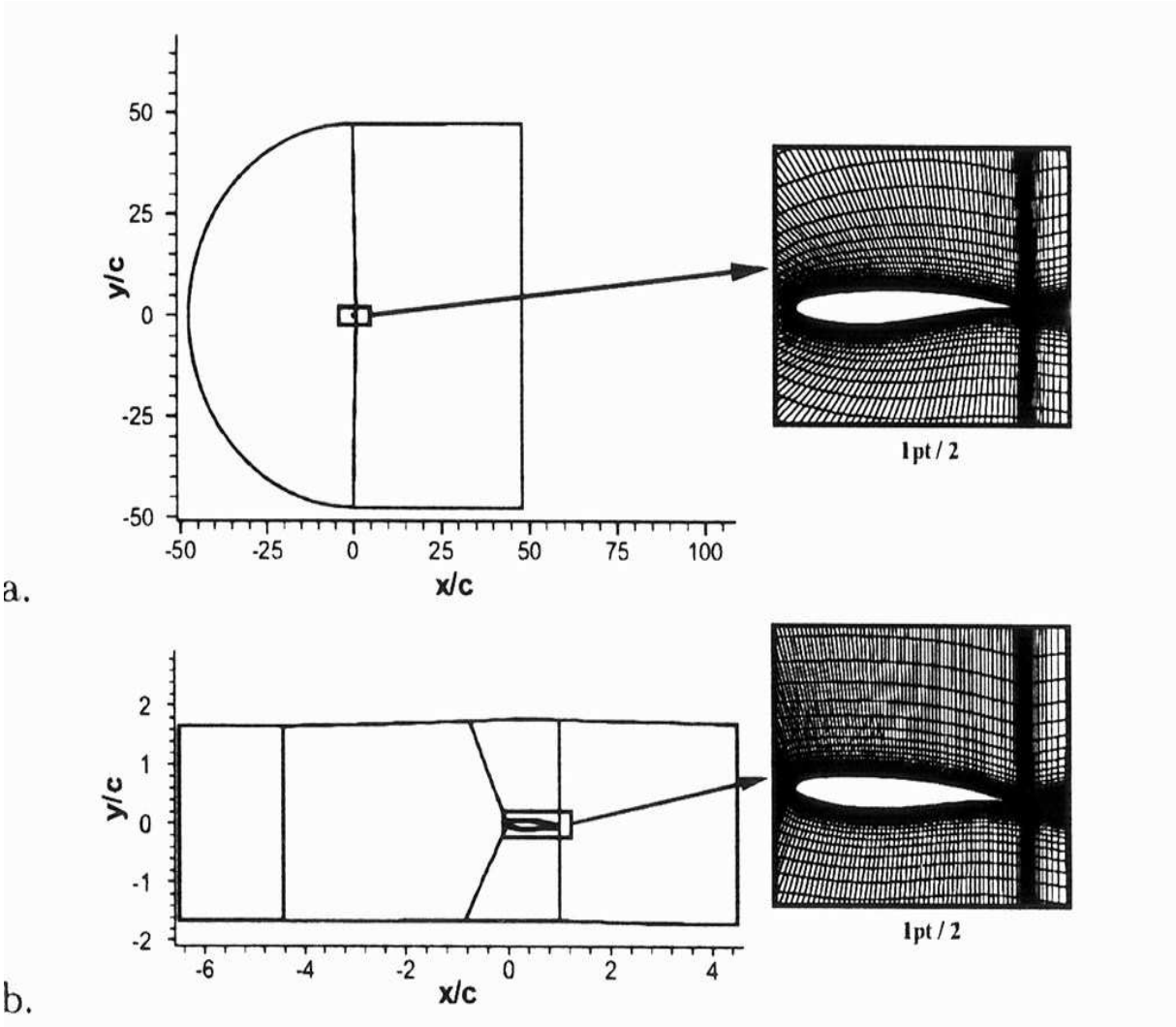


FIG. 1.19 – *Prise en compte des parois de soufflerie pour le profil OAT15A-CA : allure des maillages pour les calculs non-confinés (haut) ou confinés (bas). Extrait de Thiery et Coustols[134].*

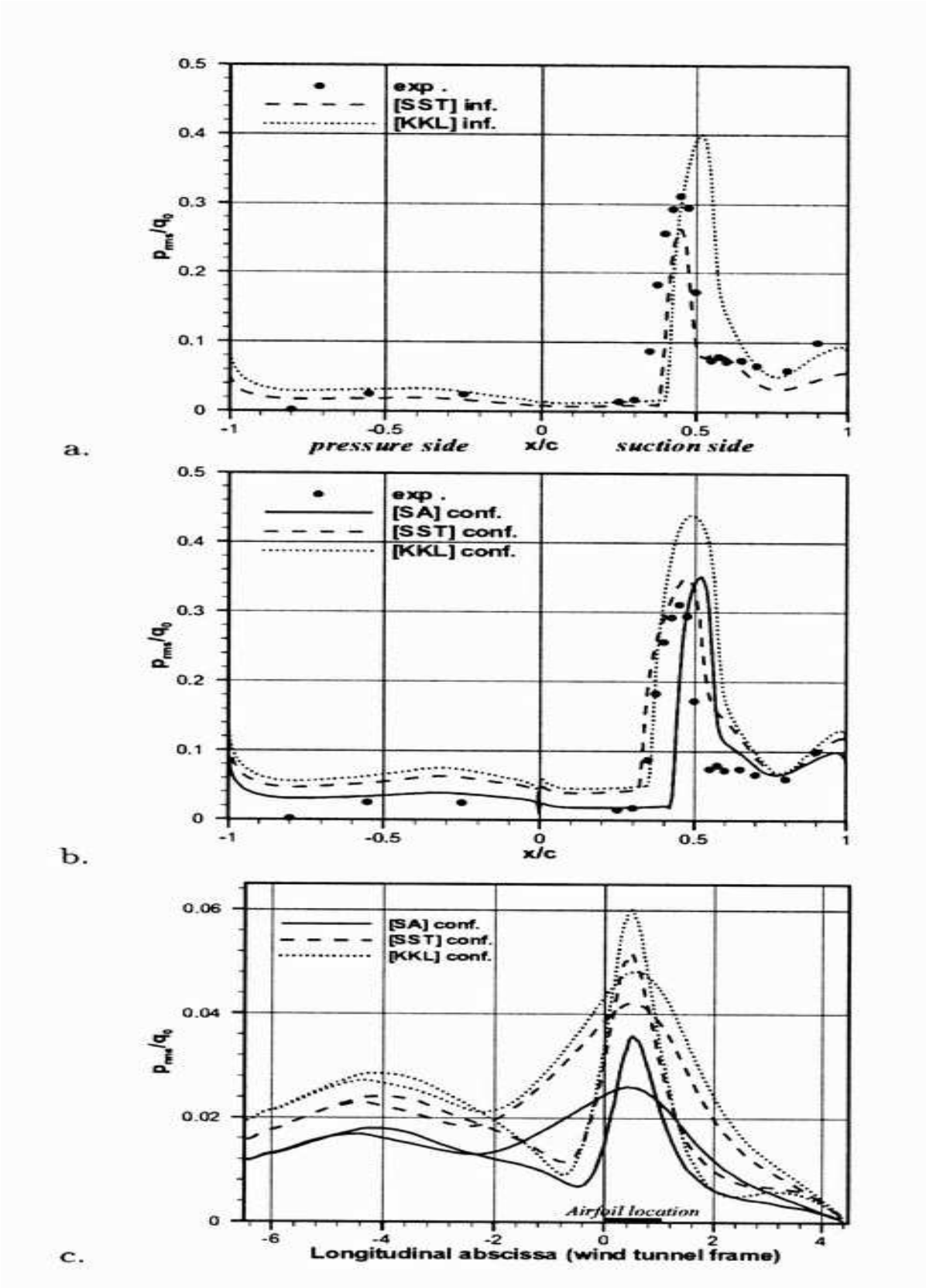


FIG. 1.20 – *OAT15A-CA : comparaison des résultats expérimentaux (notés* exp*) aux valeurs efficaces de pressions pariétales pour le profil pour les modèles de Spalart-Allmaras (SA), $k-\omega$ SST et $k-kl$ de l'ONERA. Calculs sans (haut) et avec prise en compte des parois(milieu), valeur des fluctuations de pression sur la paroi haute de la veine (bas) pour les trois modèles. Extrait de Thiery et Coustols [134]*

.

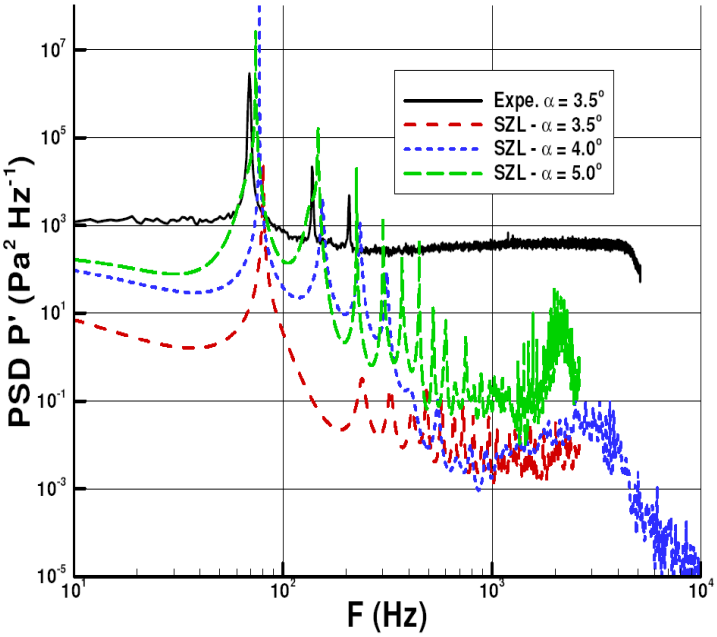


FIG. 1.21 – *Calcul de tremblement employant le modèle de turbulence de Shih, Zhu et Lumley (SZL) sur le profil OAT15A : comparaison entre un spectre pariétal de pression expérimental (expe) à une incidence de* 3.5°*, spectres calculés avec le modèle SZL à diverses incidences (*3.5, 4.0 *et* 5.0°*). Extrait de Brunet [19].*

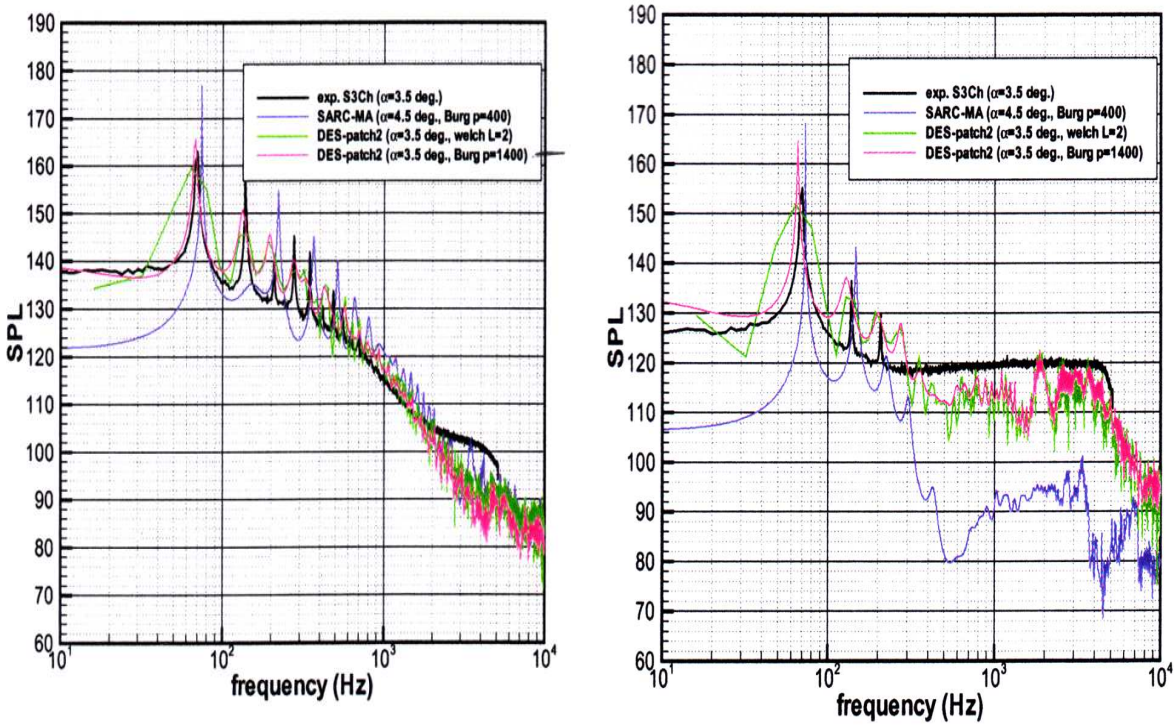


FIG. 1.22 – *Simulation du tremblement transsonique sur le profil OAT15A-CA : spectre fréquentiel du signal de pression pariétal à l'extrados à 40% de la corde (gauche), zone de battement de choc, et 90% de la corde (droite), zone décollée ; modèles de Spalart-Allmaras modifié (SARC), et forme de DES (DES-patch2). Extrait de Brunet et al. [20]*

.

1.4 Contrôle du tremblement

L'enjeu essentiel de la simulation numérique du tremblement est de comprendre suffisamment le phénomène pour pouvoir envisager de le contrôler. Classiquement, on peut aborder ce contrôle de deux manières :

- soit en agissant sur la structure afin de maîtriser les effets de l'excitation ; par exemple on peut imposer des critères vis-à-vis de la fatigue prenant en compte les effets "transsoniques" ou bien concevoir une structure dont les modes propres ne soient pas calés sur les fréquences naturelles de l'excitation aérodynamique ;
- soit en agissant sur l'écoulement et sa dynamique (tout en prenant en compte, idéalement, les effets aéroélastiques, *i.e.* l'interaction du fluide et de la structure).

Dans le domaine du tremblement transsonique, la conception aéronautique courante aborde surtout le premier point. Avec la recherche permanente d'avions plus légers, qui conduit souvent à des structures plus souples, le deuxième axe d'investigations est désormais également abordé.

Nous reproduisons sur la figure 1.23 ci-dessous un schéma récapitulatif des différents types de contrôle d'écoulements, tiré de l'ouvrage de Gad-El-Hak [47] sur cette thématique. Nous ferons référence à cette classification lorsque nous passerons en revue la gamme des stratégies de contrôle du tremblement qui ont été explorées dans la littérature.

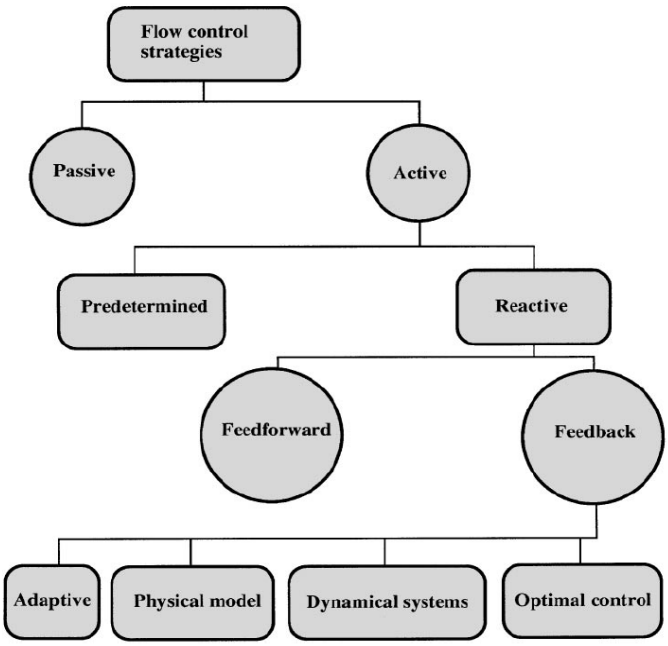


FIG. 1.23 – *Classification des différents types de contrôle d'écoulements suivant Gad-El-Hak [47].*

Précisons d'emblée que nous commettrons l'abus de langage qui consiste à assimiler l'optimisation de forme à une stratégie de contrôle passif (sans apport d'énergie au système en se référant à la classification de la figure 1.23). Il existe de nombreux travaux dans la littérature qui sont consacrés à l'optimisation de la forme de profils ou d'ailes en régime transsonique (voir par exemple [101] [104]), mais à notre connaissance il n'y en a pas qui vise à améliorer

les performances d'un profil donné en régime de tremblement. Ce type d'optimisation sera abordé au chapitre 5 de ce mémoire.
Une altération locale de la forme est également envisageable. En particulier, des travaux ont été dédiés à la caractérisation d'une bosse d'extrados [110]. En pratique, cette bosse serait produite par la déformation d'une partie souple de l'aile. Le but de cette bosse d'extrados est de caler l'interaction onde de couche-limite à une abscisse donnée, en provoquant localement un gradient de pression favorable qui diminue l'intensité du choc. Le choc étant moins intense, la taille du bulbe de décollement de pied de choc est réduite, ce qui repousse l'entrée en tremblement [45]. L'utilisation d'une bosse d'extrados peut être efficace mais est susceptible d'être pénalisante en termes de traînée, en fonction du placement et de la géométrie de déformation retenue. Afin de caractériser plus finement le rapport entre le gain, en termes de diminution d'amplitude des oscillations des coefficients aérodynamiques globaux, et la variation de traînée induite par la bosse, Renaud [110] pose ce problème comme un problème d'optimisation multi-objectifs : en prenant comme paramètres les caractéristiques géométriques de la bosse, le couplage d'un mailleur, d'un solveur des équations RANS et d'un algorithme génétique lui permet, en minimisant simultanément la traînée et la variation de portance, d'obtenir un ensemble de solutions optimales au sens de Pareto. Comme le montre la figure 1.24, on obtient une famille de géométries de profils optimales vis-à-vis des deux critères de minimisation retenus (sur la traînée et les fluctuations de portance). Dans les conditions d'écoulement considérées ($M_\infty = 0.73$,$Re_c = 4.3 \times 10^6$, $x_{tr} = 0.07\ c$), le profil de base conduit à des fluctuations du coefficient de portance (ΔC_L) de l'ordre de 0.4. On constate donc une réduction très importante de ces fluctuations. Dans le même temps, comme l'illustre la partie droite de la figure 1.24, les géométries fournies par la boucle d'optimisation conduisent également à une réduction de la traînée par rapport au profil de base. Malheureusement, on observe dans le même temps une réduction importante de la portance par rapport au profil de base. Ce comportement n'a rien d'inattendu dans la mesure où aucun contrôle n'était exercé sur cette quantité.
Dans un esprit similaire d'amélioration d'une géométrie existante par des modifications de forme, il est intéressant de mentionner les travaux de Su et Chow [130], qui tentent par exemple de reculer l'entrée en tremblement d'une aile M6 en faisant varier sa loi de vrillage ou bien en remplaçant l'arrière du profil de l'aile de manière à obtenir un profil épais sur toute l'envergure. Ces auteurs utilisent un critère d'entrée en tremblement relié aux valeurs de fluctuations du moment de charnière à l'emplanture de l'aile, ce qui revient à estimer l'étendue de la zone décollée comme on le voit sur la partie gauche de la figure 1.25.
La partie droite de la figure 1.25 illustre le fait que ce type de changement de formes permet bien de reculer l'entrée en tremblement, avec un avantage sensible pour l'utilisation d'un bord de fuite épais au lieu du bord de fuite fin de l'aile M6 de base. Les auteurs ne donnent malheureusement pas d'éléments sur le coût supplémentaire en traînée induit par ces modifications.

Les travaux publiés sur le thème du contrôle du tremblement employant des méthodes passives incluent également l'utilisation d'une plaque séparatrice placée parallèlement à l'écoulement dans le prolongement du bord de fuite. Cette méthode de contrôle a pour but de caler et stabiliser le sillage du profil de part et d'autre de la plaque. Elle semble efficace pour le contrôle du tremblement sur un profil induisant des effets de sillage importants, tel que le profil biconvexe ou lentille d'épaisseur 18%, qui par son tremblement symétrique en opposition de phase extrados/intrados présente un sillage de battement plus important que les profils à tremblement d'extrados simple. Comme l'illustre la figure 1.26, Mc Devitt [91] utilise expérimentalement

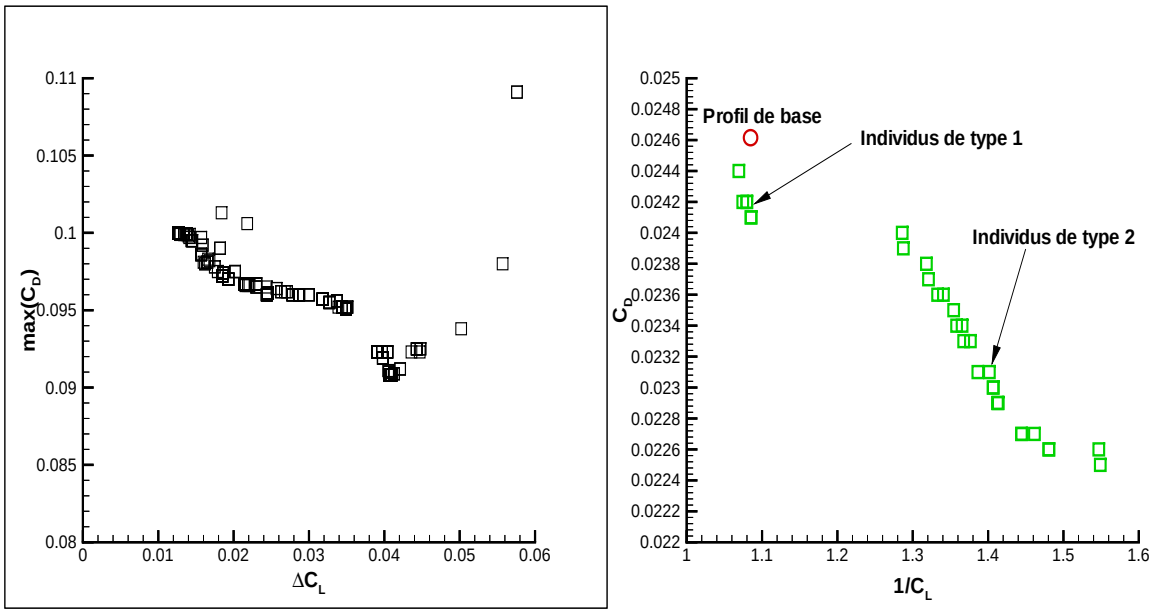


FIG. 1.24 – *Optimisation du contrôle du tremblement sur l'OAT15A-CA par bosse d'extrados : front de Pareto dans l'espace des objectifs (gauche) ; placement de l'individu non-modifié par rapport aux individus du front de Pareto (droite). Extrait de Renaud [110]*

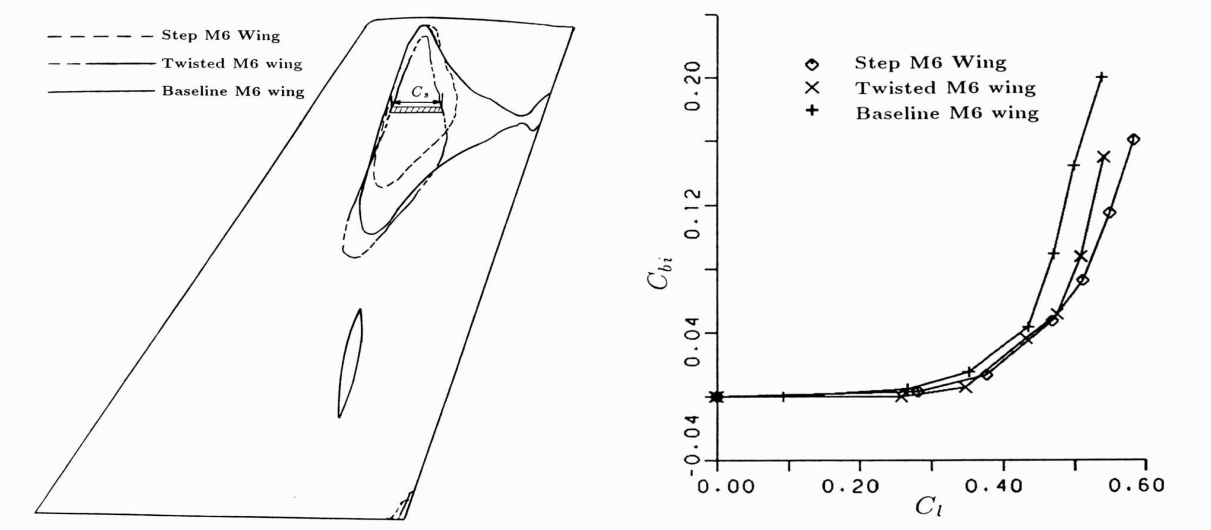


FIG. 1.25 – *Réduction des zones décollées pour limiter/diminuer le tremblement à l'extrados de l'aile M6 par modification de la géométrie de l'aile : étendues des zones décollées (gauche) et entrées en tremblement pour $M_\infty = 0.84$ (droite). Formes de base (baseline), de base vrillée (twisted), et incluant un bord de fuite épais (step).*

avec succès cette technique afin de réduire le tremblement sur la lentille.

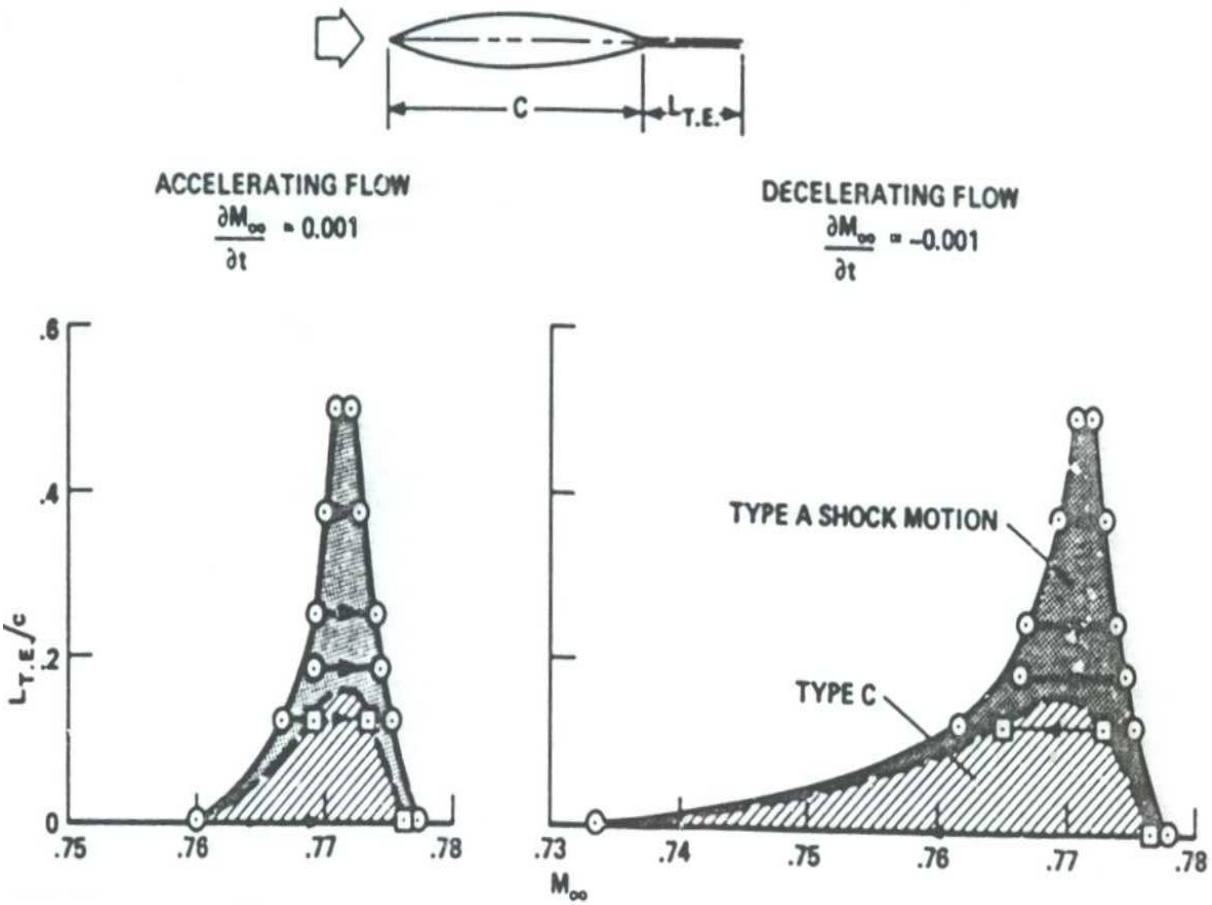


FIG. 1.26 – *Expériences sur l'effet d'une plaque séparatrice dans le prolongement du bord de fuite pour réduire le tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence de la longueur relative de la plaque sur le domaine de tremblement. Extrait de Mc Devitt [91].*

Cette figure 1.26 montre bien l'influence de la longueur relative de la plaque séparatrice (donnée en ordonnées et normalisée par la corde du profil) sur l'étendue du domaine de tremblement (zones grisées) en fonction du nombre de Mach (donné en abscisses), que ce soit en augmentant le nombre de Mach à l'infini amont (à gauche) ou en le diminuant (à droite). Plus la plaque est longue, plus le domaine de tremblement est réduit, jusqu'à atteindre un domaine de tremblement quasi inexistant pour un longueur de plaque séparatrice de 5% de la corde. A contrario, on observe sur cette figure 1.26 qu'une plaque de longueur insuffisante (par exemple 1% de la corde) n'influe pas sur les domaines de tremblement constatés si on les compare aux domaines de tremblement de l'écoulement non-contrôlé de la figure 1.13. Là-encore, l'auteur ne donne malheureusement pas d'éléments sur le surcoût de cette méthode en termes de traînée ce qui permettrait de mieux juger de son intérêt.

En agissant toujours dans la zone de bord de fuite, il est possible de repousser l'entrée en tremblement en changeant la circulation autour du profil, par exemple en faisant varier l'épaisseur du bord de fuite. Pour cela, Caruana et al.[23] ont utilisé une méthode de contrôle basée sur l'utilisation d'un volet de bord de fuite intrados. Leurs travaux montrent qu'il est possible de

reculer l'entrée en tremblement en se servant d'un braquage statique de ce volet afin d'épaissir le bord de fuite vu par l'écoulement. La figure 1.27 montre le principe de l'implantation de ce volet et la figure 1.28 présente l'effet sur le régime de tremblement établi du volet choisi (long de 2.5% de corde et braqué de 15° par rapport à sa position d'équilibre dans le cas présenté). La figure 1.28 illustre clairement le fait que la frontière d'entrée en tremblement est repoussée par le braquage du volet.

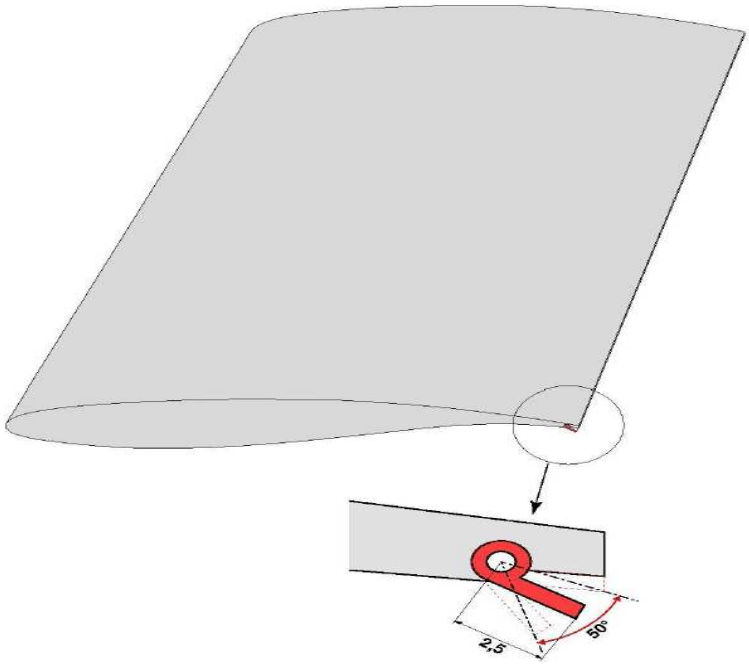


FIG. 1.27 – *Contrôle du tremblement par un volet de bord de fuite intrados : actionneur. Extrait de Caruana et al. [23].*

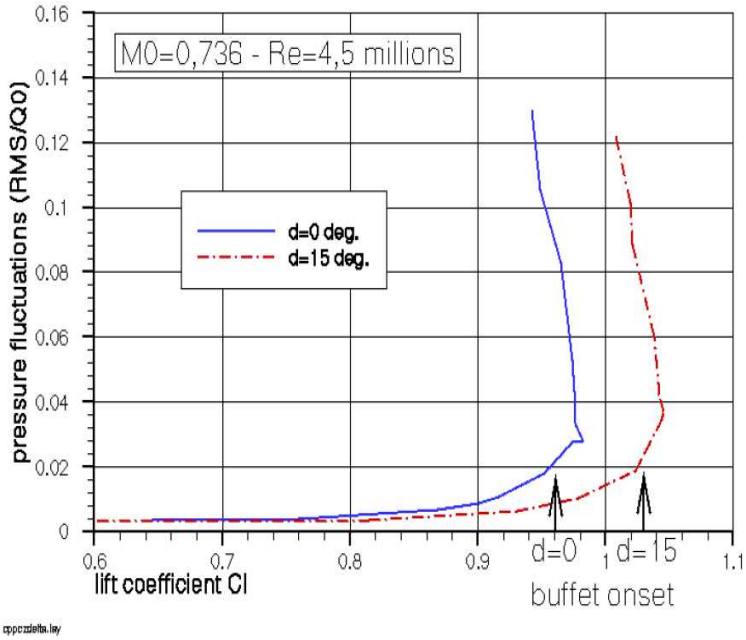


FIG. 1.28 – *Contrôle du tremblement par un volet de bord de fuite intrados : frontière d'entrée en tremblement repoussée avec un volet braqué de* 15° *de manière statique. Extrait de Caruana et al. [23].*

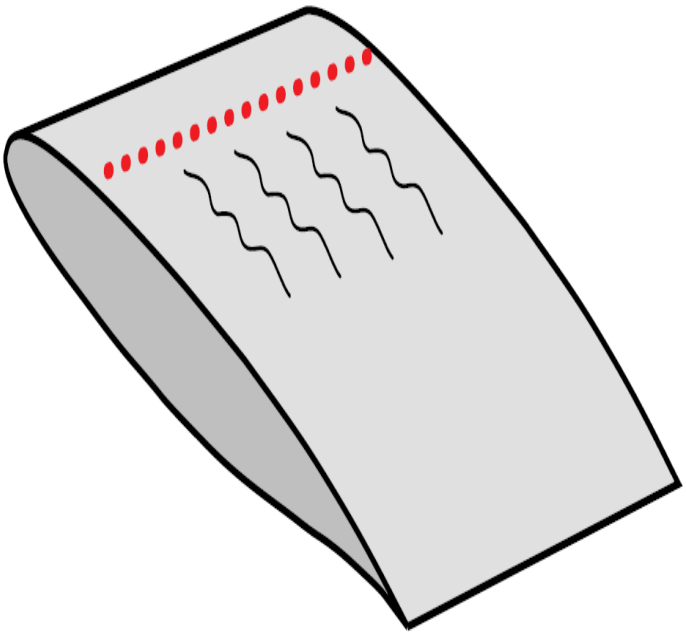


FIG. 1.29 – *Contrôle du tremblement par des générateurs de vortex : placement des ailettes. Extrait de Caruana et al. [23].*

L'utilisation de générateurs de tourbillons est aussi possible pour reculer l'entrée en tremblement. Le but de cette technique est d'injecter de l'énergie cinétique dans la couche-limite en amont du choc afin de la rendre plus résistante au décollement. Une bonne revue de cette technique pour le contrôle des décollements de couche-limite est donnée par Lin [84]. Comme le montre la figure 1.29, extraite des travaux de Caruana et al. [23] sur le profil OAT15A-CA, les ailettes des générateurs de tourbillons placées à l'extrados du profil à 33% de corde, donc en amont du choc qui se situe lui à 50% de corde en moyenne en régime instationnaire, sont efficaces pour contrôler le tremblement. Cette technique d'action se révèle en effet très satisfaisante, comme le montre la figure 1.30, avec à gauche le spectre de pression pariétale à 90% de corde à l'extrados et à droite l'entrée en tremblement du profil par bande fréquentielle sur le même capteur. Cependant, là-encore les auteurs ne donnent aucun élément sur l'éventuelle pénalité en termes de traînée liée au contrôle utilisé.

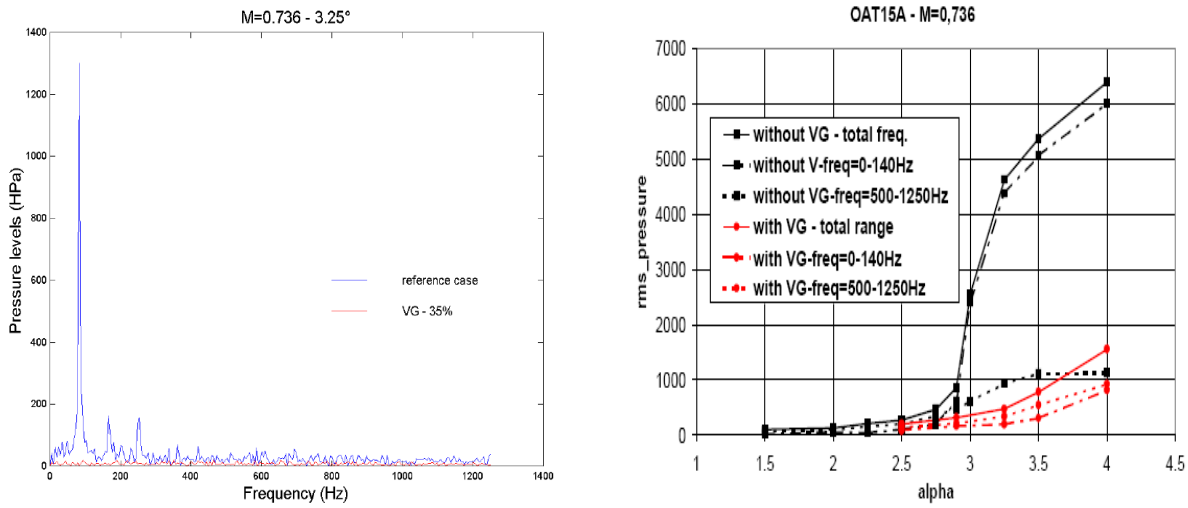


FIG. 1.30 – *Effet de l'utilisation de générateurs de tourbillons mis en amont de l'onde de choc sur le profil OAT15A-CA en régime de tremblement : spectres de pression pariétale extrados à 90% de corde pour le cas contrôlé et le cas non contrôlé. Extrait de Caruana [23].*

Le contrôle actif du tremblement a également été étudié. Si on s'intéresse tout d'abord au contrôle prédéterminé (actif dans le sens où de l'énergie est amenée, mais sans boucle de retour d'informations), le contrôle du tremblement par le refroidissement de la paroi du profil est une méthode relativement aisée pour réduire les oscillations de choc. En effet, comme l'explique Délery [36], le refroidissement de la paroi permet de réduire les décollements en augmentant le coefficient de frottement, et en réduisant la vitesse du son locale, ce qui amincit la couche limite.

Raghunatan *et al.* [106] ont simulé cette méthode pour contrôler le tremblement sur des lentilles biconvexes d'épaisseur 14% et 18 %. Renaud [110] simule aussi cette technique, mais pour le tremblement d'extrados sur le profil RA16SC1. Les figures 1.31 et 1.32 montrent que le refroidissement de la paroi est efficace pour réduire les oscillations de portance, en particulier pour la lentille la moins épaisse. Il convient néanmoins de signaler que d'une part ce refroidissement induit une forte augmentation du frottement pariétal (voir par exemple la figure 1.33) ce qui se traduit par une traînée majorée. D'autre part la température imposée à la

paroi est seulement un quart de la température calculée en considérant une paroi adiabatique, ce qui suppose un coût énergétique élevé pour le contrôle. Ces deux points, conjugués à la difficulté d'une réalisation technologique permettant de refroidir de grandes zones d'ailes rendent délicat le déploiement industriel d'une telle méthode.

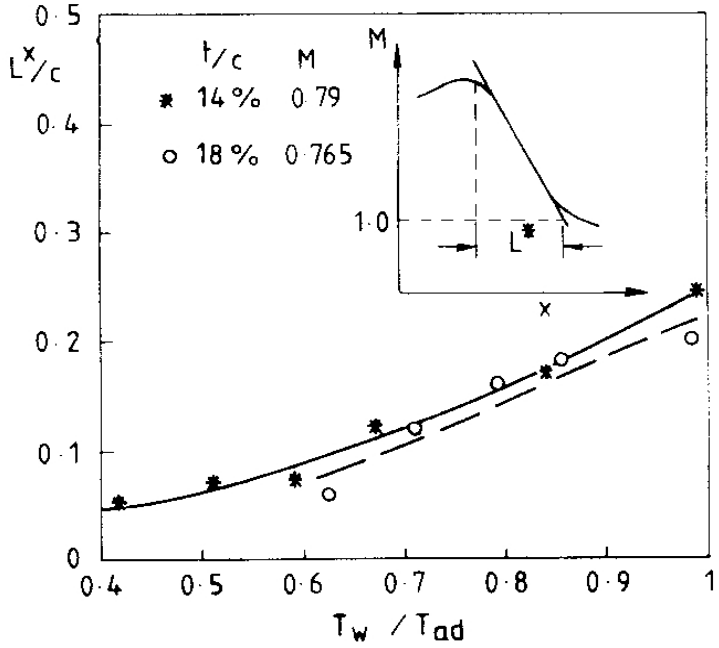


FIG. 1.31 – *Simulation du contrôle du tremblement par refroidissement sur les lentilles d'épaisseur 14% et 18% aux régimes indiqués : influence du niveau de refroidissement de la paroi sur la longueur d'interaction. Extrait de Raghunathan et al. [107].*

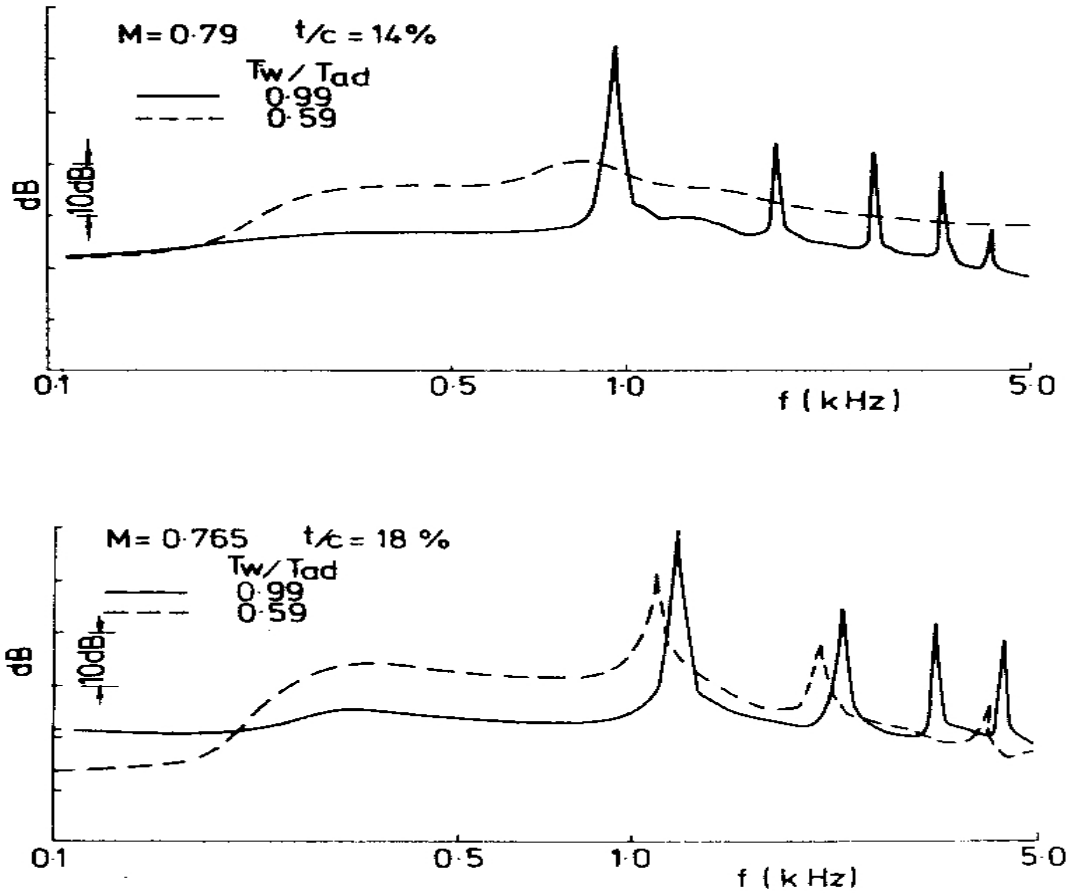


FIG. 1.32 – *Simulation du contrôle du tremblement par refroidissement sur les lentilles d'épaisseur 14% et 18% : influence des niveaux de refroidissement (rapport de la température à la paroi imposée par rapport à une température de paroi adiabatique) de la paroi sur les spectres fréquentiels pour les lentilles biconvexes d'épaisseur* 14% *(haut) et* 18% *(bas) . Extrait de Raghunathan et al. [107].*

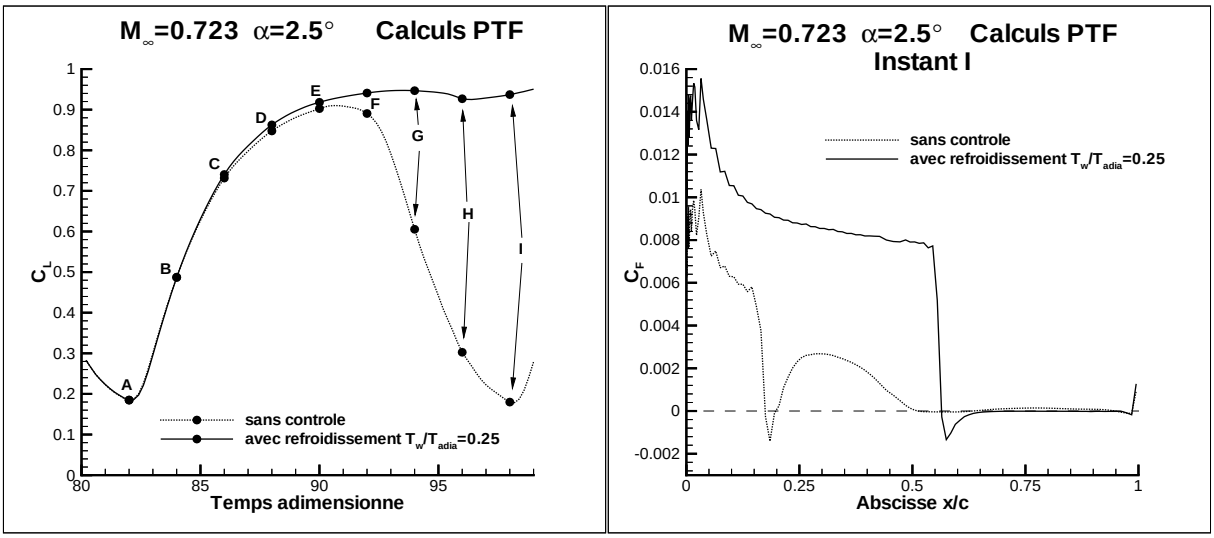


FIG. 1.33 – *Simulation de l'effet d'un refroidissement de la paroi pour le contrôle du tremblement sur le profil RA16SC1 : à gauche, l'instant I du cycle de tremblement contrôlé auquel est calculé le coefficient de frottement présenté à droite. Extrait de Renaud [110].*

Si l'on s'intéresse enfin au contrôle "réactif" du tremblement transsonique, il est possible de trouver dans les travaux publiés deux sous-types d'action : des contrôles en boucle fermée d'une part et des stratégies basées sur une approche de type contrôle sub-optimal d'autre part.

Le contrôle de l'interaction onde de choc/couche-limite et de son décollement, clé du contrôle du tremblement, est aussi classiquement abordé par l'utilisation d'une paroi poreuse avec ou sans débit moyen imposé. Dans les travaux de Leclerc [78], une surface d'aspiration est placée en diverses positions le long du profil comme le montre la figure 1.34 : dans la zone en amont du choc, dans la zone d'interaction entre le choc et la couche-limite et enfin dans la zone d'écoulement périodiquement décollée. L'auteur pose alors le problème de contrôle comme un problème d'optimisation. Il utilise la théorie du contrôle sub-optimal afin de réduire le coût du contrôle en agissant sur le gain de sa fonction de transfert ρ_{SD} ou, comme présenté sur la figure 1.35, sur un limiteur sur la vitesse maximale de contrôle.

La figure 1.34 montre clairement que la zone d'aspiration la plus efficace est celle qui est située sous le choc, dans la zone d'interaction. Par ailleurs, en examinant la figure 1.35, on note que la paramétrisation judicieuse de ce type contrôle est délicate : un choix de paramètres erronés peut induire une augmentation des oscillations de portance, ce qui est le contraire de l'effet recherché !

Cet état de l'art sur le contrôle réactif du tremblement transsonique ne serait pas complet sans évoquer les travaux de Caruana *et al.*[23] [24]. Ces expérimentations ont consisté en l'utilisation dynamique en boucle fermée d'un volet de bord de fuite situé à l'intrados du profil OAT15A-CA. Ces travaux sont également présentés dans les mémoires de thèses de Reberga [109] et Despré [39]. Le principe de contrôle mis en place par cette équipe est d'imposer une contre-pression aux mouvements de l'onde de choc. A cet effet, les positions et vitesses du saut de pression sont repérées puis, par la rotation d'une came solidaire de l'axe de l'actionneur, des perturbations de pression en opposition de phase avec le déplacement du choc sont générées au bord de fuite. Ce contrôle se montre efficace pour réduire les oscillations de choc comme

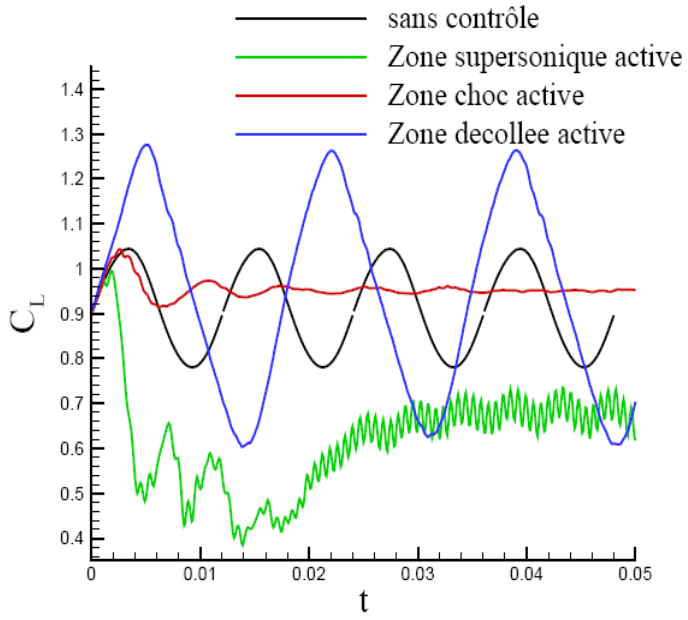


FIG. 1.34 – *Simulation du contrôle sub-optimal du tremblement par aspiration : effets d'un changement de zone d'aspiration. Extrait de Leclerc [78].*

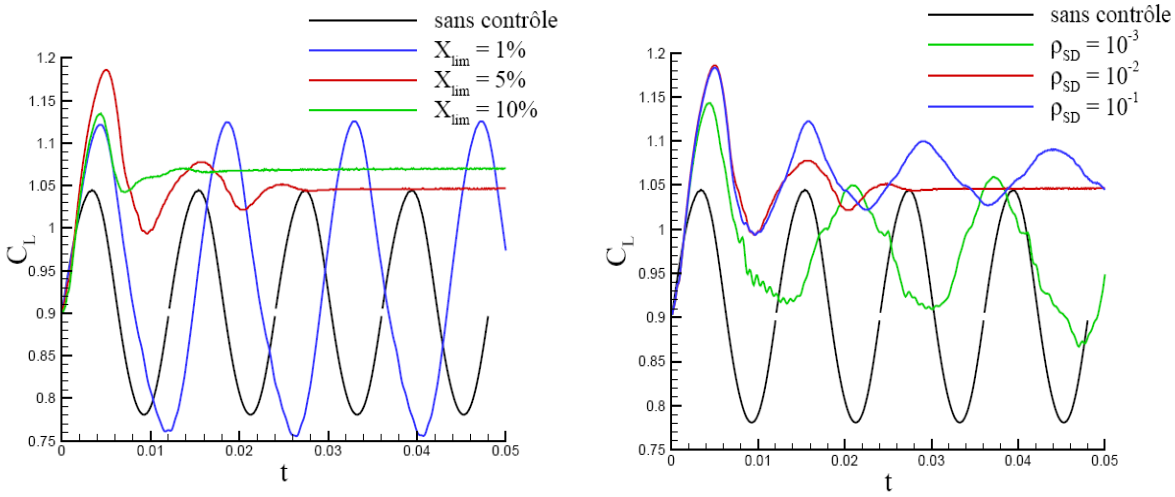


FIG. 1.35 – *Simulation du contrôle sub-optimal du tremblement sur le profil OAT15A-CA par aspiration : effet de divers coefficients de limitation de vitesse X_{lim} de transpiration avec un coefficient de gain $\rho_{SD} = 10^{-2}$ fixé (gauche), effet de divers coefficients de gain de l'algorithme de descente ρ_{SD} avec un coefficient de limitation de vitesse de transpiration fixé à $X_{lim} = 0.05 \times U_\infty$ (droite). Extrait de Leclerc [78].*

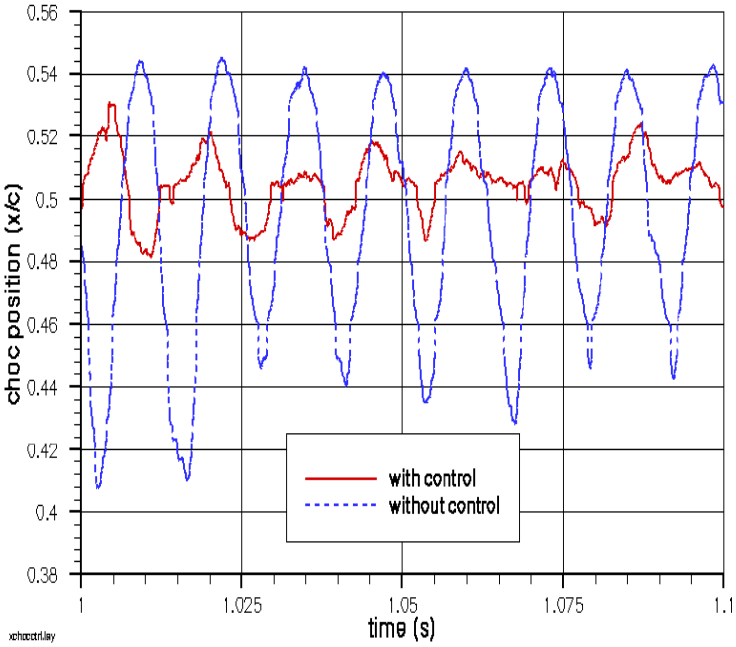


FIG. 1.36 – *Expérience de l'effet d'un contrôle actif en boucle fermée du tremblement sur le profil OAT15A-CA au moyen d'un volet de bord de fuite intrados : influence sur les variations du coefficient de portance. Extrait de Caruana et al. [23].*

l'illustre la figure 1.36. Dans leurs travaux, les auteurs insistent sur le fait que ce contrôle n'est efficace qu'à la condition d'être en opposition de phase par rapport à l'onde de choc. Girodroux-Lavigne et Le Balleur ont simulé ce type de contrôle avec le code VIS15 de couplage fluide parfait/couche-limite en obtenant une assez bonne concordance avec l'expérience.

Enfin, en matière de contrôle réactif des décollements, il nous semble important d'évoquer les travaux de Seifert et Pack [121]. Ces auteurs ont mis en oeuvre un contrôle par jets synthétiques des décollements présents sur un profil NACA0015. Ils se sont intéressés d'une part à un régime d'écoulement incompressible à haute incidence, d'autre part aux instationnarités du décollement de pied de choc en régime compressible à incidence plus modérée. Leurs travaux montrent que, quel que soit le régime, le contrôle par jets synthétiques doit être exercé juste en amont du point de décollement pour pouvoir piloter ce dernier. Pour ce qui est plus directement d'intérêt pour nos propres travaux, ces auteurs montrent qu'il est possible de piloter les instationnarités de l'interaction choc/couche-limite en réduisant l'amplitude des oscillations présentes et en augmentant leurs fréquences principales, ce qui peut être d'un intérêt crucial pour mieux maîtriser la fatigue des structures aéronautiques. Ce contrôle semble donc particulièrement intéressant, même si le besoin d'imposer le contrôle juste en amont du point de séparation dû au choc semble rendre son application concrète délicate dans le cadre du tremblement transsonique avec des déplacements de l'onde de choc de grande amplitude.

Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis d'esquisser les principaux enjeux des études consacrées au tremblement transsonique.
Tout d'abord, il est certain que les mécanismes physiques à l'origine du tremblement ne sont pas totalement élucidés, malgré les nombreux travaux théoriques, expérimentaux et numériques qui leur ont été consacrés.
La présentation des résultats expérimentaux utilisés dans ce mémoire permet de disposer de données qualitatives et quantitatives de validation des choix retenus.
Plus spécifiquement, l'étude bibliographique sur les études de simulation du tremblement transsonique sur profil montre que la simulation de ce phénomène n'est pas encore routinière et pose nombre de difficultés pour lesquelles un effort de recherche est encore nécessaire. En particulier, la modélisation de la turbulence apparaît comme l'élément-clé d'une simulation réussie. L'instationnarité auto-entretenue forte de l'écoulement, la présence d'une onde de choc et de zones décollées à haut nombre de Reynolds, représentent des difficultés pour lesquelles il faut impérativement réaliser des choix pertinents.
Enfin, la dernière partie de cet état de l'art illustre que le contrôle du tremblement a été et reste encore un sujet de recherche actif. Les études expérimentales, antérieures aux études numériques, sont à l'heure actuelle les plus nombreuses, ce qui indique bien que la simulation n'est pas encore assez mûre pour aborder ce genre de calcul. La simulation du contrôle du tremblement transsonique nécessite en effet d'avoir une bonne confiance dans les résultats quantitatifs obtenus par la voie numérique, ce qui au vu du chapitre précédent, n'est pas encore complètement le cas. Le but de notre travail est précisément de contribuer à l'amélioration des capacités prédictives de la simulation numérique appliquée à des configurations de profils tremblants. Nous présentons donc dans le chapitre qui suit les choix de modélisation et de méthodes de discrétisation que nous avons retenues pour mener cette étude à bien.

Chapitre 2

Méthodes et modèles employés

Introduction

Dans ce mémoire, on considère des écoulements caractérisés par des nombres de Reynolds de l'ordre de plusieurs millions, au sein desquels les effets d'inertie sont dominants par rapport aux effets visqueux. Dans cette classe d'écoulements, les perturbations présentes dans l'écoulement tendent à croître et induisent la transition vers la turbulence. La turbulence au sein du fluide présente en son sein une gamme très large d'échelles de mouvements tourbillonnaires. Ceci pose un problème de représentation toujours ardu. Nous n'en dirons pas davantage ici sur la turbulence en général ; nous renvoyons sur ce point le lecteur intéressé aux ouvrages classiques [21, 83]. Les capacités de calcul passées et actuelles, conjuguées aux besoins pratiques de l'industrie - en particulier - ont engendré une grande variété d'approches de simulation de la turbulence. Ces approches visent à décomposer l'énergie issue de la turbulence en une partie résolue et une partie modélisée afin de mettre en adéquation la qualité de prédiction atteignable et la puissance de calcul disponible. Sur ce point également, le lecteur interessé pourra consulter les références classiques [119, 26, 117].

Notre présentation va se limiter à la description des choix de modélisation retenus dans notre travail en commençant par trois modèles classiques de fermeture des équations de Navier-Stokes moyennées (RANS). Ces équations RANS sont retenues ici pour décrire les écoulements transsoniques turbulents associés au tremblement en raison de leur coût modéré de mise en oeuvre.

Nous présentons ensuite les modifications dites de réalisabilité, qui permettent d'améliorer les modèles à deux équations de base pour une meilleure représentation de l'interaction choc/couche limite, mais dont nous verrons dans la partie de ce mémoire consacré aux applications qu'elles ne sont pas toujours suffisantes pour garantir une prédiction correcte du tremblement.

Une section sera alors consacrée aux modélisations dites hybrides de la turbulence : nous présenterons de façon concise les grandes catégories de modélisation existantes puis nous détaillerons les choix retenus dans nos travaux.

Enfin, nous décrirons rapidement les méthodes de discrétisation associées à la résolution numérique de ces modèles ; cette description s'attachera surtout à faire apparaître les points originaux de nos travaux.

2.1 Equations RANS

2.1.1 Equations de Navier-Stokes instantanées

On se place ici dans l'hypothèse d'un milieu continu, constitué d'un fluide compressible et visqueux. Les équations de Navier-Stokes permettent de décrire l'évolution de l'état de ce fluide en exprimant successivement la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie :

- Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \tag{2.1}$$

- Equation de conservation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.2}$$

- Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho H u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial (\tau_{ij} u_i)}{\partial x_j} \tag{2.3}$$

où t désigne le temps, x_j les coordonnées spatiales cartésiennes, ρ la masse volumique, u_i les composantes du vecteur vitesse $\vec{u}$, p la pression, E l'énergie totale, H l'enthalpie totale, q_j les composantes du vecteur flux de chaleur $\vec{q}$ et τ_{ij} les composantes du tenseur des contraintes visqueuses $\overset{\Rightarrow}{\tau}$.

On rappelle ici les relations thermodynamiques entre énergie totale E et énergie interne notée e, enthalpie totale H et enthalpie h et enfin la relation entre l'enthalpie h et l'énergie interne e :

$$\begin{cases} E &= e + \frac{1}{2} u_k u_k \\ H &= h + \frac{1}{2} u_k u_k \\ h &= e + \frac{p}{\rho} \end{cases} \tag{2.4}$$

2.1.1.1 Fermeture du système des équations de Navier-Stokes

Le système des équations de Navier-Stokes (2.1) à (2.3) rappelé ci-dessus est encore ouvert ; pour le fermer, il reste à préciser les expressions du scalaire p, du tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} et du vecteur flux de chaleur q_j.

Loi d'état On se place dans les hypothèses suivantes :

- le gaz est caloriquement parfait ;
- il est à chaleurs spécifiques constantes de rapport $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1.4$;

où les coefficients C_v et C_p sont respectivement les chaleurs spécifiques à volume constant et à pression constante. Ces hypothèses restent valables pour une plage de température T comprise entre 100 et 1200 K. Dans ces conditions, les équations d'état d'un tel gaz sont

$$\begin{cases} p &= \rho r T \\ e &= C_v T \\ h &= C_p T \end{cases} \tag{2.5}$$

où r désigne le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits notée R et la masse molaire M du gaz considéré. Ce mémoire ne considère que des écoulements d'air, pour lequel $r = \dfrac{R}{M} = 287.04\ m^2 s^{-2} K^{-1}$.

Lois de comportement

Tenseur des contraintes visqueuses L'air est supposé être un fluide newtonien. Le tenseur des contraintes visqueuses est alors donné par la loi suivante :

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} + \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \tag{2.6}$$

avec

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{2.7}$$

où λ et μ sont deux coefficients de viscosité, δ_{ij} le symbole de Kronecker et S_{ij} le tenseur des déformations.
En supposant que le fluide vérifie l'hypothèse de Stokes, c'est-à-dire $3\lambda + 2\mu = 0$, le tenseur des contraintes visqueuses (2.6) prend la forme simplifiée suivante :

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right) \tag{2.8}$$

Vecteur flux de chaleur Le vecteur flux de chaleur est modélisé par la loi de Fourier suivant l'expression :

$$q_j = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_j}$$

où κ désigne le coefficient de conductivité thermique.
On introduit le nombre de Prandtl $P_r = \dfrac{\mu C_p}{\kappa}$, de sorte que l'expression du vecteur flux de chaleur devient :

$$q_j = -\frac{\mu C_p}{P_r}\frac{\partial T}{\partial x_j} \tag{2.9}$$

et, pour l'air, on peut supposer P_r constant et égal à $P_r = 0.72$.

Viscosité dynamique Enfin, on supposera que le coefficient de viscosité μ suit la loi en puissance suivante :

$$\mu = \mu_{ref}\left(\frac{T}{T_{ref}}\right)^{\frac{2}{3}} \tag{2.10}$$

où $T_{ref} = 273\ K$ est une température de référence, et $\mu_{ref} = 1.716 \times 10^{-5}\ kg.m^{-1}.s^{-1}$ (Poiseuilles) la viscosité de référence pour la température T_{ref}. Cette loi reste valable pour

des températures comprises entre 150 et 500 K. Il a été vérifié que cette simple loi en puissance, initialement disponible dans le code de calcul sur lequel se sont appuyés nos développements numériques, fournissait des résultats très proches de ceux associés à une classique loi de Sutherland. Il a donc été décidé de conserver cette modélisation pour nos propres travaux.

2.1.2 Modèles de turbulence de type RANS

Dans le cadre du traitement statistique en un point des écoulements compressibles turbulents, on utilise les équations de Navier-Stokes moyennées (ou équations RANS) pour décrire ces écoulements. Nous renvoyons par exemple aux ouvrages [119, 26] pour le détail de l'obtention des équations moyennées à partir des équations instantanées. En notant $\bar{\cdot}$ les quantités moyennées au sens de Reynolds, et $\widetilde{\cdot}$ les quantités moyennées au sens de Favre de la variable considérée, les équations moyennées sont formellement identiques à 2.1, 2.2 et 2.3 :

– Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \left(\bar{\rho}\tilde{u_j}\right)}{\partial x_j} = 0 \tag{2.11}$$

– Equation de conservation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho}\widetilde{u_i'' u_j''}\right) \tag{2.12}$$

– Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial \bar{\rho}\hat{E}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}\widetilde{u_j}\hat{H}}{\partial x_j} = -\frac{\partial\left(\overline{q_j} + \bar{\rho}\widetilde{e'' u_j''}\right)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho}\widetilde{u_i'' u_j''}\right)\tilde{u}_i\right) - T_s^k \tag{2.13}$$

où $\hat{E} = \tilde{e} + 1/2\ \tilde{u_k}\tilde{u_k}$ est l'énergie totale et $\hat{H} = \hat{E} + \bar{p}\bar{\rho}$ l'enthalpie totale, quantités relatives à l'écoulement moyen, et T_s^k un terme source d'énergie cinétique turbulente.

On constate qu'il apparaît alors, au sein des équations (2.12) à (2.13), deux nouvelles inconnues : le tenseur de Reynolds $\bar{\rho}\widetilde{u_i'' u_j''}$ et le vecteur de flux de chaleur turbulent $\bar{\rho}\widetilde{e'' u_j''}$.

Le vecteur de flux de chaleur turbulent est classiquement modélisé suivant une loi de type premier gradient, par analogie au cas laminaire :

$$\bar{\rho}\widetilde{e'' u_j''} \simeq -\kappa_t \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j},$$

faisant intervenir le coefficient de conductivité thermique κ_t, obtenu par l'intermédiaire du nombre de Prandtl turbulent $Pr_t = 0.9$ tel que :

$$\kappa_t = -\frac{\mu_t C_p}{P_{r_t}}$$

Le tenseur de Reynolds est modélisé suivant l'hypothèse de Boussinesq qui relie linéairement les contraintes turbulentes au taux de cisaillement moyen :

$$-\bar{\rho}\widetilde{u_i'' u_j''} = \mu_t\left(S_{ij} - \frac{2}{3}\frac{\partial \widetilde{u_k''}}{\partial x_k}\delta_{ij}\right) - \frac{2}{3}\bar{\rho}k\delta_{ij},$$

où μ_t est la viscosité turbulente.

Pour fermer le système RANS, il nous reste donc à exprimer la viscosité turbulente μ_t en fonction du champ moyen, c'est-à-dire qu'il faut disposer d'un modèle de turbulence pour μ_t. Afin d'alléger les écritures, on notera désormais, et sauf mention contraire, les quantités moyennées issues des équations RANS sans signes distinctifs tels que $\bar{.}$ ou $\tilde{.}$.

2.2 Modèles de turbulence employés

2.2.1 Modèle de Baldwin-Lomax

Le modèle de Baldwin-Lomax est un modèle de turbulence algébrique. Comme leur nom l'indique, ces modèles expriment directement, c'est-à-dire par le biais d'une relation algébrique et sans recourir à une équation de transport des quantités turbulentes, la viscosité turbulente en fonction des caractéristiques du champ moyen. Ils présentent l'avantage d'être économiques et bien calés dans les cas pour lesquels ils ont été conçus (couche limite turbulente sur plaque plane en présence de gradients de pression modérés par exemple), ce qui justifie la persistance de leur utilisation, en particulier en milieu industriel. Ils souffrent néanmoins d'un manque de précision en dehors des cas pour lesquels ils ont été développés, avec quelquefois des résultats en contradiction avec l'expérience comme le note Chassaing [26]. Ce point est une limitation importante, d'autant plus que la puissance de calcul croissante rend l'avantage d'un moindre coût moins décisif.

Parmi ces modèles, le modèle de Baldwin-Lomax [9] a été conçu pour le calcul d'écoulements transsoniques à moindre coût. Ce modèle est composé de deux couches, où la viscosité turbulente μ_t est donnée par des expressions différentes dans une couche intérieure et extérieure au sein de la couche limite et du sillage :

$$\mu_t = min(\mu_{t_i}, \mu_{t_e}) \tag{2.14}$$

Précisons maintenant les expressions des viscosités intérieure μ_{t_i} et extérieure μ_{t_e}.

Couche intérieure : au voisinage d'une paroi solide, la viscosité turbulente est calculée par une loi de type longueur de mélange :

$$\mu_{t_i} = \rho l^2 \omega$$

où $\omega = \left| \overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{V} \right|$ désigne le module de la vorticité. La longueur de mélange l est évaluée en fonction de la distance à la paroi y par la fonction de Van Driest :

$$l = \kappa y \left[1 - e^{-y^+/A_0^+} \right]$$

où κ est la constante de Von Karman, $y^+ = (u_\tau y)/(\nu_w)$ est la distance à la paroi adimensionnée par la vitesse de frottement $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_w}$. Les quantités τ_w et ρ_w désignent respectivement le frottement et la masse volumique à la paroi. ν est la viscosité cinématique et A_0^+ est une constante dont la valeur sera précisée ci-après.

Couche extérieure : la viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_{t_e} = \rho k C_{cp} F_{wake} F_{Kleb}\left(y; \frac{y_{max}}{C_{Kleb}}\right)$$

La fonction F_{wake} fournit une évaluation de l'épaisseur locale de la couche limite :

$$F_{wake} = min\left[y_{max}F_{max}; C_{wk}y_{max}\frac{U_{diff}^2}{F_{max}}\right]$$

avec

$$F_{max} = \frac{1}{\kappa}max_y\left(l\omega\right)$$

où y_{max} est la valeur de y pour laquelle $l\omega$ atteint sa valeur maximale et U_{diff} la différence entre les vitesses maximale et minimale dans la couche limite.
La fonction d'intermittence de Klebanoff s'écrit :

$$F_{Kleb}\left(y;\delta\right) = \left[1 + 5.5\left(\frac{y}{\delta}\right)^6\right]^{-1}$$

avec y la distance à la paroi, et δ l'épaisseur de la couche limite.
Les coefficients de fermeture du modèle de Baldwin-Lomax sont :

$$\kappa = 0.41\ ;\quad k = 0.0168\ ;\quad A_0^+ = 26\ ;\quad C_{cp} = 1.6\ ;\quad C_{Kleb} = 0.3\ ;\quad C_{wk} = 0.25 \tag{2.15}$$

On remarquera que le choix a été fait ici de ne pas implanter de modèle "de sillage". Dans la pratique, des modèles de sillage existent, mais nos essais ont révélé soit qu'ils ne fournissaient pas de solutions d'allure réaliste, soit qu'ils étaient capables de le faire, mais au prix d'une complexité algorithmique sensiblement accrue. Nous avons donc préféré retenir la solution très simple d'une extrapolation de la viscosité turbulente du profil directement dans le sillage. Il a été systématiquement vérifié que ce choix n'avait quasiment pas d'influence sur les résultats, dans la mesure où le phénomène de tremblement ne semble pas directement piloté par la dynamique de sillage.

Dans la suite de ce mémoire le modèle de Baldwin-Lomax est noté BL.

2.2.2 Modèle $k - \varepsilon$ de Launder et Sharma

Le modèle $k - \varepsilon$ de Launder et Sharma [77] est une variante du modèle $k - \varepsilon$ de Jones et Launder, avec une prise en compte des effets "bas Reynolds" dus aux parois.

La viscosité turbulente est donnée par une expression de la forme :

$$\mu_t = C_\mu \rho f_\mu\left(Re_t^*\right)\mu Re_t^*$$

qui fait intervenir un nombre de Reynolds turbulent modifié Re_t^* et une fonction d'amortissement f_μ tels que :

$$\left\{\begin{array}{rcl} Re_t^* & = & \dfrac{\rho k^2}{\mu\varepsilon^*} \\ f_\mu\left(Re_t^*\right) & = & e^{-\left[3{,}4/\left(1+0{,}02Re_t^*\right)^2\right]} \end{array}\right.$$

avec k l'énergie cinétique turbulente, et ε^* la pseudo-dissipation isotrope qui remplace la dissipation ε pour des besoins de robustesse numérique et de simplification de la condition de paroi [97]. ε et ε^* sont liées par la relation :

$$\rho\varepsilon = \rho\varepsilon^* + 2\mu\left(\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial x_j}\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial x_j}\right) \tag{2.16}$$

La constante C_μ a pour valeur $C_\mu = 0.09$; ce modèle, contrairement à d'autres modèles de type $k-\varepsilon$, ne fait pas intervenir de distance à la paroi dans l'expression de la fonction d'amortissement f_μ. Pour fermer les équations RANS, il reste à construire des équations d'évolution pour k et ε^*. Cette construction désormais classique (voir notamment [26] et [97]) n'est pas détaillée ici et nous fournissons directement les équations de transport résolues dans ce travail.

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k a la forme suivante :

$$\frac{\partial\rho k}{\partial t} + \frac{\partial\rho k u_j}{\partial x_j} = P_k - \rho\varepsilon^* - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right) \tag{2.17}$$

avec P_k, le terme de production de k, donné par :

$$P_k = \left(\mu_t\left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right] - \frac{2}{3}\mu_t\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij} - \frac{2}{3}\rho k\delta_{ij}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tag{2.18}$$

et la constante de Prandtl-Schmidt vaut $\sigma_k = 1.0$.

L'équation de transport sur ε^* est de la forme :

$$\frac{\partial\rho\varepsilon^*}{\partial t} + \frac{\partial\rho\varepsilon^* u_j}{\partial x_j} = C_{\varepsilon_1}\frac{\varepsilon^*}{k}P_k - C_{\varepsilon_2}f_{\varepsilon_2}\rho\frac{{\varepsilon^*}^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon^*}{\partial x_j}\right) + E \tag{2.19}$$

avec

$$\begin{cases} f_{\varepsilon_2}\left(Re_t^*\right) = 1 - 0.3e^{-\left(Re_t^*\right)^2} \\ E = \dfrac{2\mu\mu_t}{\rho}\left(\nabla^2\left(\overrightarrow{V}\right)\right)^2 \end{cases}$$

et le jeu de constantes associé :

$$\begin{cases} \sigma_\varepsilon = 1.3 \\ C_{\varepsilon_1} = 1.44 \\ C_{\varepsilon_2} = 1.92 \end{cases}$$

Dans la suite de ce travail, le modèle de $k-\varepsilon$ de Launder et Sharma est noté $KE\ LS$.

2.2.3 Modèle $k-\omega$ de Menter

L'idée du modèle dit *Baseline* de Menter [93] [94] est de retenir la formulation en $k-\omega$ du modèle de Wilcox [143], robuste et précise près des parois, et la formulation en $k-\varepsilon$ de Jones et Launder au loin. Les modèles en $k-\varepsilon$ sont en effet beaucoup moins sensibles que les modèles de type $k-\omega$ au choix des valeurs turbulentes imposées au niveau des conditions aux limites aux frontières extérieures du domaine de calcul (infini amont et aval par rapport au profil placé dans l'écoulement).

Pour mettre au point cette combinaison, Menter considère tout d'abord la formulation $k-\omega$ de Wilcox avec pour, respectivement, l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation spécifique ω :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k u_j}{\partial x_j} &= P_k \quad -\beta^* \rho \omega k \quad + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_{k_1}\mu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \\
\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho \omega u_j}{\partial x_j} &= \frac{\gamma_1}{\upsilon_t} P_k \quad -\beta_1 \rho \omega^2 \quad + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_{\omega_1}\mu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right]
\end{aligned} \tag{2.20}$$

En considérant que $f_{\epsilon_2} = 1$ (pour faire abstraction des aspects "Bas Reynolds"), l'équation sur ε^* (2.19) est alors modifiée en utilisant la relation entre ε et ω :

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \tag{2.21}$$

afin de ramener l'équation de transport sur ε^* à une équation sur ω. Les coefficients du modèle $k-\varepsilon$ sont également altérés afin de tenir compte de la relation (2.21). On obtient ainsi un système d'équations en $k-\omega$ analogue à un système en $k-\varepsilon$:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k u_j}{\partial x_j} &= P_k \quad -\beta^* \rho \omega k \quad + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_{k_2}\mu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \\
\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho \omega u_j}{\partial x_j} &= \frac{\gamma_2}{\upsilon_t} P_k \quad -\beta_2 \rho \omega^2 \quad + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_{\omega_2}\mu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \quad +2\rho\sigma_{\omega_2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}
\end{aligned} \tag{2.22}$$

On remarque que l'équation sur k reste formellement inchangée (mais ses coefficients sont modifiés) et on note également l'apparition d'un terme de diffusion croisé dans l'équation sur ω lié au passage d'une équation de transport sur ε^* à une équation de transport sur ω.

Il est important à ce stade de rappeler que le but du modèle $k-\omega$ de Menter est d'avoir un comportement "en $k-\omega$" près des parois, et "$k-\varepsilon$" au loin. Cette transition est assurée par l'intermédiaire d'une fonction F_1 qui permet de passer du système formé par le système (2.20) au système (2.22). Le système de l'ensemble des équations (2.20) et (2.22) est alors aisément synthétisé dans les deux équations suivantes :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k u_j}{\partial x_j} &= P_k \quad -\beta^* \rho \omega k \quad + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_k \mu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \\
\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho \omega u_j}{\partial x_j} &= \frac{\gamma}{\upsilon_t} P_k \quad -\beta \rho \omega^2 \quad + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \quad +2\rho(1-F_1)\sigma_\omega \frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}
\end{aligned} \tag{2.23}$$

La fonction F_1 doit prendre pour valeur 1 près des parois et tendre vers zéro au loin. Menter propose une fonction de la forme :

$$F_1 = \tanh\left(\arg_1^4\right)$$

avec

$$\arg_1 = \min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}; \frac{500\upsilon}{\omega y^2}\right); \frac{4\rho k \sigma_{\omega_2}}{CD_{kw} y^2}\right)$$

et CD_{kw} est le terme de diffusion croisée traité en introduisant une borne inférieure (fixée par Menter à 10^{-20}) destinée à assurer la robustesse de la formule pour arg_1 dans laquelle $1/CD_{kw}$ intervient :

$$CD_{kw} = \max\left(2\rho(1-F_1)\sigma_{\omega_2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20}\right)$$

Il reste alors à préciser la transition entre les coefficients des systèmes (2.20) et (2.22). Si l'on note Φ_1 une des constantes du jeu de constantes relatives à (2.20) repérées par l'indice 1 et Φ_2 une des constantes du jeu de constantes relatives à (2.22) repérées par l'indice 2, les coefficients du système (2.23) sont définis comme suit :

$$\Phi = F_1\Phi_1 + (1-F_1)\Phi_2 \tag{2.24}$$

avec pour le jeu de constantes 1 :

$$\begin{aligned}
&\sigma_{k_1} = 0.5\ ; \quad \sigma_{\omega_1} = 0.5\ ; \quad \beta_1 = 0.0750\ ; \\
&\beta^* = 0.09\ ; \quad \kappa = 0.41\ ; \quad \gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega_1}\frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} = 0.553166
\end{aligned} \tag{2.25}$$

et pour le jeu de constantes 2 :

$$\begin{aligned}
&\sigma_{k_2} = 1.0\ ; \quad \sigma_{\omega_2} = 0.856\ ; \quad \beta_2 = 0.0828\ ; \\
&\beta^* = 0.09\ ; \quad \kappa = 0.41\ ; \quad \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma_{\omega_2}\frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} = 0.440355
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Dans la suite de ce mémoire, ce modèle de turbulence sera noté $KW\ BSL$.

2.3 Critères de réalisabilité

2.3.1 Introduction

Les modifications de réalisabilité sont liées au concept mathématique du même nom : les variances des fluctuations des composantes du vecteur vitesse autour de leurs valeurs moyennes doivent être positives d'une part, et les corrélations croisées doivent être limitées par l'inégalité de Schwartz.

La prise en compte de ces critères a pour but de corriger le comportement pathologique de certains modèles de turbulence qui créent une quantité excessive d'énergie cinétique turbulente dans certaines situations spécifiques : notamment au point d'arrêt d'un jet impactant [40] ou au niveau de l'interaction d'une onde de choc avec une Turbulence Homogène Isotrope (que l'on notera THI dans la suite de ce mémoire) [123].

Dans ce dernier cas, le cisaillement au passage du choc induit une production d'énergie cinétique turbulente P_k qui, contrairement aux cas pour lesquels la plupart des modèles sont calibrés, devient bien supérieure à la dissipation D_k de la même quantité. Une explication possible de ce phénomène peut être obtenue en remarquant que les modèles basés sur une hypothèse de viscosité turbulente classique n'incluent pas d'effet de transport des tensions de Reynolds. Il convient donc d'examiner ce que différents auteurs proposent afin de corriger ce comportement, sensible pour les simulations en régime transsonique présentées dans nos travaux.

Notons que ces modifications ont été incluses dans nos travaux suite à notre veille bibliographique qui a fait apparaître l'importance de l'utilisation de ces modèles faiblement non-linéaires pour améliorer la prédiction de l'interaction choc/ couche-limite. On peut citer les travaux de Thivet *et al.* [136] qui utilisent un modèle de type $k-\omega$ avec des modifications de réalisabilité pour améliorer la prédiction des flux de chaleur aux parois de géométries semblables à des entrée d'air en régime supersonique, ainsi que rappeler ceux de Goncalvès [58] qui illustrent clairement l'intérêt de modifications de réalisabilité pour des écoulements en régime de tremblement, appliquées à des modèles $k-\varepsilon$ ou $k-\omega$. Sinha *et al.* [123] pour leur part vont au-delà de simples modifications de réalisabilité telles que décrites par les auteurs précédents, en introduisant des coefficients dynamiques (fonctions des nombres de Mach et des taux de cisaillement locaux) dans les termes de production au sein des équations sur k et ε. Le modèle que ces derniers auteurs obtiennent présentent l'intérêt d'un amélioration drastique de la qualité des résultats lors du calcul d'une interaction onde de choc / THI. L'inconvénient principal de leur approche est la complexité algorithmique engendrée, qui nous a conduit, faute de temps, à ne pas évaluer leur approche.

D'un point de vue pratique, les modifications de réalisabilité présentent l'intérêt de nécessiter des développements relativement modestes dans le code de simulation existant sur lequel s'appuient nos travaux, et celui de conduire à des coûts de calcul supplémentaires modérés par rapport aux versions de base des modèles à deux équations de transport que nous considérons.

2.3.2 Passage du modèle $k-\omega$ BSL au modèle $k-\omega$ SST

Menter [93, 94] remarque que l'utilisation d'une équation pour le transport de la composante de cisaillement $\tau = -\rho\overline{u'v'}$ du tenseur de Reynolds de la forme :

$$\frac{D\tau}{Dt} = \frac{\partial\tau}{\partial t} + u_k\frac{\partial\tau}{\partial x_k}$$

dans le modèle de Johnson-King permet d'obtenir une sensibilité aux gradients de pression adverses plus cohérente avec l'expérience que le modèle algébrique de Cebeci-Smith [26], alors que ces deux modèles sont en tous points identiques en dehors de cette équation supplémentaire. Dans le modèle de Johnson-King, l'équation de transport sur le cisaillement turbulent τ est basée sur l'hypothèse de Bradshaw :

$$-\overline{u'v'} = \sqrt{C_{\mu_0}}k$$

qui relie de manière linéaire le cisaillement dans la couche limite à l'énergie cinétique turbulente k.

Menter en déduit une limitation de la viscosité turbulente :

$$\mu_t = \frac{a_1 k}{max(a_1\omega; \Omega F_2)} \tag{2.27}$$

où a_1 est une constante issue de l'hypothèse de Bradshaw, Ω est la valeur absolue de la vorticité, et F_2 une fonction construite pour faire en sorte que cette correction sur la viscosité turbulente n'opère que dans les couches limites.

Pour l'expression de F_2, l'auteur propose la forme suivante :

$$F_2 = \tanh(arg_2^2) \tag{2.28}$$

avec

$$arg_2 = \max\left(2\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega})\right) \tag{2.29}$$

où y est la distance à la paroi du point courant. Pour accompagner cette modification du modèle $k-\omega$ BSL, l'auteur recommande enfin d'adopter le jeu de constantes suivant, sans préciser la démarche qui l'y conduit :

$$\begin{aligned} &\sigma_{k_1} = 0.85\ ; \quad \sigma_{\omega_1} = 0.5\ ; \qquad \beta_1 = 0.0750\ ; \qquad a_1 = 0.31 \\ &\beta^* = 0.09\ ; \quad \kappa = 0.41\ ; \quad \gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega_1}\frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} = 0.553166 \end{aligned} \tag{2.30}$$

Le modèle $k-\omega$ ainsi modifié est appelé $k-\omega$ SST pour *Shear Stress Transport*, et noté KW SST dans la suite de ce mémoire.

2.3.3 Réalisabilité appliquée aux modèles $k-\varepsilon$

De manière analogue à la modification de réalisabilité précédente, nous employons deux types de modèles réalisables obtenus par modification du modèle KE LS, respectivement proposés par Durbin [40] et par Kourta [72]. Ces deux modèles consistent essentiellement en une modification du coefficient C_μ du modèle standard présenté précédemment tel que

$$\mu_t = \alpha C_\mu f_\mu\left(\mathrm{Re}_t^*\right)\mu\mathrm{Re}_t^* \tag{2.31}$$

Dans le modèle standard proposé par Launder et Sharma ($\alpha = 1$), le coefficient C_μ est initialement calibré pour le cas particulier où production et dissipation sont en équilibre dans une situation de couche limite turbulente en écoulement bidimensionnel plan. De manière analogue à la démarche décrite pour le modèle $k - \omega$ SST, les modèles réalisables présentés ci-dessous proposent une modification de la viscosité turbulente μ_t via le coefficient α fonction des grandeurs moyennes de l'écoulement.

2.3.3.1 Modèle réalisable proposé par Durbin [40]

Dans ce modèle le coefficient α est fonction du taux de déformation moyen $\overline{S_i}$ et de Ω_i l'invariant du taux de rotation, tous deux adimensionnés par le rapport k/ε. Pour ce modèle, en reprenant les notations de Thivet *et al.* [136], le coefficient α est défini comme suit :

$$\alpha = \min\left(1, \overline{\alpha}\right)$$

avec

$$\frac{1}{\overline{\alpha} C_\mu} = A_o + A_s\left(\overline{s}^2 + A_r \omega^2\right)$$

où $\overline{s} = \frac{k}{\varepsilon}\underbrace{\sqrt{2S_{ij}S_{ji} - \frac{2}{3}S_{kk}^2}}_{\overline{S_i}}$ et $\omega = \frac{k}{\varepsilon}\underbrace{\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}}_{\Omega_i}$.

Les constantes introduites dans cette modification de réalisabilité seront prises égales à $A_o = 0$, $A_s = 1/0.29$ et $A_r = 0$. Ce modèle sera noté $KE\ Rea(1)$ dans la suite de mémoire.
La présence des coefficients A_o et A_r est justifiée par le fait que d'autres auteurs ont proposé des modifications de réalisabilité pour lesquelles ces coefficients ne sont pas nuls (par exemple Moore et Moore [99] qui proposent à partir des constantes d'un modèle de turbulence de type Algebraic Reynolds Stress Model $A_o = 2.85$, $A_r = 1.$ et $A_s = 1.77$). Bien que leur implantation ait été réalisée, faute de temps, ces autres modèles n'ont pas été évalués dans nos travaux.

2.3.3.2 Modèle réalisable proposé par Kourta [72]

Dans ce modèle, le coefficient α est fonction de S_i l'invariant du taux de déformation et de Ω_i l'invariant du taux de rotation, tous deux adimensionnés par le rapport k/ε. Kourta définit le coefficient α suivant la relation :

$$\alpha = \frac{2}{3C_\mu}\frac{1}{A_o + A_s s + A_r \omega} \tag{2.32}$$

où $s = \frac{k}{\varepsilon}\underbrace{\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}}_{S_i}$ et $\omega = \frac{k}{\varepsilon}\underbrace{\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}}_{\Omega_i}$

Les constantes de cette modification de réalisabilité sont $A_o = 1.25$, $A_s = 1$ et $A_r = 0.9$.
Cette modification de réalisabilité est d'autant plus intéressante que Kourta *et al.* [73, 74] l'ont mise en oeuvre (avec des paramètres numériques et de modélisation différents néanmoins) pour le calcul du tremblement sur un profil OAT15A. Dans la suite de ce mémoire, le modèle ainsi obtenu en combinant le modèle $KE\ LS$ et cette modification de réalisabilité sera noté $KE\ Rea(2)$.

2.4 Modélisation hybride de la turbulence

La modélisation de la turbulence pour des écoulements instationnaires à haut nombre de Reynolds (pour nos applications, $Re \sim 10^7$) reste encore un sujet de recherche ouvert. Nous avons passé en revue dans la partie 1.3 les différentes approches utilisées à notre connaissance pour des profils tremblants. Il est apparu au cours de nos travaux [2] que, plus que les aspects purement numériques (précision en temps et en espace, robustesse, efficacité des algorithmes de résolution discrète des modèles), la modélisation de la turbulence pour des écoulements transsoniques instationnaires demeurait la principale difficulté à traiter en priorité pour une simulation efficace du tremblement. L'expérience issue de nos propres travaux et le suivi bibliographique mené tout au long de cette thèse ont montré que nombre de modèles de turbulence issus d'une approche RANS sont inefficaces lorsqu'ils sont appliqués dans un cadre URANS pour le tremblement. Ces modèles conduisent fréquemment à un amortissement très rapide de la dynamique de l'écoulement. Au final, les calculs aboutissent à l'établissement de solutions stationnaires, en contradiction avec les expériences correspondantes. Ces observations nous ont conduits à considérer l'exploration de la faisabilité de l'utilisation de méthodes dites "hybrides" de modélisation de la turbulence dans la perspective d'atteindre une modélisation de la turbulence plus satisfaisante pour des écoulements instationnaires.

Dans cette partie, quelques rappels du cadre général de la modélisation de la turbulence sont fournis, en faisant ressortir les points clés utiles à l'exposition, dans un second temps, des différentes grandes stratégies de couplage ou d'hybridation possibles. Les méthodes que nous avons envisagées pour nos travaux sont alors présentées, en donnant des éléments précis sur les motivations des choix réalisés. Enfin, une discussion sur certains aspects de l'utilisation de méthodes hybrides pour ce mémoire est présentée dans le but d'élargir la réflexion sur ce sujet complexe.

2.4.1 Moyennes et filtrage

2.4.1.1 Modélisation RANS

Le traitement de type RANS de la turbulence repose sur une hypothèse d'ergodicité pour les évolutions d'une variable Φ. Cette hypothèse permet le passage d'une moyenne statistique d'ensemble que l'on notera à l'aide du symbole $< . >$ à une moyenne temporelle notée $\overline{.}$:

$$\begin{aligned} < \Phi > (x_j, t) &= \lim_{n \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \Phi_n(x_j, t) \\ \overline{\Phi}(x_j, t) &= \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \Phi(x_j, t) dt \end{aligned} \tag{2.33}$$

avec N le nombre total de réalisations (expérimentales ou numériques) pour le calcul de la moyenne d'ensemble et T la durée de calcul de la moyenne temporelle.
L'hypothèse d'ergodicité s'écrit alors :

$$< \Phi > (x_j, t) = \lim_{T \to \infty} \overline{\Phi}(x_j, T) \tag{2.34}$$

Ce passage est capital car la réalisation d'une moyenne d'ensemble statistiquement significative se révèle souvent difficile, voire impossible. Cette hypothèse est valable pour un écoulement statistiquement stationnaire, ce qui permet le calcul de champs moyens d'écoulements par une modélisation de la turbulence de type RANS avec des résultats corrects, tout au moins pour des écoulements dont les caractéristiques turbulentes restent proches des points de calage des modèles statistiques utilisés.

La modélisation statistique de la turbulence s'appuie, en régime incompressible, sur une décomposition de l'écoulement instantané $\Phi_i(x_j,t)$ entre une partie moyenne $\overline{\Phi}_i(x_j,t)$ et une partie fluctuante $\phi'_i(x_j,t)$:

$$\Phi_i(x_j,t) = \overline{\Phi}_i(x_j,t) + \phi'_i(x_j,t) \tag{2.35}$$

Tous les détails de cette décomposition peuvent être trouvés dans les manuels usuels sur le sujet, tels que l'ouvrage de Chassaing [26]. Cette décomposition, dite de Reynolds, n'est pas la plus facile à mettre en oeuvre ni la plus utilisée en régime compressible, où on lui préfère souvent la moyenne dite de Favre, qui consiste à introduire une moyenne d'ensemble pondérée par la masse volumique :

$$\Phi_i(x_j,t) = \tilde{\Phi}_i(x_j,t) + \phi''_i(x_j,t) \tag{2.36}$$

avec $\tilde{\Phi}_i(x_j,t) = \dfrac{\overline{\rho\Phi}}{\overline{\rho}}$.

Cette approche est détaillée notamment dans l'ouvrage de Schiestel [119] et c'est par exemple celle qui est utilisée dans le code de simulation utilisé dans cette étude et issu des travaux de thèse de B. Michel [97].

Que ce soit dans le cas d'une décomposition de Reynolds ou de Favre, l'approche RANS est construite pour calculer le champ moyen de l'écoulement turbulent au moyen d'une modélisation de tous les effets de la turbulence, ce qui est illustré par la figure 2.1.

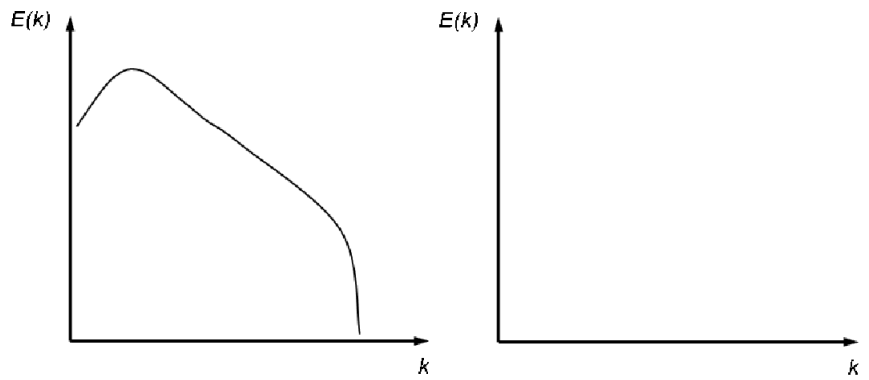


FIG. 2.1 – *Spectre d'énergie d'un écoulement turbulent traité en RANS : partie modélisée (gauche) et partie résolue (droite) .*

Dans le cadre des simulations de type RANS instationnaire ou URANS (pour Unsteady RANS), on considère que la période de prise de moyenne T est assez grande pour qu'un modèle RANS soit valable pour prendre en compte les effets des fluctuations de la turbulence, tout en ne modélisant pas les structures turbulentes de taille importante donc de fréquences assez basses. Ce point pose d'une part la question de l'adaptation des modèles RANS pour ne tenir compte que des hautes fréquences, et d'autre part impose le besoin d'une décorrélation entre les mouvements à grande échelle et le reste du spectre turbulent. Il est clair qu'une approche URANS ne sera pas capable de calculer les hautes fréquences et les modélisera comme l'illustre la figure 2.2.

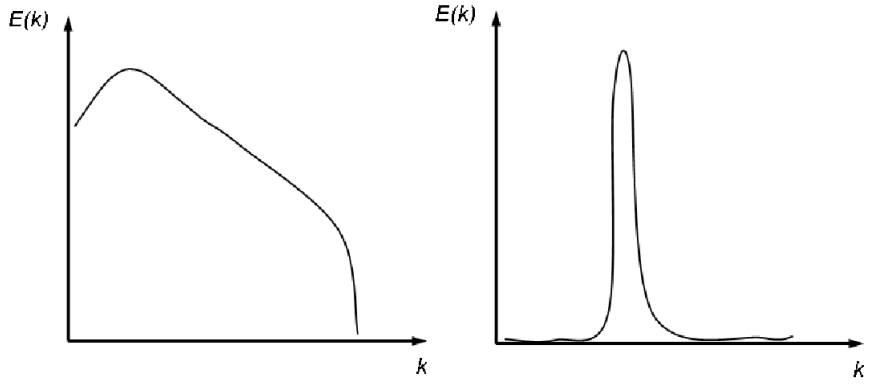


FIG. 2.2 – *Spectre d'énergie d'un écoulement turbulent traité avec une méthode de type URANS : partie modélisée (gauche) et partie résolue (droite) .*

2.4.1.2 Simulation des Grandes Echelles

L'approche par SGE repose sur la notion de filtrage. Le lecteur pourra se tourner avantageusement vers la référence [117].

En reprenant les notations précédentes, on considère là encore une variable $\Phi_i(x_j, t)$ caractéristique de l'écoulement. On peut lui appliquer un filtre passe-bas en fréquence (donc passe-haut en termes d'échelles), qui dans l'espace physique se définit comme un produit de convolution. La partie résolue $\overline{\Phi}_i(x_j, t)$ de $\Phi_i(x_j, t)$ s'écrit alors :

$$\overline{\Phi}_i(x_j, t) = F * \Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(L(x_j, t), x_j - \xi, t - \tau).\phi(\mathrm{x_i}, \mathrm{t}).\mathrm{d}\xi.\mathrm{d}\tau$$

où $L(x_i, t)$ est une longueur de filtre souvent prise comme un multiple d'une taille de maille Δ, et F est le noyau de convolution du filtre qui peut être de diverses formes [117].

La part de modélisation du spectre se fait en général par l'intermédiaire d'un modèle sous-maille, ou par l'application d'un filtre, ou bien par la dissipation naturelle du schéma numérique utilisé. Le lecteur intéressé par les aspects relatifs à la modélisation sous-maille se tournera avantageusement vers l'ouvrage de Sagaut [117].

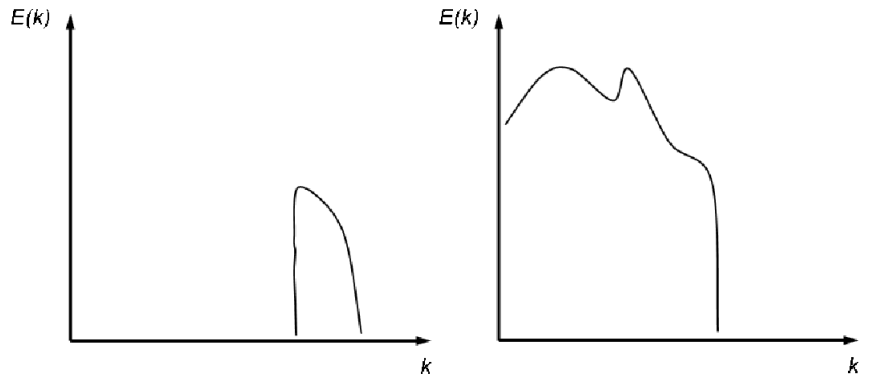


FIG. 2.3 – *Spectre d'énergie d'un écoulement turbulent traité en SGE : partie modélisée (gauche) et partie résolue (droite) .*

2.4.2 Différentes stratégies de couplage ou d'hybridation

La recherche d'une forme de modélisation de la turbulence plus efficace que l'approche statistique en un point et moins coûteuse que la SGE entraîne un effort de recherche important. L'étude de la bibliographie montre d'ailleurs un réel foisonnement de travaux sur le sujet, avec quelquefois une vraie difficulté pour bien cerner l'attribution d'un concept tant des approches très semblables peuvent être proposées sous des labels différents. Il nous semble donc important de bien structurer les différentes approches proposées afin de mieux les appréhender.

Tout d'abord, les mots "couplage" et "hybridation", bien que revêtant suivant les auteurs des réalités similaires dans la pratique, relèvent pour nous de deux approches distinctes. Terminologiquement, le couplage devrait relever de l'assemblage de deux approches clairement discernables spatialement ou fréquentiellement.
Pour un "couplage spatial", il est possible de traiter chaque zone de l'écoulement fixée par une approche donnée, comme le faisaient déjà les méthodes de type Euler/couche-limite, ou plus récemment les méthodes imposant un modèle RANS jusqu'à une certaine distance des parois et une approche SGE au loin.
Pour un couplage fréquentiel il est possible de traiter l'écoulement moyen par une méthode RANS, et les hautes fréquences par une SGE, une méthode de communication et d'interaction entre les deux étant alors à définir. L'hybridation serait, elle, le résultat d'un "croisement" de deux traitements ou approches plus forcément discernables spatialement ou fréquentiellement, par exemple par l'utilisation d'un modèle passant continûment d'un modèle parent à un autre.

En pratique, on observe la publication de travaux dans lesquels les auteurs passent d'une notion à l'autre. Il nous a donc semblé plus raisonnable, au-delà d'une classification rigide, d'expliciter les approches présentées et de ne retenir que le terme de modélisation hybride. Nous mettons derrière ce terme une forme de prise en compte de la turbulence qui ne relève pas totalement (au moins théoriquement) d'une forme de prise en compte/calcul de la turbulence bien établie (RANS, URANS, SGE ou SND) pour tout l'écoulement. Si l'on considère les cas limites de ces méthodes hybrides, on pourrait donc les désigner sous des sommes d'acronymes (URANS/SGE, URANS/SND, etc.) qui ne seraient pas discriminantes dans la mesure où des méthodes en pratique très différentes auraient le même nom. En abandonnant la volonté de

créer de nouveaux acronymes (le domaine est florissant), nous préfèrons par ailleurs suivre Sagaut [117] pour distinguer trois catégories d'approches :

- Les décompositions fréquentielles : les différentes approches retenues calculent chacune une partie du spectre de l'écoulement. Ce type d'approche a été par exemple mis en oeuvre par Labourasse [75] sur des cas-tests variés (canal plan, aube de turbomachine), en calculant le champ moyen avec un modèle RANS, et les fluctuations avec le modèle LES. Benarafa [13] corrige le champ moyen SGE grâce à un calcul RANS pour le calcul d'écoulements décollés autour de réseaux de cubes. Nous ne reviendrons pas sur ces méthodes dans ce mémoire car elles nécessitent d'une part de disposer d'ingrédients numériques (schémas de haute précision notamment) qui autorisent le traitement par SGE d'une zone de l'écoulement, et d'autre part de complexifier grandement le code de calcul (en faisant mener en parallèle, puis communiquer un calcul URANS et un calcul SGE).

- Les décompositions zonales : dans le domaine spatial, chaque zone est traitée avec l'approche (RANS ou SGE) qui amène le meilleur compromis entre la qualité des résultats et le coût de calcul. La transition entre les deux approches peut alors se faire soit de manière abrupte au passage entre deux cellules de calcul, soit de manière progressive avec la spécification d'une fonction de transition. Ce type d'approche pose un problème ardu à l'interface, en particulier lorsque l'on passe de l'approche la plus grossière à la plus fine : ce problème est présent par exemple quand l'écoulement passe d'une zone modélisée par une approche RANS vers une zone modélisée par une approche SGE. Un bon exemple d'une telle approche est la "DES" zonale de Deck [34] [35].

- Les modélisations "universelles" : elles visent à proposer un ensemble de modèles de fermeture qui unifient plusieurs approches, en ayant la possibilité d'aller continûment de l'une à l'autre en fonction des propriétés locales de l'écoulement à traiter. L'approche PANS de Girimaji [53], la VLES de Speziale [127] visent ainsi à l'obtention d'une modélisation qui s'adapte à la résolution disponible.

Nous reviendrons ci-après sur quelques unes des méthodes appartenant aux deux dernières catégories.

Dans la présente étude, nous avons dû prendre en compte une contrainte relative aux outils numériques disponibles : nous souhaitions en effet, par souci d'efficacité, étudier par voie numérique le tremblement transsonique en nous appuyant sur une structure de code existante au sein du Laboratoire SINUMEF, caractérisée par des schémas décentrés avec extrapolation des variables aux faces, une phase implicite avec pas de temps dual et, surtout, des modèles de turbulence de type RANS. En particulier, le choix d'une modélisation hybride permettant d'obtenir une dynamique d'écoulement satisfaisante en tremblement transsonique se devait de tenir compte des difficultés algorithmiques inhérentes à la conduite d'un calcul de type SGE dans certaines parties ou tout le domaine de l'écoulement. Nos recherches bibliographiques nous ont alors résolument orientés vers les *modélisations universelles*. Compte tenu des contraintes physiques du cas abordé (fréquence principale basse, présence d'une onde de choc et d'une zone décollée peu épaisse), il nous a semblé plus prometteur d'étudier des modélisations avec basculement automatique d'un modèle à l'autre. Nous passons maintenant en revue différentes méthodologies présentes dans la littérature pour ce genre de modélisations et nous détaillons les choix retenus pour nos travaux.

2.4.3 Méthodes hybrides

2.4.3.1 Quelques différentes formes de Very Large Eddy Simulation et leurs dérivées

La simulation des très grandes échelles, telle que définie par Speziale [127] - et désignée désormais par l'acronyme VLES pour Very Large Eddy Simulation -, consiste à ne résoudre localement qu'une petite partie de la zone inertielle d'un spectre de la turbulence en un point et à modéliser le reste du spectre. Les simulations de type SGE se caractérisent en effet par la tentative de calculer la plupart des échelles de la zone inertielle en fréquence d'un écoulement et à modéliser le reste [83]. La VLES repose donc sur une part de modélisation du spectre fréquentiel plus importante que la SGE.

Plus précisément, Speziale insiste dans [127] sur la nécessité de prendre pour base de départ un modèle RANS avec une modélisation de la turbulence au second ordre afin de ne pas introduire d'hypothèse d'isotropie de la turbulence dans le modèle VLES. A défaut, il conseille d'adopter une modélisation RANS capable de tenir compte d'une certaine anisotropie, par exemple par l'utilisation d'un modèle de type EASM (pour Explicit Algebric Stress Model). Cette nécessité d'un modèle RANS de départ complexe induit un effort de modélisation et d'implantation plus grand qu'un modèle RANS au premier ordre et engendre aussi un coût de calcul accru.

C'est ce point capital qui amène Speziale à formuler l'approche VLES qui permet de passer continûment d'un modèle RANS à une simulation numérique directe par l'intermédiaire d'une expression modifiée du tenseur des contraintes sous-maille τ_{ij} [127] :

$$\tau_{ij}^{VLES} = \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta\Delta}{L_K}\right)\right]^n \tau_{ij}^{RANS} \tag{2.37}$$

où τ_{ij}^{RANS} est le tenseur des contraintes issu d'un modèle RANS, Δ une échelle de longueur qui en général est la taille de maille locale, L_K l'échelle de Kolmogorov, et des constantes n et β à déterminer.

L'auteur recommande d'évaluer l'échelle de Kolmogorov de la manière suivante :

$$L_K = \frac{\nu^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}}$$

Cette définition nécessite de disposer d'une expression pour la dissipation ε, ce qui ne pose pas de problème pour beaucoup de modèles RANS à deux équations couramment utilisés, mais écarte la plupart des modèles à une équation comme le modèle de Spalart-Allmaras [125].
Le comportement aux limites de l'expression (2.37) est tel que : lorsque $(\beta\Delta)/(L_K) \to 0$, $\tau_{ij}^{VLES} \sim \tau_{ij}^{RANS}$ de sorte que le calcul mené est bien de type RANS ; au contraire, lorsque $(\beta\Delta)(L_K) \to 1$, le calcul tend bien vers l'annulation des contraintes τ_{ij}^{VLES} et donc vers un calcul de type SND (pour Simulation Numérique Directe).

Les calculs utilisant une approche VLES de ce type semblent assez rares dans la littérature. Fasel *et al.* [44] utilisent cette méthodologie - renommée FSM pour Flow Simulation Methodology - pour un cas d'écoulement turbulent sur plaque plane et ils proposent de prendre dans ce cas pour constantes $n = 1$ et $\beta = 4 \times 10^{-3}$ dans l'expression (2.37) ; pour le deuxième cas étudié, un jet normal à une paroi, les auteurs modifient la formulation (2.37) ce qui est de

mauvais augure pour la portée générale de la méthode en l'état. Le modèle RANS de base utilisé par ces auteurs est de type EASM. Ils relèvent que, bien que leurs calculs démontrent que l'approche VLES va dans le sens d'une adaptation de la viscosité sous-maille aux propriétés locales de l'écoulement et au maillage, cette formulation nécessite encore un effort de recherche important pour garantir son utilité dans des cas plus complexes.

Magnient [89] remarque que la formulation de Speziale donnée ci-dessus ne reproduit pas le comportement de la SGE aux grands nombres de Reynolds. Il propose de modifier comme suit l'expression de la viscosité sous-maille :

$$\mu^{VLES} = \left(\frac{\Delta}{L_T}\right)^{4/3} \mu^{RANS} \tag{2.38}$$

où Δ est alors une expression de la taille de maille. L_T est une longueur turbulente calculée par le modèle, typiquement pour un modèle $k-\varepsilon$:

$$L_T^{k\varepsilon} = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$$

et pour un modèle $k-\omega$:

$$L_T^{k\omega} = \frac{k^{1/2}}{\beta^*\omega}$$

De même, en travaillant directement sur une viscosité et non plus les contraintes sous-mailles, Caruelle [25] propose de généraliser l'expression (2.37) sous la forme suivante :

$$\mu_t^{VLES} = \left[1 - \exp\left(-\frac{\beta\Delta}{L_K}\right)\right]^n \mu_t^{RANS} \tag{2.39}$$

Cette approche permettrait de généraliser la VLES à des modèles basés sur une approche de viscosité turbulente mais sans dissipation ε disponible. Mais on ne trouve pas dans [25] de proposition claire sur la manière de calibrer les constantes β et n.

Cette brève description de la "famille" VLES ne saurait être complète sans aborder les travaux de Batten *et al.* [11] qui proposent une méthode dérivée de la VLES, appelée la LNS, pour *Limited Numerical-Scales*, qui repose aussi sur une modification du tenseur sous-maille :

$$\tau_{ij}^{LNS} = \alpha\tau_{ij}^{RANS} \tag{2.40}$$

où α a pour expression :

$$\alpha = \frac{\min[(f_\mu\mu_t^{SGE}), (f_\mu\mu_t^{RANS})]}{(f_\mu\mu_t^{RANS})}$$

et les quantités μ_t sont les viscosités turbulentes issues des modèles RANS et sous-mailles utilisés. Batten *et al.* [11] relèvent qu'une expression de cette forme ne fait que sélectionner le modèle qui prédit le taux de cisaillement le plus faible si des modèles adaptés sont utilisés pour les deux approches (SGE et RANS) sous-jacentes. Dans les travaux [11] le modèle sous-maille de Smagorinski est utilisé pour la partie SGE et un modèle $k-\varepsilon$ non-linéaire décrit par Goldberg pour la partie RANS. Cette approche permet de reproduire le comportement d'une SGE, en corrigeant le point soulevé par Magnient [89].

Batten *et al.* [12] font évoluer par la suite leur approche, en remarquant que les modèles hybrides RANS/SGE souffrent du passage d'un écoulement allant de la partie RANS vers la partie SGE en raison d'un déficit d'information. Les auteurs proposent donc d'introduire une reconstruction de fluctuations à injecter dans l'écoulement au passage de RANS à SGE et baptisent cette technique la LEST pour Large Eddy STimulation. Ils reconstruisent des fluctuations qui répondent à certains critères statistiques à partir des équations relatives au modèle de turbulence. Cette approche donne des résultats satisfaisants en canal plan mais les propriétés statistiques avec lesquelles les fluctuations sont reconstruites, la dépendance de la reconstruction de ces fluctuations vis-à-vis du modèle RANS utilisé - qui permet de prescrire un tenseur des contraintes ce qui idéalement nécessite encore un modèle capable d'une vraie anisotropie, ainsi qu'une échelle de longueur et de temps "moyennes" de la turbulence locale - et enfin la complexité algorithmique associée à cette approche nous ont fait écarter sa mise en oeuvre dans nos travaux.

Enfin, pour un cas physique approchant notre problématique de tremblement, Hunt et Nixon [65] utilisent une méthodologie qu'ils désignent comme VLES mais qui ne semble plus avoir grand chose de commun avec l'approche décrite par Speziale [127]. Ces auteurs s'appuient sur l'utilisation d'un modèle sous-maille algébrique, avec néanmoins une prise en compte de l'anisotropie du tenseur sous-maille, tel que décrit par Schumann [120].

Il est intéressant de remarquer que ces auteurs ne rentrent pas dans les critères définis par Speziale sur l'utilisation d'un modèle permettant de tenir compte d'une anisotropie locale de la turbulence, et que d'autre part au lieu de se baser sur un modèle RANS, ils partent d'un modèle utilisé en SGE. En somme, leur calcul est représentatif d'une SGE "grossière" ne résolvant que les fréquences les plus basses de l'écoulement, les tensions sous-mailles étant prise en compte au moyen d'un modèle sous-maille classique.

Ce travail est néanmoins très intéressant, dans la mesure où il révèle la capacité d'un calcul SGE, "sous-résolu" par rapport aux travaux de SGE habituels dans la littérature (qui résolvent au moins une partie de la zone inertielle), à reproduire des oscillations auto-entretenues d'un système onde de choc/couche-limite turbulente à un nombre de Reynolds $Re_\delta = 10^6$ d'intérêt quasi-industriel. Plus précisément, le cas-test traité dans cette étude est une rampe de compression de 24 degrés, avec une nombre de Mach infini amont de $M_\infty = 2.8$. Les résultats obtenus à partir de cette SGE grossière confirment que les fluctuations de grande amplitude du bulbe de décollement n'ont très probablement pas pour origine les perturbations dues à la turbulence de couche-limite puisque cette dernière est très grossièrement résolue.

La VLES et ses dérivées que nous venons de décrire pouvait apparaître comme une solution à notre besoin d'une modélisation mieux adaptée que les modèles RANS pris en défaut. Pourtant, le choix a été fait ici de ne pas retenir cette approche dans un premier temps. Tout d'abord, cette approche souffrait à notre avis, en tout cas au début de nos travaux, d'un manque de maturité. Par ailleurs, le besoin d'un modèle de base qui s'affranchisse de l'hypothèse de Boussinesq, donc probablement dans notre cas d'un modèle au second ordre déjà disponible dans le code de simulation [97], laissait augurer une complexité et un temps de calcul incompatibles avec le besoin d'une exploration assez rapide de la faisabilité de méthodes hybrides pour le tremblement. Nous avons donc fait le choix de ne pas retenir l'approche VLES pour l'instant et de nous tourner vers certaines autres méthodes que nous nous proposons de détailler.

2.4.3.2 La Detached Eddy Simulation et ses dérivées

Les travaux de Spalart sont à l'origine de la DES. Dans son article fondateur [126], Spalart montre que la SGE ne sera pas applicable avant longtemps pour des cas industriels de grande taille à nombre de Reynolds élevé. Il propose donc une formulation permettant de traiter les zones de proche paroi avec l'approche RANS du modèle proposé par Spalart et Allmaras [125], et les zones massivement décollées en SGE. On rappelle pour cela le modèle de turbulence de Spalart et Allmaras [125], qui se base sur une équation de transport d'une fonction $\widetilde{\nu}$ qui se comporte de façon linéaire au voisinage de la paroi et telle que $\widetilde{\nu} = \nu_t$ en dehors de cette zone :

$$\underbrace{\frac{\partial \widetilde{\nu}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \widetilde{\nu}}{\partial x_j}}_{\text{convection}} = \underbrace{C_{b1}\tilde{S}\widetilde{\nu}}_{\text{production}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma}[\nabla.(\widetilde{\nu}\nabla\widetilde{\nu}) + C_{b2}(\nabla\widetilde{\nu})^2]}_{\text{diffusion}} - \underbrace{C_{w1} f_w(\widetilde{r})(\frac{\widetilde{\nu}}{d})^2}_{\text{destruction}} \tag{2.41}$$

Nous ne détaillons pas ici les constantes et expressions du modèle et renvoyons sur ce point à l'article de Spalart et Allmaras [125] ou à l'ouvrage de Chassaing [26].
L'approche DES consiste à remplacer la distance à la paroi d dans le terme de destruction sur $\widetilde{\nu}$ par une quantité $\tilde{d}$ qui a pour expression :

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta)$$

Dans cette expression, $C_{DES} = 0.65$ est une constante fixée en réalisant des calculs de turbulence homogène isotrope et Δ est une taille de maille.

Pour un d grand (au loin des parois), la viscosité turbulente calculée est normalement celle du modèle sous-maille de Smagorinski [126]. Pour un d petit, ν_t est celui du modèle RANS initial. Cette approche a été très utilisée, pour des cas académiques (cylindres circulaires, carrés, canal plan, cavité), mais aussi pour des cas d'intérêt industriel (profil en incidence, train d'atterrissage).

La DES a été étendue au modèle à deux équations $k-\omega$ SST de Menter par Strelets [129] qui propose de modifier le terme de destruction sur k en faisant intervenir une échelle de longueur turbulente. Le terme de destruction D_k^{RANS} s'écrit à l'origine de la manière suivante :

$$D_{RANS}^k = \rho\beta^* k\omega = \frac{\rho k^{3/2}}{L_T^{k-\omega}}$$

où une échelle de longueur turbulente relative à ce modèle s'écrit alors $L_T^{k-\omega} = (k^{1/2})(\beta^*\omega)$. Strelets introduit une nouvelle échelle de longueur similaire à celle utilisée avec le modèle de Spalart-Allmaras - à la valeur de C_{DES} près - :

$$L_T^{SGE} = C_{DES}\Delta$$

Cette échelle de longueur est basée encore une fois sur une hypothèse de turbulence homogène isotrope calculée au moyen du modèle de Smagorinski. Plus précisément, l'auteur signale qu'il souhaite d'une part une formulation aussi simple que possible, d'autre part qu'à l'équilibre cette formulation doit être similaire à un modèle de Smagorinski, c'est-à-dire avec une "viscosité turbulente" proportionnelle à l'intensité du tenseur des déformations et au carré de la

taille de maille locale. La longueur caractéristique de la DES proposée par Strelets devient alors :

$$L_T^{DES} = min(L_T^{k-\omega}, L_T^{SGE})$$

ce qui donne finalement comme terme de destruction sur k :

$$D_{DES}^k = \frac{\rho k^{3/2}}{L_T^{DES}} \tag{2.42}$$

L'auteur donne alors la démarche suivie pour calibrer les coefficients C_{DES} en situation de turbulence homogène isotrope - en distinguant modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ -. Les valeurs indiquées sont $C_{DES}^{k-\varepsilon} = 0.61$ et $C_{DES}^{k-\omega} = 0.78$. Celles-ci sont finalement combinées en utilisant la fonction F_1 précédemment définie pour arriver à l'expression finale de C_{DES} :

$$C_{DES} = (1 - F_1)C_{DES}^{k-\varepsilon} + F_1 C_{DES}^{k-\omega}$$

Strelets utilise cette formulation pour étudier l'écoulement turbulent derrière un cylindre circulaire et un cylindre triangulaire, une marche descendante, et un profil NACA0012 à de fortes incidences ($0 < \alpha < 90^\circ$). Ces cas on été étudiés à des nombres de Reynolds qui ne sont pas encore assez élevés pour être considérés comme d'intérêt industriel (de 5000 pour la marche descendante à 100000 pour le profil NACA0012), mais avec un certain succès si on les compare aux calculs URANS correspondants.

Dans la suite de ce mémoire, on emploiera le modèle $k-\omega$ SST dans sa formulation DES de Strelets, que l'on notera $KW\ SST\ DES$.

Puisqu'elle est basée sur la comparaison entre une échelle de turbulence locale et une taille de maille, cette formulation peut induire des profils de vitesse inappropriés dans les couches-limites en cas de maillages "trop raffinés". Ce phénomène peut aller dans certains cas jusqu'à prédire des décollements qui n'existent pas ou à étendre des décollements initialement prédits de façon correcte par un calcul RANS. Cette pathologie, appelée décollement induit par le maillage (en anglais, *Grid Induced Separation*), a motivé certains travaux sur les fonctions propres à la DES afin d'éviter ce comportement. On peut citer ainsi Menter [95] [96], qui retient la forme suivante pour la dissipation sur k :

$$D_{DES}^k = \beta^* \rho k \omega f_{des}$$

avec une fonction de transition de RANS à DES donnée par :

$$f_{des} = \max\left(\frac{L_T}{C_{DES}\Delta}(1 - F_{SST}), 1\right) \tag{2.43}$$

La quantité F_{SST} peut prendre au choix la valeur zéro si l'on souhaite utiliser la formulation originale de Strelets, ou bien l'une des deux fonctions propres aux modèles $k-\omega$ de Menter, F_1 ou F_2. On peut concevoir aisément d'appliquer cette démarche sur plusieurs types de modèles à deux équations. Pour un modèle $k-\varepsilon$ par exemple, il suffit d'appliquer la relation 2.42, sans se préoccuper de la fonction 2.43 qui est propre aux modèles $k-\omega$ de Menter [94]. Les fonctions F_1 et F_2 étant conçues pour fournir une valeur de 1 dans les couches-limites, l'utilisation de l'une de ces deux fonctions permet selon Menter [95] d'éviter les décollements intempestifs en plaçant la transition de RANS à SGE en-dehors de la couche limite. A l'appui de cette affirmation, Menter montre [95] [96] des résultats de calcul sur un profil présentant

un décollement de bord de fuite extrados anormalement augmenté (par rapport à un calcul RANS qui fait office de référence avec le modèle $k-\omega$ SST) lorsque la formulation de Strelets (2.42) est retenue et qui présente une topologie correcte lorsque la fonction f_{des} est utilisée en prenant $F_{SST} = F_2$.

2.4.3.3 L'approche Partially Averaged Navier-Stokes

L'approche PANS pour *Partially Averaged Navier Stokes* a été développée par Girimaji *et al.* [53]. Cette méthode consiste à modifier le coefficient C_{ε_2} du terme de destruction au niveau de l'équation de transport du taux de pseudo-dissipation ε^* en introduisant une fonction $f_k \in [0,1]$ telle que :

$$\frac{\partial \rho\varepsilon^*}{\partial t} + \frac{\partial \rho\varepsilon^* u_j}{\partial x_j} = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon^*}{\partial x_j} + \underbrace{C_{\varepsilon_1}\frac{\varepsilon^*}{k}P_k}_{production} - \underbrace{\underbrace{[f_k(C_{\varepsilon_2} - C_{\varepsilon_1}) + C_{\varepsilon_1}]}_{\tilde{C}_{\varepsilon_2}} f_{\varepsilon_2}(\mathrm{Re}_t^*)\,\rho\frac{\varepsilon^{*2}}{k}}_{destruction} + E$$

Ainsi, lorsque la fonction $f_k = 1$, on vérifie que :

$$\widetilde{C_{\varepsilon_2}} = C_{\varepsilon_2}$$

et on retrouve l'équation (2.19) du modèle RANS. *A contrario*, lorsque la fonction $f_k = 0$, l'association du terme de production et de destruction donne :

$$\text{Production} + \text{Destruction} = C_{\varepsilon_1}\frac{\varepsilon^*}{k}\left(P_k - f_{\varepsilon_2}(\mathrm{Re}_t^*)\,\overline{\rho}\varepsilon^*\right), \tag{2.44}$$

Dans les zones où $P_k \gg \overline{\rho}\varepsilon^*$ - notamment les zones de cisaillement par exemple -, on s'attend à ce que le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε^* augmente, impliquant une diminution de l'énergie cinétique turbulente k. Ceci a pour effet de restreindre la partie modélisée du spectre turbulent. Dans [1], la fonction f_k est calculée en tout point du maillage suivant le rapport λ entre la taille de l'échelle de longueur turbulente $l_T = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$ et la taille de la maille $\Delta = max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$:

$$f_k = \min\left[1, \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{\frac{2}{3}}\right] \tag{2.45}$$

où $\lambda = \frac{l_T}{\Delta}$ est le rapport de longueurs qui pilote le passage d'un modèle RANS ($f_k = 1$) à une SND lorsque $f_k = 0$. Les expressions "classiques" ont été retenues pour $l_T = k^{3/2}/\varepsilon$ et $\Delta = max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$.

On notera que ce type de modélisation peut être appliqué à n'importe quel modèle RANS possédant une équation de transport sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε. Ainsi, les trois modèles $k-\varepsilon$ présentés précédemment peuvent être déclinés dans une version PANS, qui sera notée en additionnant simplement l'acronyme PANS à la désignation retenue pour chaque modèle existant.

2.4.4 Quelques aspects remarquables de méthodes hybrides de modélisation de la turbulence

2.4.4.1 Du choix des longueurs

Certaines formulations hybrides précédemment exposées se basent sur la comparaison entre une échelle de turbulence locale donnée par le modèle de turbulence RANS de départ et une échelle spatiale. Ce rapport de longueurs peut se mettre sous la forme générale :

$$\frac{L_T}{L_\Delta} \tag{2.46}$$

où L_T est l'échelle de longueur issue du modèle de turbulence et L_Δ l'échelle spatiale.

Tout d'abord, il est difficile de savoir clairement à quoi correspond la longueur L_T lorsqu'on la calcule avec un modèle RANS. Relativement au calcul de k, Chassaing [26] note que ... *"L'intensité énergétique de turbulence renseigne sur le montant d'énergie d'agitation* $\overline{k} = \frac{1}{2}\overline{u_i u_i}$*, mais pas sur sa répartition entre 'tourbillons'"...*
Pour tenter d'éclaircir notre propos, il est possible de raisonner sur chaque variable en décomposant sa valeur totale Φ_{tot} en une fraction résolue Φ_r et une partie modélisée Φ_m.

Dans le cas d'une SND, $k_{tot} = k_r; k_m = 0$, ce qui peut aider à déterminer à quoi correspond la quantité k_m d'autres méthodes.
Dans le cadre RANS, l'énergie cinétique turbulente est entièrement modélisée, nous avons alors $k_{tot} = k_m; k_r = 0$. L'utilisation d'un calcul RANS afin de déterminer k la fait apparaître comme une quantité issue du spectre global de la turbulence modélisée par le modèle choisi, en un point donné.

Si l'on mène un calcul de type URANS ou hybride RANS/SGE, il n'est pas possible *a priori* de déterminer quelle est la proportion entre k_r et k_m. Une telle détermination nécessite le recours à un cas d'étude permettant de mener une SND, puis les approches dont on souhaite l'étude. Cette approche est hors de portée pour les cas de tremblement sur profil envisagés ici.

Il est possible de tenir le même raisonnement pour la seconde quantité ε ou ω intervenant dans le calcul de L_T. Ce point est d'autant plus important lorsque l'on examine les approximations prises sur l'équation de transport sur ε, qui devant la complexité de l'équation de transport "complète", est au final obtenue par analogie par rapport à celle sur k en supprimant des termes trop complexes à déterminer. Le lecteur pourra se tourner vers l'ouvrage de Schiestel [119] sur ce point.

Il est donc clair que cette longueur L_T n'est pas objectivement reliable <u>dans nos calculs</u> à une fréquence locale particulière de la turbulence. Tout au plus peut-on la relier à une échelle de turbulence moyenne liée au modèle considéré, en lui reconnaissant néanmoins le mérite d'être la seule échelle de longueur que l'on peut obtenir par combinaison de k et ε ...

Pour tenter de remédier à cette imprécision sur L_T, Tucker et Davidson [138] utilisent plusieurs expressions pour affiner le calcul d'une échelle turbulente au moyen du modèle $k - l$ choisi comme base de leurs travaux. Ces travaux se caractérisent en tout état de cause par une augmentation de la complexité algorithmique, sans réellement apporter de gain visible dans

la qualité des résultats affichés. Et encore une fois, l'échelle de turbulence qu'ils déterminent n'est pas physiquement située, par exemple sur un spectre d'énergie.

Concernant la longueur L_Δ, la majeure partie des auteurs considèrent simplement la taille de maille locale.

Comme les maillages pour des calculs aérodynamiques utilisant des méthodes RANS sont potentiellement fortement anisotropes, la définition de la taille de maille à utiliser reste sujet de débat.
La formulation $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}}$ semble plus adaptée pour les maillages isotropes dans la mesure où elle ne privilégie pas une direction par rapport à une autre, contrairement à l'expression $\Delta = max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$. Pour les méthodes hybrides abordées, utilisées en conjonction avec des maillages issus de calculs RANS pour lesquels les rapports d'aspects des cellules de maillage proches des parois donc décrivant la couche-limite sont très grands - de l'ordre de 1000 -, nous avons préféré utiliser la seconde formulation. Le risque d'utiliser la première expression est de favoriser les décollements induits par le maillage en positionnant la transition RANS/SGE dans la couche-limite d'une part et de potentiellement sous-représenter spatialement les structures décollées dans les autres zones de l'écoulement traitées sur un maillage anisotrope. Pour appuyer ce choix, il est possible de remarquer que Deck [34] [35] note dans ses travaux qu'il peut utiliser l'expression "isotrope" car il impose les zones traitées avec les composantes RANS et SGE de son modèle DES.

Ce choix de longueur assimilable à une taille de maille n'est pas forcément optimal car il sous-entend que la résolution numérique est capable de résoudre une longueur d'onde sur une maille. Batten *et al.* [11] en déduisent qu'il faut introduire une correction sur Δ afin de tenir compte des capacités de représentation d'une longueur d'onde sur au moins deux points en utilisant l'expression suivante : $\Delta = 2\ \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$.
En poussant ce raisonnement plus loin, il serait intéressant de s'intéresser aux capacités de résolution spatiale du schéma spatial choisi afin de s'assurer que le rapport L_T/L_Δ soit utilisé à bon escient. Pour notre part et faute de temps, les travaux présentés ici n'abordent pas ce point.

2.4.4.2 Approches PANS ou DES basées sur un modèle à deux équations

En suivant la démarche de Girimaji, il est possible d'étendre la réflexion sur le rapport entre partie modélisée et partie totale de l'énergie cinétique turbulente du sous-chapitre précédent en raisonnant cette fois sur le rapport entre la viscosité turbulente ν_m des échelles non-résolues donc normalement modélisées et la viscosité turbulente associée au fluctuations totales - par rapport à un écoulement moyen - ν_T :

$$\nu_m = C_\mu \rho \frac{k_m^2}{\varepsilon_m}$$

$$\nu_T = C_\mu \rho \frac{k_T^2}{\varepsilon_T}$$

Si le nombre d'onde de coupure est au niveau des échelles turbulentes de plus petite énergie,

le rapport entre ces deux quantités devient :

$$\frac{\nu_m}{\nu_T} = \frac{C_\mu k_m^2/\varepsilon_m}{C_\mu k_T^2/\varepsilon_T} \approx \left(\frac{k_m}{k_T}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m}\right) \ll 1 \tag{2.47}$$

Il est alors légitime à ce stade de se demander si l'on souhaite que la modification hybride s'applique soit sur un terme d'une des équations de transport relatives à la turbulence, soit dans l'expression de la viscosité turbulente, soit dans ces deux endroits à la fois. Yan *et al.* [146] tentent de répondre à cette question en étudiant la dissipation au sein d'un écoulement modèle turbulent homogène isotrope (THI), puis l'écoulement massivement décollé autour d'un profil NACA0012 à 60 ° d'incidence en régime incompressible et à $Re_\infty = 10^5$. Leurs résultats montrent tout d'abord que le calibrage de la constante C_{DES} dépend de la méthode choisie. Par ailleurs, cette valeur de C_{DES} doit être adaptée en fonction du terme sur lequel on souhaite faire porter la modification hybride, par un calcul sur l'écoulement modèle de THI, faute de quoi le calcul sur profil donne des résultats erronés. Il est important de remarquer que ces auteurs n'avancent pas d'argument clair en faveur d'un choix ou d'un autre. Le fil général de leur travail indique plutôt que l'objectif reste d'adapter la dissipation du modèle à l'écoulement traité, quel que soit dans le fond le terme sur lequel s'applique la modification.

Un calcul RANS présente les conditions $k_m = k_T$; $\varepsilon_m = \varepsilon_T$. La possibilité de résoudre une plus grande partie du spectre turbulent passe nécessairement, pour un modèle de ce type, par une approche qui satisfait $k_m < k_T$.
L'équation de transport sur k dans un cadre RANS peut être directement considérée comme une équation de transport sur k_m :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho k_m}{\partial t} + \frac{\partial \rho k_m u_i}{\partial x_i}}_{advection} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\left(\mu + \frac{1}{\sigma_k} C_\mu \frac{\rho k_m^2}{\varepsilon_m}\right)\frac{\partial k_m}{\partial x_k}\right]}_{diffusion} = \underbrace{P_{k_m}}_{production} - \underbrace{\rho \varepsilon_m}_{destruction} \tag{2.48}$$

de même pour l'équation sur la dissipation ε dans une forme générique sans fonctions d'amortissement pour les faibles nombres de Reynolds :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho \varepsilon_m}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varepsilon_m u_j}{\partial x_j}}_{advection} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\left(\mu + \frac{1}{\sigma_\varepsilon} C_\mu \frac{\rho k_m^2}{\varepsilon_m}\right)\frac{\partial \varepsilon_m}{\partial x_k}\right]}_{diffusion} = \underbrace{C_{\varepsilon_1}\frac{\rho \varepsilon_m}{k_m} P_{k_m}}_{production} - \underbrace{C_{\varepsilon_2}\frac{\varepsilon_m^2}{k_m}}_{destruction} \tag{2.49}$$

Pour mener un calcul résolvant une partie de spectre plus importante, les quantités suivantes sont alors introduites :

$$\left.\begin{aligned} f_k &= \frac{k_m}{k_T} \\ f_\varepsilon &= \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_T} \end{aligned}\right\} \Leftrightarrow \; k_T = \frac{k_m}{f_k} \; ; \; \varepsilon_T = \frac{\varepsilon_m}{f_\varepsilon} \tag{2.50}$$

f_k représente la fraction d'énergie cinétique turbulente modélisée par rapport à l'énergie cinétique turbulente totale, et de manière similaire f_ε la même fraction mais par rapport à la dissipation ε. Dans le cas d'une simulation RANS, f_k et f_ε valent donc un, et dans le cas d'une SND f_k et f_ε valent alors zéro.

En pratique, pour la PANS, Girimaji [53] ainsi que les autres auteurs ayant travaillé sur cette méthode [43] [52], utilisent $f_\varepsilon = 1$ afin de se focaliser sur l'étude de l'influence de f_k. Girimaji [53] remarque en diminuant progressivement f_k jusqu'à $f_k = 0.2$ (soit le cinquième de la valeur du modèle RANS de départ) lors de calculs de l'écoulement massivement décollé autour d'un prisme à base carrée (toujours avec $f_\varepsilon = 1$), que les valeurs maximales de k_m prédites par le modèle PANS ne sont plus que de l'ordre d'un cinquantième de celles prédites lorsque $f_k = 1$. De manière plus générale, il ressort des autres calculs menés par Girimaji [52] ou Elmiligui *et al.*[43], que les niveaux de k_m ne sont pas linéairement reliés aux niveaux de f_k.

Un point très intéressant dans la modélisation PANS est donné par Girimaji [53] [52] : cette approche, basée sur un modèle à deux équations ($k - \varepsilon$ ou $k - \omega$) s'exprime sous une simple variation du coefficient $\tilde{C}_{\varepsilon_2}$ à la condition forte que :

$$\frac{D(f_k)}{Dt} = 0 \tag{2.51}$$

On ne souhaite pas reproduire ici tous les développements réalisés par cet auteur, pour lesquels le lecteur pourra se tourner vers la référence [53]. On retiendra néanmoins qu'à défaut de remplir cette condition, il conviendrait d'introduire une équation de transport sur f_k en plus des variations spatiales de $\tilde{C}_{\varepsilon_2}$. Pour notre part, nous n'avons pas pu, faute de temps, implanter une équation de transport pour f_k.
En fixant f_ε, l'effet de la variation de f_k est directement relié aux niveaux de viscosité turbulente prédits par le modèle PANS. En effet, si f_k diminue, le terme de dissipation sur ε diminue, donc les valeurs prises par ε augmentent, donc μ_t diminue. Inversement et en bref, si f_k augmente, μ_t augmente.

En raisonnant de même pour une approche de type DES comme définie en 2.42, on peut définir la fonction f_{des} telle que :

$$f_{des} = \min\left(1, C_{DES}\frac{\Delta}{L_T}\right) \tag{2.52}$$

Là encore, lorsque $f_{des} = 1$, la dissipation sur k est celle du modèle RANS. Inversement, lorsque f_{des} diminue, la dissipation sur k diminue, donc la viscosité turbulente diminue.

2.4.4.3 Les zones grises

La publication de Spalart sur la génération de maillages pour la DES [124] présente aussi une classification des différentes zones d'écoulements et définit notamment la zone "grise" comme la zone de transition entre la zone traitée avec le modèle de type SGE (en particulier la *Focus Region* qui est la zone proche du corps pour laquelle on souhaite améliorer la résolution) et la zone traitée avec le modèle RANS. Il relève tout d'abord qu'il est important que ce passage ne se fasse principalement que dans ce sens afin d'éviter l'envoi d'un écoulement sans fluctuations vers la zone SGE. A défaut de respecter ce point, Spalart précise que la zone grise sera moins problématique dans le cas d'un décollement marqué conduisant rapidement à un écoulement très instable qui pourra naturellement s'épanouir dans la zone SGE.

Les formulations générales non-zonales de méthodes hybrides, lorsqu'elles sont basées sur un rapport d'échelles de longueur (PANS, ou DES à partir d'un modèle de turbulence à

deux équations), ne permettent pas de contrôler finement la zone grise. Il existe en effet une probabilité non-nulle que le rapport L_T/L_Δ, que l'on aborde en 2.4.4.1, prenne des valeurs proches de 1 (autrement dit, le modèle local est le modèle RANS de départ) pour décrire des zones d'écoulement éloignées des parois. On ne reviendra pas à ce stade sur les incertitudes liées à L_T et L_Δ comme échelles représentatives de l'écoulement. Les auteurs réalisant des calculs utilisant ces méthodes, lorsqu'ils présentent des courbes d'isovaleurs d'un critère permettant de différencier la zone RANS de la zone SGE, relèvent une vraie difficulté à obtenir des zones totalement traitées avec la partie de modèle de type SGE.

Une solution à ce retour au modèle RANS loin des parois peut être dans l'adaptation (manuelle ou automatique) du maillage, une fois l'obtention de zones RANS et SGE significativement différenciées. D'autres solutions peuvent-être aussi d'introduire la distance à la paroi dans la fonction de basculement comme la DES originale de Spalart [126], ou bien d'utiliser une approche hybride zonale pour forcer le comportement voulu.

Enfin, on retiendra que lorsque les calculs hybrides non-zonaux présentent partout dans le domaine de calcul des valeurs de la fonction de basculement (ou d'hybridation) pas assez marquées, incluses entre les bornes que peut prendre cette fonction, mais éloignées de ces dernières, le calcul tout entier relève d'une zone "grise". On souhaite éviter ce comportement, dans la mesure où d'une part le socle théorique d'une hybridation "diffuse" (notamment sur les rapports entre moyennes et filtrages [50]) ne semble pas encore très clair, et d'autre part parce que pratiquement nous n'avons pas trouvé de travaux publiés caractérisant le comportement ou la validation de modèles à mi-chemin entre RANS et SGE ou SND.

Les valeurs prises par les deux fonctions d'hybridation mises en oeuvre seront donc examinées dans la suite de nos travaux, en même temps que les niveaux de viscosité turbulente. Le but sera d'examiner le comportement de ces fonctions pour des simulations de tremblement transsonique.

2.4.4.4 Aspects numériques

Dans le cadre de ses travaux utilisant des DES basées sur les modèles à une équation de Spalart-Allmaras ou à 2 équations de Menter, Strelets [129] mentionne l'intérêt de réduire la dissipation numérique afin d'améliorer les résultats de la zone traitée en LES. Pour cela, il hybride les schémas implicites décentrés d'ordre trois - couplés à une méthode de pas de temps fictif d'ordre deux pour l'avancement temporel - à une approximation centrée d'ordre quatre, puis utilise cette discrétisation "hybride" dans ses travaux pour calculer les flux non-visqueux. Il utilise une fonction d'hybridation qui permet idéalement de traiter toutes les zones RANS avec des flux non-visqueux calculés par le schéma décentré et de traiter la zone LES avec un calcul des flux non-visqueux par le schéma centré.

Comme le montre la figure 2.4, cette modification agit principalement sur les fréquences les plus basses de l'écoulement décollé, autant pour une DES basées sur le modèle $k-\omega$ SST de Menter que pour une DES basée sur le modèle de Spalart-Allmaras. Pour les fréquences les plus hautes, l'hybridation numérique semble avoir un effet négligeable lorsqu'elle est réalisée sur le modèle DES basé sur le modèle RANS de Spalart et Allmaras. Lorsque la DES est basée sur le modèle $k-\omega$ SST, l'hybridation de schémas semble permettre de capturer sensiblement

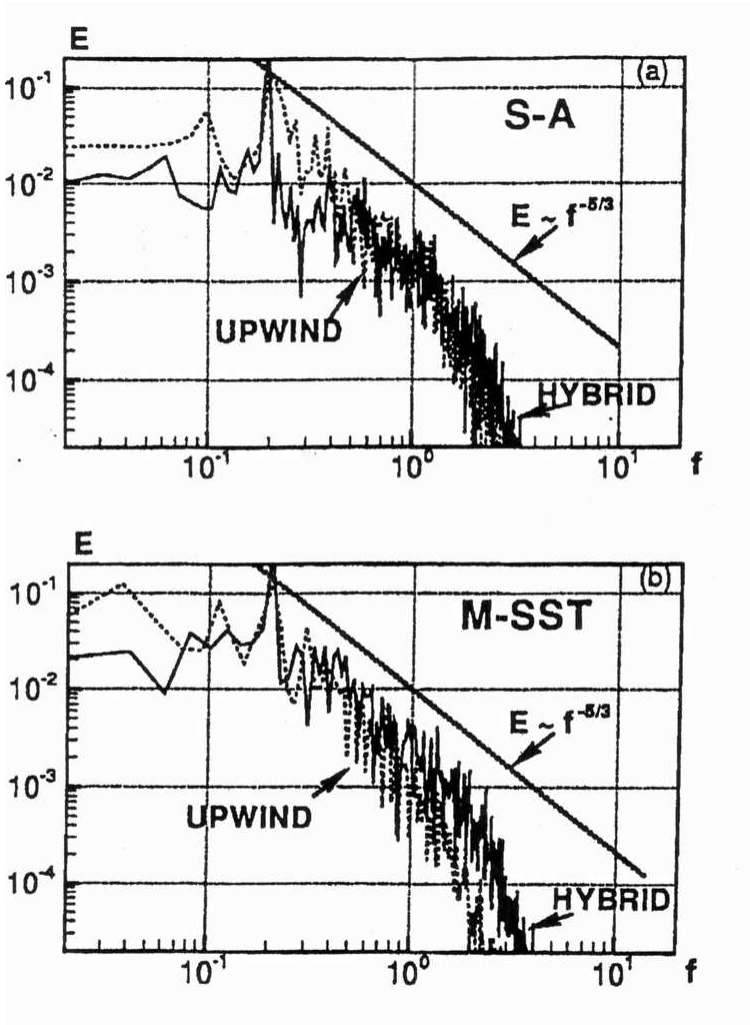


FIG. 2.4 – *Spectre de l'énergie résolue d'un écoulement simulé autour d'un cylindre à* $Re = 50000$ *en utilisant une discrétisation spatiale décentrée (upwind) ou hybride centrée/décentrée (hybrid) [129].*

plus de hautes fréquences de l'écoulement.

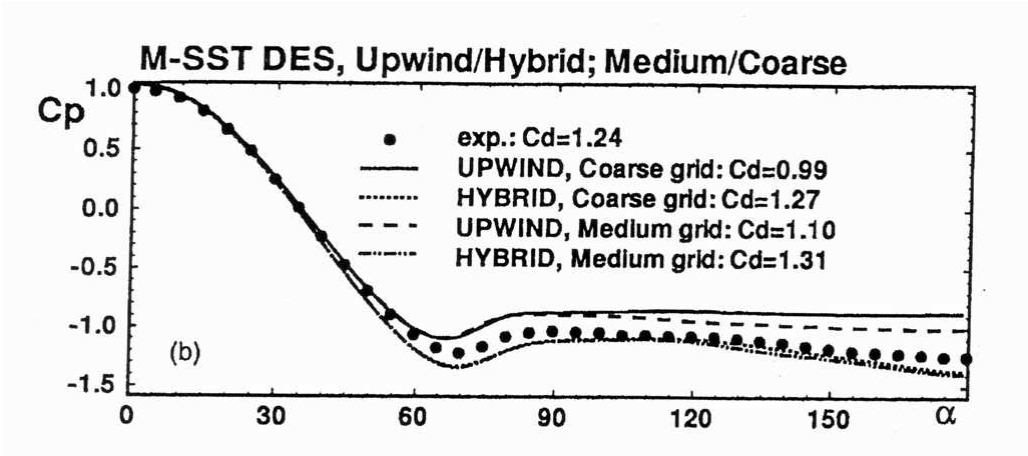


FIG. 2.5 – *Répartition du coefficient de pression autour d'un cylindre calculée avec le modèle $k-\omega$ SST incorporant une approche DES. Influence de la discrétisation spatiale [129].*

Ce traitement numérique apporte un avantage qualitatif clairement visible sur une quantité comme le coefficient de pression sur le même cas. En particulier sur la figure 2.5, le gain en précision offert par l'hybridation numérique est évident, les résultats de calcul du coefficient de pression C_p du calcul "hybride" dans la zone pour laquelle $\alpha > 60\,\text{deg}$ (en partant du point d'arrêt et dans le sens horaire) sur maillage grossier étant meilleurs ceux du même calcul réalisé avec un schéma décentré.

Les calculs présentés dans ce mémoire n'incluent pas une hybridation de schémas numériques associées à l'hybridation des modèles de turbulence essentiellement pour des raisons de préservation de la robustesse de la méthode de résolution appliquée à des écoulements transsoniques (avec choc). Le choix a été fait ici de privilégier l'utilisation de schémas décentrés, à dissipation bien contrôlée cependant. Les méthodes de résolution mises en oeuvre font précisément l'objet de la section qui suit.

2.5 Méthodes numériques

2.5.1 Schémas de discrétisation spatiale

La simulation du tremblement transsonique nécessite l'utilisation de méthodes numériques aptes à calculer des écoulements contenant à la fois des chocs et des couches de cisaillement. Concrètement, les schémas utilisés pour la simulation du tremblement sont des schémas centrés à dissipation scalaire comme le schéma de Jameson (Furlano [46], Caruelle [25], Deck [34], Thiery [134], Brunet [19]), des schémas décentrés à dissipation matricielle comme le schéma de Roe-MUSCL (Caruelle [25],Renaud [110]), des schémas décentrés basés sur une décomposition du vecteur flux (Flux-Vector Splitting), typiquement le schéma de Van Leer (Gillan [51], Raghunathan *et al.* [106]) ou encore le schéma AUSM+p (Deck [35]).

En tirant parti de l'expérience du laboratoire dans la simulation d'écoulements transsoniques, nous avons retenu comme schémas de discrétisation en espace les schémas de Roe [112], AUSM+ de Liou [85], et une de ses évolutions récentes, le schéma AUSMPW+ de Kim [70].

Tous ces schémas décentrés sont étendus à l'ordre deux (voire trois dans le cas d'un maillage régulier) en espace grâce à la technique d'extrapolation des variables MUSCL proposée par Van Leer [140].

Cette technique d'extrapolation est complétée par un processus de limitation qui permet d'éviter la génération de solutions oscillantes au voisinage des discontinuités. Nous avons fait le choix d'utiliser le limiteur d'Anderson *et al.* [7] noté *ATVL*, ainsi qu'un limiteur adaptatif noté *TRIAD* proposé par Billet et Louedin [15].

Pour simplifier cette présentation des méthodes numériques mises en oeuvre dans nos travaux, nous supposerons qu'une solution approchée des équations de Navier-Stokes (2.1) à (2.3) est recherchée sur un maillage cartésien unidimensionnel [1] uniforme ($x_i = i\delta x$) où δx désignent le pas d'espace. L'extension des schémas présentés au cas multidimensionnel se fait de façon immédiate en raisonnant direction par direction.

Nous introduisons également pour toute fonction U définie sur le maillage les opérateurs de différence et de moyenne sur une maille dans la direction x du maillage :

$$\begin{aligned} (\delta U)_{i+\frac{1}{2}} &= U_{i+1} - U_i \\ (\mu U)_{i+\frac{1}{2}} &= \tfrac{1}{2}(U_{i+1} + U_i) \end{aligned} \tag{2.53}$$

Nous supposons que les équations de Navier-Stokes moyennées (2.1) à (2.3) sont résolues de façon approchée par un schéma conservatif dont la forme semi-discrète (discrétisée en espace seulement) est la suivante :

$$(w_t + \frac{\delta F}{\delta x})_i = 0 \tag{2.54}$$

Il reste à détailler la forme du flux numérique $F_{i+\frac{1}{2}}$ pour les schémas considérés dans cette étude.

[1] Les schémas présentés ici étant directionnels, leur présentation est possible en ne traitant qu'une direction d'espace.

2.5.1.1 Schéma de Roe

Plaçons-nous tout d'abord dans le cas des équations d'Euler, donc avec les flux visqueux nuls. Le flux numérique du schéma de Roe [112] est de la forme :

$$F^{Roe}_{i+\frac{1}{2}} = (\mu f^E)_{i+\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} sgn(A^{Roe})_{i+\frac{1}{2}} (\delta f^E)_{i+\frac{1}{2}} \tag{2.55}$$

où A^{Roe} désigne la matrice de Roe associée au flux f^E, obtenue en évaluant la matrice jacobienne $A^E = \dfrac{df^E}{dw}$ en $i + \frac{1}{2}$ comme $A^E(w^{Roe}_{i+\frac{1}{2}})$ avec $w^{Roe}_{i+\frac{1}{2}}$ la moyenne de Roe entre les états (i), $(i+1)$ de part et d'autre de l'interface $(i + \frac{1}{2})$. On rappelle que la matrice $sgn(A^{Roe})$ est définie à partir des matrices de passage T_A et T_A^{-1} qui diagonalisent A^E et de la matrice diagonale des valeurs propres de A^E, $Diag[a^{(i)}]$; précisément :

$$sgn(A^{Roe}) = T_A(w^{Roe}) Diag[sgn(a^{(i)}(w^{Roe}))] T_A^{-1}(w^{Roe})$$

On peut également écrire les flux numériques du schéma de Roe sous la forme :

$$F^{Roe}_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(f(W^L_{i+\frac{1}{2}}) + f(W^R_{i+\frac{1}{2}})) - \frac{1}{2} sgn(A^{Roe})_{i+\frac{1}{2}} (f(W^R_{i+\frac{1}{2}}) - f(W^L_{i+\frac{1}{2}})) \tag{2.56}$$

où on a introduit les notations $W^L_{i+\frac{1}{2}}$, $W^R_{i+\frac{1}{2}}$ qui désignent respectivement l'état à gauche (Left) et à droite (Right) de l'interface $i + \frac{1}{2}$. Dans le cas du schéma de Roe d'ordre 1, l'état à gauche (resp. à droite) de l'interface est l'état dans la cellule située immédiatement à gauche (respectivement à droite) de l'interface considérée :

$$\begin{cases} W^L_{i+\frac{1}{2}} = W_i \\ W^R_{i+\frac{1}{2}} = W_{i+1} \end{cases}$$

Ce schéma à 3 points par direction d'espace est connu pour sa robustesse mais sa forte dissipation numérique (d'ordre 1) ne lui permet pas bien sûr de fournir des solutions suffisamment précises dans des maillages raisonnablement fins. On le couple donc en général à une approche MUSCL afin d'augmenter sa précision, ce qui est présenté dans la suite de ce mémoire.
Pour notre part, nous avons mis en oeuvre ce schéma principalement pour des raisons d'efficacité sur machines vectorielles. L'écriture pratique de ce schéma est en effet aisément vectorisée à la compilation sur la machine utilisée pour certains calculs présentés dans nos travaux. Le schéma de Roe est en effet dépourvu de fonctions tests dans la boucle sur les indices, tests qui inhiberaient potentiellement la vectorisation.

2.5.1.2 Schéma AUSM+

Le schéma AUSM+ est fondé sur un traitement séparé des termes d'advection et de pression du flux physique, que l'on décompose suivant le nombre de Mach local. Le flux non-visqueux est donc décomposé en :

$$F^E = \Phi + P \tag{2.57}$$

où Φ et P désignent respectivement un flux convectif et un flux de pression, tels que :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ \rho u H \end{pmatrix} = \rho u \psi \tag{2.58}$$

$$P = \begin{pmatrix} 0 \\ p \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.59}$$

Le flux convectif Φ sur une face est approché par décentrement selon le signe du flux de masse ρu, que l'on note $\dot{m}$, et qui peut aussi s'écrire :

$$\dot{m} = \rho u = \rho a M,$$

$\dot{m}$ est à son tour décomposé en fonction du signe du nombre de Mach sur la face. On écrit, en notant toujours par un indice $\frac{1}{2}$ les quantités évaluées sur la face et par L et R les états situés de part et d'autre de la face, comme pour le schéma de Roe vu précédemment :

$$\Phi_{\frac{1}{2}} = \dot{m}_{\frac{1}{2}} \psi_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \dot{m}_{\frac{1}{2}} \left[\psi(w_L) + \psi(w_R) \right] - \frac{1}{2} \left| \dot{m}_{\frac{1}{2}} \right| \left[\psi(w_R) - \psi(w_L) \right] \tag{2.60}$$

avec un flux de masse sur la face donné par :

$$\dot{m}_{\frac{1}{2}} = a_{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{\frac{1}{2}} + \left| M_{\frac{1}{2}} \right|}{2} \rho_L + \frac{M_{\frac{1}{2}} - \left| M_{\frac{1}{2}} \right|}{2} \rho_R \right) \tag{2.61}$$

Le nombre de Mach sur la face est défini par :

$$M_{\frac{1}{2}} = M^+ (M_L) + M^- (M_R) \tag{2.62}$$

où les fonctions de décomposition $M^{\pm}$ vont être précisées ci-dessous et avec des nombres de Mach à gauche et à droite de la face eux-mêmes calculés en utilisant la notion de vitesse du son numérique (sur la face) $a_{\frac{1}{2}}$ soit :

$$M_L = \frac{u_L}{a_{\frac{1}{2}}} \quad \text{et} \quad M_R = \frac{u_R}{a_{\frac{1}{2}}}.$$

Enfin, la vitesse du son numérique est évaluée à partir des vitesses du son à gauche et à droite de la face à l'aide d'une moyenne géométrique dans la version utilisée ici :

$$a_{\frac{1}{2}} = \sqrt{a_L a_R} \tag{2.63}$$

Le flux de pression est calculé à l'aide d'une décomposition sur le nombre de Mach :

$$f^p_{\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} 0 \\ P^+ (M_L) p_L + P^- (M_R) p_R \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.64}$$

Les fonctions de décomposition ont pour expression :

$$M^{\pm} = \begin{cases} \pm\frac{1}{4}(M \pm 1)^2 \pm \beta(M^2-1)^2 & ,|M| \leq 1 \\ \frac{1}{2}(M \pm |M|) & ,|M| > 1 \end{cases} \tag{2.65}$$

$$P^{\pm} = \begin{cases} \frac{1}{4}(M \pm 1)^2(2 \mp M) \pm \alpha M(M^2-1)^2 & ,|M| \leq 1 \\ \frac{1}{2}(1 \pm sign(M)) & ,|M| > 1 \end{cases} \tag{2.66}$$

Les valeurs typiques de α et β, préconisées par les concepteurs de ce schéma, et utilisées ici sont $\alpha = 3/16$ et $\beta = 1/8$ (voir [85] pour plus de détails).
D'un point de vue pratique ce schéma nécessite l'utilisation de fonctions de type Heaviside ou de composition à partir de cette fonction afin de traduire les conditions en fonctions qui n'inhibent pas la vectorisation.

2.5.1.3 Schéma AUSMPW+

Kim et *al.* [69, 70, 68] remarquent lors de l'utilisation du schéma AUSM+ pour leur calculs hypersoniques, des oscillations de pressions parasites près des parois ainsi que des excès localisés de vitesse non physiques derrière les chocs forts. Nous avons aussi constaté durant nos travaux que les schémas de Roe et AUSM+ présentent des oscillations de pression près des parois. Comme nous le verrons ces oscillations ne changent pas la dynamique du tremblement mais peuvent, lors de simulations tridimensionnelles, finir par induire un arrêt intempestif du calcul. Nous avons donc décidé d'implanter le schéma AUSMPW+ de Kim *et al.* afin de corriger le schéma AUSM+ de Liou.

La modification introduite dans [69] par le schéma AUSMPW consiste à définir des fonctions pondérées par les pressions de part et d'autre de la face considérée afin de corriger les oscillations précédemment citées. Les mêmes auteurs ont ensuite affiné ce schéma AUSMPW en introduisant des corrections afin de mieux calculer les ondes de choc obliques à la cellule [70], ce qui conduit au schéma AUSMPW+ présenté ici.
On fait appel dans les schémas AUSMPW et AUSMPW+ à des quantités dans la direction transverse (ou les directions en trois dimensions) à la direction de balayage considérée. En reprenant la notation précédente utilisée pour le schéma AUSM+, le flux numérique AUSMPW+ à une face de cellule a pour expression :

$$F_{i+\frac{1}{2}}^{AUSMPW+} = \bar{M}_L^+ c_{\frac{1}{2}} w_L + \bar{M}_R^- c_{\frac{1}{2}} w_R + \left(P_L^+ P_L + P_R^- P_R\right) \tag{2.67}$$

où l'on rappelle que le vecteur d'état a pour expression en une dimension d'espace $w = (\rho, \rho u, \rho H)^t$. Les fonctions $\bar{M}_L$ et $\bar{M}_R$ sont définies comme suit :
– si $m_{\frac{1}{2}} \geq 0$:

$$\begin{aligned} \bar{M}_L^+ &= M_L^+ + M_R^-.[(1-\omega).(1+f_R) - f_L] \\ \bar{M}_R^- &= M_R^-.\omega.(1+f_R) \end{aligned} \tag{2.68}$$

– si $m_{\frac{1}{2}} < 0$

$$\begin{aligned} \bar{M}_L^+ &= M_L^+.\omega.(1+f_L) \\ \bar{M}_R^- &= M_R^- + M_L^+.\left[(1-\omega).(1+f_L) - f_R\right] \end{aligned} \tag{2.69}$$

La fonction ω est conçue pour ne prendre que des valeurs très petites sauf au voisinage d'un gradient de pression élevé comme une onde de choc :

$$\omega(p_L, p_R) = 1 - \left[\min\left(\frac{p_L}{p_R}, \frac{p_R}{p_L}\right)\right]^3 \tag{2.70}$$

Les fonctions f_L et f_R sont conçues, elles, pour prendre des valeurs très petites excepté près des oscillations de pression que l'on constate typiquement près des parois avec le schéma AUSM+. Pour cela, ces fonctions sont basées sur les valeurs des pressions dans les cellules tangentielles précédente et suivante la face considérée comme le montre la figure 2.6. Les fonctions f_L et f_R sont alors de la forme :

$$f_{L,R} = \begin{cases} \left(\dfrac{p_{L,R}}{p_s} - 1\right)\left[\min\left(1, \dfrac{\min\left(p_{1,L}, p_{1,R}, p_{2,L}, p_{2,R}\right)}{\min\left(p_L, p_R\right)}\right)\right]^2 & , p_s \neq 0 \\ 0 & , p_s = 0 \end{cases} \tag{2.71}$$

avec $p_s = P_L^+ p_L + P_R^- p_R$. Les fonctions de décomposition $M^\pm$ et $P^\pm$ pour le schéma AUSMPW+ sont tout à fait analogues aux fonctions homonymes du schéma AUSM+ données par (2.65) et (2.66), en prenant respectivement $\beta = 0$ dans $M^\pm$ et $\alpha \in [0, 3/16]$. Kim *et al.* indiquent que le choix $\alpha = 0$ permet d'avoir un schéma plus robuste du point de vue de la stabilité du schéma, grâce à des fonctions $P^\pm$ légèrement plus diffusives. Nous avons donc retenu ce choix dans ce travail.

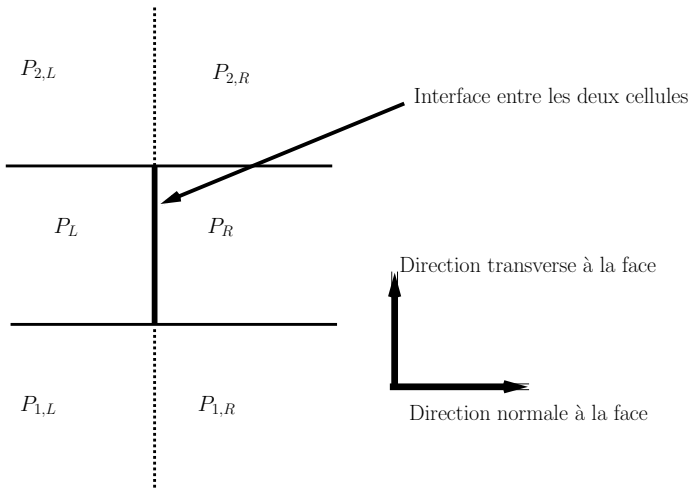


FIG. 2.6 – *Distribution de pression autour d'une face. Adapté de [70].*

Le nombre de Mach de part et d'autre d'une face est défini de la manière suivante :

$$M_{L,R} = \frac{U_{L,R}}{c_{\frac{1}{2}}} \tag{2.72}$$

Le choix d'une expression pour la vitesse du son locale à la face $c_{\frac{1}{2}}$ est alors fait de manière à pouvoir mieux calculer un choc oblique dans une cellule :

$$\begin{cases} c_{\frac{1}{2}} = \dfrac{c_s^2}{\max(|U_L|\,, c_s)} & si \quad \dfrac{1}{2}(U_L + U_R) > 0 \\ \\ c_{\frac{1}{2}} = \dfrac{c_s^2}{\max(|U_R|\,, c_s)} & si \quad \dfrac{1}{2}(U_L + U_R) < 0 \end{cases} \tag{2.73}$$

avec c_s la vitesse du son normale à la face dérivée des expressions des équations fondamentales pour les ondes de choc obliques pour un gaz parfait :

$$c_s = \sqrt{2\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} H_{normal}} \tag{2.74}$$

Comme l'illustre la figure 2.7, l'enthalpie H_{normal} est l'enthalpie totale à laquelle on retranche la contribution des vitesses tangentielles à la face :

$$H_{normal} = \min(H_{totale,L} - \frac{1}{2}V_L^2, H_{totale,R} - \frac{1}{2}V_R^2) \tag{2.75}$$

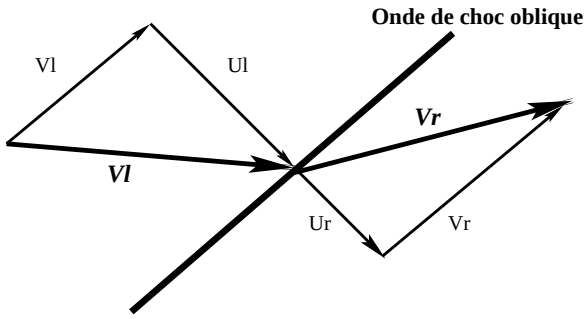


FIG. 2.7 – *Distribution de vitesses autour d'un choc oblique. Adapté de [70].*

2.5.1.4 Extrapolation MUSCL et processus de limitation

Extrapolation MUSCL Cette technique consiste à choisir pour états w^L, w^R à gauche et à droite de l'interface dans les formules du flux numérique utilisé (2.56),(2.57) ou (2.67)) des valeurs du vecteur w extrapolées à partir des valeurs prises dans des cellules de part et d'autre de l'interface. Plus précisément, on écrit :

$$\begin{cases} w^L_{i-\frac{1}{2},j} & = & w_{i-1,j} + \dfrac{\varepsilon}{4}\left[(1-\kappa)\left(w_{i-1,j} - w_{i-2,j}\right) + (1+\kappa)\left(w_{i,j} - w_{i-1,j}\right)\right] \\ w^R_{i-\frac{1}{2},j} & = & w_{i,j} - \dfrac{\varepsilon}{4}\left[(1+\kappa)\left(w_{i,j} - w_{i-1,j}\right) + (1-\kappa)\left(w_{i+1,j} - w_{i,j}\right)\right] \end{cases} \tag{2.76}$$

Si $\epsilon = 0$, on retrouve naturellement un schéma d'ordre un.
Lorsque $\epsilon \neq 0$, le support du schéma dans chaque direction d'espace est élargi de trois à cinq points. Le choix $\kappa = 1/3$ permet théoriquement l'obtention d'une reconstruction à l'ordre trois. Dans la pratique, pour des maillages irréguliers curvilignes, ce choix ne permet pas l'obtention d'un schéma à l'ordre trois, mais permet une certaine minimisation de l'erreur

dispersive. Cette valeur sera systématiquement utilisée dans la suite de ce rapport.
Dans le cas du système des équations d'Euler, différents choix sont possibles en ce qui concerne le vecteur des variables à extrapoler : il peut s'agir du vecteur des variables conservatives, de celui des variables caractéristiques ou bien encore du vecteur des variables primitives. Il semble qu'une extrapolation sur les variables primitives soit le choix le plus judicieux en terme de compromis précision/robustesse et c'est celui qui sera adopté dans la suite de cette étude.

L'extrapolation des variables conduit à l'apparition d'oscillations dans la solution numérique au voisinage des discontinuités. Ce phénomène peut naturellement se révéler problématique lors de la mise en oeuvre d'un code de calcul puisque les oscillations de pression ou de masse volumique en particulier peuvent conduire à l'apparition de valeurs négatives pour ces quantités, ce qui d'une part est physiquement impossible et d'autre part génère inévitablement l'arrêt intempestif du code.
Il est connu depuis les travaux de Harten sur le sujet que l'apparition de ces oscillations dans la solution d'un schéma numérique peut être définie précisément grâce à la notion de variation totale. Le schéma décentré d'ordre 1, correspondant au cas $\epsilon = 0$, est un schéma à variation totale décroissante, ou schéma VTD, c'est-à-dire qu'il ne crée pas d'oscillations dans la solution numérique, ce qui assure sa robustesse. L'augmentation de l'ordre des schémas obtenus par la procédure $MUSCL$ fait qu'ils ne sont plus VTD. Il est cependant possible de corriger ce problème en introduisant un processus de limitation dans l'extrapolation des variables (2.76), et ceci est l'objet du paragraphe suivant.

Processus de limitation "classique" L'état extrapolé à gauche de la face $i-\frac{1}{2}$ peut aussi s'écrire :

$$w^L_{i-\frac{1}{2}} = w_{i-1} + \frac{\epsilon}{4}[(1-\kappa)\Delta^-_{i-\frac{1}{2}} + (1+\kappa)\Delta^+_{i-\frac{1}{2}}]$$

où on a fait apparaître les pentes $\Delta^\pm$ définies par :

$$\begin{cases} \Delta^+_{i-\frac{1}{2}} &= w_i - w_{i-1} \\ \Delta^-_{i-\frac{1}{2}} &= w_{i-1} - w_{i-2}. \end{cases}$$

Afin de garantir le caractère VTD du schéma, on limite les pentes Δ^+ et Δ^- en introduisant une fonction Φ dite "limiteur de pente" telle que :

$$w^L_{i-\frac{1}{2}} = w_{i-1} + \frac{\epsilon}{4}[(1-\kappa)\Phi(\frac{\Delta^+}{\Delta^-})\Delta^- + (1+\kappa)\Phi(\frac{\Delta^-}{\Delta^+})\Delta^+]_{i-\frac{1}{2}}.$$

Il existe une grande variété de limiteurs, ayant chacun leurs avantages et leurs inconvénients (voir en particulier [64, 48, 15] pour une présentation détaillée). Dans nos travaux, et en nous basant sur l'expérience acquise au laboratoire [110, 97, 2], nous avons mis en oeuvre principalement un limiteur classique tel que publié par Anderson *et al.* [7] qui d'une part présente un bon compromis entre propriétés de diffusion et de compression de la solution, et qui d'autre part sert de support au limiteur adaptatif présenté dans la suite de ce mémoire.

Limiteur de Van Leer, Thomas et Anderson Ce processus de limitation a été suggéré dans [7]. Il consiste à écrire par exemple pour l'état extrapolé à gauche :

$$w^L_{i-\frac{1}{2},j} = w_{i-1,j} + \frac{\epsilon}{4}\{\Phi(\Delta^+,\Delta^-)\big[\left(1-\kappa\Phi\left(\Delta^+,\Delta^-\right)\right)\Delta^- + \left(1+\kappa\Phi\left(\Delta^+,\Delta^-\right)\right)\Delta^+\big]\}_{i-\frac{1}{2},j} \quad (2.77)$$

avec pour définition de la fonction $\Phi(\Delta^+, \Delta^-)$

$$\Phi(\Delta^+, \Delta^-) = \frac{2\Delta^+\Delta^- + \delta^2}{(\Delta^+)^2 + (\Delta^-)^2 + \delta^2}$$

où δ^2 est une constante positive (très petite, de l'ordre du zéro machine) mise en oeuvre pour assurer la robustesse du limiteur et

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \Delta^+_{i-\frac{1}{2},j} & = & w_{i,j} - w_{i-1,j} \\ \Delta^-_{i-\frac{1}{2},j} & = & w_{i-1,j} - w_{i-2,j}. \end{array} \right.$$

Similairement, on peut définir l'état extrapolé à droite par :

$$w^R_{i-\frac{1}{2},j} = w_{i,j} - \frac{\epsilon}{4}\big\{\Phi(\Delta^+, \Delta^-)\big[\left(1 + \kappa\Phi\left(\Delta^+, \Delta^-\right)\right)\Delta^- + \left(1 - \kappa\Phi\left(\Delta^+, \Delta^-\right)\right)\Delta^+\big]\big\}_{i-\frac{1}{2},j} \quad (2.78)$$

avec cette fois

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \Delta^+_{i-\frac{1}{2},j} & = & w_{i+1,j} - w_{i,j} \\ \Delta^-_{i-\frac{1}{2},j} & = & w_{i,j} - w_{i-1,j}. \end{array} \right.$$

Le processus d'extrapolation de variables ainsi défini est appliqué à chaque variable primitive (masse volumique, composantes de la vitesse et pression). Les formules d'extrapolation ci-dessus sont appliquées telles quelles suivant chaque direction d'espace, et leur validité suppose donc une certaine régularité du maillage.

Processus de limitation adaptatif Cette famille de limiteurs de pentes est issue des travaux de Billet et Louedin [15]. Elle considère un support étendu pour la molécule du processus de limitation. Plus précisément, le limiteur considéré ici utilise, pour chaque direction de maillage, un support que l'on appelle ici "de décision" sur cinq points, pour ne finalement prendre en compte que les trois points centraux lors du processus de limitation proprement dit.

Billet et Louedin distinguent les différentes configurations d'évolution des fluctuations sur un support à cinq points. L'idée est alors de ne limiter les pentes que dans les zones où cela est vraiment nécessaire, c'est-à-dire que le processus de limitation ne s'applique si possible qu'autour de "vraies" discontinuités et pas dans les zones de fluctuations dues au caractère instationnaire voire turbulent de l'écoulement considéré.
Les auteurs définissent à cet effet un ensemble de trois limiteurs, d'où le nom de TRIAD donné à cette approche et qui sera adopté dans la suite de mémoire, en fonction du type de perturbation sur le support de décision considéré :

- Lorsque l'on considère que l'on ne peut savoir si l'on est proche d'une fluctuation ou d'une discontinuité, on utilise le limiteur d'Anderson *et al.* vu précédemment :

$$\Phi(\Delta^+, \Delta^-) = \frac{2\Delta^+\Delta^- + \delta^2}{(\Delta^+)^2 + (\Delta^-)^2 + \delta^2}$$

- Si l'on considère que les variations sont dues à une fluctuation et non à une discontinuité, on choisit alors d'appliquer une extrapolation MUSCL sans limiteur :

$$\Phi(\Delta^+, \Delta^-) = 1$$

– Au voisinage d'une discontinuité, l'extrapolation MUSCL est indésirable, et l'on utilise le schéma originel à l'ordre 1 :

$$\Phi(\Delta^+, \Delta^-) = 0$$

Il est donc clair que le but de cette famille de limiteur est de n'appliquer un processus de limitation clair en refaisant passer le schéma à l'ordre 1 que dans les zones pour lesquelles la proximité d'une discontinuité est établie, ou de n'appliquer un processus de limitation classique que dans les zones pour lesquelles il existe une incertitude.
Dans la pratique, ce processus de limitation adaptatif a besoin de cinq points par direction. Ce support étendu ne peut dans ces conditions s'appliquer jusqu'aux bord de nos domaines de calcul. Les conditions aux limites de parois peuvent sans difficulté se traiter sans processus de limitation. Dans la mesure où l'approche multiblocs avec des maillages en C-H engendre des bords de blocs en "milieu de domaine", nous avons fait le choix de prolonger le limiteur TRIAD par le limiteur ATVL aux bords des blocs. Ce choix se justifie par le fait que le TRIAD est construit en partie sur le limiteur ATVL.

2.5.1.5 Extension aux écoulements visqueux

Dans le cas d'un écoulement visqueux, les équations de Navier-Stokes bidimensionelles sont approchées sous la forme suivante :

$$w_t + f_x^E + g_y^E = f_x^V + g_y^V \tag{2.79}$$

où les termes f_x^E et g_y^E sont donnés par un des schémas précédemment décrits. Les contributions f_x^V et g_y^V correspondent dans nos travaux à de classiques discrétisations centrées d'ordre deux.

Dans le cadre de la résolution des équations RANS avec des modèles de type $k - \varepsilon$ ou $k - \omega$, les traitements du champ moyen et des équations de transport des quantités "turbulentes" sont découplés. Le champs moyen est traité avec un des schémas décentrés précédemment cités pour les flux non-visqueux (nous avons privilégié l'utilisation du schéma AUSMPW+) avec approche MUSCL limitée ou non ; les flux visqueux sont traités par un schéma centré à l'ordre deux. Les équations de transport sur k, ε ou ω sont systématiquement traitées au moyen du schéma de Roe-MUSCL, limité ou non. Ces choix étaient ceux déjà réalisés par B. Michel [97] lors de l'écriture de la version initiale du code de calcul étendu lors de nos travaux.

2.5.2 Schéma de discrétisation temporelle

Dans la mesure où nous avons fait le choix de limiter notre description des méthodes numériques aux aspects nouveaux que nous avons introduits dans un code de calcul initialement développé dans [97]. Compte tenu aussi du fait que nous avons repris les techniques d'avancement en temps disponibles, nous nous contentons ici de récapituler les points principaux de la stratégie suivie :

– Les équations du champ moyen sont implicitées en utilisant une méthode d'Euler rétrograde, pour laquelle on met en oeuvre une phase implicite dite "sans-matrice" (voir par exemple [87]) qui offre un bon compromis entre efficacité et place mémoire. L'intérêt de cette phase implicite sans matrice est également qu'elle peut être couplée indifféremment avec une phase explicite s'appuyant sur un schéma de Roe, de Van Leer, AUSM+ ou,

dans notre cas, AUSMPW+. Cette phase implicite est résolue par une simple méthode de relaxation par point de type Jacobi ou Gauss-Seidel symétrique [71].

- Les équations relatives aux grandeurs turbulentes (k, ϵ ou ω) sont implicitées en utilisant une phase implicite blocs mais dont les blocs sont diagonaux, ce qui préserve le faible coût de la résolution du système linéaire associé à la phase implicite. Ce système est résolu à l'aide d'une méthode de relaxation par lignes alternées de type Jacobi. L'implicitation des termes sources des modèles de turbulence, importante pour la robustesse du calcul, suit les choix donnés dans la thèse de B. Michel [97] pour les modèles de turbulence de type $k - \varepsilon$ et dans les publications de Menter [93, 94] pour les modèles de type $k - \omega$.
- Enfin, pour les écoulements instationnaires auxquels nous allons largement nous intéresser, l'avancement en temps est réalisé par l'intermédiaire d'une méthode de pas de temps dual [67] : la solution à chaque pas de temps physique est donc recherchée de façon itérative comme l'état stationnaire de l'écoulement par rapport à un pas de temps dit dual ou fictif. Les techniques d'implicitation mentionnées ci-dessus sont donc appliquées au schéma écrit pour passer d'une sous-itération en temps dual à une autre. Par rapport au cas stationnaire, on introduit donc simplement un terme source supplémentaire dans la phase explicite, qui correspond à la discrétisation de la dérivée en temps physique et on ajoute l'implicitation de ce terme source à la phase implicite. Dans nos travaux, cette discrétisation de la dérivée en temps physique s'appuie sur une formule d'ordre 2 qui utilise 3 niveaux de temps : on stocke donc les niveaux de temps n et $n-1$ pour calculer le nouvel état w^{n+1}. Ce nouvel état est obtenu à convergence sur les sous-itérations en temps dual. Pour les phénomènes instationnaires basse fréquence qui sont abordés dans nos travaux, ce traitement numérique autorise l'utilisation de pas de temps bien plus importants que ceux admissibles avec une approche pas de temps global ; en pratique, le choix de pas de temps physiques importants (mais suffisamment faibles néanmoins pour permettre une bonne description d'un cycle de l'écoulement) compense largement la nécessité de sous-itérer en temps dual à chaque pas de temps physique.

Chapitre 3

Validations

Nous présentons dans ce chapitre deux séries de calculs préliminaires en régime transsonique, destinés à valider les modèles et méthodes présentés au chapitre précédent : il s'agit d'une part de simulations d'un écoulement turbulent stationnaire sur le profil RAE2822 et d'autre part de simulations d'un écoulement tremblant sur un profil biconvexe d'épaisseur 18%. L'écoulement sur profil RAE2822 nous permettra notamment d'évaluer l'implémentation dans un code de calcul existant d'un modèle de turbulence ($k - \omega$), ainsi que des modifications de réalisabilité présentées précédemment. Quant à l'écoulement sur la lentille d'épaisseur 18% il nous permettra plus particulièrement d'évaluer l'influence des choix numériques (schémas de discrétisation, stratégie de limitation) retenus dans cette étude pour le cas bien spécifique d'un écoulement turbulent instationnaire dont les oscillations de choc auto-entretenues sont réputées relativement faciles à capturer en raison des gradients de pression marqués associés à cette géométrie. Les cas plus difficiles de simulation du tremblement sur profils supercritiques seront abordés au chapitre suivant.

3.1 Profil RAE2822

3.1.1 Présentation du cas-test

L'étude de l'écoulement transsonique turbulent stationnaire autour du profil RAE2822 est un cas de validation classique pour les codes de calcul utilisant une approche RANS. Le RAE2822 est un profil supercritique, étudié pour divers points de fonctionnement et dont certains résultats expérimentaux sont disponibles dans l'ouvrage EUROVAL [61]. On s'intéresse ici au cas dit 9 référencé dans cet ouvrage. Le tableau suivant regroupe les caractéristiques de ce cas de validation :

M_∞	Re_c	α	x_{tr}
0.734	6.5×10^6	2.54°	0.03

Il existe pour cette configuration une incertitude sur la présence ou non d'un décollement en pied de choc. Comme les expérimentations relatives à ce cas - pourtant de référence - ont été relativement peu instrumentées, on ne dispose finalement que d'informations assez parcellaires sur le comportement de l'écoulement au voisinage du profil : distributions du coefficient de pression, quelques rares points de mesure pour le coefficient de frottement (d'où l'incertitude évoquée plus haut sur la présence d'un décollement) et quelques profils de vitesse

dans la direction normale à la paroi en quelques sections du profil (en amont et en aval de l'interaction onde de choc / couche limite à l'extrados du profil).

Ce cas de validation va nous permettre néanmoins d'opérer des comparaisons relatives entre les différentes approches disponibles dans nos codes de simulation, en particulier au niveau du choix d'un modèle de turbulence mais aussi de déterminer les choix pertinents de paramètres du maillage pour les cas d'interaction choc / couche limite qui nous intéressent dans ces travaux.

3.1.2 Paramètres numériques

Le schéma AUSMPW+ est employé pour résoudre les équations RANS. Ce schéma présente l'avantage de ne pas générer d'oscillations sur la pression à proximité des parois, comme illustré sur la figure 3.1. Ce schéma est couplé à l'approche MUSCL, pour atteindre une précision d'ordre 2 en espace, et au limiteur ATVL pour assurer la robustesse de la simulation au niveau du choc. Le schéma de Roe-MUSCL limité aussi par ATVL est utilisé pour approcher les équations de transport des quantités relatives à la modélisation de la turbulence.

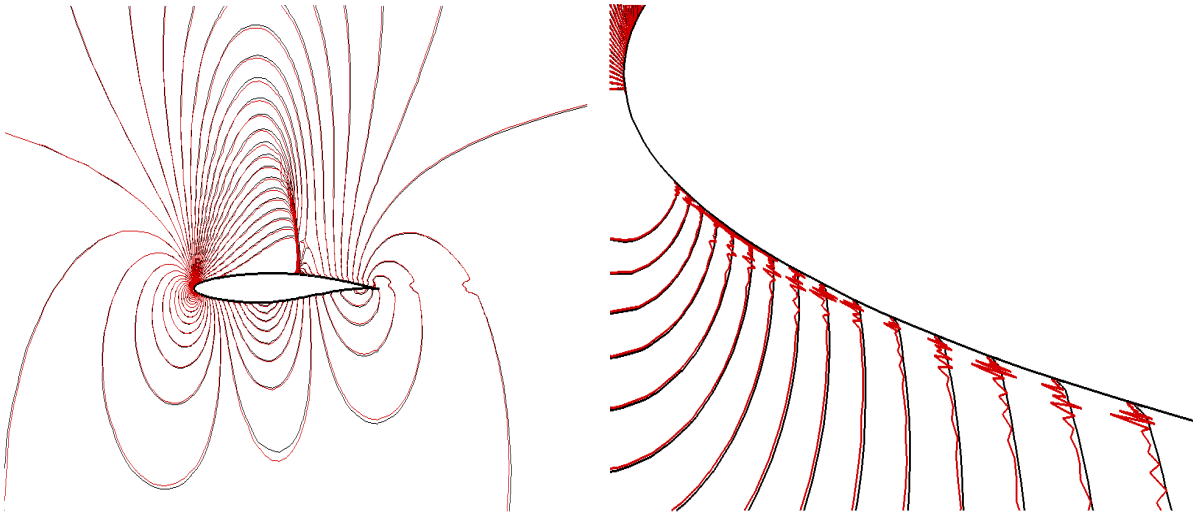


FIG. 3.1 – *Ecoulement transsonique sur le profil RAE2822. Comparaison entre les schémas AUSM+ (en rouge) et AUSMPW+ (en noir). Isovaleurs de pression : vue d'ensemble (à gauche) et détail au voisinage de la paroi du profil (à droite). Les oscillations générées par le schéma AUSM+ de base sont bien visibles ainsi que l'absence de ces mêmes oscillations lorsque l'approche AUSMPW+ est mise en oeuvre.*

Les raccords entre domaines sont des raccords conformes sur 3 points, ce qui permet de préserver la précision d'ordre 2 des schémas employés au travers du raccord.

Une phase implicite "sans-matrice" est mise en oeuvre pour résoudre plus efficacement les équations RANS, avec une convergence vers un état stationnaire obtenue typiquement en 5000 itérations. Par convergence, on entend une perte de trois ordres de grandeur au moins pour le résidu moyen sur les variables conservatives, ainsi que des quantités globales (coefficients

de portance et de traînée) variant au maximum de 10^{-4} sur les 500 dernières itérations du calcul. De manière analogue, les équations de transport pour les modèles à deux équations sont résolues en employant une phase implicite par blocs (diagonaux et de taille 2×2 pour des modèles à 2 équations de transport).

Le nombre CFL augmente linéairement de 1 à 5 entre la première et la $2000^{\text{ème}}$ itération de la simulation. Ce choix d'une valeur assez faible pour garantir la robustesse de la simulation est motivé par :
- le traitement du bord de fuite ;
- le raccord sur trois points.

Les conditions aux limites sont classiques pour des calculs transsoniques : en entrée, l'enthalpie, l'entropie et la direction de l'écoulement sont imposées à leur valeur à l'infini amont tandis que la pression est extrapolée depuis l'intérieur du domaine de calcul ; en sortie, la pression est imposée et les autres grandeurs sont extrapolées depuis l'intérieur du domaine.

3.1.3 Influence du domaine de calcul

Tous les domaines de calcul utilisés dans ce mémoire sont discrétisés en utilisant des maillages avec une topologie dite en C-H. La figure 3.2 donne la forme générale des zones utilisées dans ce mémoire. On notera que la zone VII n'est présente que dans le cas d'un profil à bord de fuite épais et n'est donc pas présente dans les maillages mis en oeuvre pour les simulations sur le profil RAE2822.

Plus précisément, le maillage utilisé ici compte 255 points sur le profil et 80 points dans la direction normale à la paroi pour la partie "profil" en C, 60 points suivant la direction longitudinale à l'écoulement et 159 suivant la direction transversale pour la partie "sillage" en H. Le tableau suivant donne la répartition des points par zone, le deuxième chiffre donne le nombre de points dans la direction normale à la paroi du profil.

Zone	I	II	III	IV	V	VI
Nombre de points	60×80	80×80	10×80	10×80	150×80	60×80

La zone V est clairement privilégiée au sens où un raffinement marqué a lieu au voisinage de l'abscisse attendue de l'onde de choc ($x/c \sim 0.6$). La taille de première maille suivant la direction normale à la paroi est de $3 \times 10^{-6}c$, ce qui assure un premier point de calcul tel que sa distance adimensionnée à la paroi se situe dans l'intervalle $0.6 < y^+ < 0.8$ tout autour du profil. La figure 3.3 montre que le maillage utilisé est évasé dans la partie sillage, choix retenu ici afin de favoriser la convergence de nos calculs.

Dans un premier temps on cherche à connaître l'influence de la proximité des conditions aux limites au loin sur des quantités telles que la répartition de coefficient de pression pour un écoulement stationnaire autour d'un profil transsonique. Le choix est fait d'utiliser pour ce premier essai d'une part le modèle de turbulence algébrique BL, d'autre part le modèle à deux équations de transport $KE\ LS$, afin de pouvoir examiner ce premier facteur numérique (influence de la position de la frontière au loin) pour deux types de modèles bien distincts.

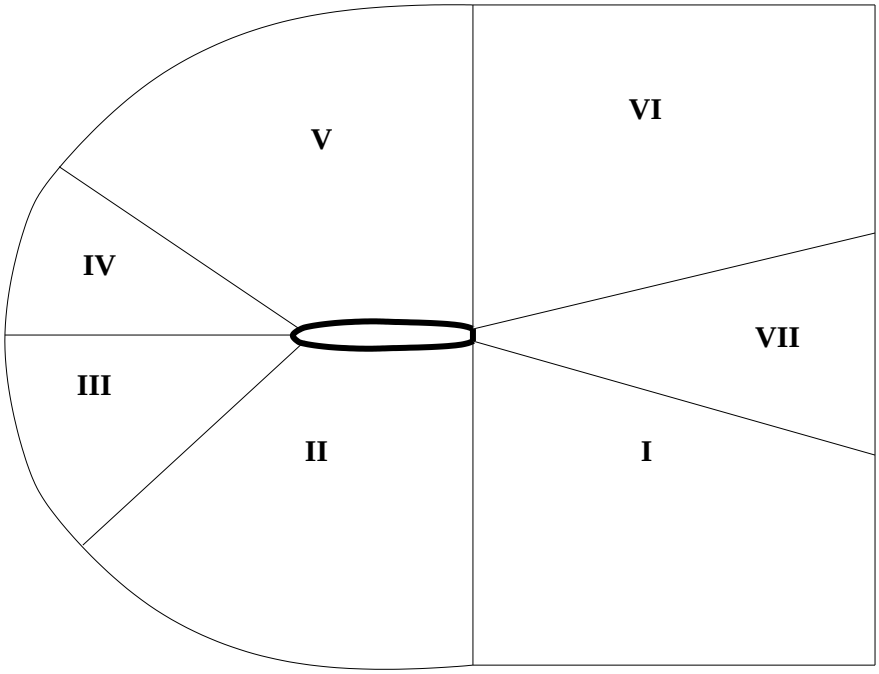


FIG. 3.2 – *Principe de maillage pour un profil générique, décomposition par zones.*

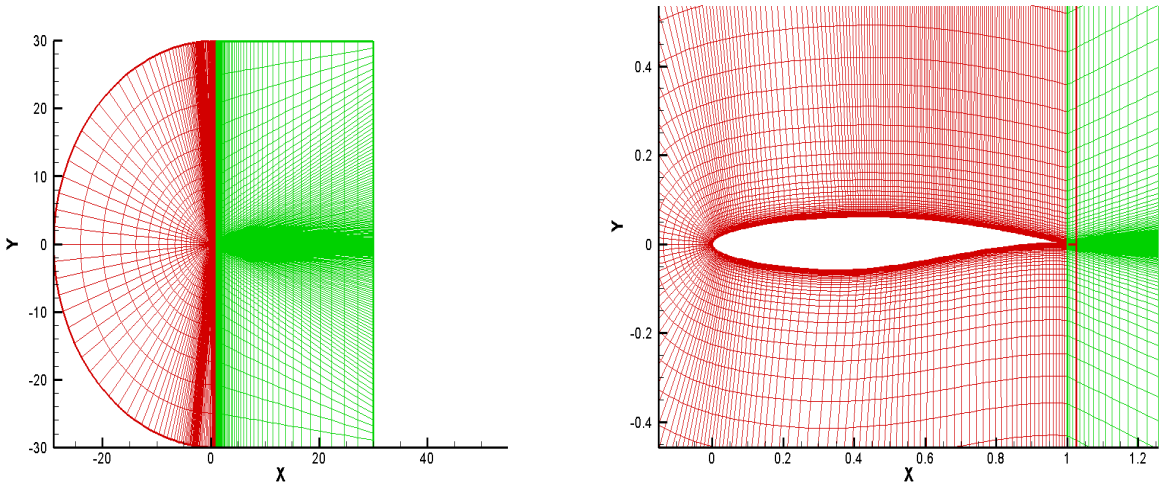


FIG. 3.3 – *Maillage du profil RAE2822, vue globale du domaine(gauche) et zoom sur le profil (droite).*

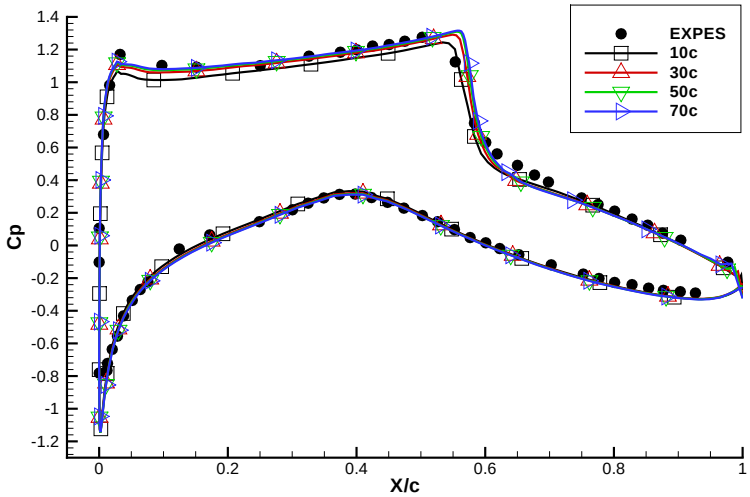


FIG. 3.4 – *Répartition du coefficient de pression autour du profil RAE2822 pour le cas 9 : influence de la position de la frontière "à l'infini" pour le modèle de turbulence algébrique de Baldwin-Lomax.*

Les figures 3.4 pour le modèle algébrique BL et 3.5 pour le modèle à deux équations de transport $KE\ LS$ illustrent bien qu'il est raisonnable de prendre un minimum de 30 cordes afin d'éviter une trop grande influence des conditions aux limites au loin sur le résultat de simulation. Si la frontière est située à 10 cordes du profil seulement, une erreur significative sur le niveau de pression à l'extrados apparaît quel que soit le modèle utilisé. Dans le cas du modèle BL, un effet de compensation entre l'erreur introduite par le modèle (qui prédit un choc un peu en aval par rapport à l'expérience) et celle introduite par la condition aux limites conduit fortuitement à une excellente localisation du choc. Dans le cas du modèle $KE\ LS$ la condition aux limites appliquée à 10 cordes seulement conduit à un choc un peu trop en amont par rapport à l'expérience. Les résultats obtenus avec une frontière à 30, 50 ou 70 cordes sont extrêmement proches les uns des autres et en très bon accord avec l'expérience (avec bien sûr une prédiction légèrement erronée, trop aval, de la position du choc par BL). Le choix d'un domaine avec une frontière au loin à 50 ou 70 cordes du profil ne semble donc pas se justifier ici et nous privilégierons désormais des domaines de calcul avec une frontière au loin située à 30 cordes.

3.1.4 Influence du modèle de turbulence

Comme nous avons déjà eu l'occasion de le souligner, la modélisation de la turbulence pour la simulation de l'interaction choc/couche-limite reste encore un sujet de recherche ouvert.
Les travaux de Liou *et al.* [86] comparent par exemple des calculs menés sur une bosse en régime d'écoulement transsonique, une interaction entre une onde de choc oblique et une couche-limite turbulente ainsi qu'une rampe de compression en régime supersonique, pour une modélisation de la turbulence par le modèle $k-\varepsilon$ dans la formulation proposée par Chien, ce même modèle avec ajout d'une non-linéarité faible de type "réalisabilité", le modèle de Spalart-Allmaras [125] et le modèle SST de Menter [93]. Ces travaux mettent en évidence que, quel que soit le modèle de turbulence utilisé, la prédiction correcte du coefficient de

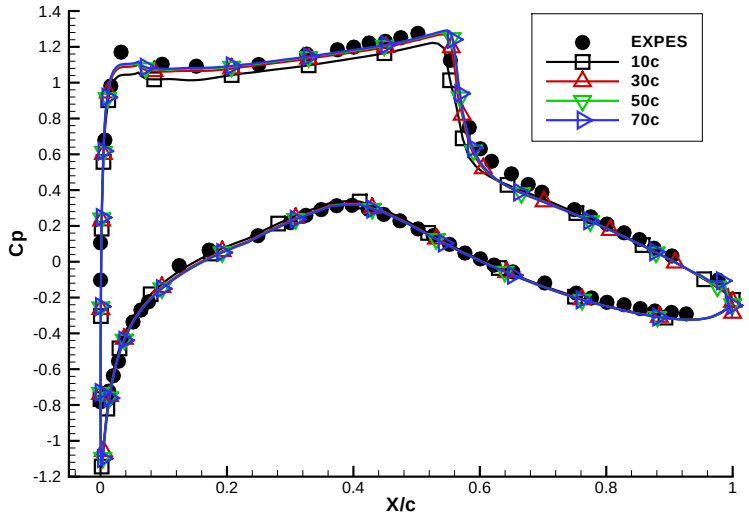


FIG. 3.5 – *Répartition du coefficient de pression autour du profil RAE2822 pour le cas* 9 *: influence de la position de la frontière "à l'infini" pour le modèle de turbulence* $KE\ LS$.

frottement s'avère plus délicate que celle des distributions de vitesse en une abcisse donnée, elle-même plus difficile à obtenir qu'une prédiction correcte du coefficient de pression pariétale. Logiquement, le coefficient de frottement calculé à partir du gradient des profils de vitesse reste la grandeur dont la prédiction s'avère la plus délicate. Les auteurs désignent clairement le modèle $k-\varepsilon$ de Chien comme le modèle le moins sensible aux effets des gradients de pression adverses. Un comportement satisfaisant est constaté pour les trois autres modèles, sans qu'une hiérarchie claire puisse être dégagée : la précision de chaque modèle par rapport aux données expérimentales dépend à la fois du cas test et de la quantité considérée. Néanmoins une plus grande sensibilité aux gradients de pression adverses est observée pour le modèle $KW\ SST$ de Menter, même si cette sensibilité s'avère parfois excessive.
Dans le même esprit, Barakos et Drikakis [10] étudient l'influence de l'ajout d'une fonction "Bas-Reynolds" à un modèle $k-\varepsilon$ pour la prédiction de l'interaction onde de choc/couche limite turbulente. Le cas-test choisi, une bosse axisymmétrique, présente au régime d'écoulement considéré un décollement de pied de choc. En parallèle, le modèle $k-\omega$ de Wilcox [143] est aussi utilisé à des fins de comparaison. Ces auteurs remarquent que les sept fonctions différentes employées permettent toutes d'obtenir un décollement de pied de choc contrairement au modèle $k-\varepsilon$ de Jones et Launder de référence. Vis-à-vis des quantités considérées (encore une fois le coefficient de pression, de frottement, et des profils de vitesse), aucune fonction "Bas-Reynolds" n'apparaît vraiment supérieure, tout au plus les auteurs remarquent-ils que, selon la fonction retenue, le temps de calcul peut varier de façon significative.

Nous pouvons à notre tour donner quelques éléments de comparaison entre les modèles de turbulence disponibles ou implantés durant nos travaux, affranchis tout d'abord de critères de réalisabilité. Nous comparons en premier lieu les modèles BL, $KE\ LS$, et $KW\ BSL$ pour le cas de validation retenu c'est-à-dire le cas 9 du profil $RAE2822$, dans le maillage précédemment décrit, avec une frontière au loin à 30 cordes du profil. On examine le coefficient de pression, le coefficient de frottement, des profils de vitesse en aval du choc ainsi que des profils de viscosité turbulente.

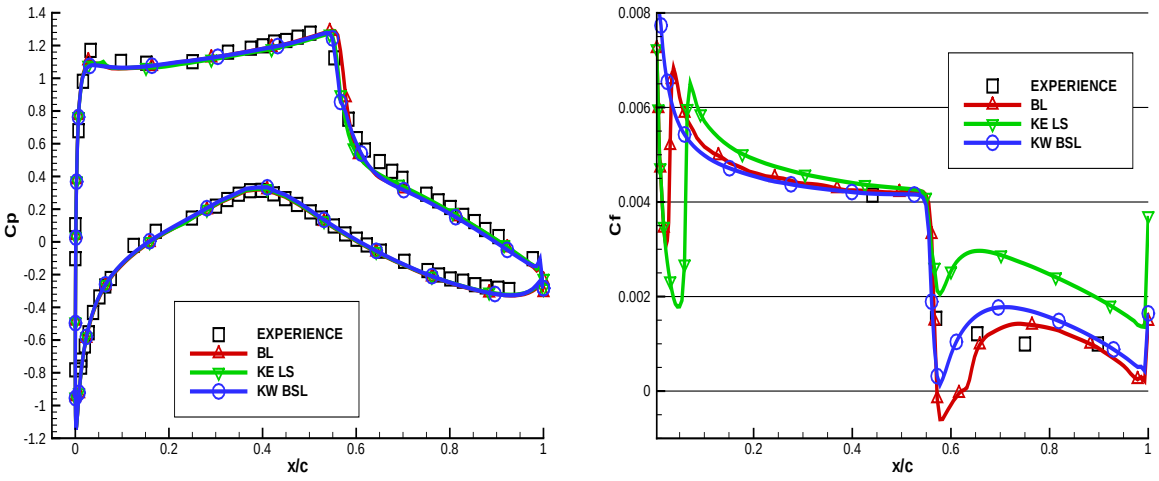


FIG. 3.6 – *RAE2822 pour le cas 9 : influence du modèle de turbulence utilisé sur la répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement (droite) .*

La figure 3.6 indique que le modèle BL positionne le choc sensiblement plus en arrière que les modèles $KE\ LS$ et $KW\ BSL$, ces derniers étant les plus proches de la zone de choc expérimentale. Classiquement, une prédiction satisfaisante du coefficient de pression C_p est plus aisée à obtenir que celle du coefficient de frottement C_f. En effet la même figure 3.6 montre dans sa partie droite des écarts importants entre modèles et par rapport à l'expérience - malgré un cruel manque de points expérimentaux -. Pour ce cas, le modèle algébrique semble être, parmi les trois modèles considérés, celui qui prédit le plus faible écart de C_f par rapport à l'expérience. La "transition" imposée à 3% de corde est clairement visible, suivie d'un plateau en amont du choc qui a un niveau correct par rapport à la mesure expérimentale. Le choc entraîne un décollement de la couche-limite bien visible avec C_f qui prend des valeurs négatives sur environ 5% de corde. La zone en aval de ce décollement est caractérisée par un écart relativement réduit par rapport aux points expérimentaux.
Le modèle $KE\ LS$ se caractérise tout d'abord par un coefficient de frottement qui montre une inertie du modèle avant de remonter vers une zone de plateau à C_f élevé. Ce modèle semble souffrir d'un clair manque de sensibilité au gradient de pression adverse rencontré dans l'écoulement.
Le modèle $KW\ BSL$ présente un niveau de C_f comparable aux deux autres modèles dans la zone d'écoulement supersonique en amont du choc. Ce modèle ne présente pas de décollement de pied de choc et une zone d'évolution du frottement en aval du choc plus éloignée de l'expérience que le modèle algébrique mais bien meilleure que le modèle $KE\ LS$. On retiendra que ce modèle, comme le modèle BL, semble prédire un écoulement qui s'approche d'une situation de décollement au bord de fuite, avec un C_f très faible à partir de 95% de corde.
Les profils de vitesse disponibles à différentes abscisses en aval du choc sur la figure 3.7 montrent encore une fois des écarts sensibles d'un modèle à l'autre. Le modèle $KW\ BSL$ semble de ce point de vue le plus proche de l'expérience alors que le modèle BL en semble le plus éloigné.
Enfin, afin de finir de caractériser ces différents modèles de turbulence pour notre cas, la figure 3.8 illustre le fait que les trois modèles n'ont pas le même type de comportement en termes de création de viscosité turbulente. Ce point est cependant à nuancer en remarquant que les

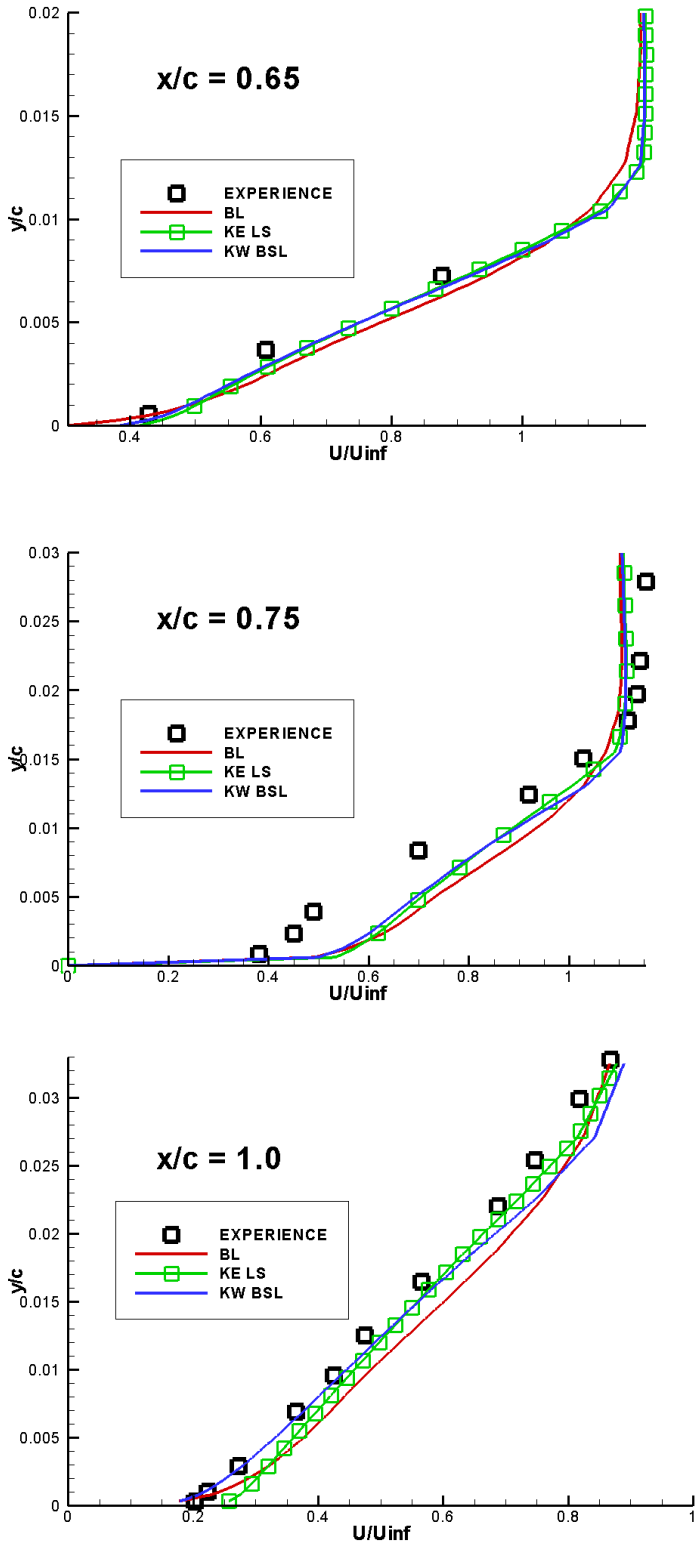


FIG. 3.7 – *RAE2822 cas 9 : profil de vitesse à l'extrados à 65% (haut) et 75% (centre) de corde et au bord de fuite extrados (bas) pour les trois modèles de base considérés.*

modèles à équations de transport prédisent des niveaux maximaux de μ_t à la même distance de la paroi. Le raccord entre couche intérieure et extérieure du modèle algébrique est clairement visible sur ces profils, caractérisé par une rupture de pente marquée dans la distribution de μ_t en fonction de la distance à la paroi. On remarquera enfin que les modèles $KE\ LS$ et $KW\ BSL$ font plus que doubler le niveau de viscosité turbulente prédite entre les deux abscisses considérées (*i.e.* entre 60% et 90% de corde) contrairement au modèle BL. Ce dernier prédit par contre des niveaux plus importants que les autres modèles lorsque l'on s'éloigne de la paroi. Nous reviendrons par la suite sur l'analyse des distributions de viscosité turbulente : dès la section suivante quand nous mettrons en oeuvre les modifications de réalisabilité et au chapitre suivant lors de l'étude d'approches hybrides.

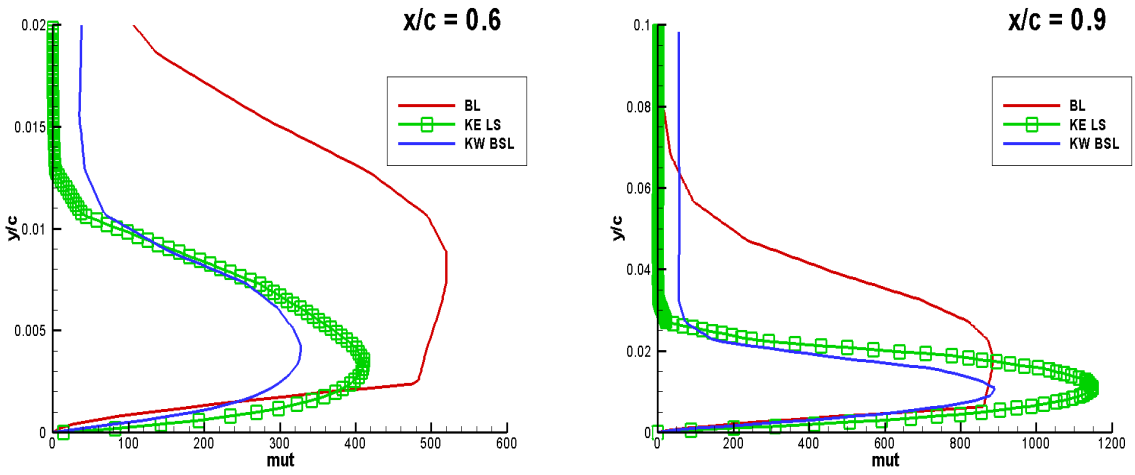


FIG. 3.8 – *RAE2822 cas 9 : profil de viscosité turbulente suivant un segment vertical situé à* 60% *(gauche) et* 90% *(droite)de l'extrados pour les trois modèles de base considérés.*

Assurés désormais de l'implémentation correcte de ces modèles classiques, nous nous intéressons maintenant à l'influence de l'utilisation de critères de réalisabilité pour ce même cas d'application.

3.1.5 Influence des modifications de réalisabilité

Les modifications dites de réalisabilité sont dans notre cas plus spécifiquement mises en oeuvre afin d'améliorer la description de l'interaction onde de choc/couche-limite. De manière analogue à ce qui a été fait au paragraphe précédent, le comportement du modèle $KE\ LS$ auquel on ajoute la modification de réalisabilité $Rea(1)$ est examiné, suivi de la comparaison entre $KW\ BSL$ et $KW\ SST$.

Comme le montre la partie gauche de la figure 3.9, le calcul du coefficient de pression est sensiblement influencé par cette modification, avec l'écart le plus marqué au niveau de la zone du choc. L'examen de la partie droite de la figure 3.9 qui présente le coefficient le frottement C_f à l'extrados montre que l'ajout de cette modification de réalisabilité s'accompagne d'un retard clair dans le déclenchement de la création de viscosité turbulente. La figure 3.10 montre par exemple que pour une abscisse $x/c = 0.2$, μ_t est nul ce qui signifie que la couche limite

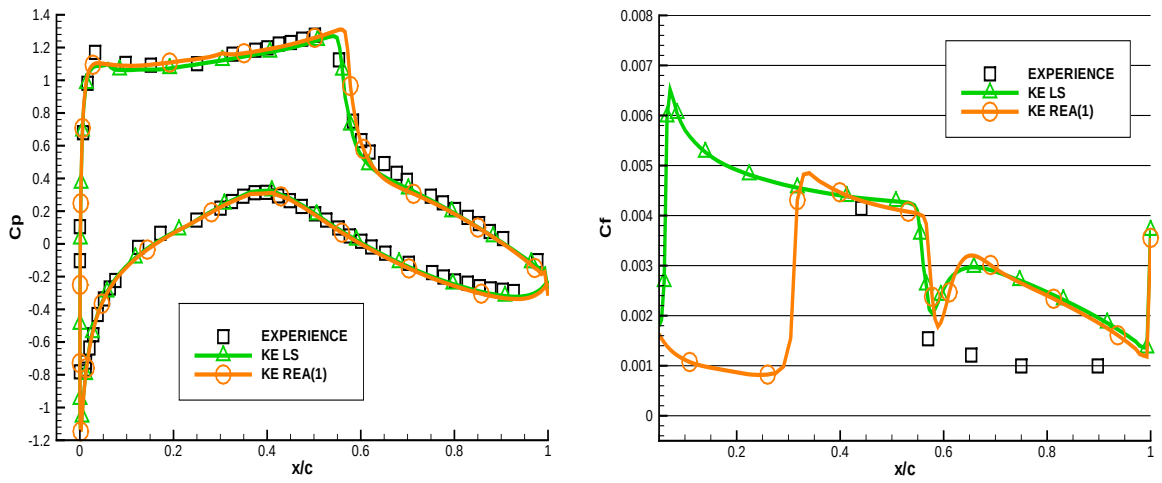


FIG. 3.9 – *RAE2822 cas 9 : influence de la modification de réalisabilité Rea*(1) *sur le modèle KE LS pour le calcul de la répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement (droite) autour du profil.*

alors calculée est laminaire. Ce point est capital, dans la mesure où l'épaississement de la couche-limite en avançant vers l'arrière du profil sera inférieur à celui prédit par le modèle *KE LS* de base. Au moment de l'interaction avec le choc, la couche limite turbulente prédite par le modèle avec correction de réalisabilité est donc d'épaisseur moindre et donc moins susceptible de décoller. On constate sur la figure 3.9 que le minimum local de frottement dû à la présence de l'onde de choc est très légèrement inférieur à celui donné par le modèle *KE LS*.

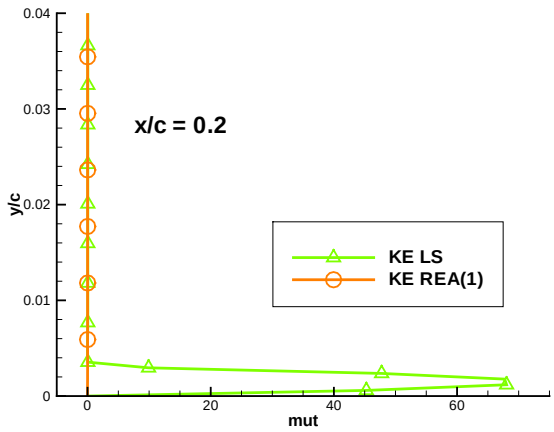


FIG. 3.10 – *RAE2822 cas 9 : influence de la modification Rea*(1) *sur le profil de viscosité turbulente à l'extrados à* 20% *de corde.*

L'examen des profils de vitesse dans la zone post-choc révèle un profil inflexionnel pour $x/c =$

0.65 ainsi qu'une survitesse marquée par rapport au modèle d'origine $KE\ LS$ tout le long des points expérimentaux disponibles pour $x/c = 0.75$ et $x/c = 1.0$. Il semble de façon générale que ces décalages sont imputables au retard important introduit par le modèle dans le déclenchement de la turbulence à l'extrados du profil, ce que confirment les distributions de viscosité turbulente le long du profil tracées sur la figure 3.12 : à même abscisse, le modèle avec correction de réalisabilité conduit à la création de niveaux de viscosité turbulente inférieurs quasiment de moitié à ceux associés au modèle de base.

La modification SST appliquée au modèle $k - \omega$ peut de même être examinée pour ce cas de validation. La figure 3.13 montre que l'ajout de cette correction, qui modifie rappelons-le l'expression de la viscosité turbulente mais aussi la valeur du coefficient σ_{k_1}, entraîne un changement très peu significatif dans la distribution du coefficient de pression pariétal, même dans la zone immédiatement post-choc.

L'examen de l'évolution de C_f sur la même figure 3.13 montre que l'ajout de la modification SST ne modifie que légèrement le comportement du modèle $KW\ BSL$ de base dans la partie en aval du choc. En comparant l'écart entre C_f dans la partie supersonique et son minimum local dû au choc, la modification SST n'apparaît pas sur ce cas comme réellement susceptible d'améliorer le modèle de base.

De même, les profils de vitesses aux différentes abscisses sur la figure 3.14 ne permettent pas de démontrer un gain quantitatif clair amené par l'ajout de la correction SST sur ce cas de calcul. Par contre, la comparaison des profils de viscosité turbulente en proximité de bord de fuite sur la figure 3.15 montre que la modification SST entraîne une réduction des niveaux de μ_t prédits.

3.1.6 Conclusions sur le cas RAE2822

Les simulations menées sur le profil RAE2822 visaient à vérifier que le code de calcul utilisé nous permettait d'aborder avec confiance les cas traités dans la suite de ce mémoire. En particulier, nous souhaitions d'une part nous assurer de la capacité de l'outil numérique à calculer un écoulement transsonique stationnaire sur un domaine composé de plusieurs blocs de maillage, au moyen de différents modèles de turbulence.

Il est possible de tirer deux grands enseignements de ce cas.
Tout d'abord, les capacités globales du code sont confirmées. Le schéma AUSMPW+ apparaît comme une solution efficace pour éviter l'apparition d'oscillations de pression à la proximité des parois, comparée au schéma AUSM+ duquel ce schéma est dérivé. Par ailleurs, l'implantation du modèle $k - \omega$ dans le logiciel n'amène pas de commentaires particuliers sur les résultats. Enfin, nous avons vérifié que les modifications de réalisabilité étaient correctement implantées.

D'un point de vue plus quantitatif, on retient que des conditions aux limites distantes d'au moins trente cordes semblent nécessaires afin d'obtenir des solutions peu sensibles à ces conditions au loin. Par ailleurs, la modélisation de la turbulence joue, sans surprise, un grand rôle pour le régime d'écoulement considéré. Le modèle algébrique place le choc légérement en aval de la position expérimentale, contrairement aux deux modèles à équations de transport qui

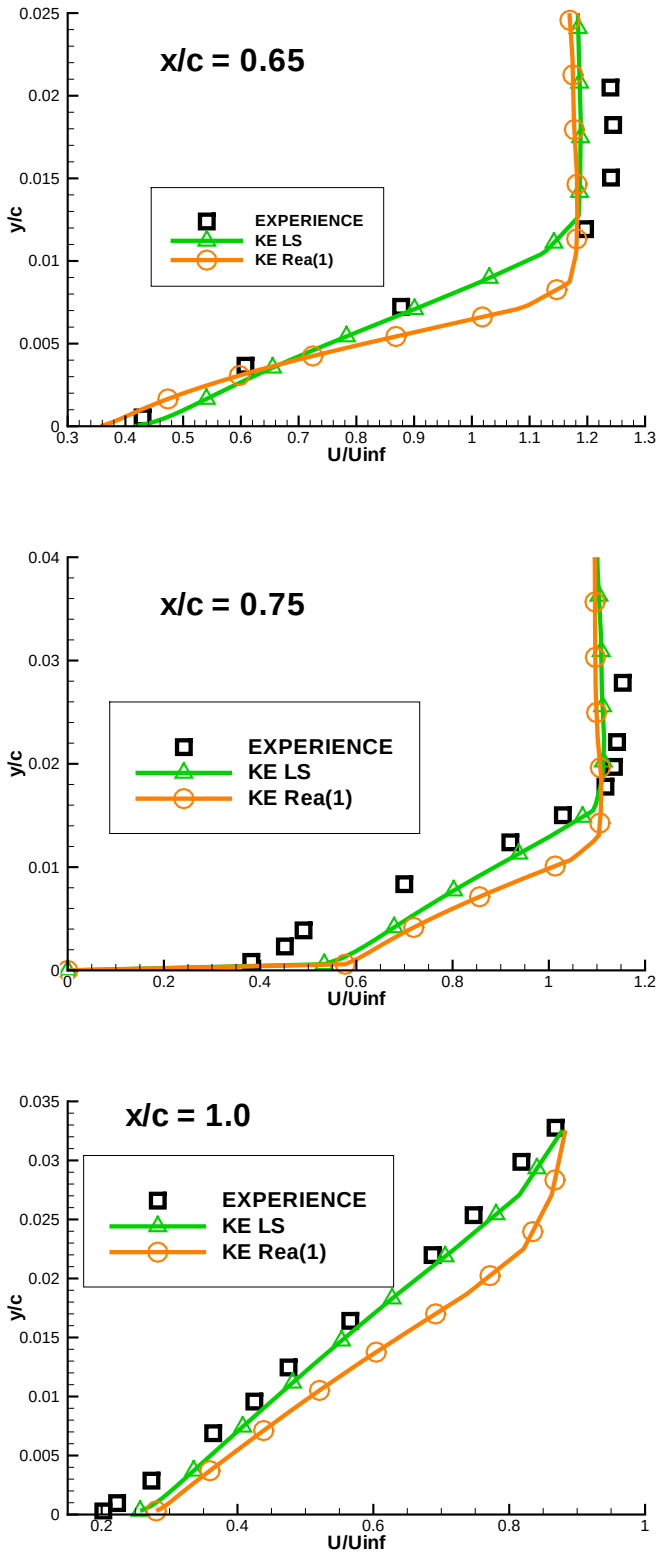


FIG. 3.11 – *RAE2822 cas 9 : influence de la modification Rea(1) sur le profil de vitesse à l'extrados à 65% (haut) et 75% (centre) de corde et au bord de fuite (bas).*

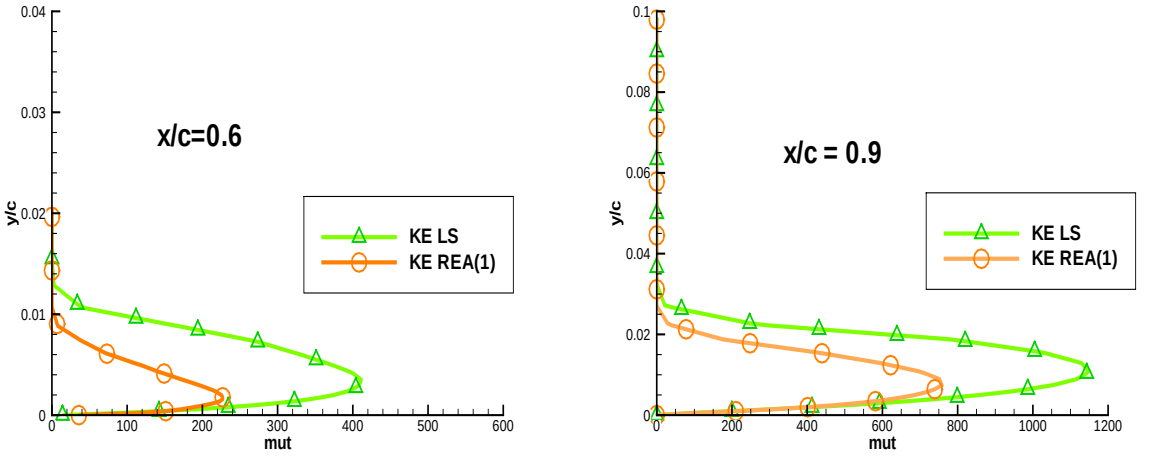


FIG. 3.12 – *RAE2822 cas 9 : influence de la modification Rea(1) sur le profil de viscosité turbulente suivant deux segments verticaux situés à 60% (gauche) et 90% (droite) de l'extrados.*

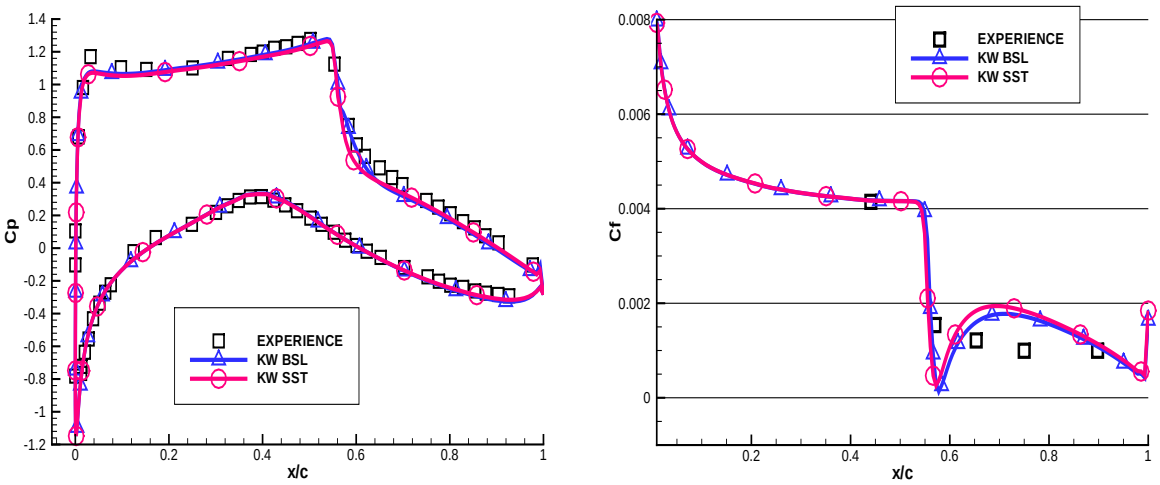


FIG. 3.13 – *RAE2822 cas 9 : influence de la modification de réalisabilité dite SST sur le modèle KW BSL sur la répartition du coefficient de pression autour du profil .*

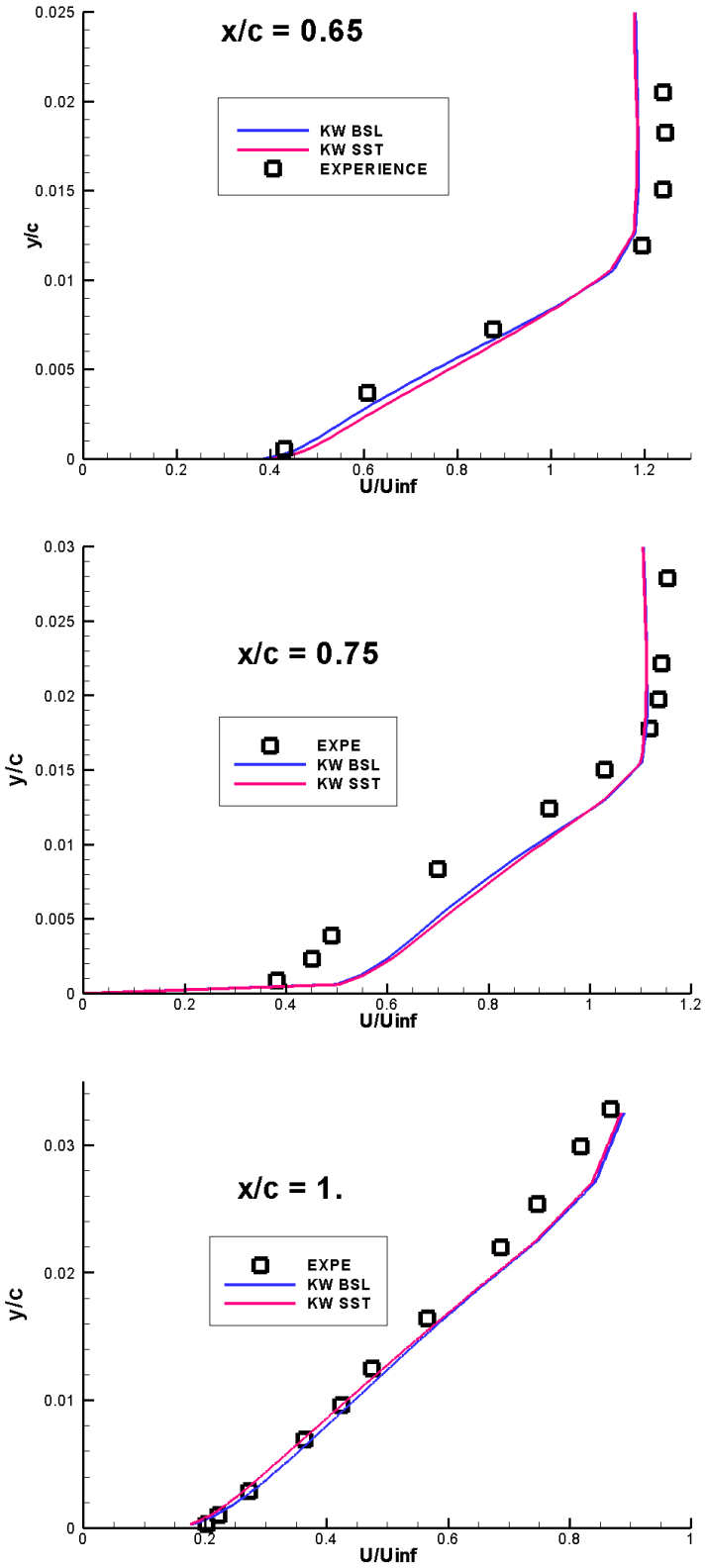


FIG. 3.14 – *RAE2822 cas 9 : influence de la modification SST sur le profil de vitesse à l'extrados à 65% (haut) et 75% (centre) de corde et au bord de fuite (bas).*

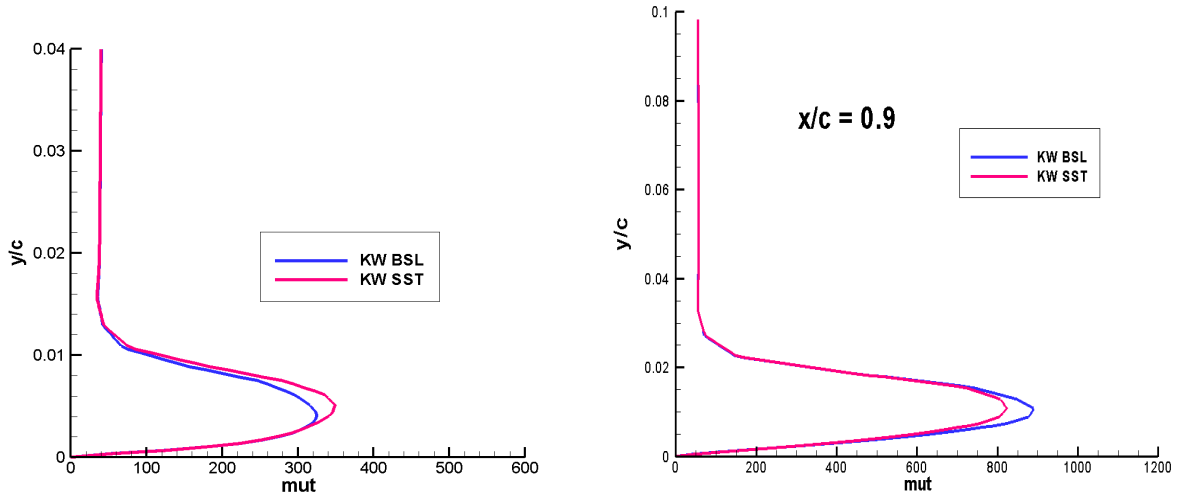


FIG. 3.15 – *RAE2822 cas 9 : influence de la modification SST sur le profil de viscosité turbulente suivant des lignes normales à la paroi situées à* 60% *(gauche) et* 90% *(droite) de l'extrados.*

le placent légèrement en amont. Ces écarts sur la distribution du coefficient de pression sont dans le fond minimes et surtout peu importants par rapport aux écarts constatés sur le coefficient de frottement, dont le rôle est important dans un régime d'oscillations auto-entretenues avec alternance de décollements et de rattachements de la couche limite : la sensibilité des différents modèles testés au gradient de pression adverse dû au choc varie grandement d'un modèle à l'autre. En particulier, on remarque que le modèle algébrique semble être le seul à prédire un décollement de pied de choc dans le cas considéré. Par ailleurs, le comportement des modèles de turbulence employés varie grandement en aval de l'onde de choc. Sur ce cas le modèle algébrique semble le plus proche des quelques points expérimentaux disponibles sur C_f, mais semble pourtant moins précis que les autres modèles sur la prévision globale des profils de vitesse. On note également que l'ajout des corrections de réalisabilité semble permettre d'améliorer très modestement la qualité de prédiction des modèles à deux équations de transport pour le cas considéré.

3.2 Lentille biconvexe d'épaisseur 18%

3.2.1 Présentation du cas-test

L'objectif de cette section est de vérifier par des calculs préliminaires que les modèles et méthodes numériques retenus dans ce travail permettent bien de simuler efficacement des oscillations de choc sur un profil. Dans ce but, on considère l'écoulement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% dans les conditions suivantes :

M_∞	Re_c	$\alpha(°)$	x_{tr}/c
0.76	11. 10^6	0.	0.

Ce cas est retenu comme validation préliminaire de préférence à des situations de tremblement sur profil supercritique (qui seront abordées au chapitre suivant) dans la mesure où il est généralement considéré comme "simple" du point de vue de la simulation numérique, au sens où la présence de décollements marqués à la fois à l'extrados et à l'intrados du profil conduit de façon quasi-systématique dans la littérature à la prédiction du déclenchement des oscillations de choc auto-entretenues.

L'inconvénient majeur de ce cas de tremblement est que des données expérimentales locales (évolution du coefficient de pression à la paroi au cours d'un cycle par exemple) ne sont pas disponibles. En pratique, dans les travaux expérimentaux de McDevitt *et al.* [91] qui servent de référence, seuls la fréquence principale et le domaine de tremblement dans le plan (Re_∞, M_∞) sont disponibles.

En retenant les mêmes notations que dans le cas RAE2822 précédent, la répartition des points de maillage est symétrique, avec les nombres de points par zone pour les différents maillages A_i utilisés ici récapitulés dans le tableau ci-après :

Nom/Zone	I	II	III	IV	V	VI	Total
$A0$	60×80	63×80	12×80	12×80	63×80	60×80	21600
$A1$	60×80	88×80	12×80	12×80	88×80	60×80	25600
$A2$	80×80	138×80	12×80	12×80	138×80	80×80	36800
$A3$	80×80	188×80	12×80	12×80	188×80	80×80	44800
$A4$	80×80	238×80	12×80	12×80	238×80	80×80	52800

3.2.2 Paramètres numériques

Comme précédemment, le schéma AUSMPW+ est employé pour discrétiser les équations RANS et le schéma de Roe pour les équations de transport des quantités turbulentes lorsque le modèle de turbulence employé le nécessite. Ces schémas sont couplés à une approche MUSCL avec limiteur ATVL pour les champs moyen et "turbulent", sauf pour certains calculs de caractérisation du rôle des limiteurs.

Afin de réaliser les calculs instationnaires de cette partie, une méthode de pas de temps dual est mise en oeuvre. Utilisant trois niveaux de temps y compris le niveau de temps courant, cette méthode est précise à l'ordre deux en temps. La boucle interne en temps fictif emploie une

phase implicite "sans-matrice" pour les équations RANS et une phase implicite par blocs pour les équations de transport relatives aux modèles de turbulence qui est efficacement résolue par une méthode de relaxation par lignes de type Gauss-Seidel par lignes alternées.

Un pas de temps adimensionné $\Delta t \in [0.05; 0.1]$ est usuellement employé - ce pas de temps est adimensionné par la corde du profil et la vitesse à l'infini amont -. La boucle en temps fictif comprend de l'ordre de 100 sous-itérations et on fixe un critère d'arrêt sur le résidu en temps fictif qui correspond à une diminution de 3 ordres de grandeur pour ce résidu. En pratique, à chaque pas de temps physique, la réduction du résidu en temps fictif au bout de 100 sous-itérations est comprise entre un et trois ordres. Ce critère d'arrêt n'est donc pas atteint en général. Ce point s'explique principalement par l'utilisation de limiteurs qui inhibent la convergence. Il a été systématiquement vérifié sur les cas présentés que la réduction du pas de temps physique ou l'augmentation du nombre de sous-itérations par rapport aux valeurs indiquées ci-dessus n'avait qu'une influence mineure sur la prédiction numérique.

3.2.3 Influence du domaine de calcul

Nous étudions dans un premier temps l'influence de la distribution des mailles dans la direction longitudinale à l'écoulement. Les autres paramètres principaux du calcul sont fixés de la manière suivante :

- le nombre de cordes au loin est tout d'abord fixé à 10 : ce choix n'est pas en contradiction avec les conclusions tirées au chapitre précédent. En effet, nous étudions uniquement dans un premier temps l'influence du nombre de points de discrétisation le long du profil et nous nous sommes limités à 10 cordes essentiellement pour réduire le coût de l'étude paramétrique. Nous verrons dans un second temps, en nous intéressant alors spécifiquement à la position de la frontière au loin, que le choix d'une frontière au loin à 30 cordes doit bien être retenu.
- le modèle de turbulence utilisé est le modèle de Baldwin-Lomax ;
- la méthode de pas de temps dual à l'ordre 2 est utilisée avec un pas de temps physique adimensionné de 0.05, ce qui correspond à environ 150 pas de temps par période de tremblement sur la base de la fréquence mesurée expérimentalement ;
- on utilise le schéma AUSM+ en incluant une extrapolation MUSCL à l'ordre 3 limitée par ATVL ;
- la boucle en temps fictif comporte 100 sous-itérations et s'effectue avec un nombre CFL basé sur le pas de temps fictif égal à 5.

Les résultats des cinq calculs ainsi menés sont récapitulés sur la figure 3.16 et dans le tableau suivant :

Critère/Maillage	$A0$	$A1$	$A2$	$A3$	$A4$	Expérience
Période adimensionnée $T*$	7.2	7.25	6.85	6.7	6.65	**6.5**
Amplitude C_L	0.504	0.344	0.292	0.282	0.272	/

On peut donc voir de façon claire que le choix d'un maillage ou d'un autre a une influence importante tant sur la fréquence observée numériquement que sur l'amplitude des oscillations du coefficient de portance C_L. Plus précisément, il est intéressant de noter que, dans le cas considéré et pour le modèle BL, l'utilisation d'un maillage grossier conduit à prédire des

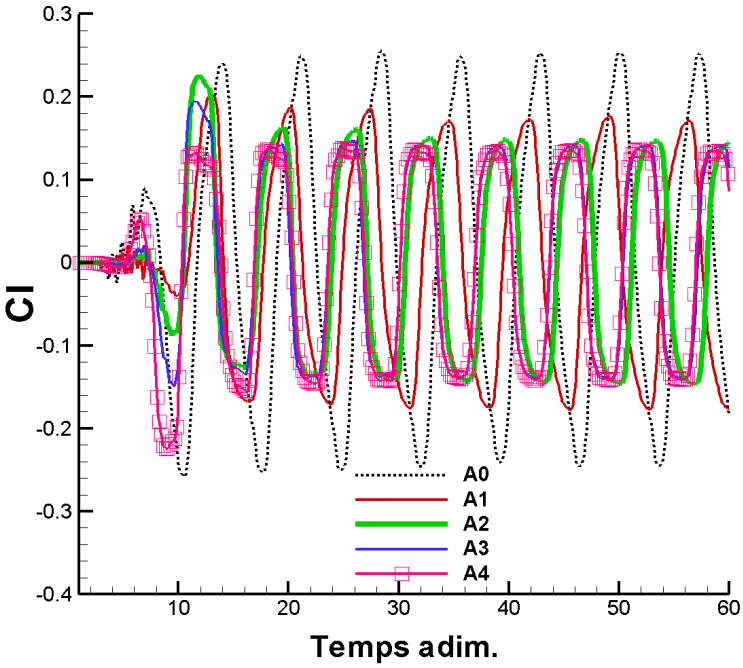


FIG. 3.16 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du maillage sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.*

oscillations de choc de plus grande amplitude, comme on peut le voir sur la figure 3.17, ce qui entraîne des variations de portance plus importantes. D'un point de vue pratique, il est nécessaire de placer au moins 138 points dans la zone d'excursion de choc et de décollement, ce qui correspond aux zones de maillage II et V (respectivement à l'intrados et à l'extrados) pour ce cas de profil symétrique à incidence nulle, pour obtenir une prédiction numérique raisonnablement proche de la fréquence expérimentale avec ce modèle de turbulence.

On étudie dans un second temps l'influence de l'étirement du maillage selon la direction normale à la paroi et du positionnement des frontières "au loin". Pour celà, la répartition de mailles $A2$ précédente est prise comme base (avec donc des conditions aux limites au loin à dix cordes du profil) ; le deuxième maillage utilisé est ce même maillage $A2$, mais étendu sur trente cordes, obtenu en conservant la même taille de première maille et en étirant le maillage dans la direction normale à la paroi. Enfin, le dernier maillage, noté $B2$ est obtenu en conservant la même répartition de mailles suivant la direction longitudinale à l'écoulement, en conservant aussi le même nombre de mailles que le maillage $A2$ jusqu'à une distance de dix cordes du profil et en ajoutant vingt noeuds dans la direction normale à la paroi afin d'étendre le maillage jusqu'à trente cordes.

Les autres paramètres de simulation sont les mêmes que pour l'étude précédente. Les résultats présentés sur la figure 3.18 sont complétés par les valeurs du tableau ci-dessous :

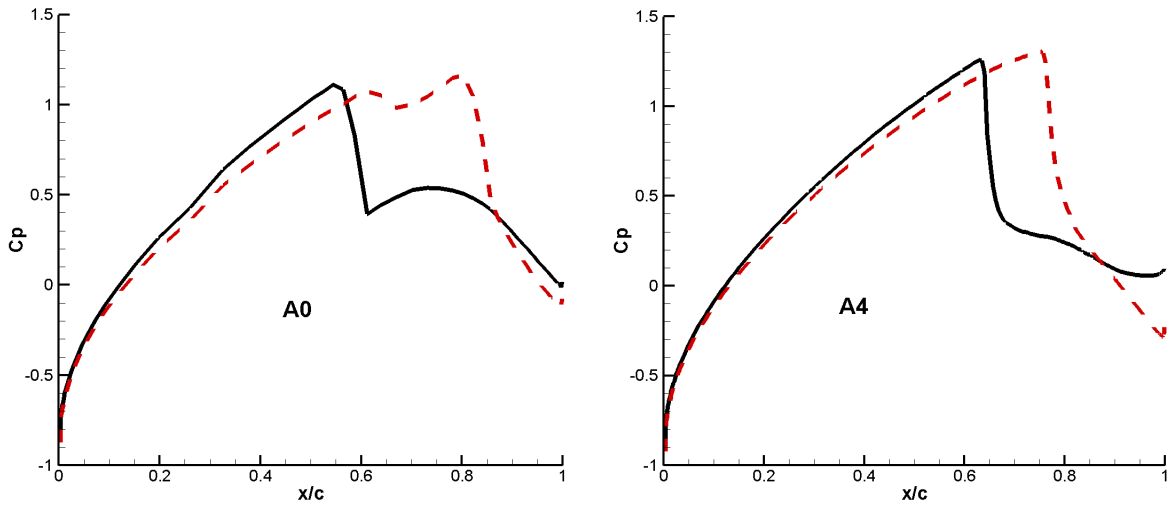


FIG. 3.17 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du maillage sur l'excursion maximale du choc sur l'extrados du profil.*

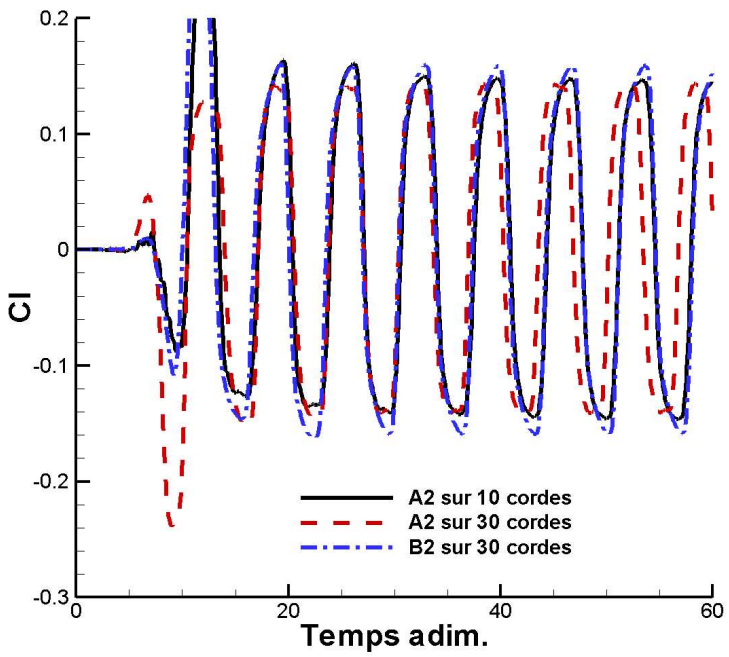


FIG. 3.18 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du nombre de cordes au loin sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.*

Critère/Cas	$A2$ (10 cordes)	$A2$ (30 cordes)	$B2$	Expérience
Période adimensionnée $T*$	6.85	6.6	6.9	**6.5**
Amplitude C_L	0.292	0.285	0.318	/

L'étirement du maillage $A2$ de dix à trente cordes rapproche de manière assez sensible la période adimensionnée calculée de la valeur mesurée expérimentalement. Il est intéressant de constater que cet effet est très amoindri en passant au maillage $B2$. La période du tremblement constatée pour le maillage $B2$ est en fait quasiment la même que celle sur le maillage $A2$ sur 10 cordes, ce qui inciterait à penser pour ce cas que, plus que la distance au loin des parois, c'est l'étirement du maillage (et concrètement, la dissipation des pertubations associée) qui induit une modification sur la période calculée. On remarque par ailleurs que l'amplitude des variations de portance est bien entendue affectée par le choix du maillage. Il est délicat de pousser cette étude plus en avant, principalement par manque de temps. On s'en tiendra donc dans la suite de ce mémoire à préférer l'emploi de frontières au loin à 30 cordes du profil.

3.2.4 Influence du modèle de turbulence

Cette partie vise à écarter les modèles de turbulence inaptes à reproduire des oscillations de choc auto-entretenues sur la configuration choisie. Les modèles BL, $KE\ LS$ et $KW\ BSL$ sont tout d'abord examinés. On utilise pour cela le maillage $A2$ sur 10 cordes. Nous soulignons à nouveau que ce choix d'une frontière "proche" est destiné à réduire les coûts de calcul de l'étude paramétrique que nous présentons : ce choix n'influe pas notre analyse dans la mesure où la comparaison des vertus relatives des différents modèles se fait bien tous paramètres fixés par ailleurs (maillage y compris donc). Il est clair que la préconisation d'une frontière au loin à 30 cordes sera suivie au chapitre suivant lorsque nous nous attacherons à l'obtention d'une prédiction numérique la plus proche possible de l'expérience.
Comme le montre la figure 3.19, l'utilisation du modèle $KE\ LS$ se traduit par la prédiction d'un écoulement stationnaire, en contradiction totale avec l'expérience : l'écoulement calculé ne présente pas de décollement à la paroi du profil, ni en pied de choc, ni au bord de fuite. En bref, devant ce manque de sensibilité aux gradients de pression adverses (constaté autant lors du cas stationnaire de la partie précédente qu'ici), nous avons décidé de ne plus employer ce modèle tel quel (c'est-à-dire sans modifications de réalisabilité) en restant dans le cadre RANS .

Les modèles BL et $KW\ BSL$ permettent d'obtenir quant à eux des oscillations de choc auto-entretenues. Comme le montre le tableau suivant, la fréquence prédite par le modèle BL est bien plus proche de l'expérience avec un écart de l'ordre de 5 % que celle prédite par le modèle $KW\ BSL$ qui commet une erreur de l'ordre de 14%. L'amplitude des oscillations de portance associées à ces deux modèles est sensiblement moins importante pour le modèle à deux équations que pour le modèle algébrique.

L'ajout d'une modification de réalisabilité au modèle $KE\ LS$ montre qu'il est possible alors d'obtenir des oscillations de choc auto-entretenues. Comme le montre le tableau suivant, les deux modifications de réalisabilité précédemment présentées induisent un phénomène oscillatoire qui reste cependant bien plus lent que les oscillations observées lors de l'expérience. La modification $Rea(2)$ présente néanmoins l'avantage d'être moins éloignée de cette fréquence

Critère/Modèle	BL	KE LS	KW BSL	Expérience
Période adimensionnée $T*$	6.85	Stationnaire	7.4	**6.5**
Amplitude C_L	0.292	Stationnaire	0.231	/

TAB. 3.1 – *Lentille biconvexe d'épaisseur 18% à M_∞ : influence du modèle de turbulence utilisé sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.*

Critère/Modèle	KE LS	KE Rea(1)	KE Rea(2)	Expérience
Période adimensionnée $T*$	Stationnaire	8.9	7.9	**6.5**
Amplitude C_L	Stationnaire	0.242	0.276	/

que la modification $Rea(1)$. Par ailleurs, ces deux modifications induisent des oscillations de portance d'amplitudes assez différentes.

De manière similaire, l'ajout de la modification SST au modèle $KW\ BSL$ induit une modification claire des amplitudes et fréquences du tremblement constatées. Il est important de rappeler ici que cette modification de réalisabilité s'accompagne d'un augmentation assez franche du nombre de Prandtl turbulent σ_{k_1}. En passant de $KW\ BSL$ à $KW\ SST$, la période constatée s'approche de l'expérience et l'amplitude des oscillations de choc augmente de 7%. Ce résultat sur l'influence d'une modification de réalisabilité rejoint la constatation faite d'une augmentation sensible de la viscosité turbulente prédite sur le cas de validation stationnaire RAE2822 du chapitre précédent. Ce résultat, propre à ce modèle de turbulence, ne remet néanmoins pas en cause la capacité du code de calcul utilisé à traiter des écoulements instationnaires, mais pose encore une fois, bien entendu, la question de la modélisation de la turbulence pour ces écoulements.

Critère/Modèle	KW BSL	KW SST	Expérience
Période adimensionnée $T*$	7.4	6.99	**6.5**
Amplitude C_L	0.231	0.247	/

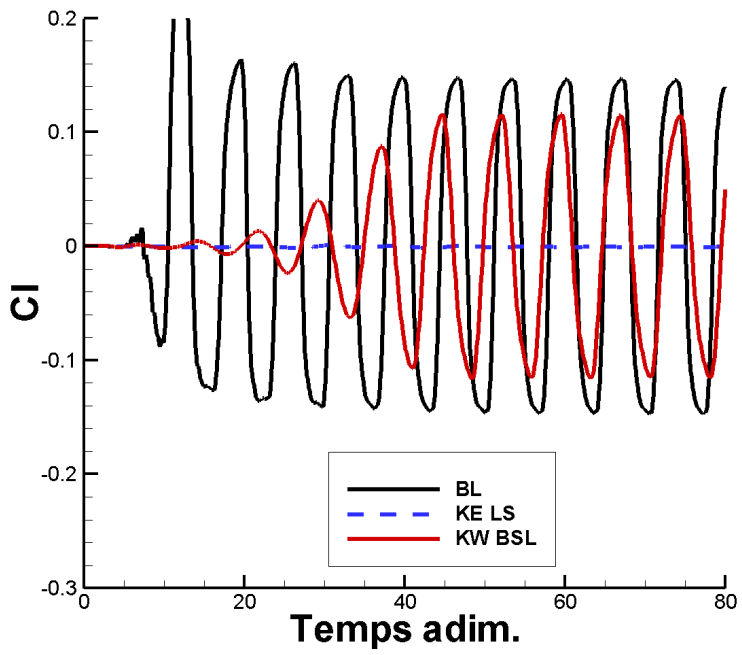


FIG. 3.19 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du modèle de turbulence utilisé sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.*

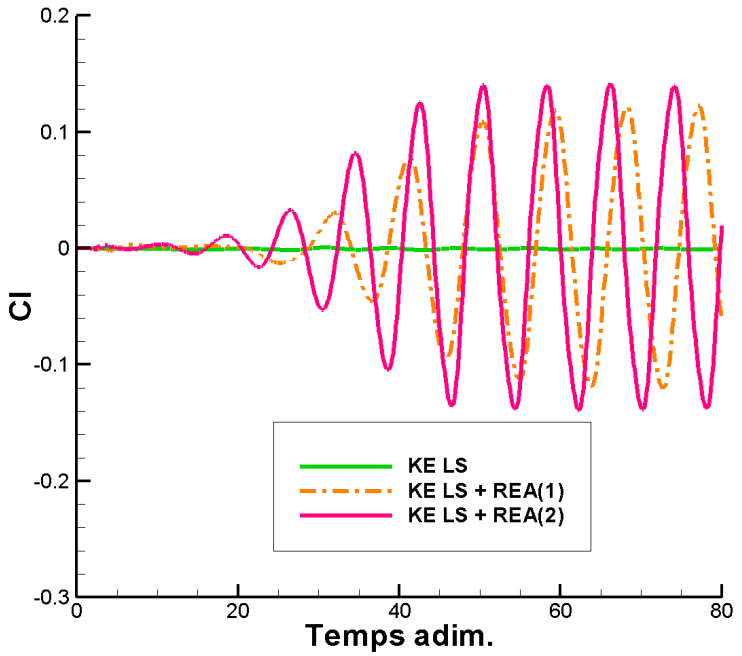


FIG. 3.20 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence de l'ajout de la modifications de réalisabilité au modèle KE LS sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.*

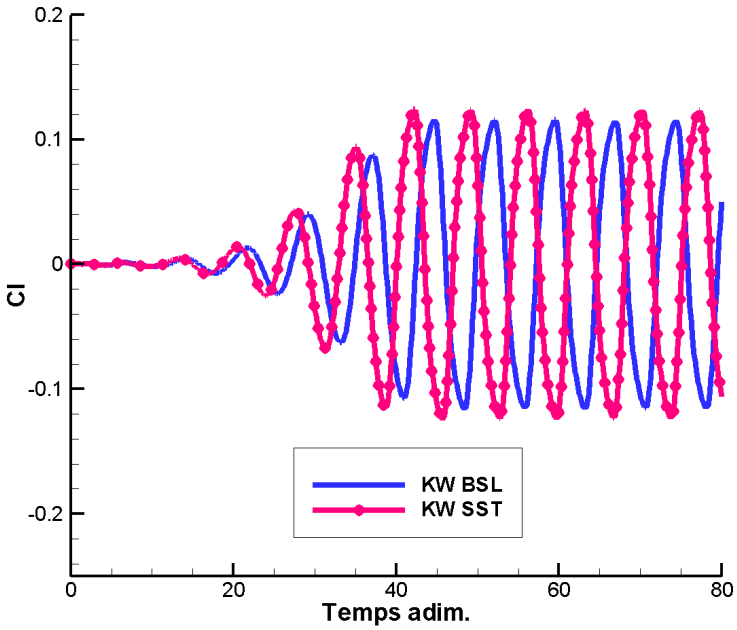


FIG. 3.21 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% : influence du modèle de turbulence utilisé sur l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps adimensionné.*

3.2.5 Influence des limiteurs

Le processus de limitation mis en oeuvre pour les schémas décentrés utilisés dans nos travaux a pour effet de réduire la précision de ces schémas à l'ordre un dans les zones où les limiteurs de pente agissent. Il semble donc pertinent de choisir le limiteur qui n'agira que dans la zone où il est strictement nécessaire à la robustesse de la simulation afin de préserver la précision du schéma partout où cela est possible sans que cette robustesse soit compromise.

Renaud remarque, dans ses travaux [110], que l'utilisation d'un limiteur couplé au schéma de Roe avec un modèle de turbulence de Baldwin-Lomax conduit à la prédiction d'oscillations de portance d'amplitude inférieure aux oscillations calculées dans le cas sans limiteur, quel que soit le profil en régime de tremblement transsonique considéré.

Pour notre part, nous examinons dans ce qui suit l'utilisation du schéma AUSM+ à l'ordre 1 sans extrapolation MUSCL, avec extrapolation MUSCL non limitée, limitée avec le limiteur ATVL ou enfin limitée avec le limiteur adaptatif TRIAD. Le modèle de turbulence retenu est le modèle BL et les calculs sont effectués dans le maillage $A2$. On observe sans surprise que le processus de reconstruction est indispensable, ce qui rejoint les conclusions de Renaud [110] sur le schéma de Roe. De même, et comme pour Renaud [110], l'ajout d'un processus de limitation se traduit pour ce cas par la diminution de la période adimensionnée et de l'amplitude d'oscillation de portance. Pour assurer une bonne robustesse à nos calculs, nous privilégierons de toute façon la mise en oeuvre de schémas limités. L'emploi d'ATVL ou de TRIAD ne semble pas réellement induire de différences nettes sur les critères globaux examinés.

Critère/Discrétisation	AUSM+ ($o(1)$)	MUSCL	ATVL	TRIAD	Expérience
$T*$	Stationnaire	7.	6.85	6.9	**6.5**
Amplitude C_L	Stationnaire	0.292	0.2797	0.2686	/

Ces critères ne semblent donc pas assez spécifiques, c'est pourquoi l'on définit donc un critère local afin de visualiser la localisation spatiale du processus de limitation. On introduit pour cela la quantité $Qlim$ telle que :

$$Qlim = \frac{\Psi_{NL} - \Psi_L}{\Psi_{NL}} \tag{3.1}$$

où Ψ_{NL} et Ψ_L sont respectivement les flux MUSCL non limités et limités par le processus étudié. $Qlim$ vaut donc 1 lorsque le limiteur n'agit pas, et au contraire descend à zéro dans le cas où l'extrapolation MUSCL s'annule et que donc l'ordre du schéma spatial retombe à l'ordre 1.

En ne considérant que le système formé par les équations RANS, on peut traiter 5 variables potentiellement limitées en deux dimensions, ceci suivant les deux directions d'espace. L'ajout d'un certain nombre d'équations de transport (avec un schéma limité) pour le modèle de turbulence induit la possibilité de considérer autant de $Qlim$ par direction qu'il y a d'équations de transport ajoutées. A des fins de simplification et de représentativité, le choix est fait ici de ne considérer que $Qlim$ sur le flux de ρ suivant la direction 1 longitudinale à la paroi de profil, afin de faire au mieux ressortir la limitation liée à la présence de l'onde de choc quasi-droite à l'extrados et à l'intrados du profil. Cette quantité est notée $Qlim_\rho 1$.

La figure 3.22 de visualisation de $Qlim_\rho 1$ sur une demi-période de tremblement pour le limiteur ATVL montre que ce limiteur s'applique bien autour de la discontinuité. On peut remarquer, sur les images prises aux divers instants sur cette même figure 3.22, que ce limiteur agit de manière assez progressive, quasiment jusqu'à la paroi au niveau du pied de choc. On note cependant sur cette même figure, aux instants 4 et 5 que le processus de limitation ATVL s'applique aussi en dehors des zones de gradients les plus fortes.
La figure 3.23 relative à l'utilisation du limiteur adaptatif TRIAD sur une demi-période de tremblement montre un comportement bien différent pour cette autre stratégie de limitation. Celle-ci ne semble pas adaptée au type d'écoulements à traiter sur les maillages choisis, malgré sa relative sophistication. Si la zone d'écoulement avec discontinuité est en effet sans surprise limitée, il est intéressant de remarquer que cette limitation se fait d'une part de manière plus abrupte qu'avec ATVL, d'autre part se fait sur une zone d'écoulement bien plus étendue autour des zones de gradients de masse volumique les plus forts. Surtout, ce limiteur engendre des limitations abruptes - et indésirables - sur des points de maillage pour lesquels les gradients sont faibles, ou en tout cas où le limiteur ATVL ne s'applique pas. Les raisons de ce comportement quasi-pathologique ne sont pas totalement éclaircies au moment de la rédaction de ce mémoire ; le codage de la stratégie de limitation suit fidèlement l'article de Billet et Louedin[15] mais, dans la mesure où ces auteurs ne visualisent pas dans leurs travaux une quantité analogue à $Qlim$, il est difficile de déterminer si ce comportement indésirable provient de la conception-même du limiteur, du cas d'interaction choc / couche limite que nous traitons, ou bien s'il est dû à un manque d'adaptation de ce limiteur à nos travaux (par exemple en tenant compte du caractère curviligne des maillages employés). Au vu de ce résultat, il nous a semblé raisonnable de privilégier l'utilisation du limiteur ATVL, qui en dépit pourtant de sa contruction plus sommaire que le limiteur TRIAD, est apparu d'utilisation plus sûre pour les cas de tremblement transsonique sur profils qui nous occupent.

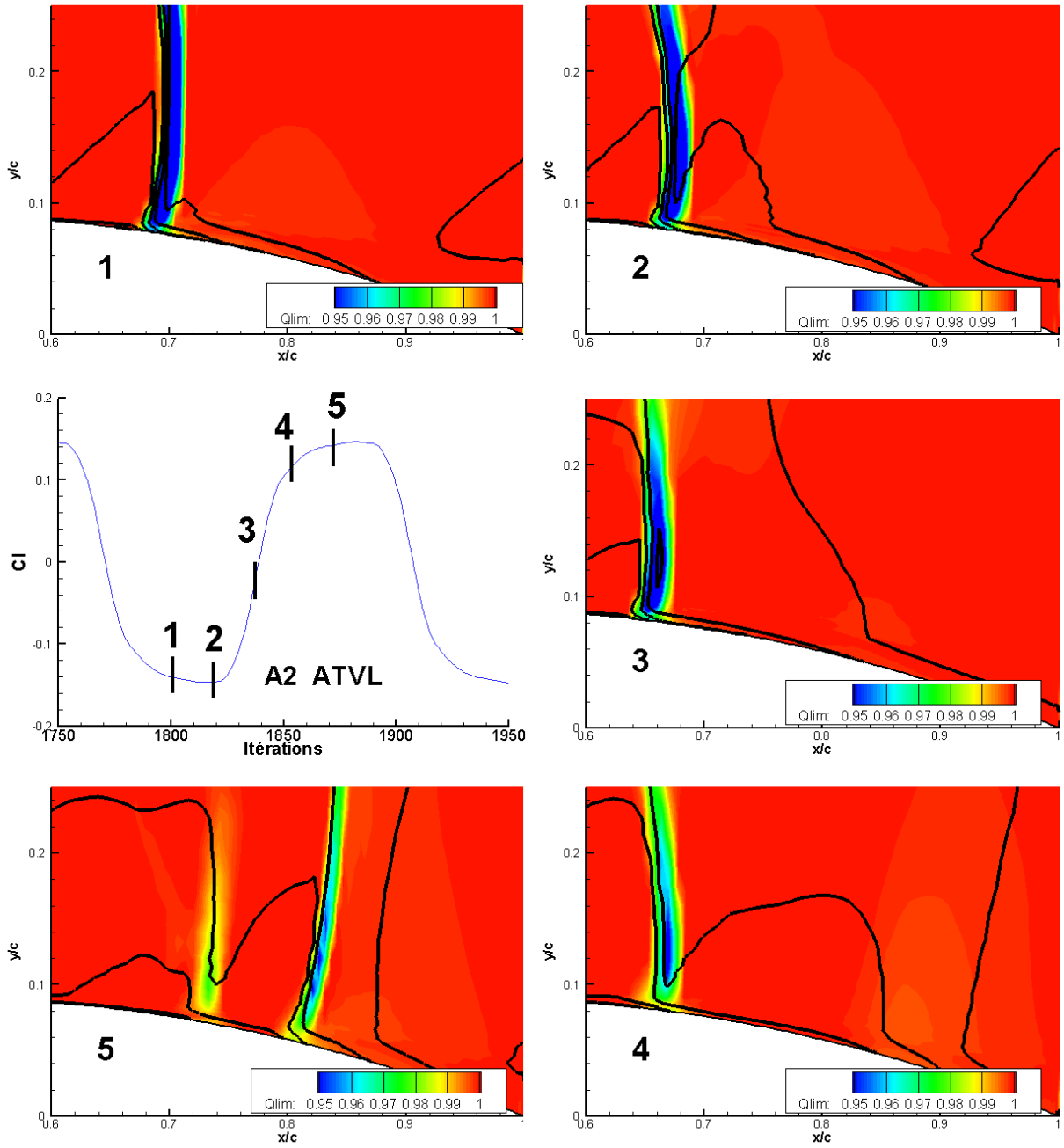


FIG. 3.22 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le limiteur ATVL : vue des champs de* $Qlim_\rho 1$ *sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse volumique à différents instants d'une demi-période de tremblement.*

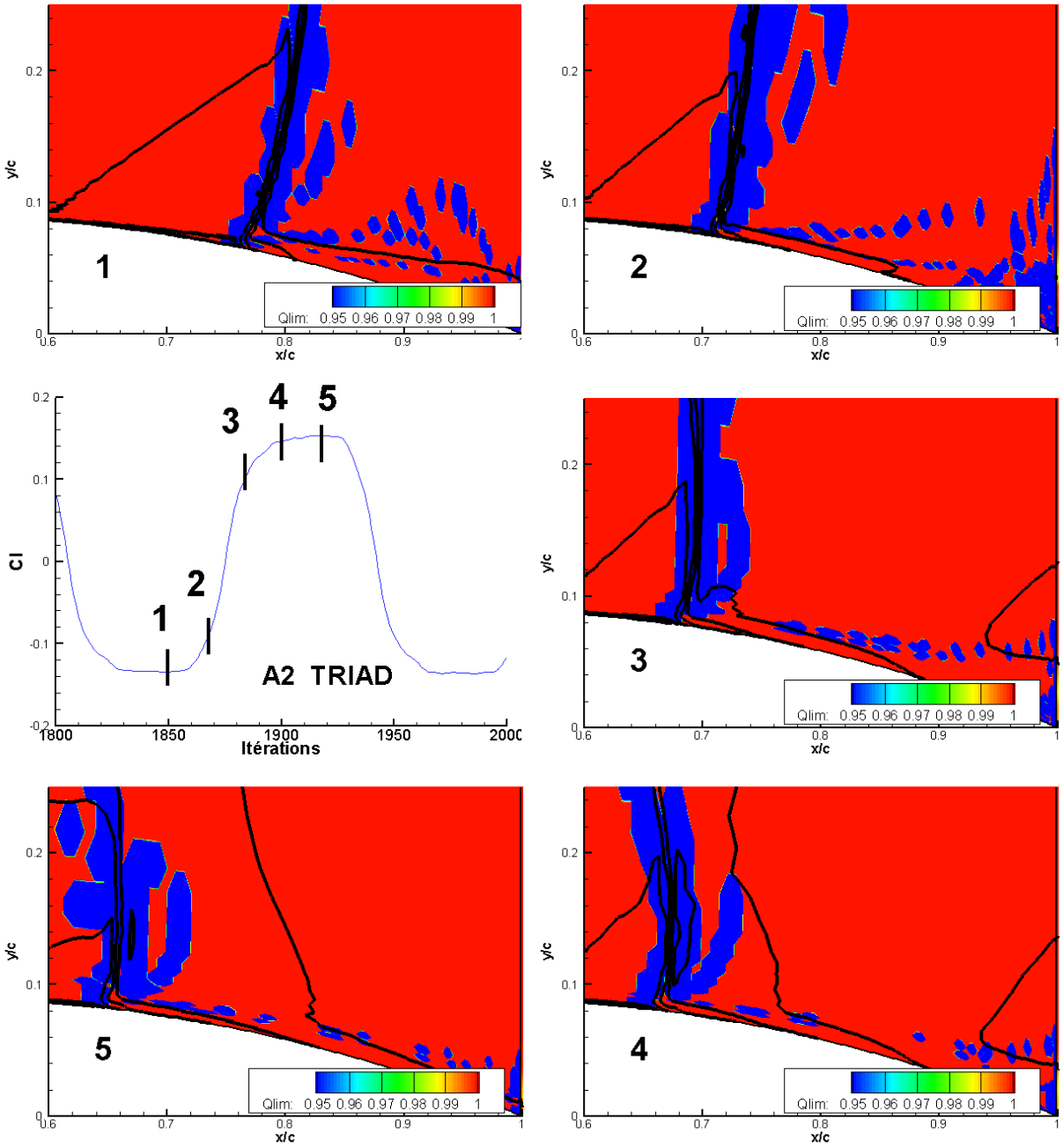


FIG. 3.23 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le limiteur TRIAD : vue des champs de $Qlim_\rho 1$ sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse volumique à différents instants d'une demi-période de tremblement.*

3.2.6 Remarques sur le tremblement calculé avec divers modèles

Concernant la modélisation de la turbulence tout d'abord, la figure 3.24 montre les spécificités (attendues) du modèle algébrique par rapport aux deux autres modèles à équations de transport utilisés : absence d'effets de "mémoire" et extrapolation de la répartition de μ_t de la partie "profil" vers le domaine "sillage". Le modèle algébrique, de par sa construction (notamment par un calcul de la viscosité turbulente suivant les lignes de maillages normales à la paroi) présente une prédiction de μ_t d'aspect crénelé dans le haut de la couche-limite. Comme nous l'avions déjà noté dans la partie de présentation du modèle BL (2.2.1), on distingue clairement sur la figure 3.24 l'extrapolation de μ_t vers le sillage. Comme mentionné dans la partie 2.2.1, nous avons vérifié que ce choix n'a pas d'influence sur la dynamique du tremblement.
En comparant les parties droites des figures 3.24, 3.25 et 3.26, il est clair que le modèle algébrique BL a un comportement différent des modèles $KE\ Rea(1)$ et $KW\ SST$. Les niveaux de viscosité turbulente prédits sont bien moindres avec le modèle algébrique qu'avec les deux autres modèles présentés. Il n'est bien entendu pas possible de déterminer sur un cas aussi complexe quel modèle est le plus correct.

En ayant à l'esprit la figure 3.17, il est clair qu'un maillage grossier induit des oscillations de choc de plus grande amplitude. En pratique, avec le modèle BL, on note sur la partie gauche de la figure 3.24 que le tremblement sur la lentille apparait en effet d'amplitude faible, avec des zones d'écoulement décollé très réduites si on les compare aux zones décollées des résultats de Renaud [110] sur des maillages plus grossiers. Par ailleurs, on remarque sur la même figure que la forme de tremblement calculée ne s'accompagne pas d'une échappée tourbillonnaire au bord de fuite. La zone décollée bat de part et d'autre du bord de fuite, avec des phases alternées de croissance/décroissance, sans arriver jusqu'à une taille critique qui permette un lâcher de structures tourbillonnaires dans le sillage du profil considéré. Comme on le remarque sur les parties gauches des figures 3.25 et 3.26, ce point est vrai pour les autres modèles employés. On peut donc présumer à ce niveau du mémoire que l'application des méthodes hybrides de modélisation de la turbulence sera ardue : les zones décollées que l'on souhaite favoriser avec ces méthodes seront relativement peu étendues d'une part, et la proximité du décollement avec la paroi du profil lui laisserait peu d'espace pour se développer dans la zone "hybride".

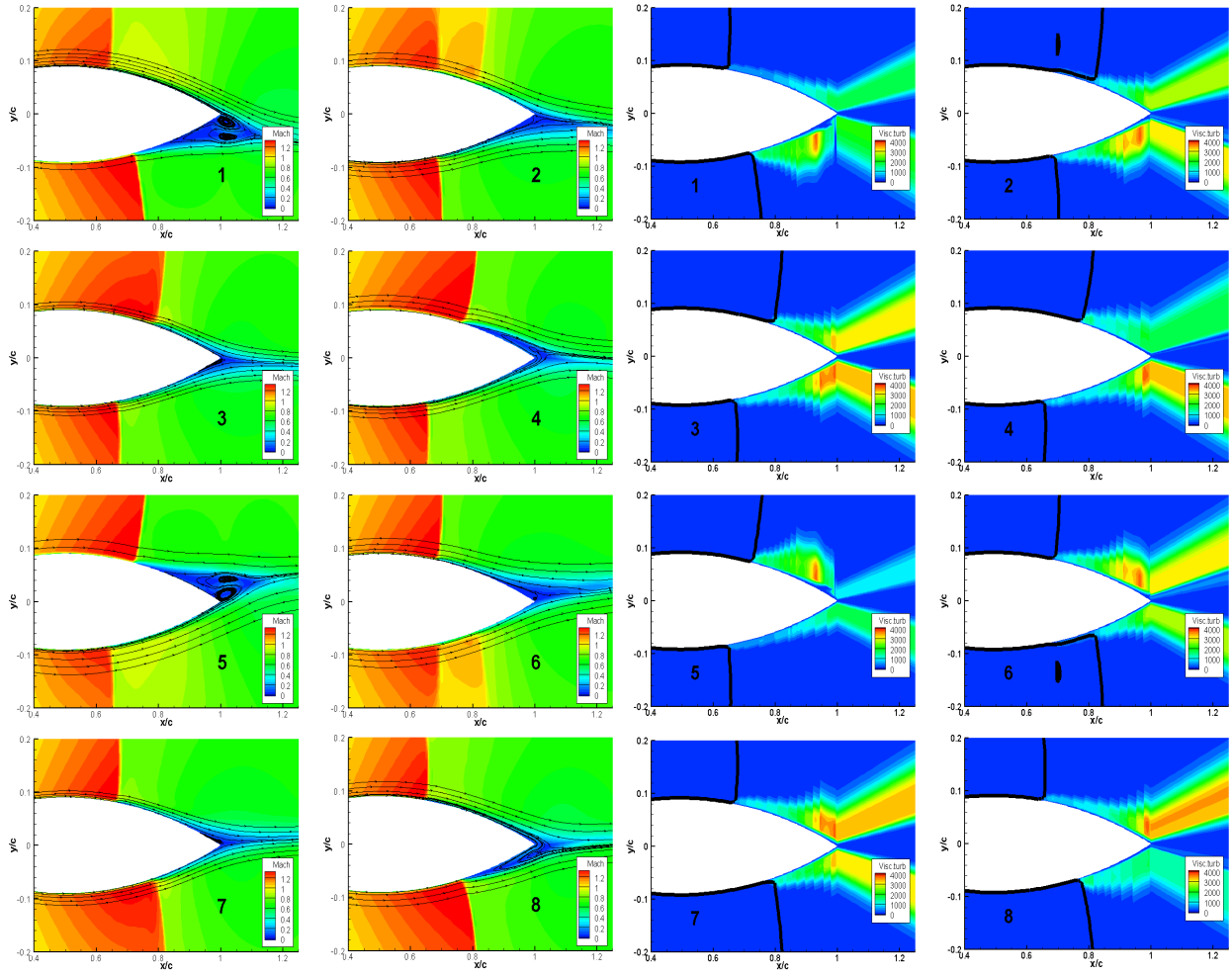


FIG. 3.24 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le modèle BL : vue des champs de μ_t sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse-volumique à différents instants d'une période de tremblement.*

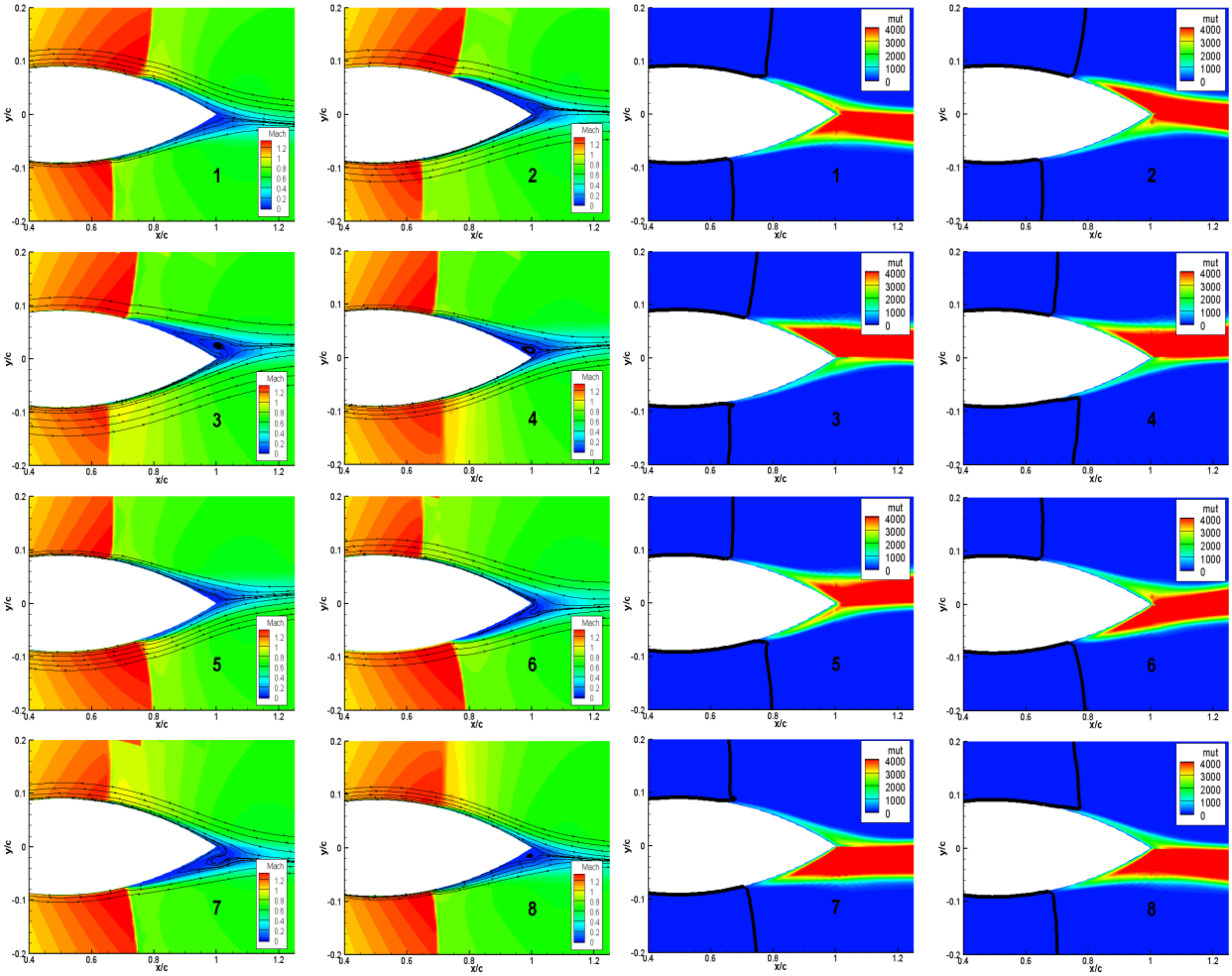


FIG. 3.25 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le modèle KE LS Rea(1) : vue des champs de μ_t sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse-volumique à différents instants d'une période de tremblement.*

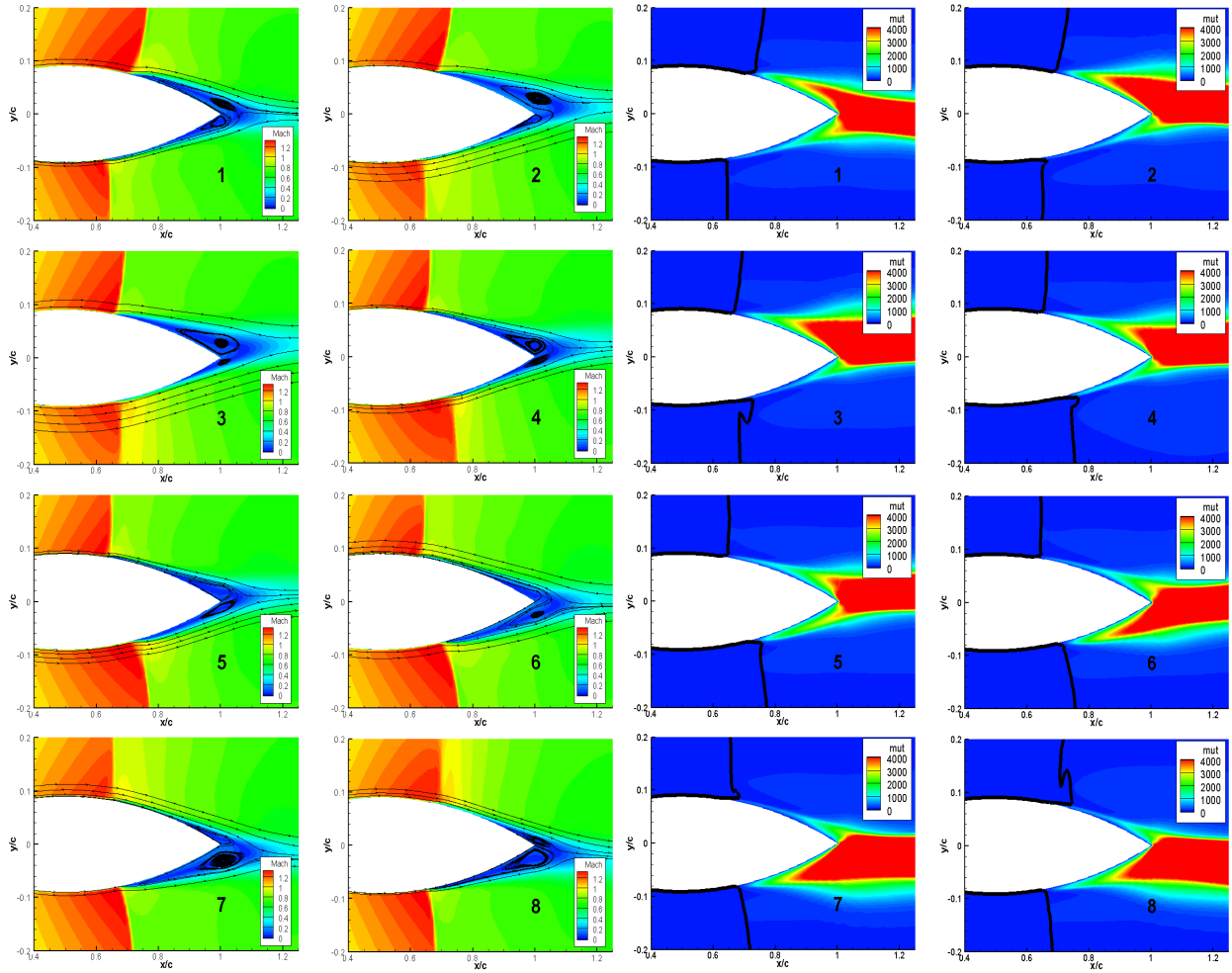


FIG. 3.26 – *Tremblement sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18% avec le modèle KW SST : vue des champs de μ_t sur lesquels sont superposées les lignes d'iso-valeurs de masse-volumique à différents instants d'une période de tremblement.*

3.2.7 Conclusions sur le cas de la lentille biconvexe d'épaisseur 18%

Le premier objectif de cette section était de nous assurer que les différents ingrédients numériques choisis et/ou implantés permettaient une représentation -au moins qualitative- d'oscillations de choc auto-entretenues sur profil. De ce point de vue, le code de calcul utilisé semble tout à fait apte à de telles simulations.

Par ailleurs, comme pour la partie précédente, on note que la simulation du tremblement transsonique reste sensible aux paramètres de calcul choisis. La distance au loin tout d'abord joue clairement sur la fréquence constatée lors des calculs. En général, dans le chapitre suivant, on privilégiera l'utilisation de maillages s'étendant au loin jusqu'à 30 cordes du profil. Sans surprise, le maillage joue aussi un rôle important dans la qualité des résultats. Sans vouloir donner de "remède souverain" contre le choix d'un "mauvais maillage" pour le reste de ce mémoire, on se contentera ici de retenir que l'utilisation de maillages grossiers se traduit par une amplitude de battement de l'onde de choc majorée, même pour des modèles RANS qui n'incluent pas la taille de maille locale comme critère de modélisation de la turbulence locale. De manière similaire, le choix de la discrétisation spatiale reste un élément important. En particulier, on remarque que le limiteur adaptatif $TRIAD$ ne semble pas encore adapté pour le contexte de nos simulations.

Enfin, la modélisation de la turbulence est apparue comme le critère crucial pour des simulations de tremblement transsonique sur profil. En accord avec les travaux de Renaud [110], le modèle BL est apparu comme un modèle qui malgré sa construction sommaire, est capable, au moins qualitativement, de prédire un écoulement transsonique instationnaire fort. Le modèle $KE\ LS$ ne permet pas de reproduire d'oscillations auto-entretenues de l'écoulement, on l'écartera donc pour la suite de nos travaux. On note avec intérêt que l'ajout de modification de réalisabilité permet au contraire d'obtenir des oscillations de choc. Le choix d'une modification de réalisabilité ou d'une autre ($Rea(1)$ ou $Rea(2)$) a une influence importante sur le résultat. En particulier, la prise en compte des rotations dans la modification $Rea(2)$ semble un avantage par rapport à $Rea(1)$ (qui n'inclut que des effets dûs aux déformations par le choix des coefficients $A_o = 0$ et $A_r = 0$, que l'on présente dans la partie 2.3). On retiendra donc de préférence la modification $Rea(2)$ dans la suite de ce mémoire. De même, malgré notre impression d'un apport minime pour les cas traités, nous retenons l'ajout de la modification SST afin de nous approcher de travaux d'autres auteurs (en particulier ceux de Strelets [129]).

Nous pouvons après ces travaux de validation nous tourner vers la simulation du tremblement transsonique sur profils supercritiques, qui fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Tremblement transsonique sur profils supercritiques

4.1 Introduction

La simulation du tremblement transsonique sur la lentille précédemment présentée n'est pas une fin en soi. En particulier, les besoins pratiques et industriels sont plutôt relatifs au tremblement sur profils supercritiques. On rappelle ici que les phénomènes de tremblement sur la lentille biconvexe et sur profils supercritiques ne sont pas *stricto sensu* du même type si l'on se réfère à la classification de Tijdeman [137] ou Pearcey [103]. D'un point de vue numérique, notre expérience pratique montre que le tremblement sur lentille est plus facile à obtenir : les gradients de pression sont plus marqués, ce qui entraîne plus facilement l'obtention de décollements assez francs.

Dans ce mémoire, le choix a été retenu de traiter deux profils supercritiques, le RA16SC1 et l'OAT15A-CA bien étudiés expérimentalement (cf. l'étude bibliographique présentée au premier chapitre de ce mémoire). Le but de ce chapitre, au coeur de nos travaux de thèse, est d'étudier l'impact des choix de modélisation de la turbulence, en particulier de la modélisation dite hybride, sur la prédiction du régime de tremblement. Pour cela, les approches PANS et DES précédemment décrites sont mises en oeuvre.

Devant le temps préparatoire (de recherche bibliographique, d'implantation des méthodes, de validation, d'essais) nécessaire à ces travaux, et dans la limite des moyens de calculs disponibles, les domaines de calcul présentés ici sont bidimensionnels. Les travaux de Bouhadji et Braza [17, 18] ou de Crouch *et al.*[32] semblent montrer que le tremblement transsonique, à basses fréquences comparées aux fréquences de la turbulence, peut être vu comme un phénomène caractérisé par des mécanismes essentiellement bidimensionnels. Les calculs sur des domaines en trois dimensions sont à prendre en compte dans l'analyse de zones d'écoulement décollées, en particulier avec l'objectif à long terme du calcul du tremblement sur des géométries pleinement tridimensionnelles comme par exemple une aile en flèche. Le lecteur pourra par exemple consulter les travaux en DES (basée sur le modèle de Spalart-Allmaras) de Thiery [133] qui montrent, lors du calcul du tremblement transsonique autour du profil OAT15A-CA, la persistance du caractère 2D des enroulements tourbillonnaires présents à l'extrados du profil au moins jusqu'au passage du bord de fuite par ces tourbillons. Ce point est néanmoins à pondérer lorsque l'on examine les calculs de Deck [35]. Ces derniers travaux, sur la base d'un modèle DES et d'un maillage proches de [133], mais avec un schéma spatial semble-t-il

moins dissipatif (schéma de Jameson pour Thiery, schéma AUSM+-p pour Deck), montrent que le caractère tridimensionnel des décollements d'extrados apparaît avant ceux des calculs de Thiery, légèrement avant le passage du bord de fuite.
Nous considérons donc que les calculs présentés ici ont un intérêt méthodologique clair, en permettant l'exploration pour un coût de calcul modique de plusieurs paramètres de modélisation et/ou de maillages, sans que le caractère bidimensionnel des domaines de calcul n'inhibe l'apparition et le développement du tremblement transsonique. Le passage à des simulations en trois dimensions d'espace est néanmoins, bien sûr, une perspective de travail obligatoire pour asseoir les possibilités d'analyse physique des décollements obtenus. Nous reviendrons sur ce point dans les perspectives données à nos travaux dans la conclusion de ce mémoire.

4.2 Profil RA16SC1

4.2.1 Paramètres de calcul

4.2.1.1 Conditions d'expériences et de simulation

Les conditions d'essai des expériences de Benoît [14] sont rappelées dans le tableau suivant :

M_∞	Re_c	Incidence (°)	Transition (% de corde c)
0.73	4.2×10^6	$0 < \alpha < 4.5$	0.075

Lors de ces expériences en soufflerie, des oscillations auto-entretenues fortes apparaissent dans l'écoulement à partir d'une incidence $\alpha = 2.5°$. Benoît [14] note qu'une estimation des effets de paroi conduit à réduire le nombre de Mach de 0.73 à 0.723 et l'incidence d'un degré par rapport aux expériences. Les corrections sont calculées sur la base de mesures de pression sur les parois de la veine en entrée de tremblement. Par ailleurs, ces valeurs ne prennent pas en compte les effets des parois latérales, qui sont considérées comme étant suffisamment loin pour ne plus avoir une influence significative sur la dynamique de l'écoulement.

Le choix a donc été fait ici de réaliser les simulations avec les conditions suivantes :

M_∞	Re_c	Incidence (°)	Transition (% de corde c)
0.723	4.2×10^6	$0 < \alpha < 5.$	0.075

Comme le signale Benoît [14], l'entrée en tremblement a été réalisée, lors des essais auxquels on se réfère, par l'augmentation de l'incidence. Il serait donc logique afin de s'approcher des conditions expérimentales d'entrée en tremblement de privilégier la reprise de calculs à une incidence plus faible que l'incidence d'entrée en tremblement. En pratique, nos essais nous ont montré qu'avec les paramètres de calcul mis en oeuvre ici, l'entrée en tremblement était obtenue de la même manière, que ce soit en faisant des reprises de calculs à des incidences croissantes, ou en imposant un état initial uniforme. Le phénomène de tremblement semble donc assez robuste, lorsqu'il existe dans les simulations, pour que les conditions initiales n'aient que peu d'importance. Dans les calculs présentés dans ce mémoire, l'état initial est donc indifféremment issu d'une simulation à une incidence plus faible ou de la simple imposition des conditions aux limites d'entrée sur tout le domaine de calcul. On note que la reprise d'un calcul à incidence plus faible se traduit par un transitoire plus long jusqu'à l'établissement d'une solution établie contrairement à ce que l'intuition pourrait laisser supposer.

4.2.1.2 Domaines de calcul

Conformément aux conclusions tirées au chapitre précédent, nous avons retenu un maillage en C-H dont les frontières au loin sont distantes de 30 c de la paroi du profil de corde c. Sur la base de calculs stationnaires au même nombre de Reynolds, la taille de première maille est fixée à 4.5×10^{-6} c qui dans la pratique revient à assurer un critère $y^+ < 1$ tout autour du profil.

Les calculs présentés dans ce mémoire font intervenir une expression de taille de maille locale dans les stratégies de modélisation de la turbulence. Par ailleurs, la dernière partie de ce mémoire concerne des résultats d'optimisation de formes qui s'appuient sur de multiples calculs de profils en situation de tremblement dont nous aurons intérêt à optimiser au maximum le coût. Pour ces deux raisons, il est capital de s'intéresser à l'influence du choix du raffinement de maillage dans la qualité des résultats obtenus. Les maillages associés aux résultats présentés ici sont construits en répartissant les mailles sur cinq zones, dont la numérotation est donnée figure 4.1 .

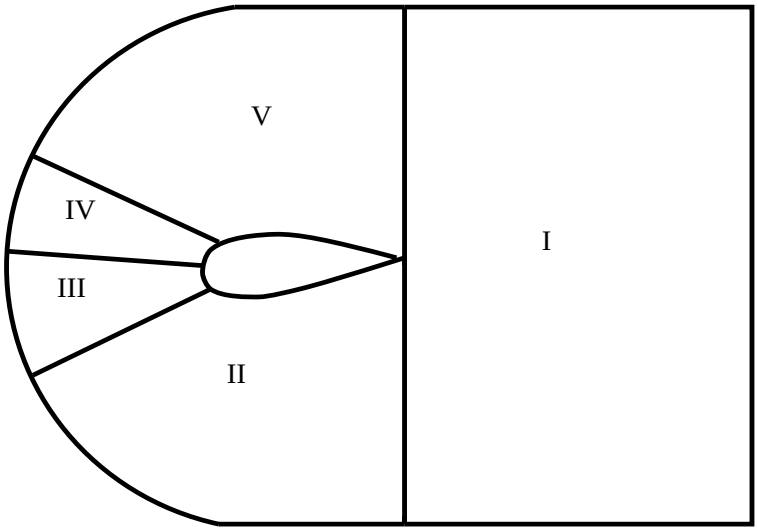


FIG. 4.1 – *RA16SC1 : principe de maillage d'un profil sans bord de fuite épais.*

Le tableau suivant récapitule la répartition des points zone par zone. On notera que les variations de raffinement de maillage sont réalisées suivant la direction longitudinale à l'écoulement. En effet, l'expression de la taille de maille que l'on utilise pour les approches hybrides ($\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$) revient en pratique à utiliser $\Delta = \Delta x$ à proximité des parois, au vu des maillages classiquement utilisés pour le calcul de l'aérodynamique de profils. Si Δy peut en effet être localement plus grand que Δx, ceci se produit assez loin du profil pour que l'étude de la variation de Δy soit bien moins pertinente que l'étude de l'influence des variations de Δx.

Nom/Zone	I	II	III	IV	V	Total de points
A	60×159	58×80	12×80	12×80	68×80	21540
B	60×159	76×80	12×80	12×80	168×80	30980
C	80×159	76×80	12×80	12×80	203×80	36960

Faute de temps, et dans la perspective d'étendre ces maillages en trois dimensions, nous n'avons pas souhaité étudier d'autres maillages. La figure 4.2 présente un aperçu des maillages A, B et C ainsi construits.

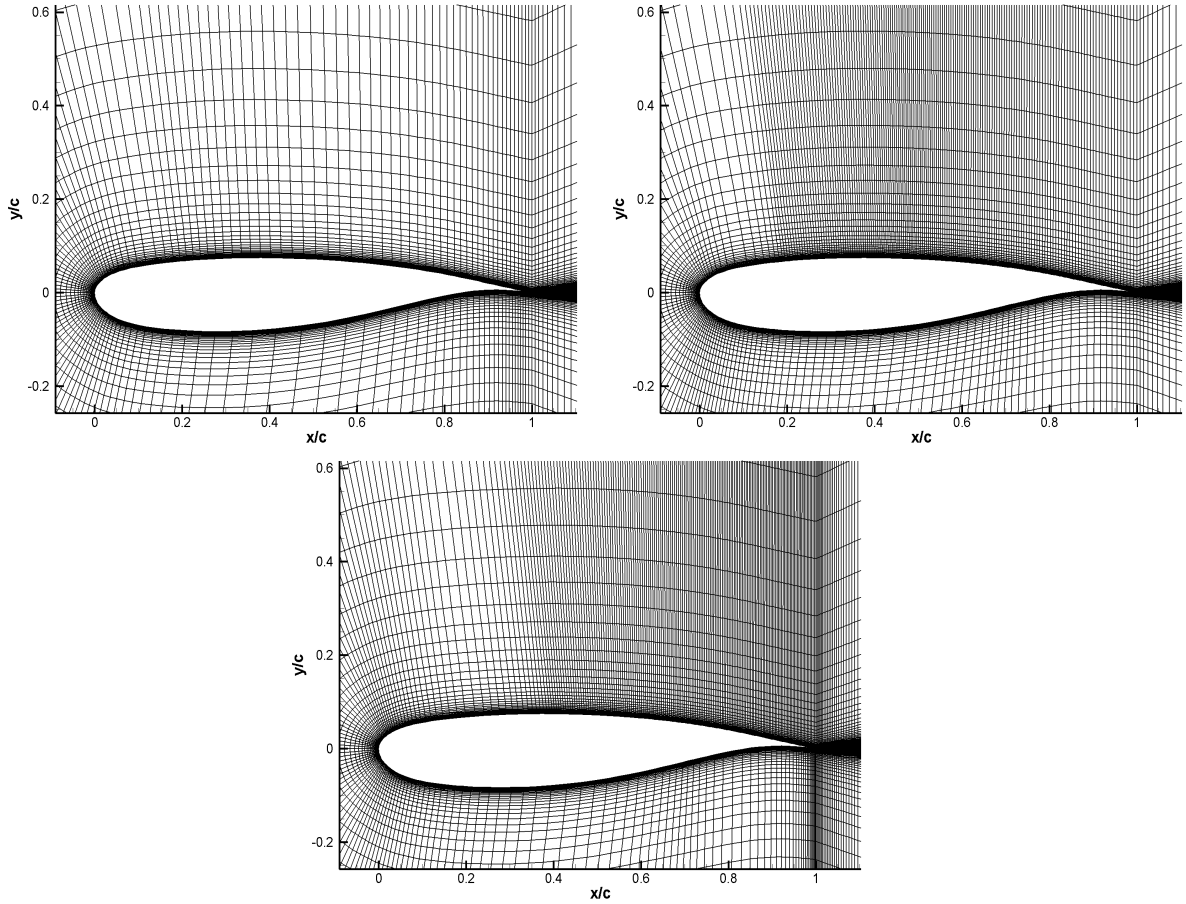


FIG. 4.2 – *RA16SC1 : maillages A (gauche), B (droite) et C (bas).*

4.2.1.3 Aspects numériques et modélisation de la turbulence

Le schéma spatial employé est le schéma AUSMPW+ présenté précédemment au chapitre 2 du mémoire. Une extrapolation MUSCL, limitée par le limiteur ATVL est employée pour les champs RANS et pour les champs relatifs aux équations de transport du modèle de turbulence. Ces choix découlent directement des constatations faites lors du chapitre précédent. En particulier, devant le comportement pathologique du limiteur TRIAD, le limiteur ATVL a semblé le choix naturel afin d'éviter l'introduction d'une erreur numérique associée au processus de limitation.

L'avancement en temps est réalisé avec une méthode de pas de temps dual. Une phase implicite "sans-matrice" est employée pour converger vers les états pseudo-stationnaires. Un pas de temps adimensionné de $\Delta t = 0.1$ a été choisi, en nous basant sur les travaux de Renaud [110] et d'autres travaux effectués en utilisant le modèle BL [2]. Un nombre de CFL de 10 a été utilisé. Les calculs ont nécessité 100 sous-itérations en temps dual afin de perdre en moyenne deux ordres sur le résidu en norme L_2 dans le processus de convergence vers un état pseudo-stationnaire.

Nous disposons *a priori* de 6 modèles de turbulence tous présentés dans le second chapitre de ce mémoire : BL pour Baldwin-Lomax [9], $KE\ LS$ pour le modèle $k-\varepsilon$ de Launder-Sharma [77], $KE\ Rea(1)$ et $KE\ Rea(2)$ pour respectivement la version de ce modèle de base avec correction de réalisabilité de Durbin [40] ou de Kourta [72], $KW\ BSL$ pour le modèle $k-\omega$ de base et $KW\ SST$ pour sa version faiblement non-linéaire, modèles proposés par Menter [93, 94]. De plus, les 3 modèles à 2 équations de transport sur k et ϵ peuvent être formulés dans le cadre de l'approche PANS décrite au paragraphe 2.4.3.3. Enfin, on a également choisi de formuler le modèle $KW\ SST$ dans le cadre d'une approche DES suivant la démarche détaillée au paragraphe 2.4. Dans le cadre de nos travaux de thèse nous avons mené de très nombreuses expériences numériques avec ces 10 choix de modélisation disponibles dans l'outil numérique que nous avons mis en oeuvre. Il ne nous a pas semblé judicieux bien sûr de présenter dans ce mémoire une analyse de l'intégralité de ces simulations : nous avons plutôt fait le choix de présenter des résultats qui, après analyse, nous semblent significatifs car bien représentatifs des tendances que nous avons pu observer. Ainsi, dans la mesure où il est assez rapidement apparu dans nos travaux que les modèles RANS à deux équations prédisaient des écoulements stationnaires quel que soit le régime d'écoulement considéré, il nous a semblé pertinent de présenter pour les deux cas étudiés dans ce chapitre une comparaison entre le modèle à 2 équations dans sa formulation classique (RANS) et ce même modèle dans sa formulation hybride (PANS ou DES). Nous avons ainsi retenu pour le cas du profil RA16SC1 une comparaison entre modèle $KE\ Rea(2)$ et $KE\ Rea(2)\ PANS$. Comme nous le verrons par la suite, dans le cas de l'étude du profil OAT15A-CA en régime tremblant, notre comparaison portera sur le modèle $KW\ SST$ et $KW\ SST\ DES$.

4.2.2 Comparaison préliminaire

Afin de ne pas multiplier des comparaisons inutiles, nous présentons sur la figure 4.3 un premier résultat essentiel dans l'analyse de la capacité prédictive du phénomène de tremblement par les approches numériques que nous évaluons ici : l'évolution du coefficient de portance pour le profil RA16SC1 dans les conditions précédemment décrites, avec l'incidence $\alpha = 5°$ fixée, est tracée pour deux calculs instationnaires en pas de temps fictif qui ont été menés sur le maillage B, respectivement avec le modèle RANS $KE\ Rea(2)$ puis ce même modèle dans le cadre PANS.

Comme le montre cette figure 4.3, le calcul RANS de base se traduit par un écoulement quasi-stationnaire. Dans le même temps, le même modèle formulé dans le cadre PANS prédit un écoulement avec des oscillations de choc auto-entretenues. L'approche PANS apparaît donc sur ce cas comme une stratégie permettant d'obtenir des oscillations de choc typiques du tremblement. Nous reviendrons dans les sections qui suivent sur l'analyse du régime de tremblement prédit par ce calcul PANS.

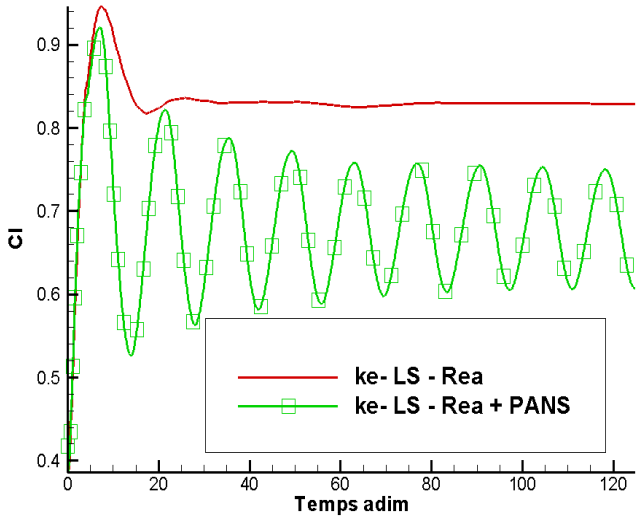


FIG. 4.3 – *RA16SC1 : évolution du coefficient de portance pour une incidence de* 5° *pour les modèles* $KE\ Rea(2)$ *et* $KE\ Rea(2)\ PANS$*, maillage* B*.*

Examinons la différence entre calculs RANS et PANS en nous intéressant plus particulièrement aux champs de viscosité turbulente prédits par chaque modèle. La figure 4.4 représente les champs de μ_t en fin du calcul précédent pour le modèle $KE\ Rea(2)$ à gauche, et le champ moyen de cette même quantité pour le même modèle avec l'approche PANS. Dans la mesure où l'écoulement prédit avec l'approche PANS est instationnaire, il a en effet été choisi de moyenner en temps le champs de μ_t sur 5 périodes d'oscillations de choc pour faciliter la comparaison.

Cette figure 4.4 illustre clairement que l'utilisation de PANS se traduit par une chute des niveaux de μ_t prédits. Cette diminution est visible non seulement dans le sillage du profil, mais aussi et surtout - nous y reviendrons par la suite lors de l'analyse du comportement de la fonction f_k associée à l'approche PANS - à l'extrados du profil, dans la zone d'écoulement subsonique en aval de l'onde de choc. Nous rejoignons ici les observations faites par Furlano [46] qui avait choisi de limiter "artificiellement" les niveaux maximaux de viscosité turbulente générés par les modèles à 2 équations de transport étudiés dans ses travaux pour parvenir à prédire - au moins qualitativement - le tremblement sur profil. La différence fondamentale et l'intérêt bien sûr de l'approche PANS que nous avons mise en oeuvre est que la réduction des niveaux de viscosité turbulente n'est pas réalisée de façon totalement arbitraire en jouant sur les distributions calculées de μ_t mais en modifiant de façon judicieuse l'équation de transport du taux de dissipation de la turbulence. Afin d'analyser plus en détail le comportement de la fonction d'hybridation qui pilote dans une large mesure les performances du modèle $KE\ Rea(2)\ PANS$, nous proposons d'examiner tout d'abord au paragraphe qui suit la dynamique du phénomène de tremblement obtenue avec l'approche PANS.

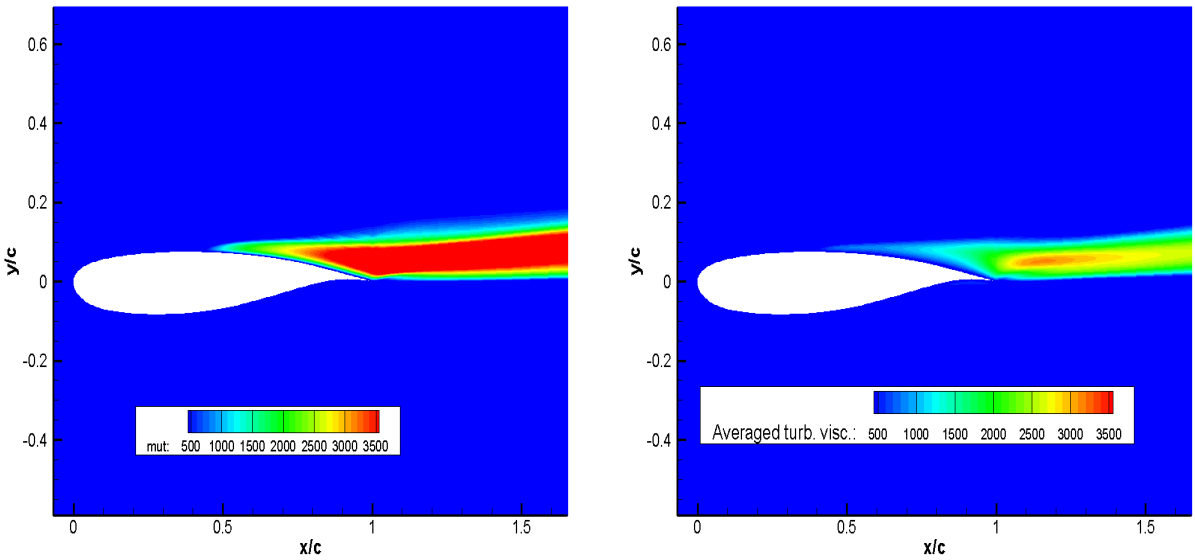


FIG. 4.4 – *RA16SC1 sur le maillage B : Champ de viscosité turbulente en fin de calcul stationnaire $KE\ Rea(2)$ (gauche) et champ de viscosité turbulente moyennée sur 5 périodes de tremblement pour le modèle $KE\ Rea(2) + PANS$ (droite).*

4.2.3 Dynamique du phénomène

On analyse maintenant le calcul sur le maillage B obtenu avec le modèle $KE\ Rea(2)\ PANS$ en employant les paramètres numériques précisés ci-dessus. L'incidence est fixée à 5°. La période adimensionnée $T*$ issue de la simulation PANS est égale à 13.8 ; cette période adimensionnée par la corde et la vitesse à l'infini amont correspond à une fréquence de $f_{num} = 94.5Hz$, proche de la fréquence expérimentale $f_{exp} = 100Hz$. Dans la mesure où seule l'évolution du coefficient de portance est tracée sur la figure 4.3, on visualise simultanément, par un diagramme de phase, l'évolution des coefficients de portance et de traînée au cours de 5 cycles de tremblement sur la figure 4.6. Ce diagramme nous permet de constater que le tremblement que l'on analyse est établi.

Afin de mieux décrire la dynamique du phénomène de tremblement prédite par le calcul PANS, on définit six instants de la période de tremblement, désignés par les lettres allant de a à f et placés sur la courbe d'évolution du coefficient de portance de la figure 4.5. La figure 4.7 visualise les coefficients de frottement à l'extrados du profil pour ces divers instants. On observe en premier lieu que le coefficient de frottement ne varie pas sur les 30 premiers pourcents de corde du profil, zone dans laquelle l'écoulement ne fluctue pas. On visualise également sur ces tracés le déplacement du choc qui s'effectue environ entre $0.33\,c$ et $0.43\,c$. Ce déplacement du choc s'accompagne de fluctuations importantes de la distribution du coefficient de frottement à l'aval du choc. On observe que le tremblement se présente, pour la configuration étudiée, comme la réunion périodique des décollements de pied de choc et de bord de fuite toujours présents. Les instants a à c sur la figure 4.7 montrent que lors de la phase de déplacement du choc vers l'aval, les deux décollements sont initialement séparés (instant a). Le décollement de pied de choc croît (instant b) avec un décollement de bord de fuite qui semble rester de la même taille. Les deux décollements fusionnent alors (instant c) et le choc remonte vers

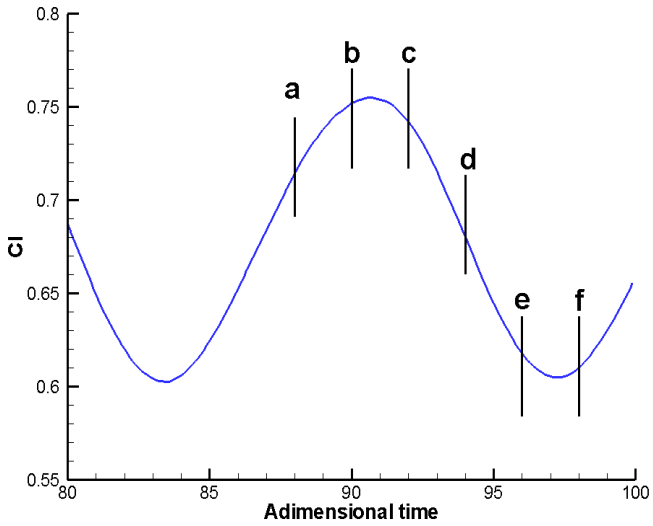


FIG. 4.5 – *RA16SC1 : définition des instants d'analyse par rapport aux fluctuations de portance pour une incidence $\alpha = 5°$, modèle KE Rea(2) PANS, maillage B.*

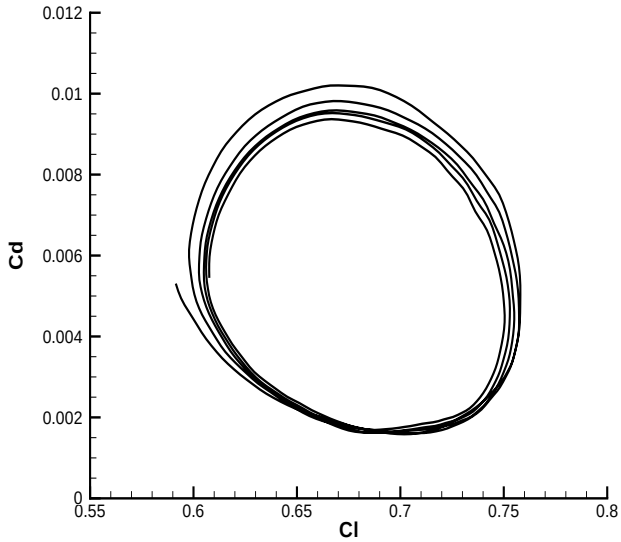


FIG. 4.6 – *RA16SC1 : diagramme de phase portance pour une incidence de $\alpha = 5°$, modèle KE Rea(2) PANS, maillage B .*

l'amont (instants d,e et f). Le système est finalement bouclé par la scission du décollement présent du pied de choc au bord de fuite en deux décollements distincts (retour à l'instant a). Il apparaît clairement, à l'analyse de cette dynamique, que la prédiction correcte du tremblement transsonique nécessite l'utilisation de modèles de turbulence d'une part correctement sensibles aux gradients de pression et d'autre part aptes à prédire une longueur de décollement correcte. L'analyse des coefficients de frottement permet également de mettre en évidence la zone de "transition" vers la turbulence dans les simulations numériques. Expérimentalement, la transition vers la turbulence est déclenchée par des bandes adhésives de carborundum placées de part et d'autre du profil à 7.5% de corde [14]. Numériquement, en l'absence de modèle de transition incorporé au modèle de turbulence capable de simuler ce type de transition violente, l'imposition d'une transition se résume à imposer une viscosité turbulente nulle (ou variant avec le taux de turbulence de la soufflerie) pour toutes les abscisses antérieures à l'abscisse de transition expérimentale, puis à laisser le modèle de turbulence retrouver son comportement naturel. Cette approche n'est bien évidemment pas optimale, dans la mesure elle peut introduire un retard entre l'abscisse de déclenchement vers la turbulence imposée expérimentalement et celle où le modèle de turbulence avec son "inertie" prédira des taux de viscosité turbulente significatifs. On peut d'ailleurs noter que dans les simulations présentées, la "remontée" du coefficient de frottement vers un niveau correspondant à celui d'une couche limite turbulente se produit au-delà de 10% de la corde du profil, bien que la transition soit imposée à partir de $7,5\%$ de corde comme dans l'expérience.

Il nous semble intéressant de chercher à expliquer ici ce décalage qui n'est sûrement pas sans conséquence, par exemple sur le positionnement précis de la zone d'oscillation de l'onde de choc. La possibilité, lors de la mise en oeuvre de modèles de turbulence classiques, du développement de zones pseudo-laminaires étendues avant que le modèle en lui-même ne "transitionne" a été notamment étudiée par Rumsey, pour les modèles de Spalart-Allmaras et $KW\ SST$ [115] ou le modèle $k-\varepsilon$ avec fonction d'amortissement de type "Bas-Reynolds" [116]. Cet auteur constate que l'étendue des zones laminaires est inversement proportionnelle au raffinement du maillage et peut dépendre des conditions aux limites au loin. Rumsey explique ce comportement par une analyse des équations régissant les modèles étudiés. Il considère ces systèmes d'équations comme des systèmes dynamiques et étudie quelles situations sont stables. Par exemple, pour le modèle $k-\varepsilon$, la solution ($k=0;\ \varepsilon=0$) apparaît sous certaines conditions comme une solution stable du système d'équations régissant ces deux quantités. Sur la base de cette étude, Rumsey avance tout d'abord que tout modèle $k-\varepsilon$ pour lequel le coefficient multipliant le terme de destruction dans l'équation sur ε (que l'on note généralement C_{ε_2}) est inférieur ou égal au coefficient multipliant le terme de production (que l'on note C_{ε_1}) peut conduire à l'obtention de solutions pseudo-laminaires. Les valeurs des "constantes" communément admises, et utilisées ici, du modèle $k-\varepsilon$ étant $C_{\varepsilon_1}=1.44$ et $C_{\varepsilon_2}=1.92$, le comportement que nous observons dans nos propres calculs ne semble pas venir de ce point précis. Rumsey note par ailleurs que la fonction d'amortissement f_{ε_2} qui intervient au niveau du terme de destruction sur ε peut entraîner l'apparition de zones pseudo-laminaires ainsi que, dans une moindre mesure, le traitement numérique des équations de la turbulence. Faute de plus de temps, nous nous contentons donc finalement de cette explication somme toute assez vague mais, souhaitons souligner à nouveau l'incertitude introduite par cette localisation approximative de la zone de transition numérique vers la turbulence, incertitude qui pèse sur la capacité à prédire de façon correcte toutes les caractéristiques du tremblement.

L'analyse de la dynamique de l'écoulement tremblant peut également être réalisée à partir des

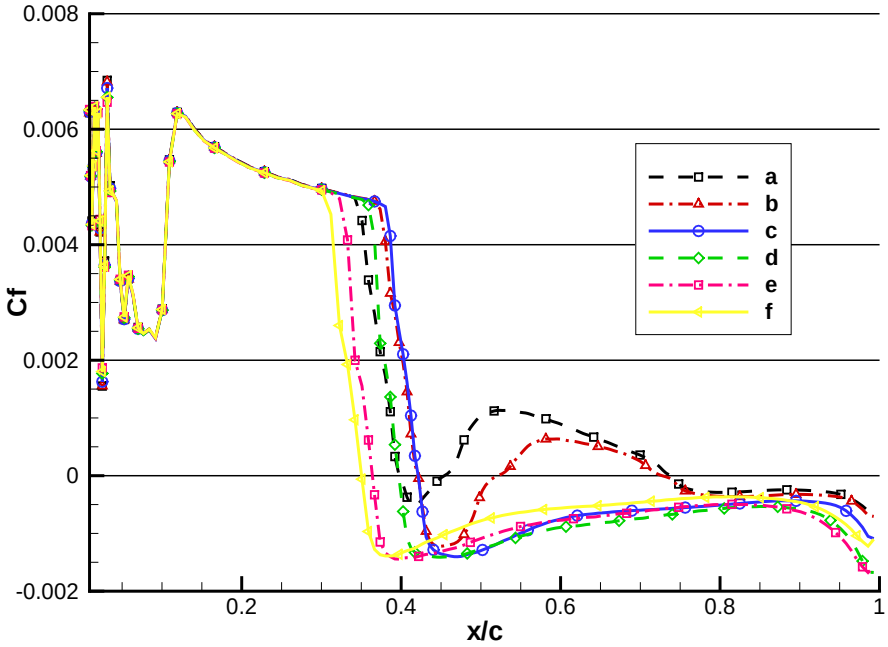


FIG. 4.7 – *RA16SC1 : évolution du coefficient de frottement C_f à l'extrados du profil sur une période de tremblement pour une incidence de 5°, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.*

courbes de la figure 4.8, qui présentent la distribution du coefficient de pression C_p sur le profil aux mêmes instants a-f. Le choc oscille sur environ 9% de corde, avec une position moyenne autour de $x/c = 0.36$. Ceci est en désaccord avec les expériences de Benoît [14] qui montrent par exemple pour $\alpha = 4°$ un choc oscillant sur 32% de corde autour d'une position moyenne située en $x/c = 0.34$. La position moyenne prédite semble donc correcte mais l'excursion de choc est largement sous-évaluée. Ce point semble très dépendant du modèle de turbulence dans la mesure où Renaud [110] en utilisant le modèle BL dans des conditions similaires avec une incidence de 3.5° prédit une excursion de choc de 47% de corde au lieu d'une amplitude de 27% constatée expérimentalement !

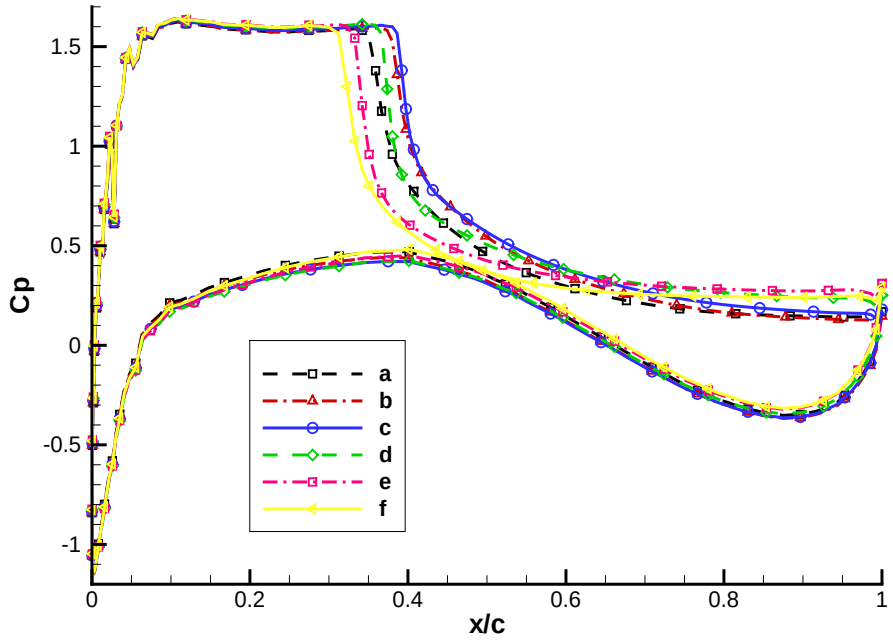


FIG. 4.8 – *RA16SC1 : évolution du coefficient de pression C_p à l'extrados du profil sur une période de tremblement pour une incidence $\alpha = 5°$, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.*

Cette sous-estimation est également visible sur la figure 4.11 qui présente les niveaux de pression RMS à la paroi du profil (que l'on note P_{rms}), pour les trois maillages employés. Nous y reviendrons par la suite mais on peut d'ores et déjà observer que la position moyenne du choc, indiquée par le maximum de fluctuations de pression, semble correctement prédite. Par contre, il est clair que nous avons un déficit sur les valeurs d'oscillations de pression à la paroi du profil dans la zone en aval du choc. Ce comportement est d'une part dû à l'excursion insuffisante de choc prédite avec le modèle incluant la modification PANS. Par ailleurs, Thiery et Coustol [134] ont montré qu'il existe une influence claire des parois de la soufflerie sur les niveaux de P_{rms} constatés dans la zone post-choc. En clair, au-delà d'un très probable déficit du modèle PANS sur ce cas et dans ces conditions, l'amélioration de la prédiction des oscillations de choc auto-entretenues sur profil devra à l'avenir probablement passer par une prise en compte des parois, qui s'avérera coûteuse compte tenu des contraintes

introduites au niveau du maillage et de son raffinement.

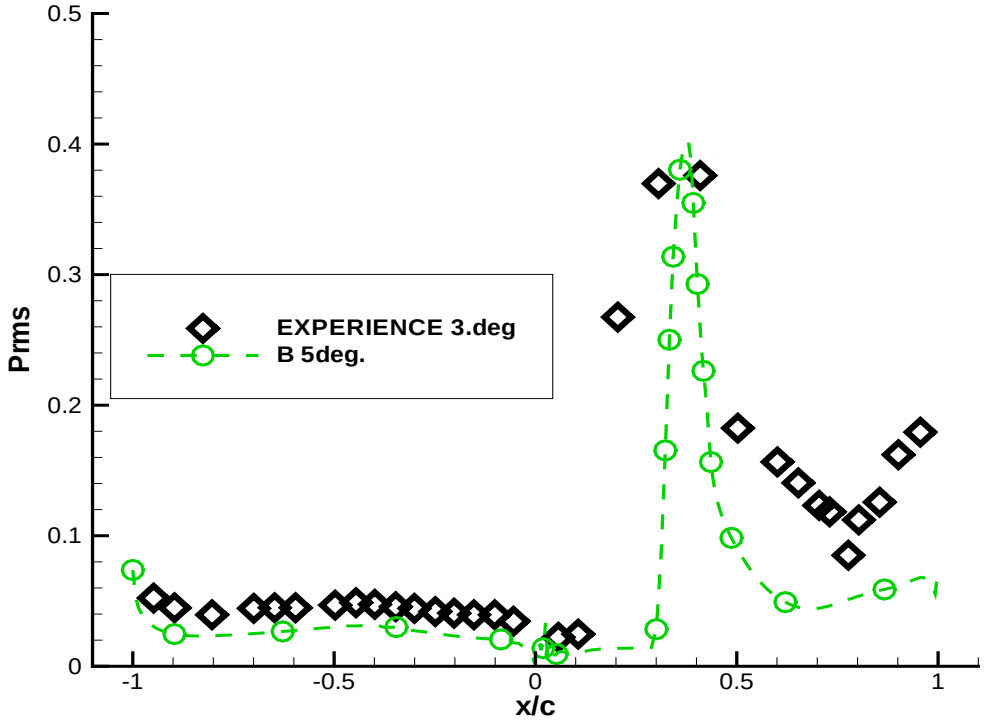


FIG. 4.9 – *RA16SC1 : coefficient P_{rms}, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.*

La dernière (importante) caractéristique du tremblement que nous analysons est la frontière d'entrée en tremblement, élément clé des performances d'un avion civil [25] puisqu'elle contribue à la définition de l'enveloppe de vol. La frontière d'entrée du profil RA16SC1 est étudiée en faisant varier l'incidence α, pour les conditions en nombres de Mach, de Reynolds et abscisses de transition données dans le tableau 4.2.1.1. Pour visualiser cette frontière d'entrée, on trace sur la figure 4.10 l'amplitude de la variation de portance - une fois l'écoulement établi s'il est instationnaire - en fonction de l'incidence. Avant l'entrée en tremblement, cette amplitude est naturellement nulle puis croît et atteint un maximum lorsque l'on entre dans le domaine de tremblement du profil. On compare sur la figure 4.10 les valeurs expérimentales tirées de [14] aux résultats numériques obtenus avec le modèle BL d'une part et KE $Rea(2) + PANS$ d'autre part. Des résultats avaient déjà été obtenus sur ce cas par Renaud [110] en mettant en oeuvre le simple modèle algébrique de Baldwin-Lomax. Les résultats que nous obtenons pour notre part, avec ce même modèle mais un traitement numérique légèrement différent, sont proches de ceux de Renaud : on observe en particulier que l'incidence d'entrée en tremblement prédite par le modèle BL est voisine de l'expérience (autour de 2°) même si les niveaux de fluctuation du coefficient de portance sont très largement surestimés par ce modèle probablement en raison d'une surestimation des zones décollées. Pour sa part, le modèle KE $Rea(2) + PANS$ prédit une entrée en tremblement largement retardée par rapport à l'expérience (pour une incidence voisine de 4°) mais les niveaux de fluctuation de C_L calculés sont en bien meilleur accord avec l'expérience. A la lumière des travaux récents de Thiery [134] il est probable que le décalage important observé sur l'incidence d'entrée en tremblement soit

lié en partie à la non-prise en compte des effets de confinement des parois de la soufflerie dans la simulation. Il ne nous a pas été possible dans le cadre du déroulement de cette thèse de mener à bien une simulation du présent cas de tremblement avec prise en compte des parois de la soufflerie dans le domaine de calcul mais ce point constitue une perspective de travail très claire.

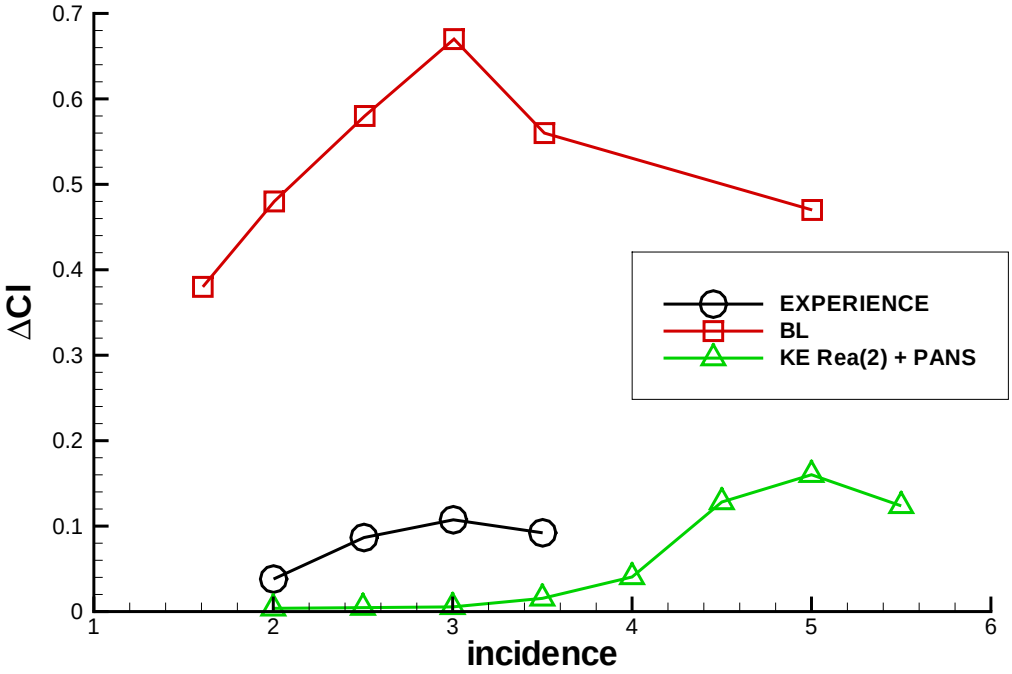


FIG. 4.10 – *Domaine de tremblement du RA16SC1 : amplitude crête à crête du coefficient de portance pour deux modèles (BL et KE Rea(2) PANS)de turbulence, comparaison avec les expériences de Benoît [14], maillage B .*

4.2.4 Influence du maillage

Afin de mieux caractériser les calculs PANS en précisant notamment le rôle joué par la taille de maille caractéristique introduite dans cette approche, nous nous proposons d'examiner maintenant l'influence du choix des trois maillages précédemment décrits. Remarquons tout d'abord que le déraffinement du maillage conduit à une augmentation de la fonction f_k qui intervient dans l'approche PANS pour modifier le poids des différents termes dans l'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Comme lorsque $f_k \rightarrow 1$ on retrouve le modèle RANS classique, on s'attend à observer, dans un maillage suffisamment grossier, un comportement typique de l'approche RANS c'est-à-dire un écoulement stationnaire qui ne présente plus d'oscillations auto-entretenues.

On présente sur la figure 4.11 la distribution de P_{rms} à la paroi du profil calculée par l'approche $KE\ Rea(2)\ PANS$ dans les trois maillages A, B et C ; les évolutions associées pour

le coefficient de portance sont rassemblées sur la figure 4.12. On note bien que le calcul sur le maillage A se traduit par le retour à un état quasi stationnaire : le léger pic sur P_{rms} observé dans ce maillage semble correspondre à des fluctuations de pression dues au décollement de pied de choc. Lorsque le maillage est raffiné de B à C il est intéressant de noter que la dynamique de l'écoulement n'est que très faiblement modifiée. La différence de comportement de l'approche PANS sur les trois maillages s'explique bien sûr par les variations de f_k associées. En particulier, en comparant par exemple les figures 4.13 et 4.14, on observe que les niveaux de f_k sur le maillage le plus grossier A sont bien sûrs supérieurs à ceux obtenus dans le maillage le plus fin C. Pourtant, ces niveaux sont inférieurs à 1, ce qui signifie que certaines zone du domaine de calcul sont bien traitées avec une approche PANS. Ce point illustre que cette approche n'est pas la solution à tout : les niveaux de f_k, ainsi que leur répartition, ne semblent pas convenir à la simulation d'oscillations fortes de l'écoulement. On note cependant que les calculs précédemment analysés dans le maillage B peuvent donc être interprétés comme bien représentatifs de la capacité prédictive de l'approche PANS.

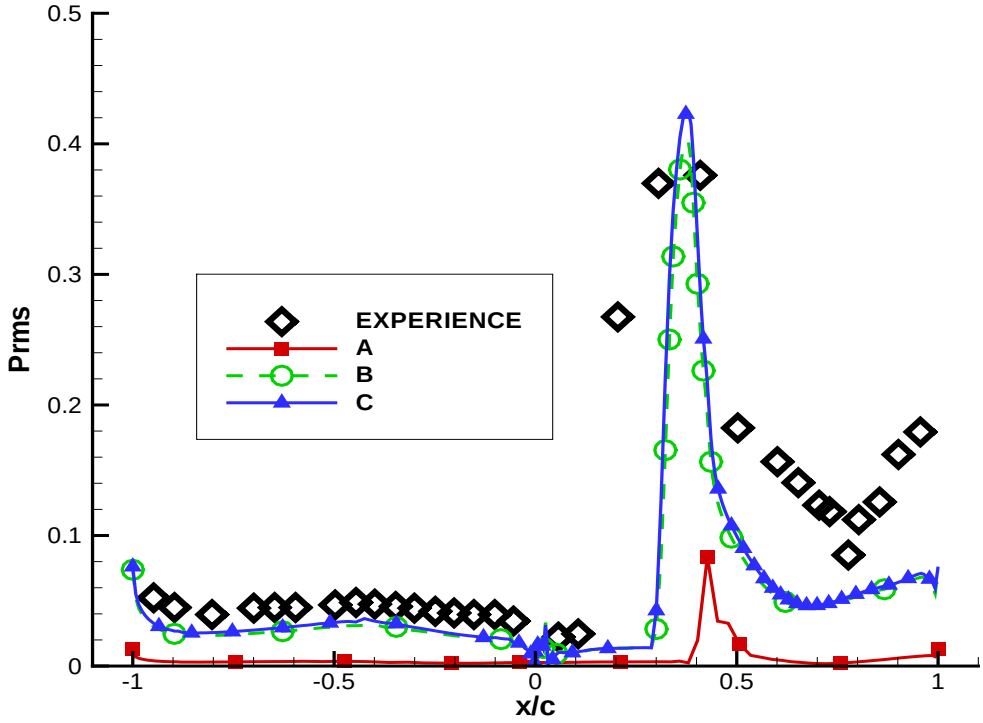


FIG. 4.11 – *RA16SC1 : influence du maillage sur le coefficient P_{rms}, modèle KE Rea(2) PANS.*

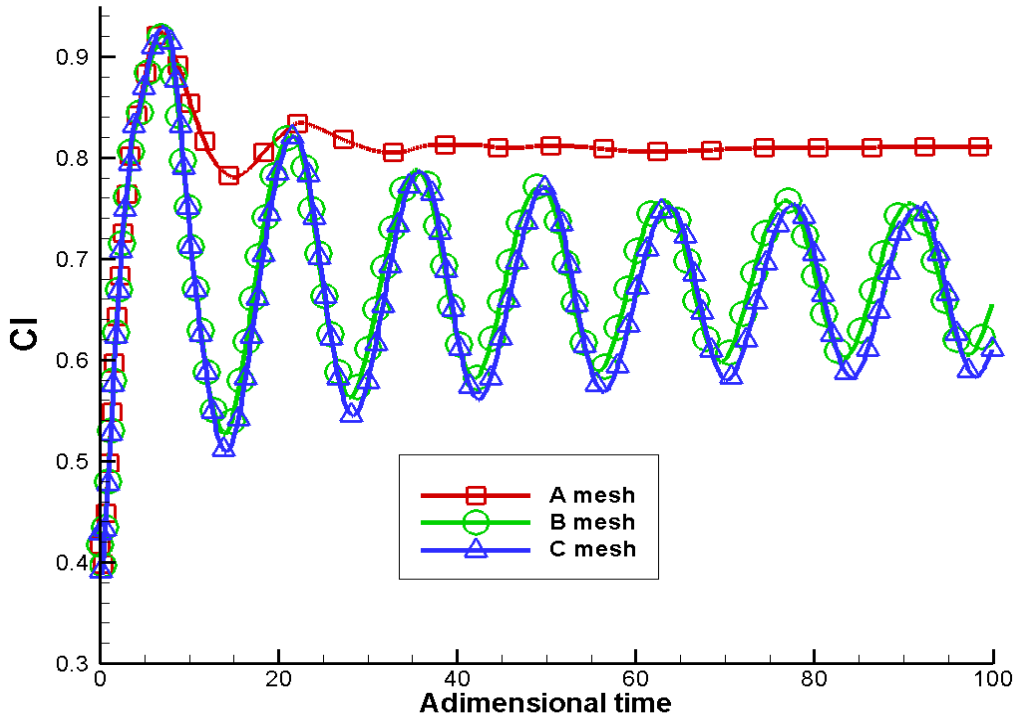


FIG. 4.12 – *RA16SC1 : influence du maillage sur le coefficient de portance pour une incidence de* 5° *avec les maillages A,B et C, modèle KE Rea*(2) *PANS .*

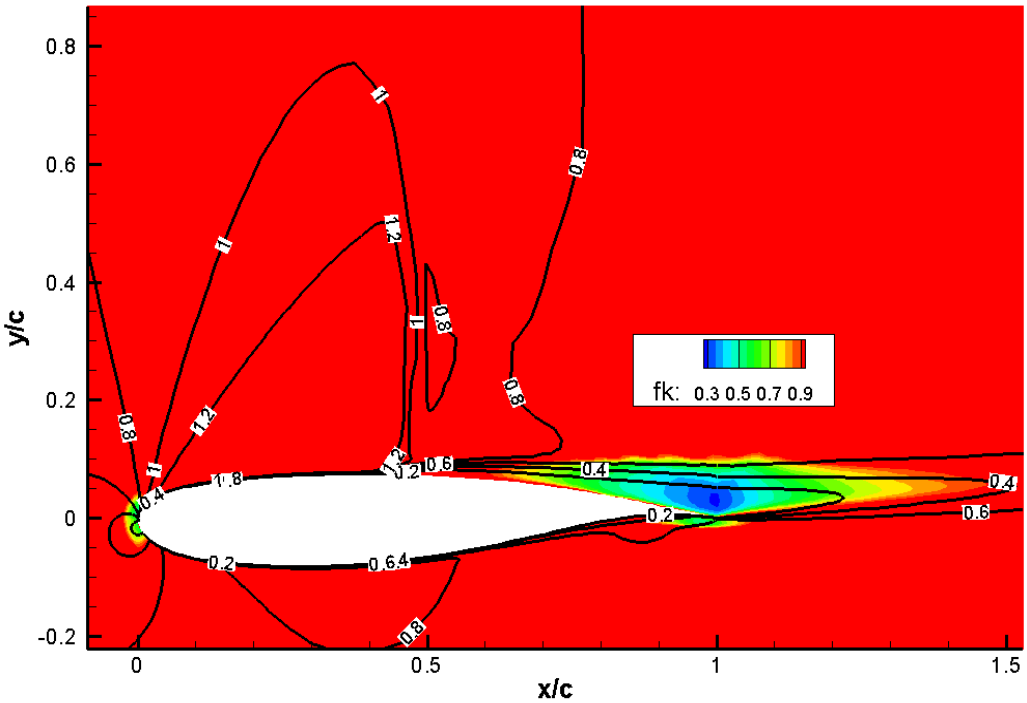


FIG. 4.13 – *RA16SC1 : planche d'iso-valeurs de f_k avec les lignes d'iso-valeurs de nombre de Mach pour une incidence de 5° pour le maillage A.*

4.2.5 Comportement de la fonction d'hybridation

L'expression de la fonction d'hybridation au coeur de l'approche PANS dépend d'une échelle de longueur de turbulence locale et d'une taille de maille. Il est clair que nous n'entendons pas traiter l'écoulement à proximité des parois avec autre chose qu'un modèle RANS, compte tenu de la réduction des échelles turbulentes présentes localement. Un point important à vérifier est donc que l'approche PANS ne s'applique pas près des parois. Par contre, comme pour les autres méthodes hybrides, on souhaite l'adaptation du modèle à la prévision de zones d'écoulement décollées. Clairement, on souhaite que les niveaux de f_k diminuent dans les zones décollées, afin de mieux représenter la dynamique de l'écoulement instationnaire au sein de ces zones d'écoulement - sous réserve bien sûr de les avoir maillées de façon adaptée -. Dans la mesure où les décollements sont dans les cas étudiés ici systématiquement présents en aval de l'onde de choc (ou au pied de l'onde de choc, mais si proche de la paroi qu'alors le décollement de pied de choc sera probablement traité avec le modèle RANS de départ), on représente lors de l'examen des champs de f_k les lignes d'isovaleurs du nombre de Mach.

Le maillage considéré dans cette partie est le maillage B. La figure 4.14 présente les iso-valeurs de f_k sous forme de zones de couleur sur lesquelles sont superposées les lignes iso-valeurs de nombre de Mach pour les instants a à f d'un cycle de tremblement. Il est clair, quel que soit l'instant considéré, que la fonction f_k diminue dans la région en aval du choc, jusqu'au bord de fuite. Nous constatons donc bien le comportement attendu de la fonction d'hybridation choisie. Les valeurs prises par f_k descendent légèrement en-dessous de $f_k = 0.3$ et, dans ces conditions, le modèle de turbulence génère une viscosité turbulente bien inférieure à celle du modèle RANS classique.
On peut affiner l'examen de f_k avec la figure 4.15 qui regroupe les profils de f_k suivant une ligne de maillage dans la direction normale à la paroi, pour différentes abscisses d'extrados. Quel que soit l'instant considéré, les abscisses en amont du choc ($x/c = 0.1$ et $x/c = 0.3$) sont traitées exclusivement avec $f_k = 1$ soit le modèle RANS, et c'est bien le comportement que l'on souhaite pour le cas de tremblement considéré. Le passage en $x/c = 0.5$, environ 15% de corde après l'abscisse de position moyenne du choc, se traduit par des profils qui ont un minimum à 0.4 situé à 1% de corde de la paroi. Aux abscisses suivantes, $x/c = 0.6$, $x/c = 0.7$ et $x/c = 0.9$, les valeurs de f_k descendent à des valeurs de l'ordre de 0.25. On note cependant qu'en l'état de nos connaissances, les niveaux minimaux de f_k constatés ne sont pas aisément corrélés à une réalité physique claire. En ayant à l'esprit la partie 2.4.4.1 et celle qui la suit, une expertise quantitative fine sur les niveaux de f_k constatés nécessiterait de mener des simulations numériques directes, qui restent inabordables pour les cas que nous considérons.

Ce comportement global est intéressant, dans la mesure où toute la partie en aval du choc est susceptible d'être décollée, comme nous l'avons vu précédemment. Néanmoins, dans la mesure où l'écoulement recolle au moins en partie dans cette zone lors d'un cycle de tremblement, il convient d'examiner le comportement de f_k au voisinage immédiat de la paroi. Pour celà, la figure 4.16 regroupe les profils de f_k pris plus proches des parois, pour les quatre abscisses en aval du choc. Ces courbes illustrent que pour tous les instants, les premières mailles (au minimum 15, instant b en $x/c = 0.7$) sont traitées avec $f_k = 1$. L'instant b, à toutes les abscisses, est celui pour lequel l'épaisseur de cette zone RANS proche de la paroi est la plus mince. On notera qu'en même temps l'écoulement est recollé pour $0.45 < x/c < 0.75$ à cet instant b (voir figure 4.7). Une analyse plus fine sur la pertinence du comportement observé

nous entraînerait à poser la question de la capacité du modèle RANS à prédire des phases de décollement/recollement, autrement dit à localiser correctement le décollement, en position et en étendue, avec en son aval des profils (par exemple de vitesse) qui soient corrects. Devant la bibliographie que nous avons précédemment évoquée [10, 86], ce point seul semble être encore un sujet de recherche complexe et ouvert. En d'autres termes, la qualité de la prédiction offerte par l'approche hybride reste bien sûr tributaire du potentiel du modèle de base auquel celle-ci s'applique.

Sur tous les profils de f_k à différentes abscisses, il est clair que la zone de variation temporelle de f_k la plus importante est située relativement loin du profil. Afin de quantifier cet aspect, nous avons moyenné les champs instantanés sur 5 périodes de tremblement puis extrait les valeurs RMS de ces champs. Sur la figure 4.17 qui montre la planche colorée par les iso-valeurs de la valeur moyenne de f_k incluant les lignes d'iso-valeur de nombre de Mach moyen, on a la confirmation claire qu'en moyenne, les valeurs prises par f_k descendent significativement après le choc. Rappellons que ce comportement est bien celui recherché, car les zones d'écoulement potentiellement décollées sont situées après l'onde de choc. Surtout, sur la figure 4.18 qui présente les valeurs RMS des mêmes quantités, il apparaît clairement que la zone à niveaux de $f_{k_{rms}}$ les plus élevés est la zone de cisaillement entre la partie potentiellement décollée et l'écoulement subsonique au loin. La zone où la quantité M_{rms} est la plus élevée (qui en pratique est la zone d'excursion de l'onde de choc) ne semble pas associée à de fortes variations de f_k. Ce n'est donc pas le battement du choc qui engendre les niveaux de $f_{k_{rms}}$ les plus élevés, mais bien la zone de cisaillement entre le décollement et l'écoulement au loin. On note que les valeurs maximales prises par $f_{k_{rms}} \sim 0.2$ sont loin d'être négligeables mais s'étendent sur une zone d'écoulement limitée. Le calcul sur le maillage C présente le même genre de comportement, et il est très probable que la diminution de $f_{k_{rms}}$ passe par un travail soigné sur la formulation de f_k. Faute de temps, ce travail n'a pas été mené, mais reste une perspective claire à nos travaux.

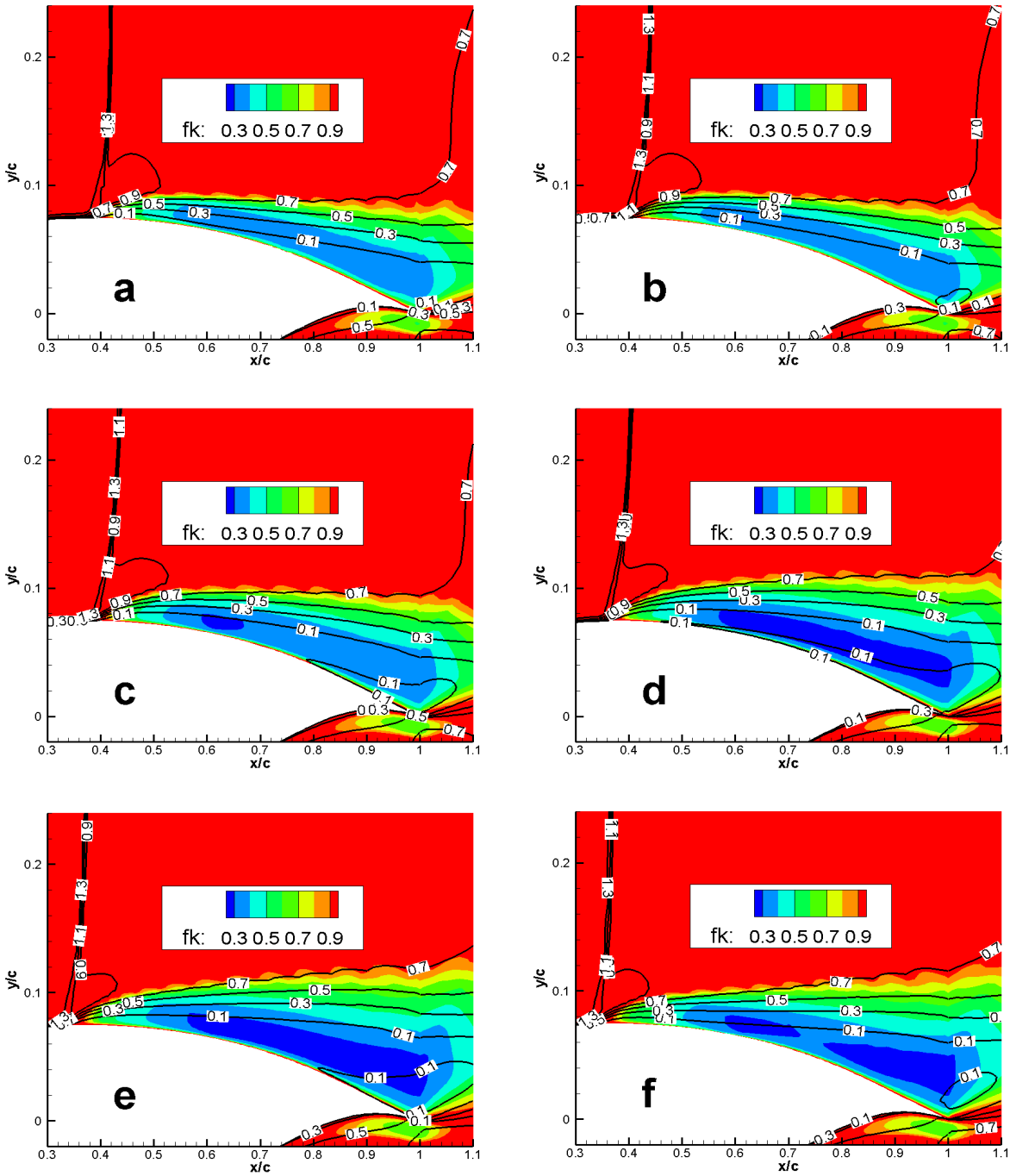


FIG. 4.14 – *RA16SC1 : planches d'isovaleurs de la fonction d'hybridation f_k avec superposition des lignes iso-valeurs de nombre de Mach pour les instants a à f d'un cycle de tremblement, modèle KE Rea(2) PANS, maillage B.*

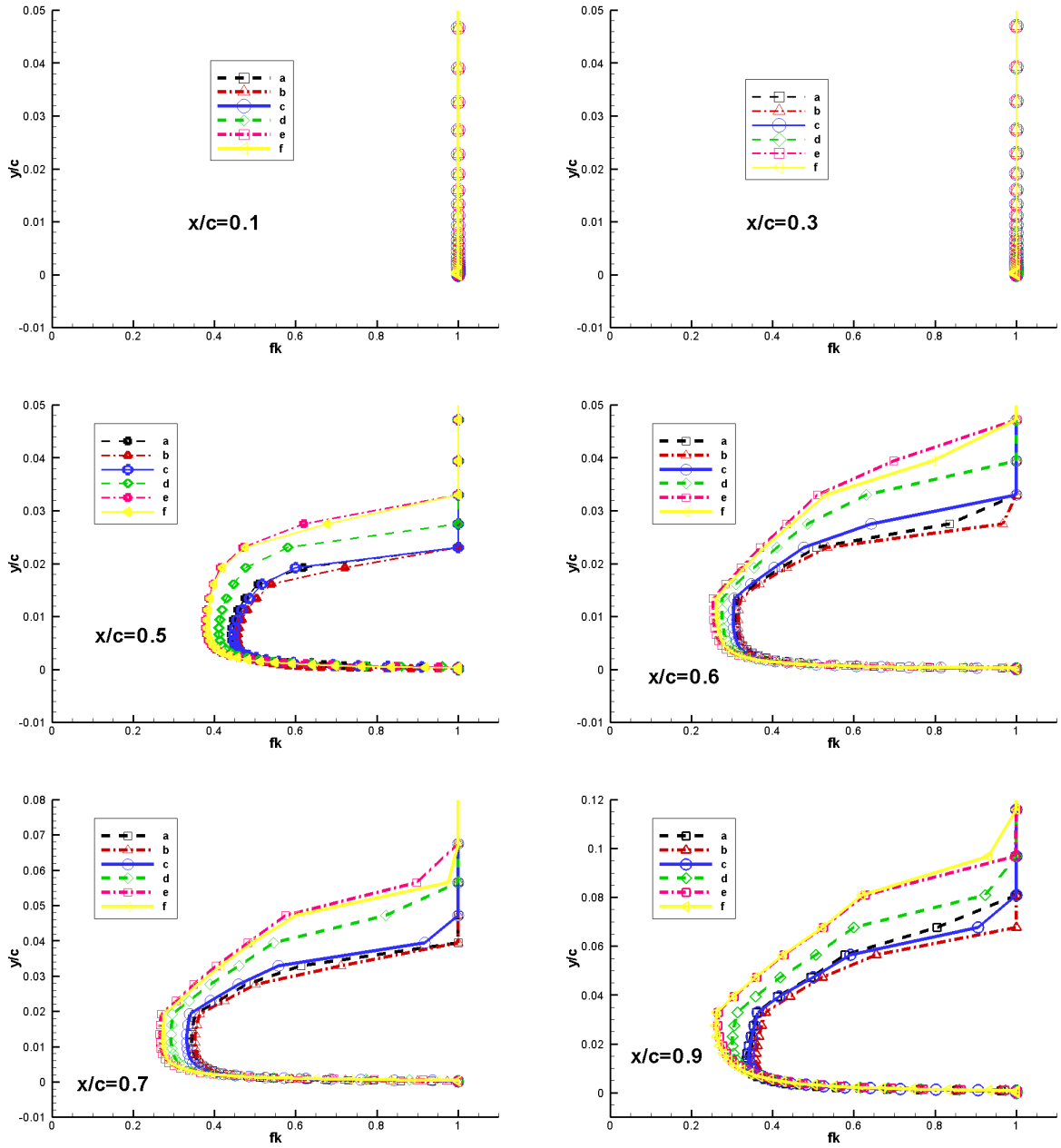


FIG. 4.15 – *RA16SC1 sur une période de tremblement : distributions de la fonction d'hybridation f_k en différentes sections de l'extrados du profil, modèle KE Rea(2) PANS, maillage B.*

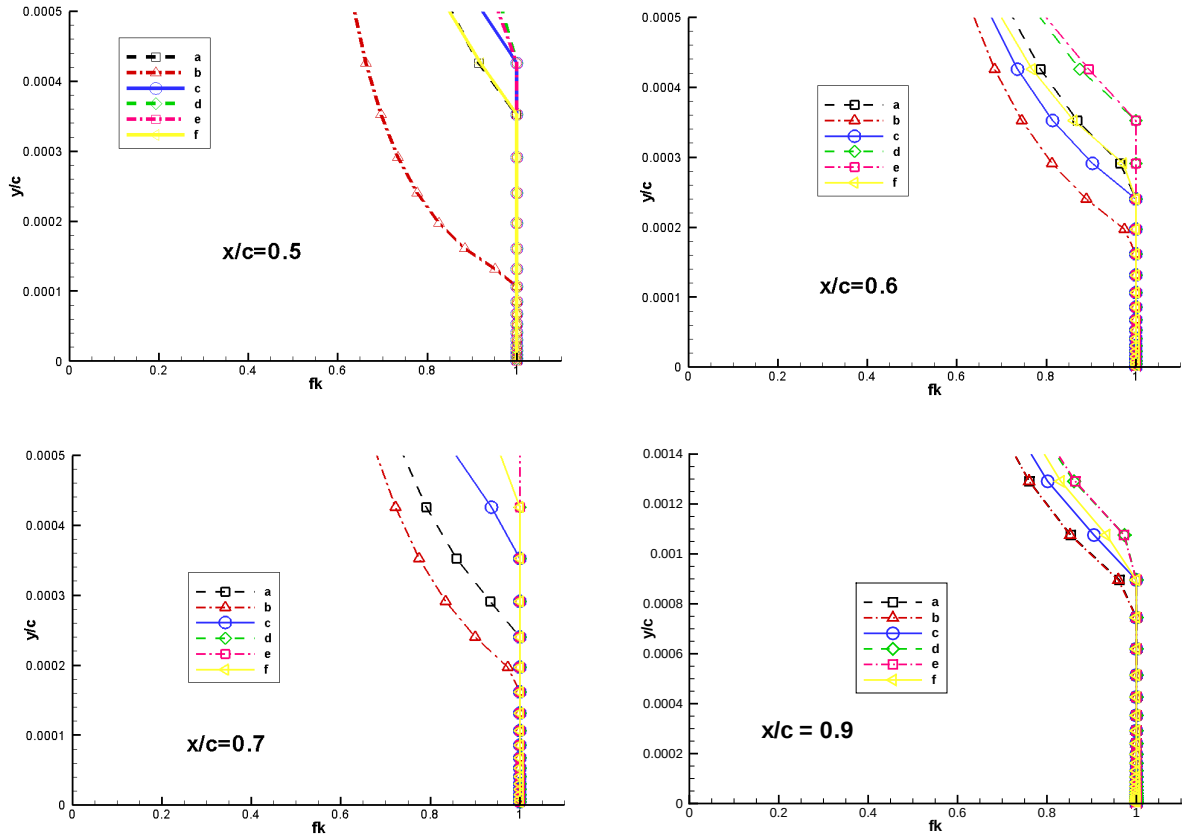


FIG. 4.16 – *RA16SC1 sur une période de tremblement : détail des distributions de la fonction d'hybridation f_k en proche paroi dans quelques sections à l'extrados du profil, modèle KE $Rea(2)$ $PANS$, maillage B.*

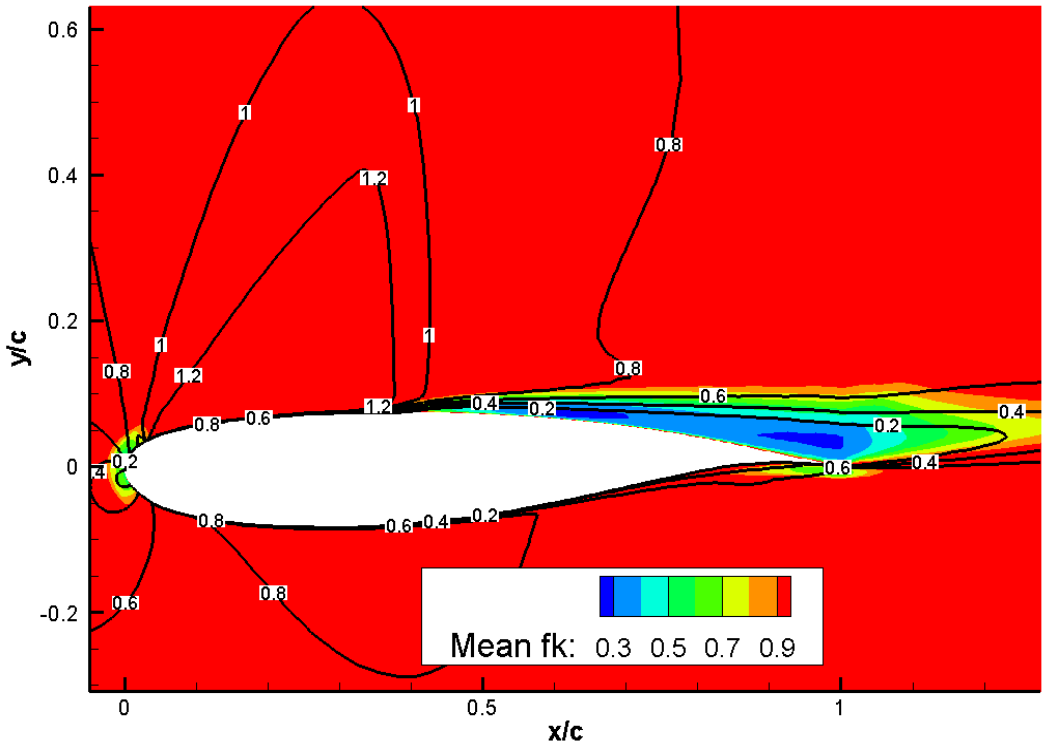


FIG. 4.17 – *RA16SC1 : champ de f_k moyenné sur 5 périodes de tremblement avec les lignes d'iso-valeurs de nombre de Mach moyen sur la même durée pour une incidence de 5°, modèle KE Rea(2) $PANS$, maillage B.*

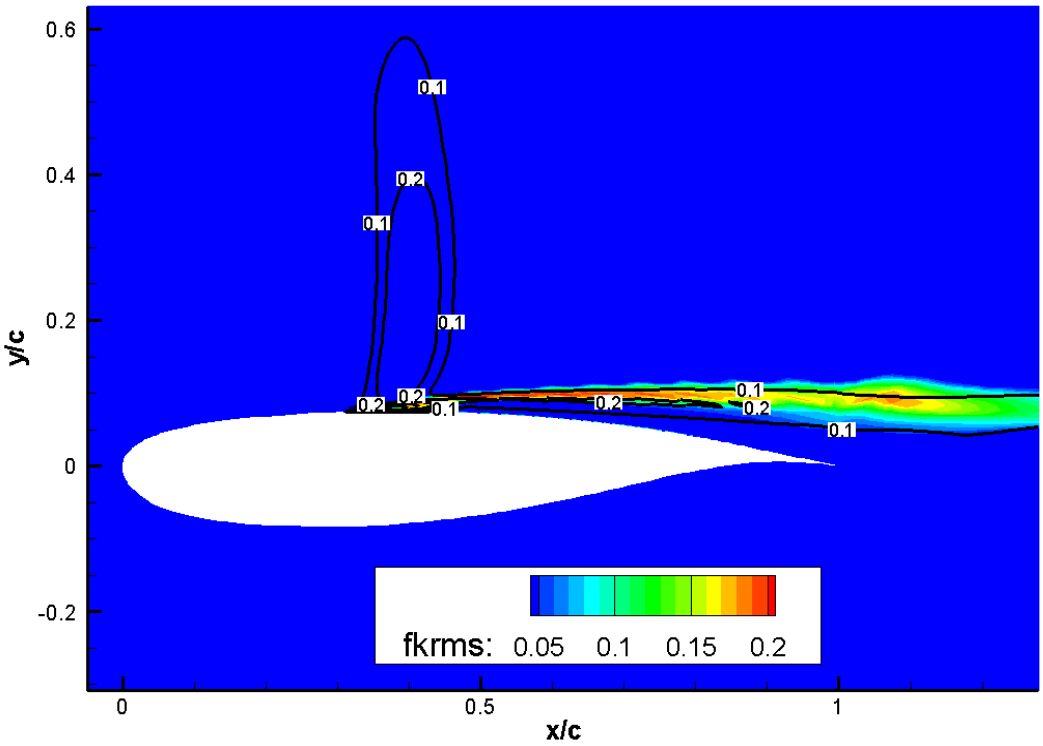


FIG. 4.18 – *RA16SC1 : champ des isovaleurs rms de f_k sur lesquels sont représentées les lignes d'isovaleurs de nombre de Mach rms sur 5 périodes de tremblement pour une incidence de 5°, modèle KE Rea(2) PANS, maillage B.*

4.3 Profil OAT15A-CA

4.3.1 Introduction

On souhaite étudier dans cette section la possibilité de mener des calculs de type "DES" à deux équations pour simuler le comportement d'un profil en régime de tremblement.

4.3.2 Paramètres de calcul

4.3.2.1 Conditions d'expériences et de simulation

Les conditions d'essai des expériences de Reberga [109] que l'on souhaite reproduire sont regroupées dans le tableau suivant :

M_∞	Re_c	Incidence ()	Transition (% de corde c)	T_i (K)
0.736	4.3×10^6	$0 < \alpha < 3.5$	0.07	300 K

A ce régime, le tremblement apparaît en soufflerie pour une incidence de 2.8°. Conformément aux recommandations de Reberga [109] basées sur des calculs utilisant une approche de type couplage "fluide parfait/couche-limite" en entrée de tremblement, le nombre de Mach dans les simulations est diminué de 0.006 afin de tenir compte de l'effet des parois de la soufflerie. Les simulations dans ce mémoire sont réalisées pour des incidences comprises entre 1.0° et 4.0°.

4.3.2.2 Domaines de calcul

Comme pour les calculs menés sur le profil $RA16SC1$, on utilise des maillages en C-H, dont les frontières au loin sont distantes de 30 cordes du profil. Sur la base de calculs stationnaires au même nombre de Reynolds, la taille de première maille est fixée à 4.5×10^{-6} c pour assurer un critère $y^+ < 1$ tout autour du profil.
Pour les raisons exposées dans la section précédente (dépendance de la modélisation vis-à-vis de la résolution spatiale), nous avons souhaité utiliser plusieurs maillages dans nos simulations. En reprenant les notations de la figure 4.19, le tableau suivant donne la répartition par zone des points de maillage. On notera que comme précédemment les variations de maillages sont réalisées suivant la direction longitudinale à l'écoulement. La zone V est celle sur laquelle porte l'effort de raffinement dans la mesure où elle correspond à la zone d'écoulement potentiellement décollé.

Nom/Zone	I	II	III et IV	V	VI	VII	Total
$A12$	60×80	83×80	12×80	143×80	60×80	80×30	32000
$A2$	60×80	83×80	12×80	193×80	60×80	80×30	36000
$A23$	60×80	83×80	12×80	243×80	60×80	80×30	40000

La figure 4.20 présente un aperçu des trois maillages ainsi construits.

4.3.2.3 Aspects numériques et modélisation de la turbulence

Le schéma spatial employé est encore le schéma AUSMPW+ couplé à une extrapolation MUSCL limitée par le limiteur $ATVL$ pour les champs moyens. Le schéma de Roe, avec extrapolation MUSCL limitée par $ATVL$ est utilisé pour les champs relatifs aux équations de transport du modèle de turbulence.

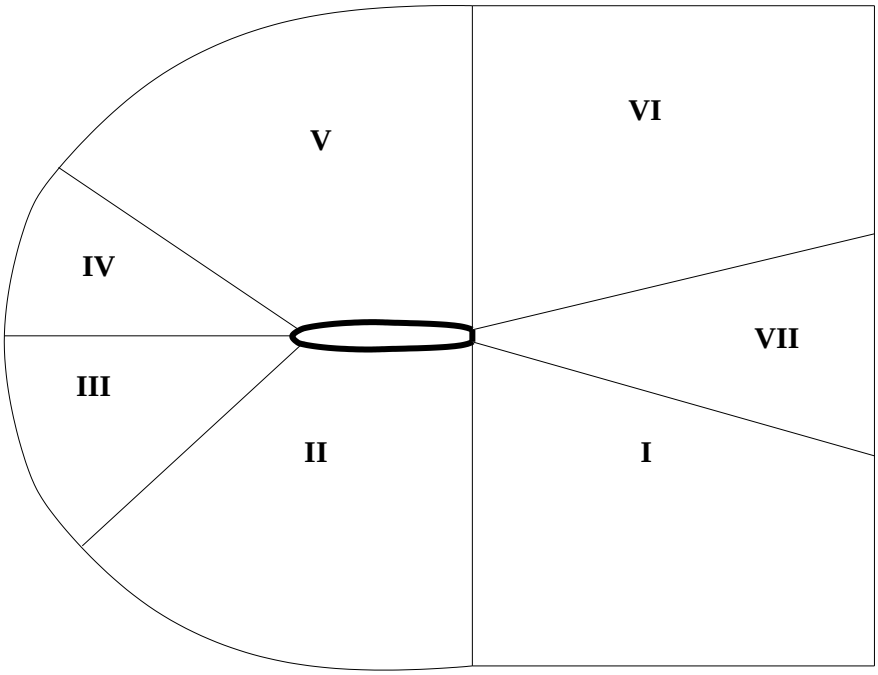


FIG. 4.19 – *Principe de maillage d'un profil à bord de fuite épais.*

Un pas de temps adimensionné de $\Delta t = 0.1$ est utilisé dans les calculs présentés dans cette partie. Un nombre CFL de 10, avec une pente partant de 1 entre la première et la 2000ème itération, a été utilisé. Les calculs ont nécessité 100 sous-itérations en temps fictif afin de perdre en moyenne deux ordres sur le résidu en norme L_2 pour atteindre un état considéré comme stationnaire en temps fictif.

Le modèle de turbulence retenu comme modèle de base auquel l'approche DES va être appliquée est le modèle $KW\ SST$ qui, lors du chapitre relatif aux validations, a permis d'obtenir des oscillations de choc auto-entretenues sur la lentille biconvexe d'épaisseur 18%. Enfin, la méthode hybride employée ici est la modification DES de Strelets [129] décrite au chapitre 2.4.

4.3.3 Essais préliminaires

On considère ici tout d'abord le maillage $A2$, pour une incidence $\alpha = 3.5°$. Comme précédemment, des essais avec les modèles RANS avec ou sans modifications de réalisabilité se traduisent sur ce cas et avec nos méthodes par des écoulements stationnaires. On présente simplement ici un calcul avec le modèle $KW\ SST$ afin de montrer l'apport de l'approche DES. Comme le montre la figure 4.21, l'approche DES permet l'apparition d'oscillations de choc auto-entretenues. On retiendra à ce stade que ces dernières sont présentes à une fréquence principale ($70Hz$), qui bien comparable à la fréquence relevée lors de l'expérience ($81Hz$), reste encore insatisfaisante. Ce n'est pas le seul point problématique, nous y reviendrons dans le sous-chapitre suivant.

Une des explications de la différence entre $KW\ SST$ et $KW\ SST\ DES$ peut être succinc-

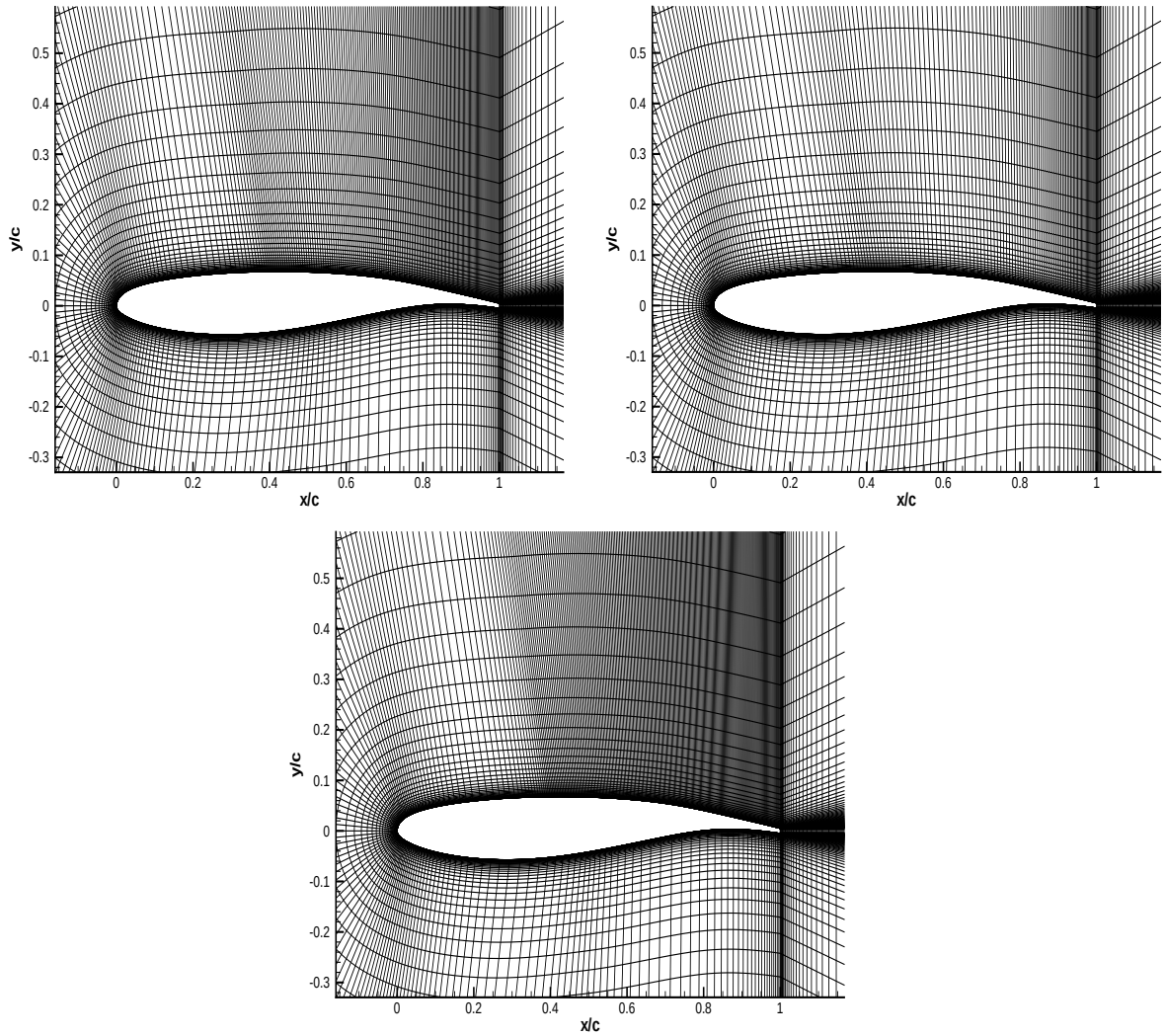


FIG. 4.20 – *OAT15A-CA : aperçus des maillages A12 (gauche), A2 (droite), et A23 (bas).*

tement donnée en examinant la figure 4.22. Cette figure compare les niveaux de viscosité turbulente obtenus en utilisant le modèle $RANS$ seul (à gauche) ou le modèle avec DES (à droite). Dans ce dernier cas, le champ de μ_t présenté est le champ de viscosité turbulente moyennée sur cinq périodes de tremblement. Il est clair en visualisant ces deux figures que la modification de type DES a pour effet de réduire drastiquement les niveaux de μ_t. La différence se situe essentiellement à l'extrados du profil, le long de la moitié aval du profil avec dans le sillage qui présente une maillage grossier des niveaux de μ_t prédits par le modèle DES comparable au modèle $RANS$.

Cet apport de l'approche DES étant posé d'entrée, nous allons nous intéresser maintenant d'une part à une analyse fine des effets de la DES sur le modèle $KW\ SST$ de base et d'autre part à l'étude plus approfondie de la dynamique du phénomène instationnaire prédit par ce modèle hybride.

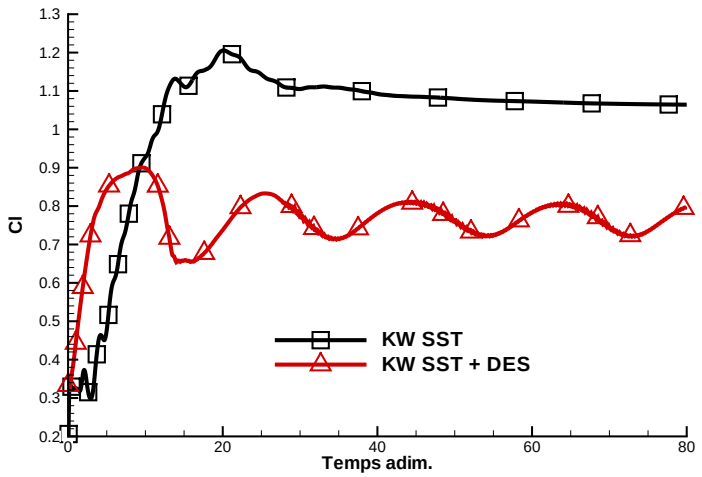


FIG. 4.21 – *OAT15A-CA en régime de tremblement à $\alpha = 3.5^\circ$: comparaison des courbes de portance en fonction du temps pour des calculs $KW\ SST$ avec et sans modification DES sur le maillage $A2$.*

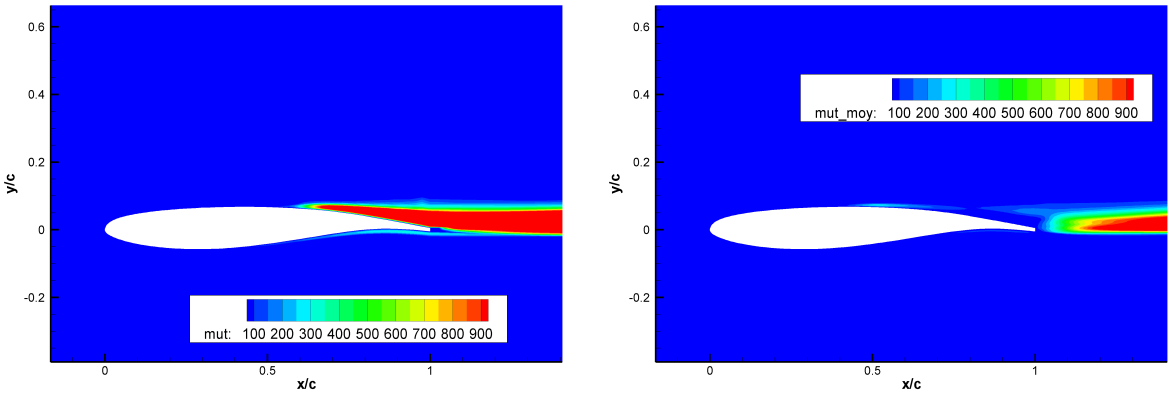


FIG. 4.22 – *OAT15A-CA en régime de tremblement : comparaison des champs coloriés par les isovaleurs de μ_t en fonction du temps pour des calculs KW SST avec et sans modification DES, maillage A2.*

4.3.4 Dynamique du phénomène

Afin de mieux analyser le tremblement constaté avec le modèle *KW SST DES*, on considère huit instants dans une période du phénomène, désignés par les lettres allant de a à h. Ces instants sont équirépartis sur une période de tremblement, comme le montre la figure 4.23. Les instants b à e, phase de portance décroissante, correspondent à la remontée de l'onde de choc vers l'amont du profil, les autres instants correspondant eux au déplacement de l'onde de choc vers le bord de fuite.

En examinant le coefficient de frottement à ces différents instants sur la figure 4.24, on constate tout d'abord que le tremblement prédit par le le modèle *DES* se caractérise par le battement du décollement de pied de choc seul, et pas d'une réunion intermittente de ce dernier avec un décollement du bord de fuite. Malheureusement, les expériences auxquelles nous nous référons ne fournissent pas la dynamique précise des décollements lors d'un cycle de tremblement.

Par ailleurs, il convient de toute façon d'observer ces courbes de Cf avec une certaine prudence, dans la mesure où elles ne tiennent pas compte d'un éventuel passage de tourbillons dans la direction longitudinale au profil, au-dessus de l'extrados. Dans la zone proche du bord de fuite, comme on peut l'observer sur la figure 4.25, l'écoulement semble en effet décollé. Les niveaux de Cf, très faibles, pour les abscisses $x/c > 0.7$ sont en effet à considérer dans le cadre d'une zone d'eau morte, ou des recirculations secondaires peuvent être présentes. Dans le cadre d'une limitation forte de la qualité prédictive de nos calculs de zones décollées, liée principalement à l'approximation bidimensionnelle, nous ne nous étendrons pas plus sur une analyse physique fine de ces structures tourbillonnaires.

Dans les phases b à d, l'onde de choc est repoussée vers l'amont du profil, en même temps que le décollement croît. A l'instant e, on constate que le décollement de pied de choc remonte par rapport à l'instant précédent dans la zone $x/c \sim 0.47$, abscisse où le coefficient de frottement C_f est quasi-nul. A l'instant f suivant, le frottement redevient positif autour de cette abscisse. Les instants f, g, h et a se caractérisent par un mouvement de l'onde de choc vers le bord de fuite du profil. On remarque qu'à l'instant a, le maximum de Cf postérieur au choc est déjà inférieur à celui constaté à l'instant h.

On peut mettre en parallèle les observations des mouvements de choc à partir des distributions de C_f avec celles qui peuvent être faites sur la base du C_p. En particulier, sur la figure 4.26,

on remarque que la remontée du choc vers le bord d'attaque, présente lors des instants b à e, s'accompagne d'une augmentation des valeurs prises par la courbe de C_p dans la zone comprise entre $x/c = 0.65$ et le bord de fuite. Inversement, le déplacement du choc vers le bord de fuite que l'on peut suivre avec les instants f à a s'accompagne d'une diminution des valeurs prises par C_p dans cette zone.
En comparant nos calculs à l'expérience, on observe que la position moyenne du choc en fonction de l'incidence est correctement prédite ainsi que l'illustre la figure 4.28, même si son excursion pour cette incidence spécifique de 3.5° est encore insuffisante. La figure 4.28 nous rappelle également que le modèle BL a tendance à surestimer l'intensité du tremblement.

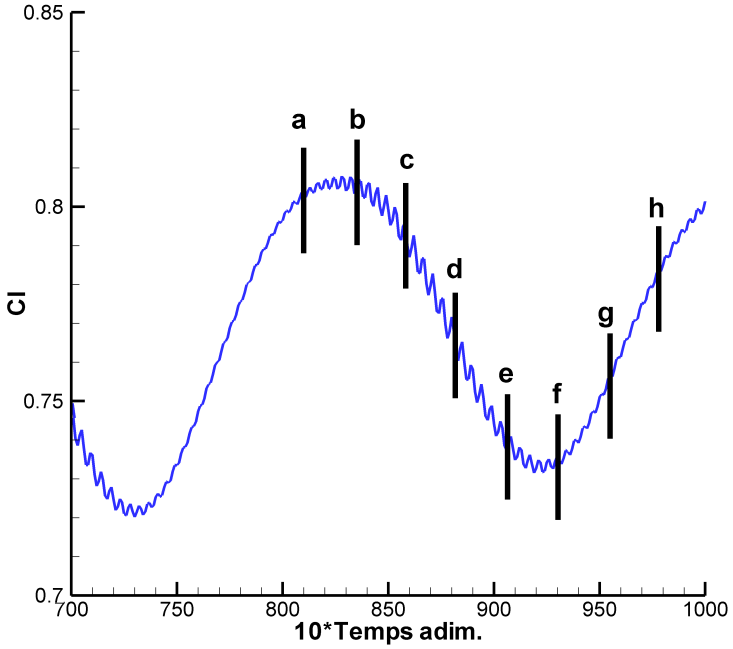


FIG. 4.23 – *OAT15A-CA sur une période de tremblement : définition des différents instants d'analyse de l'écoulement, maillage A2, modèle KW SST DES.*

De la même manière, il est intéressant de comparer les niveaux de fluctuation de C_p à l'extrados. Pour celà, on compare les valeurs de $C_p^{'} = \sqrt{2}Cp_{rms}$ obtenues expérimentalement à celles issues de la simulation. La figure 4.27 montre que le calcul *KW SST DES* présente un pic d'oscillation de pression à l'extrados à une abscisse très proche de celle constatée expérimentalement. Les niveaux de C_p' prédits par le calcul sont néanmoins moindres que les niveaux expérimentaux, en particulier dans la zone $|x/c| > 0.5$. On peut attribuer en partie ce manque au fait que l'on ne représente pas les parois, en suivant les conclusions de Thiery et Coustols [134]. Par ailleurs, à l'intrados, le maillage est déraffiné afin de réduire le temps de calcul. Ceci peut également contribuer à expliquer que les niveaux de C_p' soient plus éloignés de l'expérience à l'intrados qu'à l'extrados du profil.

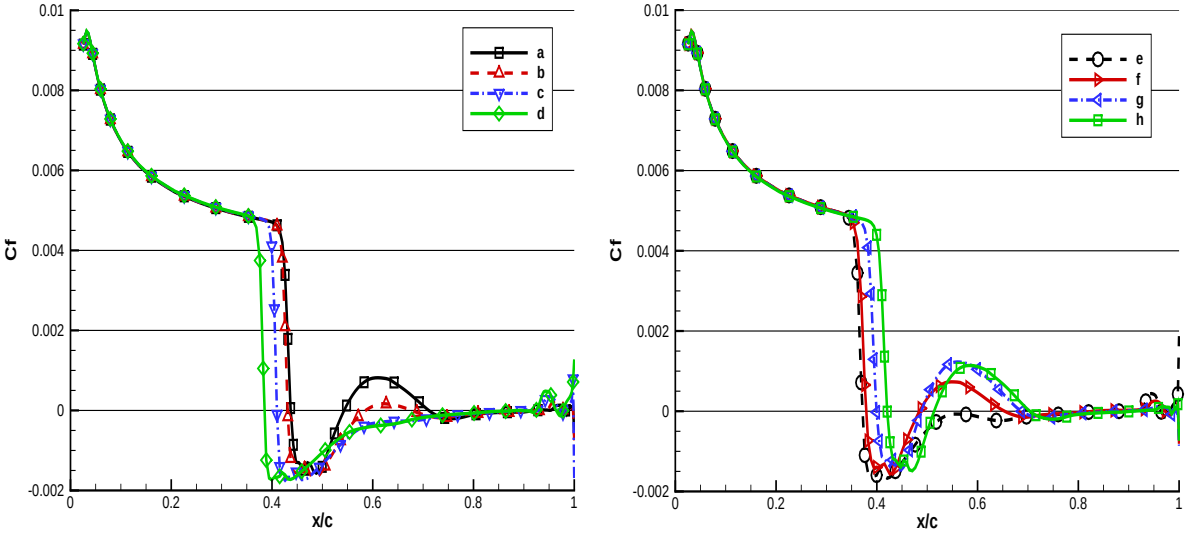


FIG. 4.24 – *Courbes des valeurs du coefficient de frottement Cf prises durant un cycle de tremblement sur le profil OAT15A-CA pour $\alpha = 3.5^{\circ}$, maillage A2, modèle KW SST DES.*

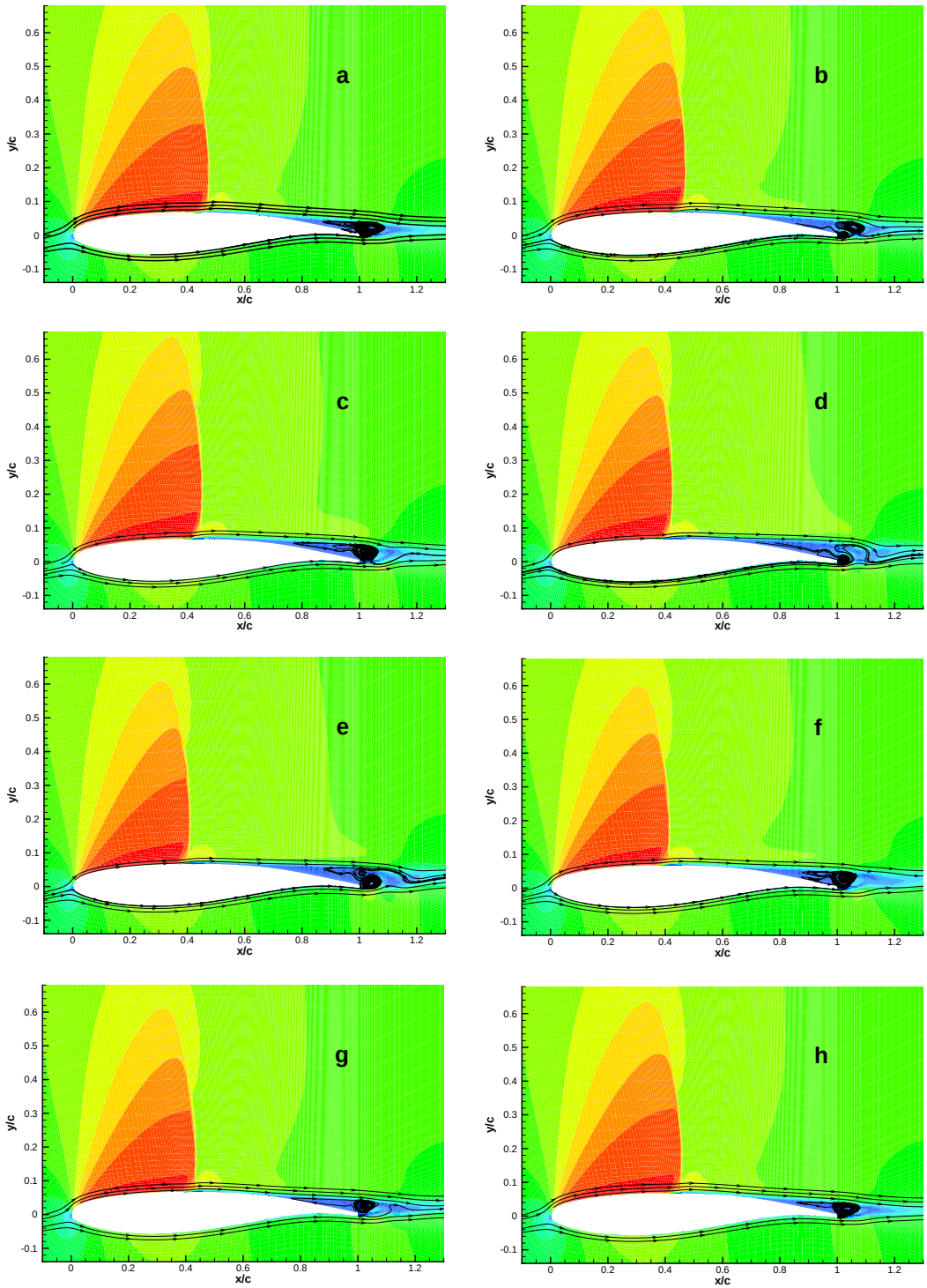


FIG. 4.25 – *OAT15A-CA sur une période de tremblement : planches d'isos-valeurs du nombre de Mach avec des lignes de courant proches de la paroi, maillage A2, modèle KW SST DES.*

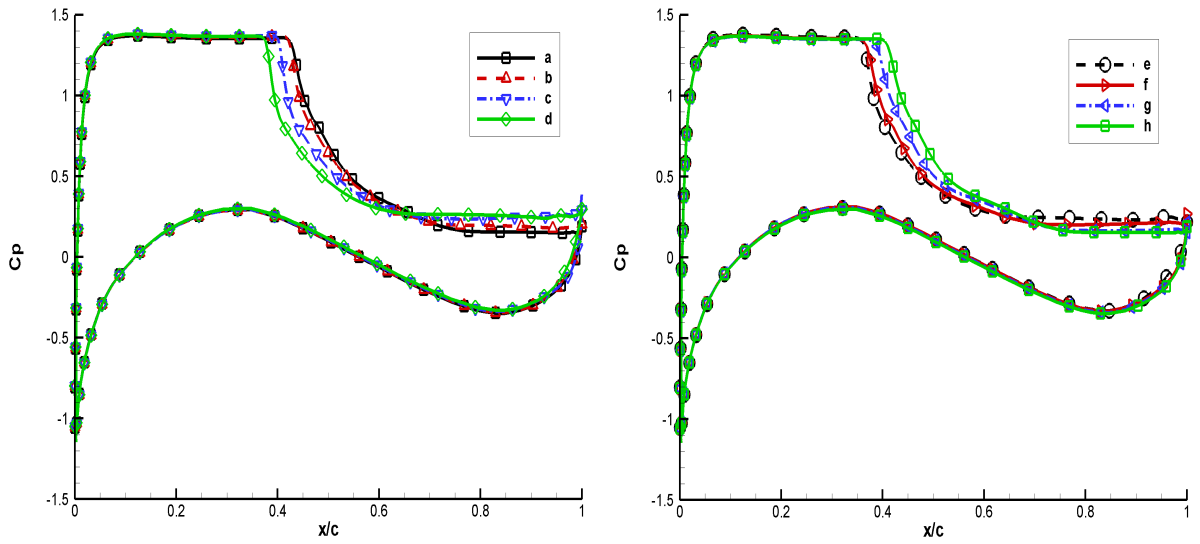


FIG. 4.26 – *OAT15A-CA sur une période de tremblement : courbes de Cp à différents instants, maillage A2, modèle KW SST DES.*

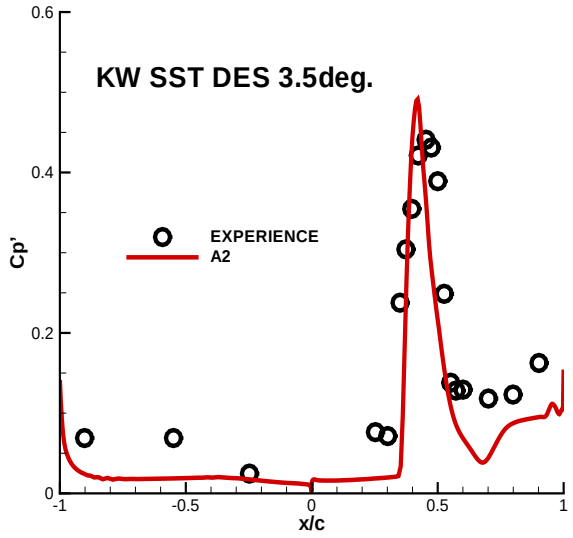


FIG. 4.27 – *Fluctuations de pression à l'extrados du profil OAT15A-CA en régime de tremblement.*

Toujours pour ce maillage, la partie gauche de la figure 4.28 permet de constater que la position moyenne du choc (que l'on obtient en analysant les champs moyens issus de simulations) en fonction de l'incidence obtenue le modèle $KW\ SST\ DES$ est proche des valeurs expérimentales. Le modèle algébrique BL semble clairement prédire une position moyenne de l'onde de choc trop en aval. Par contre, la partie droite de la même figure 4.28 montre que le modèle BL semble plus proche des expériences que le modèle DES dans le calcul de l'amplitude de déplacement du choc. On retrouve donc le comportement constaté précédemment pour le modèle algébrique : il surestime le battement de l'onde de choc.

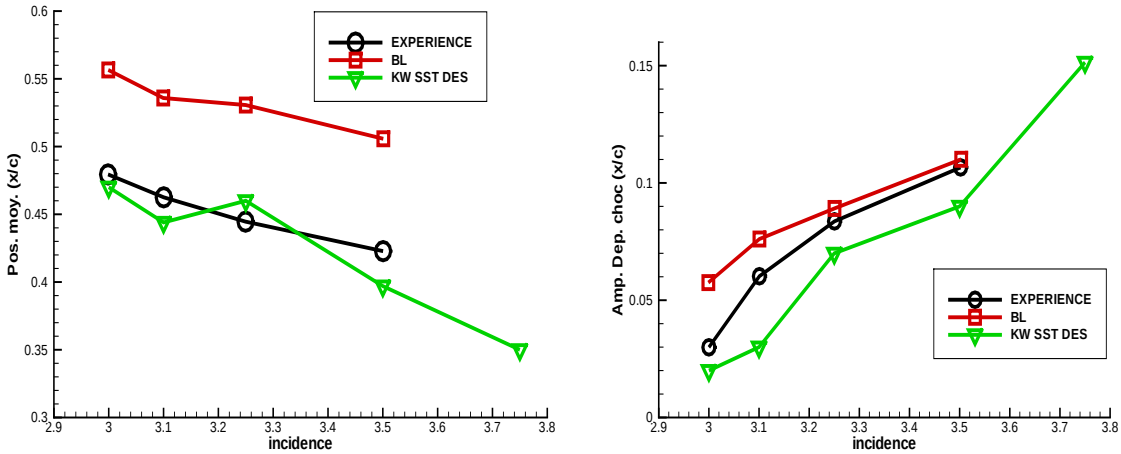


FIG. 4.28 – *Position moyenne (gauche) et amplitude de déplacement du choc (droite) sur OAT15A-CA en régime de tremblement à* $\alpha = 3.5\,^{\circ}$.

4.3.5 Influence du maillage

Dans un premier temps, on recherche l'entrée en tremblement en examinant, pour des nombres de Mach et Reynolds donnés, l'apparition éventuelle d'oscillations du coefficient de portance avec l'augmentation de l'incidence. La figure 4.29 montre cette évolution pour des calculs BL et $KW\ SST\ DES$ menés sur le maillage $A2$, que l'on compare aux expériences de Reberga. La frontière d'entrée en tremblement est correctement prédite, avec une incidence d'entrée d'environ 3.° pour les deux modèles. On constate encore que le modèle BL surestime l'intensité des oscillations de portance.

Dans un second temps, on examine maintenant l'influence de la définition du maillage sur les oscillations auto-entretenues de l'écoulement. On utilise donc successivement les maillages $A12$, $A2$ et $A23$ pour les incidences $\alpha = 3.^{\circ}$ et $\alpha = 3.5^{\circ}$, que l'on compare à l'expérience. Par ailleurs, dans une optique d'optimisation dans le chapitre suivant, on compare ponctuellement les résultats obtenus avec le modèle BL.

En déraffinant le maillage et en considérant le même calcul sur la grille $A12$, la figure 4.30 montre que lors de l'utilisation d'un maillage plus grossier, on retrouve le comportement observé quel que soit le modèle sur le cas de la lentille au chapitre précédent, avec des oscillations de pression sensiblement surestimées, et un pic de fluctuation légèrement en amont du

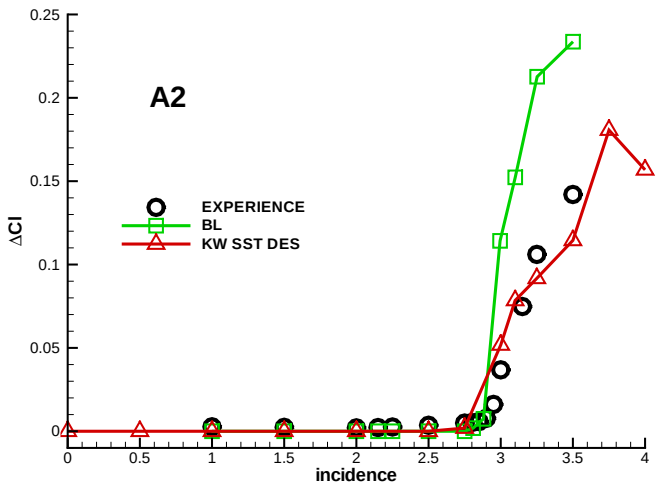


FIG. 4.29 – *OAT15A-CA : frontières d'entrée en tremblement expérimentale, et obtenues avec les modèles BL et KW SST DES, maillage A2 .*

pic expérimental.

On s'intéresse maintenant plus spécifiquement au comportement du calcul DES en faisant varier la taille de grille. Pour l'incidence la plus proche de l'entrée en tremblement pour laquelle on dispose de données expérimentales, la figure 4.31 montre que le raffinement de maillage se traduit par une meilleure prise en compte de l'instationnarité du choc. L'utilisation du maillage le plus grossier $A12$ amène à un pic de $C_p^{'}$ sensiblement reculé vers l'aval du profil, ainsi qu'une valeur atteinte par ce pic sur $C_p^{'}$ très largement inférieure à l'expérience. Les maillages plus raffinés ($A2$ et $A23$) permettent de se rapprocher de la valeur du pic de $C_p^{'}$ mesurée, tout en prédisant des valeurs de cette variable très insuffisantes dans la zone d'extrados située en aval de $x/c = 0.6$. Il n'est pas aisé en l'état d'expliquer ce déficit global.

Enfin, on peut examiner l'utilisation de ces trois maillages pour une incidence plus élevée. La figure 4.32 présente les valeurs prises par $C_p^{'}$ pour les trois maillages, à une incidence de 3.5°. Sans surprise, on constate sur cette figure que les résultats de simulation sont sensibles aux variations de définition du maillage. Le calcul sur le maillage $A2$ semble le plus proche de l'expérience. Le calcul sur le maillage plus raffiné $A23$ présente des niveaux de $C_p^{'}$ plus proche de l'expérience dans la partie d'extrados proche du bord de fuite, mais surestimés dans la zone d'excursion de choc. Un tel comportement n'est pas aisément explicable, nous y reviendrons dans la conclusion sur ce cas.

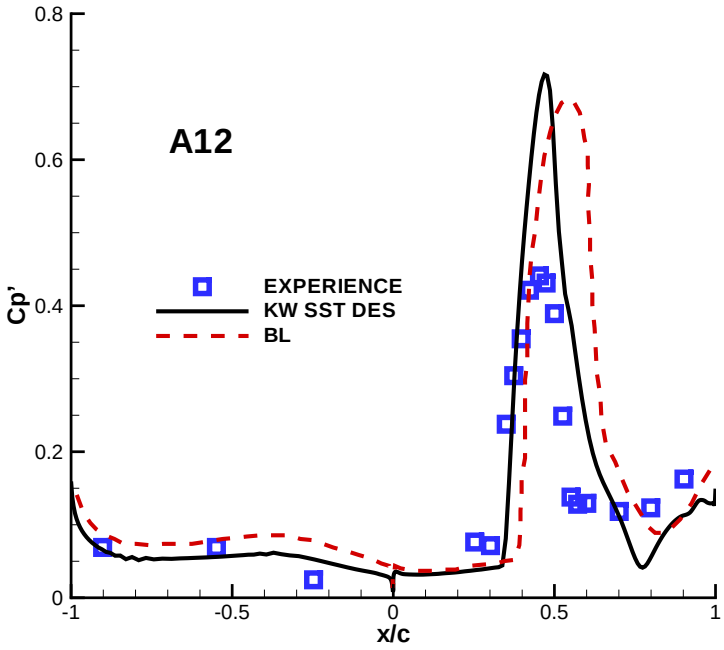


FIG. 4.30 – *OAT15A-CA : influence du modèle de turbulence sur le coefficient C_p' pour une incidence de 3.5° sur le maillage A12.*

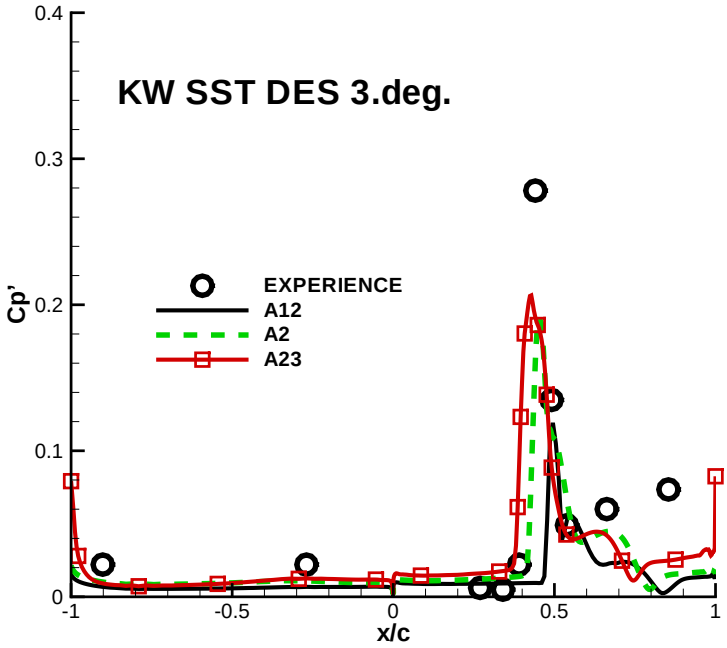


FIG. 4.31 – *OAT15A-CA : influence du maillage sur le coefficient C_p' pour une incidence de 3°, modèle KW SST DES.*

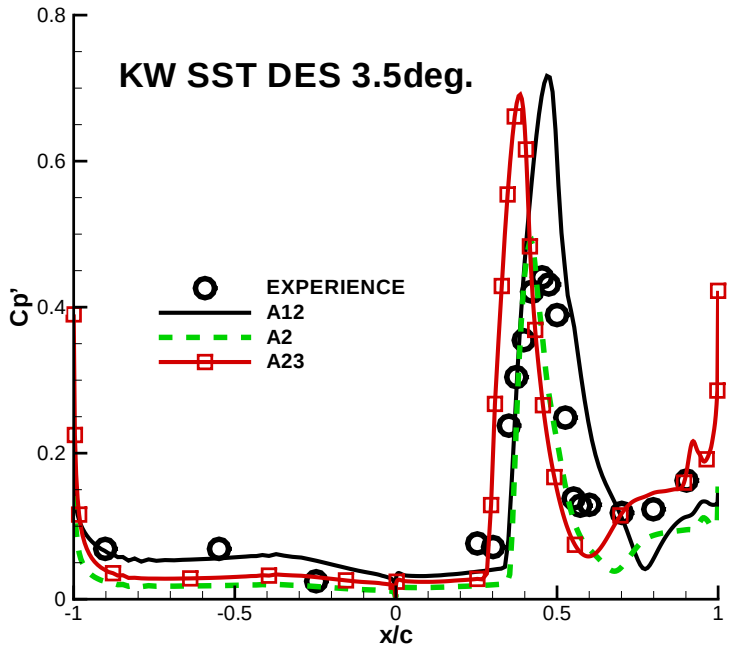


FIG. 4.32 – *OAT15A-CA : influence du maillage sur le coefficient C_p' pour une incidence de* 3.5 °, *modèle KW SST DES.*

4.3.6 Comportement de la fonction d'hybridation

On examine maintenant le comportement de la fonction d'hybridation f_{des}. On rappelle ici que la fonction f_{des} permet le passage d'un modèle RANS "classique" lorsque cette variable vaut 1. (dans le cas présent, le modèle $KW\ SST$) à un modèle "de turbulence" similaire au modèle sous-maille de Smagorinski quand f_{des} vaut zéro.

Sur les figures 4.33 et 4.34, on représente les niveaux d'iso-valeur de f_{des}. Dans le cadre du tremblement transsonique avec la présence d'une onde de choc et de zones décollées systématiquement en aval de ce dernier, on représente les lignes d'iso-valeurs du nombre de Mach. De manière relativement surprenante, on constate sur les figures 4.33 et 4.34 que les valeurs prises par f_{des} sont très basses loin du profil. On s'attendrait en effet à plus de sélectivité de f_{des} vis-à-vis des zones décollées, alors que les courbes de cette valeur montre que même à des endroits où l'écoulement est quasi-stationnaire, f_{des} diminue loin du profil. En réalité, ce point pose principalement la question de la bonne définition de f_{des}, mais n'a à notre avis que peu d'influence, car justement, les instationnarités sont faibles dans la plupart de ces zones.

La zone d'écoulement décollé présente des valeurs de l'ordre de $0.4 < f_{des} < 0.6$. On a donc dans cette zone non pas un modèle de type SGE mais bien un hybride entre le modèle RANS et le modèle SGE. Par ailleurs, au niveau de l'aval immédiat du choc, dans la zone de cisaillement séparant le décollement de pied de choc de l'écoulement au loin, une zone est présente pour laquelle f_{des} remonte près de 1.. Il nous est difficile de juger de la pertinence de ce comportement, car les modèles RANS incluant une équation de transport sur k sont semble-t-il connus [123] pour créer un saut pathologique de k au travers de chocs. Il est raisonnable de penser que l'on retrouve ce point dans f_{des} vu sa formulation.

Les figures 4.35 et 4.36 montrent les profils de f_{des} pour différentes abscisses pour les différents instants a à h. On constate de nouveau que quelle que soit l'abscisse considérée, les couches-limites semblent bien traitées avec $f_{des} = 1.$. En effet, au minimum, les 25 premiers points à partir de la paroi du profil sont traités avec cette valeur de f_{des}. Pour les abscisses $x/c = 0.1$ et $x/c = 0.3$, on constate que f_{des} diminue jusqu'à des valeurs très réduites (typiquement 0.15) à une distance de 5% de corde de la paroi, avant de remonter progressivement vers 1. à une distance d'environ 40% de corde de la paroi. Ce comportement ne pose probablement pas de problème, dans la mesure où cette zone du domaine de calcul est stationnaire (supersonique), sans effets de la turbulence en dehors du voisinage des parois. En examinant les profils pour les abscisses $x/c = 0.5$ à $x/c = 0.7$, on note que f_{des} prend des valeurs telles que $0.4 < f_{des} < 0.6$. En s'éloignant de cette zone, on note un point singulier sur ces profils, aux alentours de $x/c = 0.1$ de la paroi. En s'éloignant encore de la paroi, les profils de f_{des} reviennent aux valeurs basses précédemment rencontrées aux mêmes distances de la paroi dans la zone supersonique.

Ces vues instantannées de la fonction d'hybridation nous amène à penser que sa formulation intrinsèque n'est pas forcément optimale. Les niveaux de f_{des} qui diminuent là où l'écoulement n'est pas tourbillonnaire, ainsi que l'apparition de points isolés et très localisés de valeurs faibles au milieu de valeurs élevées (et inversement comme pour l'instant f de la figure 4.34) font qu'un travail sur la définition intrinsèque de cette fonction d'hybridation semble un perspective de recherche claire.

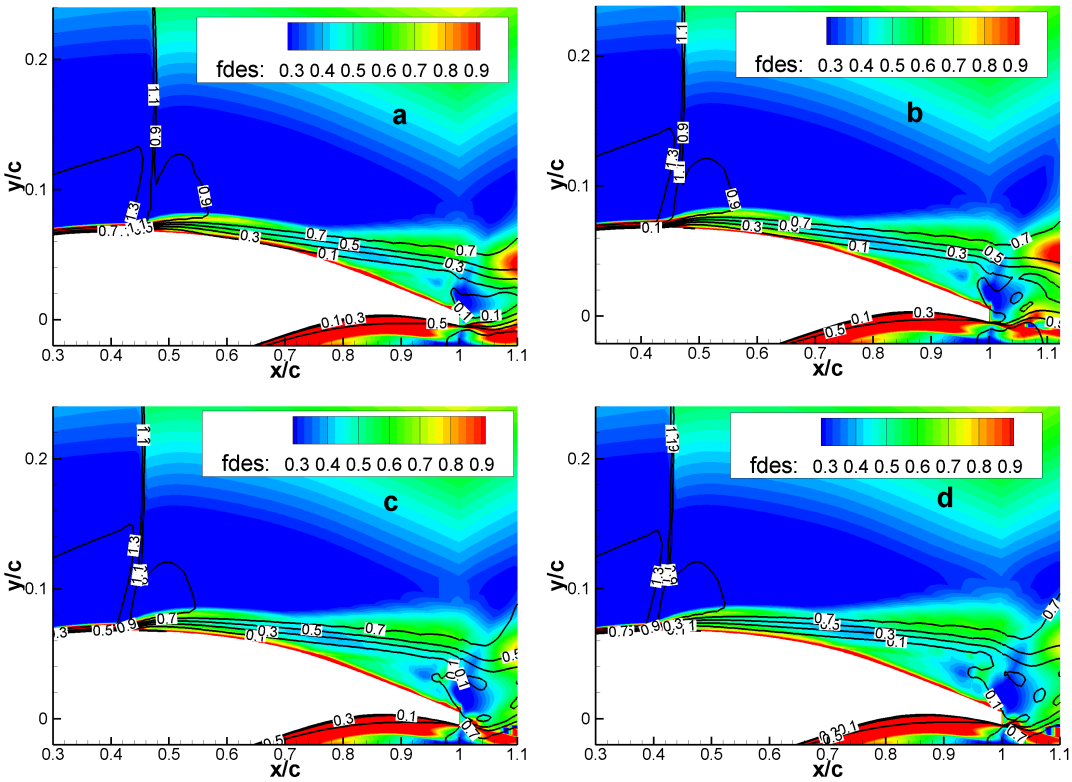


FIG. 4.33 – *OAT15A-CA sur une demi-période de tremblement : planches d'isos-valeurs de f_{des} avec les iso-lignes de nombre de Mach, modèle KW SST DES, maillage A2.*

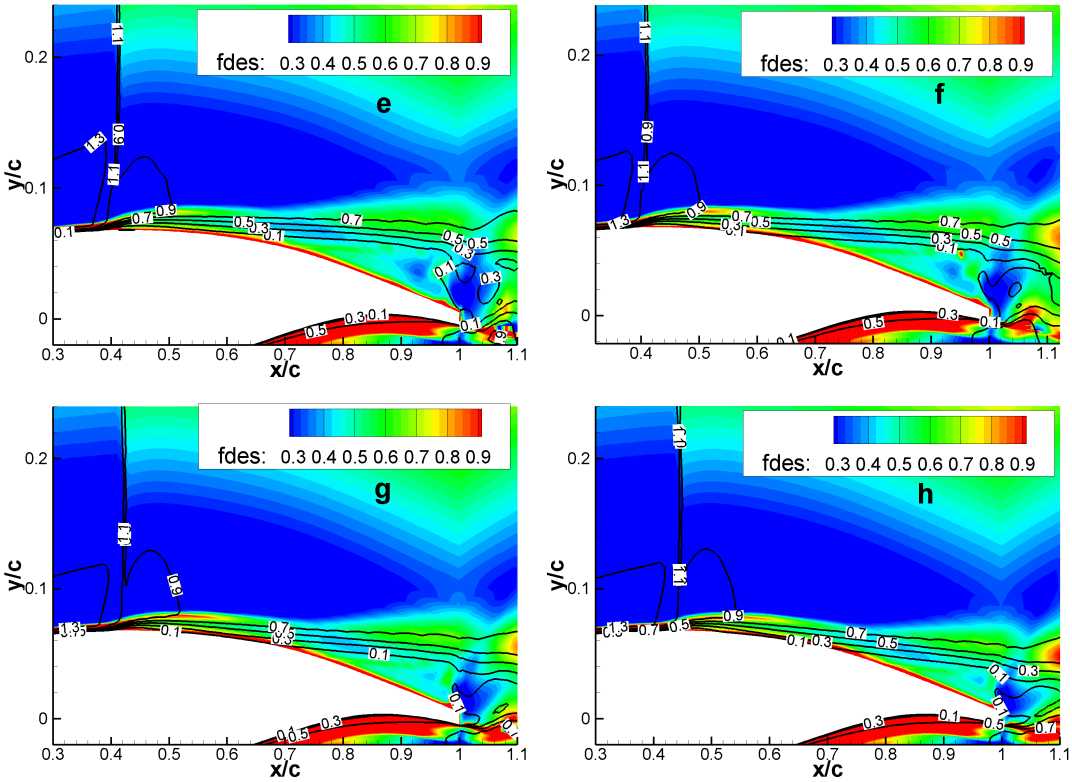


FIG. 4.34 – *OAT15A-CA sur une demi-période de tremblement : planches d'isos-valeurs de f_{des} avec les iso-lignes de nombre de Mach, modèle KW SST DES, maillage A2.*

La figure 4.37 est une vue du champ de f_{des} que l'on moyenne sur cinq cycles de tremblement. Les lignes d'iso-valeurs du nombre de Mach permettent de visualiser l'emplacement moyen de l'onde de choc, ainsi que la discontinuité associée sur f_{des}. La topologie précédemment décrite est retrouvée : f_{des} vaut 1. dans les couches-limites et loin (typiquement $x/c > 0.3$) du profil, et prend des valeurs intermédiaires partout ailleurs. La figure 4.38 des champs de $f_{des_{rms}}$ sur le même temps permet de voir que f_{des} varie relativement peu dans le temps et dans l'espace, excepté dans la zone de battement de choc proche de la paroi, ainsi que le long de la couche de mélange entre l'écoulement décollé et l'écoulement extérieur. Nous déduisons que cette approche DES va dans le bon sens. Même avec les quelques interrogations sur le comportement instantanné de f_{des}, globalement cette fonction semble assez robuste pour être utilisée comme base pour des travaux exploratoires comme les notres.

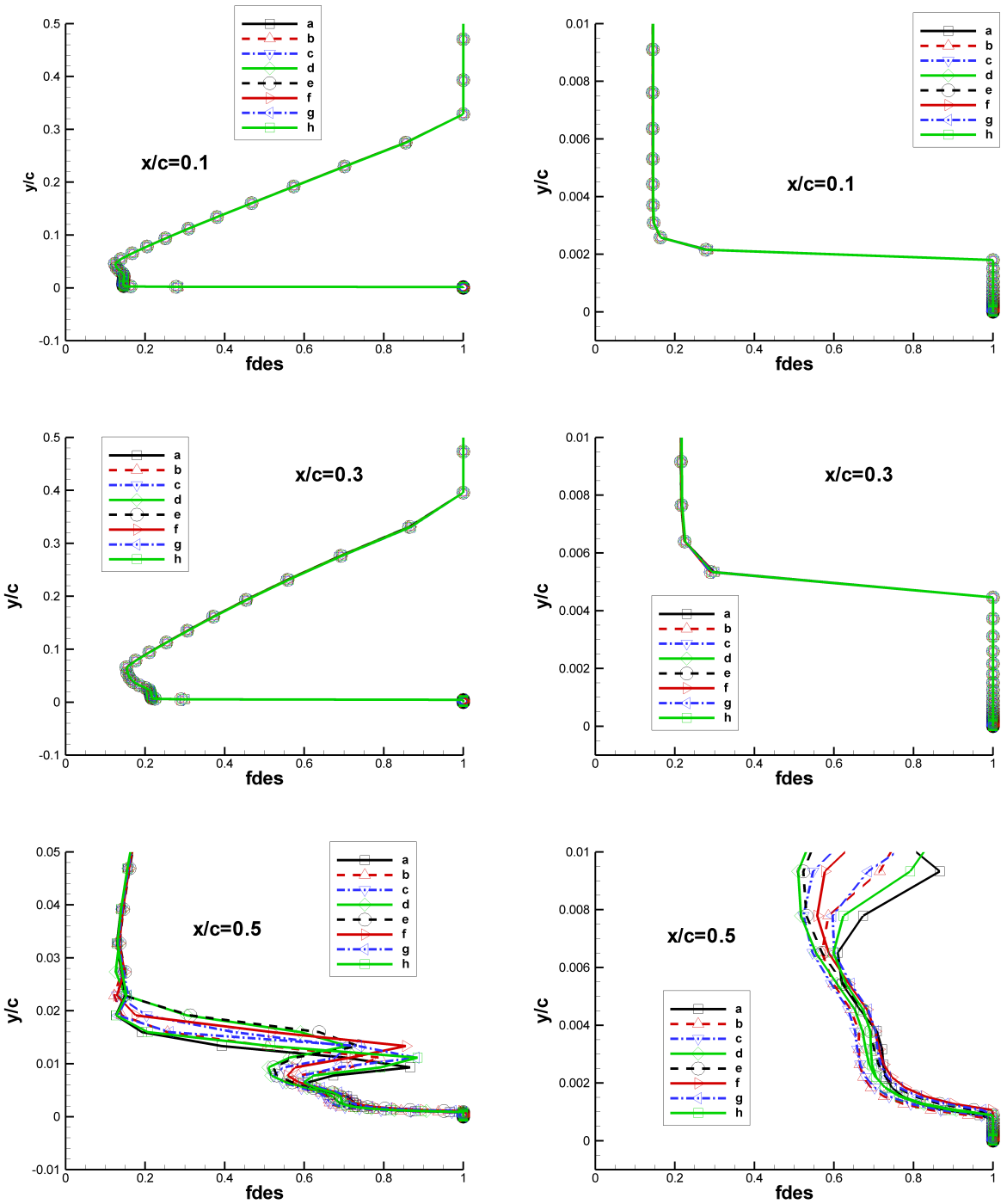


FIG. 4.35 – *OAT15A-CA sur une période de tremblement : profils de f_{des} pour différentes abscisses, modèle KW SST DES, maillage A2.*

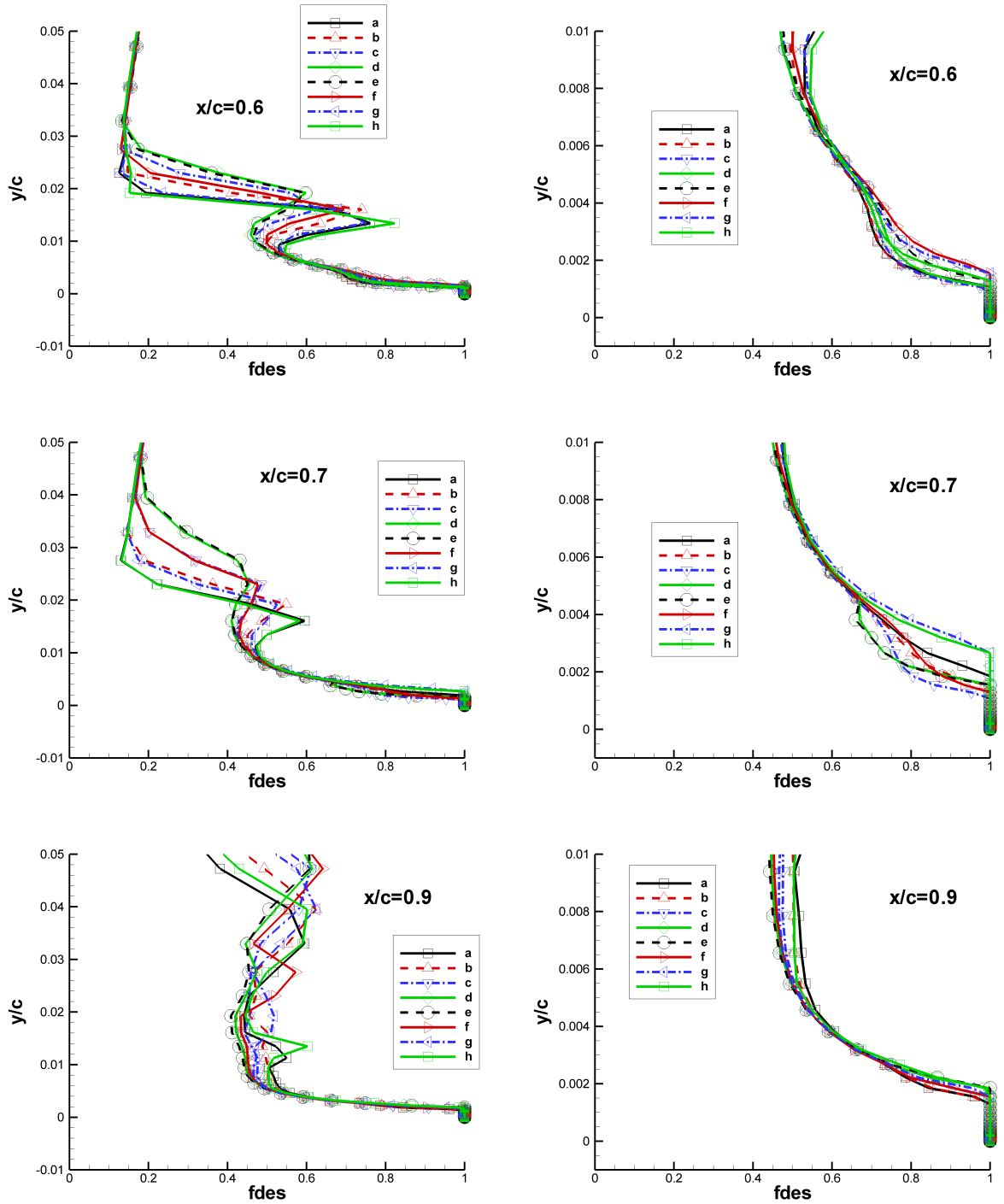


FIG. 4.36 – *OAT15A-CA sur une période de tremblement : profils de f_{des} pour différentes abscisses, modèle KW SST DES, maillage A2.*

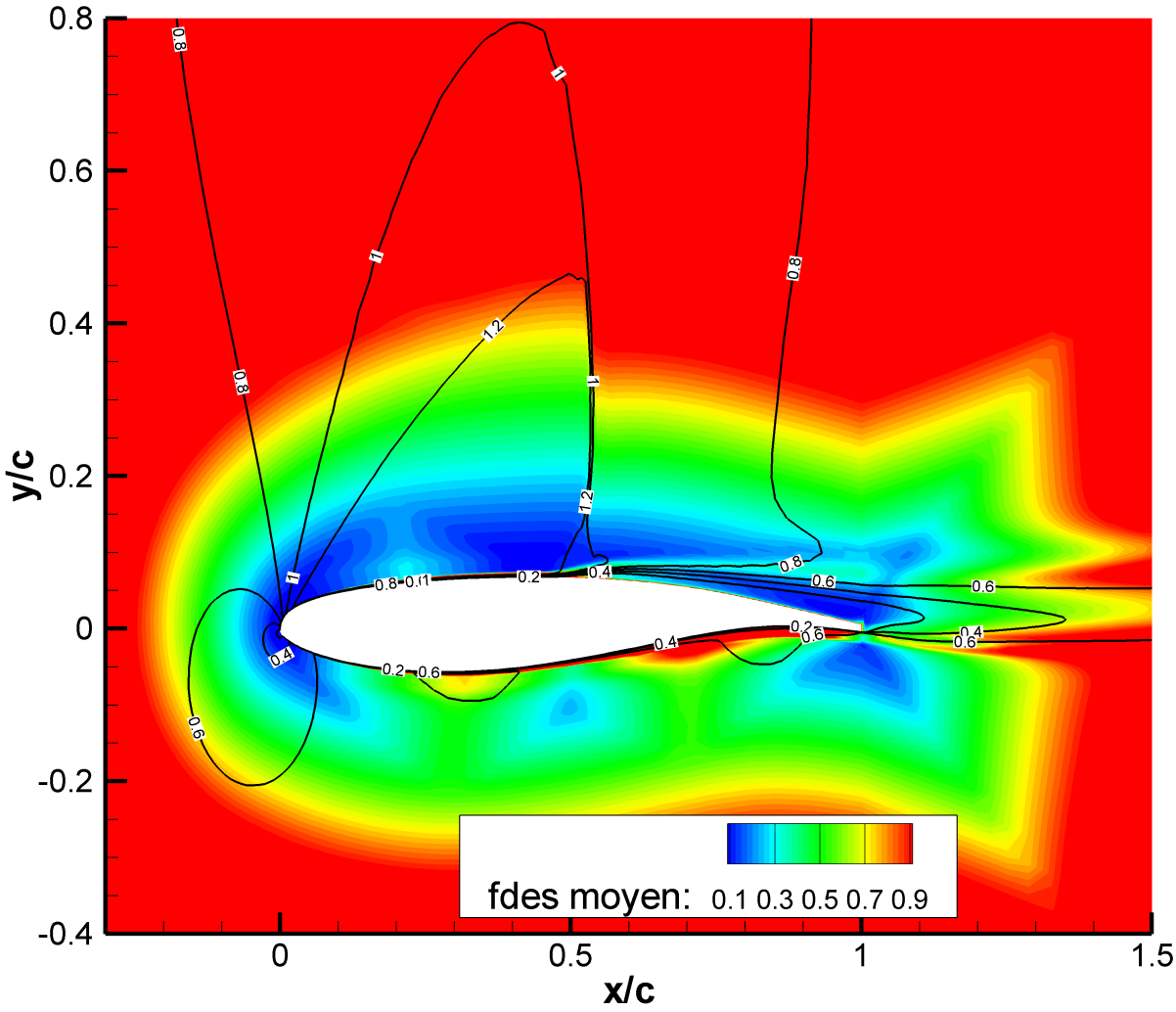


FIG. 4.37 – *Planches d'isos-valeurs du champs de f_{des} moyenné sur cinq périodes de tremblement sur le profil OAT15A-CA, modèle KW SST DES, maillage A2.*

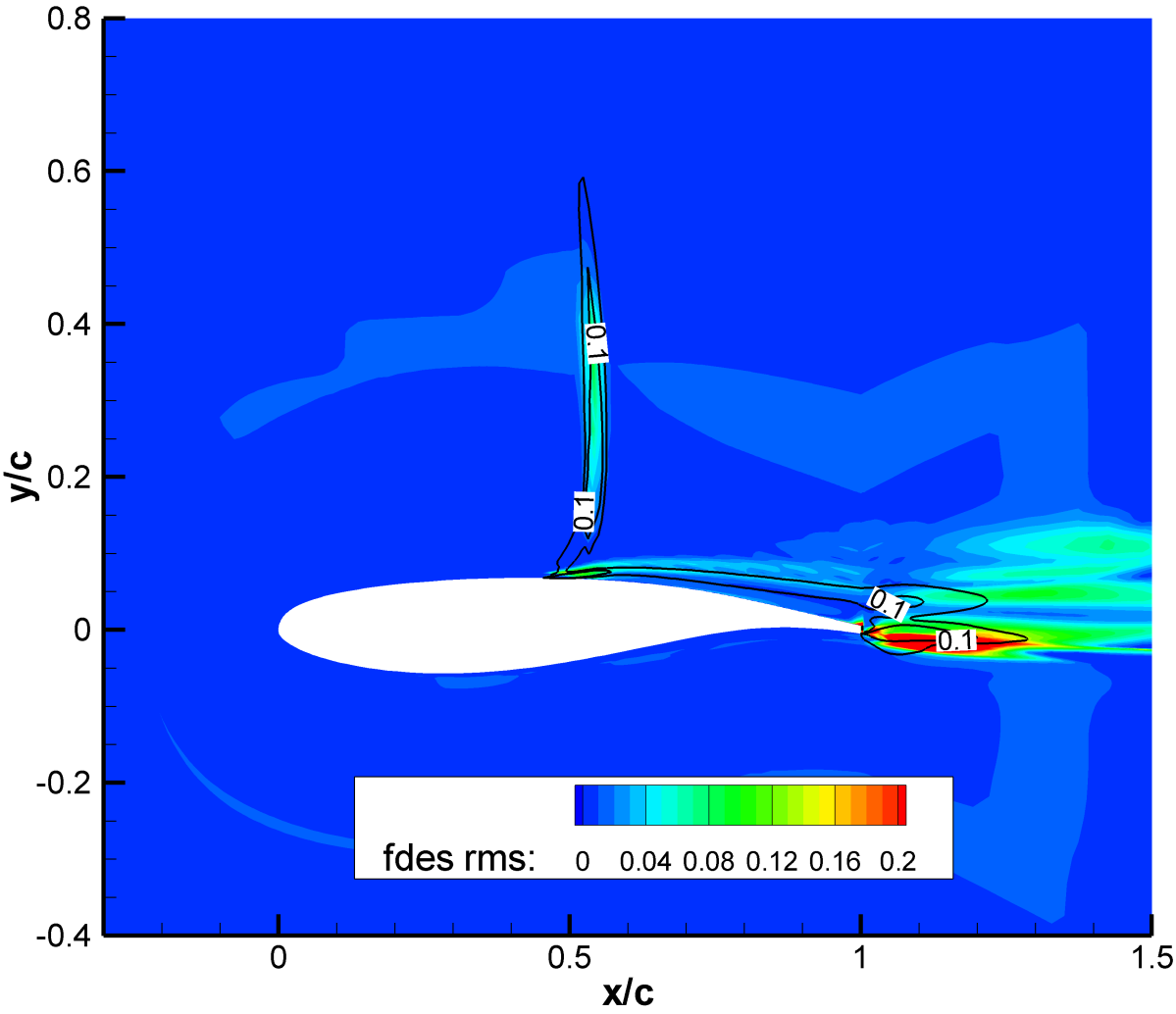


FIG. 4.38 – *Planches d'isos-valeurs du champs de $f_{des_{rms}}$ sur le profil OAT15A-CA, modèle KW SST DES, maillage A2.*

4.4 Conclusions sur la simulation du tremblement sur profils supercritiques

4.4.1 Cas du profil RA16SC1

La première observation importante est que l'utilisation de l'approche PANS pour simuler l'écoulement en régime de tremblement permet bien de reproduire le phénomène d'oscillations de choc auto-entretenues, contrairement à l'utilisation de méthodes RANS seules qui conduisent, en dépit de corrections de réalisabilité destinées à améliorer notamment la représentation de l'interaction choc / couche limite, à des écoulements stationnaires. Autrement dit, l'approche URANS, qui repose sur l'hypothèse d'un découplage entre les fréquences résolues les plus basses de l'écoulement et le reste du spectre de la turbulence modélisé, est en échec avec le modèle employé. Pratiquement, les niveaux de viscosité turbulente générés en particulier dans la zone de décollement de l'écoulement sont incompatibles avec l'apparition du tremblement alors que la modification introduite par l'approche PANS permet précisément au modèle de réduire les niveaux de viscosité turbulente générés dans cette même zone et d'autoriser ainsi le développement des oscillations de choc auto-entretenues.

Le deuxième point qu'il nous semble intéressant de souligner est la nécessité de l'utilisation de maillages "suffisamment raffinés" pour que l'approche PANS dynamique employée joue son rôle. Comme on le constate sur les maillages utilisant le maillage le plus grossier, ce n'est pas parce que f_k diminue que la physique de l'écoulement (même dans ses grands traits ...) est reproduite. Ce point est susceptible de poser un problème important à un éventuel utilisateur sans *a priori* sur la physique attendue de l'écoulement, dans la mesure où il peut nécessiter des remaillages. En clair, le choix d'un maillage sans une idée approximative de l'écoulement et des échelles en jeu peut parfaitement revenir à mener une simulation URANS qui pour les cas considérés sera souvent inefficace. Comme on l'a vu dans la partie de présentation des maillages utilisés, l'accent lors de la conception des maillages a été mis sur la zone de maillage que l'on savait (au vu des expériences et d'autres simulations [2]) devoir représenter les décollements. La géométrie considérée, un simple profil supercritique, et ce que nous savions a priori du cas nous laissait cette latitude. On imagine sans mal que cette démarche n'est pas transposable à des cas aux géométries plus complexes, pour lesquels on souhaiterait avoir d'emblée une capacité de simulation hybride prédictive, fût-elle minime ! Il nous est difficile de voir des solutions efficientes à ce problème. De manière triviale, tout au plus peut-on confirmer, que l'expertise de l'utilisateur sera cruciale si l'on ne souhaite pas décrédibiliser ces méthodes. Dans un futur peut-être lointain, les méthodes d'adaptation de maillages, pourraient représenter une ébauche de solution à ce problème, à la condition de lever selon nous le problème du surcoût en temps de calcul et du choix du critère d'adaptation qui reste encore à définir.

De plus, il ressort clairement de ces travaux sur le RA16SC1 que la frontière d'entrée en tremblement prédite est clairement erronée. Une telle erreur (près de 2°) est inacceptable pour faire de la simulation numérique un outil crédible de prédiction de l'entrée en tremblement. Les raisons de cette différence entre calcul et expérience sont multiples.
Tout d'abord, la "transition" dans le modèle *RANS* utilisé est totalement insatisfaisante. Non seulement nous ne disposons pas d'un modèle capable de modéliser la transition violente imposée expérimentalement, mais de plus le modèle souffre de l'apparition de zones pseudo-laminaires inhérentes à l'utilisation de fonction d'amortissement près des parois. De telles fonctions sont indispensables à la robustesse numérique du modèle, aussi peut-on difficilement

s'en passer. L'implantation de modèles de transition dans un code de type RANS peut être un début de solution, mais va bien au-delà des objectifs de ce mémoire.
Par ailleurs, la dynamique inhérente au tremblement, avec des phases de décollement/recollement fréquentes, impose d'avoir un modèle proche-paroi apte à correctement reproduire ce comportement. Il faut bien le reconnaître, malgré l'introduction de modifications de réalisabilité qui améliorent la sensibilité du modèle au gradient de pression dû au choc, la bibliographie nous montre que l'obtention de décollement correctement placés, et d'une bonne taille (au moins moyenne) avec des modèles RANS reste encore un objectif de recherche en soi.

Enfin, les travaux de Thiery [134] illustrent qu'un progrès réel dans la reproduction numérique du tremblement sur des géométries bidimensionnelles en soufflerie repose sur la prise en compte des parois de cette soufflerie. Ce point est d'ores et déjà réalisable, au prix d'un effort de maillage conséquent, ainsi que d'une gestion de calculs multi-domaines (dans le cadre d'une approche sur maillages curvilignes structurés) efficace.

4.4.2 Cas du profil OAT15A-CA

Nous souhaitions pour ce cas de calcul étudier l'apport d'une approche DES telle que définie par Strelets [129] sur le modèle $KW\ SST$ [94] pour le calcul d'un écoulement tremblant sur profil supercritique.

L'emploi du modèle RANS se traduit par des écoulements stationnaires en contradiction avec les expériences que l'on tente de reproduire. L'emploi de la DES permet l'obtention d'oscillations de choc auto-entretenues, avec une bonne approximation du phénomène physique. On remarque que les fluctuations de pression à la paroi du profil, ainsi que la position moyenne ou les déplacements maximaux de l'onde de choc sont mieux reproduits avec le modèle $KW\ SST\ DES$ qu'avec le modèle algébrique RANS BL disponible jusqu'alors.

Par ailleurs, on a pu remarquer que le modèle $KW\ SST$ n'induisait pas l'apparition de zones pseudo-laminaires, contrairement aux modèles de type $k-\varepsilon$ avec modification de réalisabilité. Ce point sera probablement d'importance lors de l'orientation d'une suite de nos travaux, afin de résoudre le problème de la transition au sein des modèles RANS employés.

La frontière d'entrée en tremblement expérimentale est retrouvée de manière assez satisfaisante avec le modèle $KW\ SST\ DES$ sur ce cas. Soucieux de pourvoir adopter à terme une démarche d'optimisation de formes, nous ferons néanmoins dans la suite de ce mémoire le choix de garder le modèle BL pour détecter la frontière d'entrée en tremblement. Le surcoût en temps de calcul dû à la mise en oeuvre du modèle $KW\ SST\ DES$ est d'environ 30% par rapport à la mise en oeuvre du modèle BL. Ce surcoût, associé aux limitations que nous avons émises par rapport à l'utilisation de méthodes hybrides en deux dimensions en introduction de ce chapitre, nous a dissuadés d'utiliser la DES dans les boucles d'optimisation.

Enfin, l'analyse de la fonction f_{des} montre tout d'abord que les valeurs prises par cette fonction diminuent après le choc et qu'elle n'affecte pas les couches-limites, ce qui est globalement le comportement recherché. Ce point nous incite à penser d'une part que nos calculs ne présentent pas de risque de "décollement induit par le maillage" (*Grid Induced Separation* en anglais), et que d'autre part le modèle RANS conserve une part capitale dans la qualité globale de

la simulation. En effet, même dans les zones d'écoulement décollé, c'est le modèle RANS qui calcule μ_t près des parois et qui donc influe sur les profils de vitesse.
Dans le détail, cette variable f_{des} peut avoir un comportement assez "chaotique", avec parfois des oscillations assez fortes d'une maille à l'autre. Malgré ce point, les calculs présentés ici n'ont pas souffert de problèmes de robustesse. Il convient néanmoins de s'interroger sur la formulation-même de la fonction qui définit f_{des}. Tout comme pour les approches PANS caractérisées précédemment, la définition de la fonction d'hybridation semble être une des clés de la DES (sans doute encore à l'état embryonnaire), à défaut de pouvoir utiliser un maillage toujours adapté. En particulier, en ayant à l'esprit les constatations faites ci-dessus sur le comportement de f_{des}, le fait d'avoir des valeurs de cette fonction qui descendent au minimum aux environs de $f_{des} \sim 0.2$ nous conduit à penser que l'analyse d'écoulements plus fondamentaux reste indispensable afin de caractériser/clarifier le comportement du modèle pour des valeurs de f_{des} en dehors des bornes (zéro ou un).

Chapitre 5

Optimisation de formes pour le tremblement

On souhaite dans ce dernier chapitre mettre en oeuvre une démarche d'optimisation de la forme de profils d'aile qui permette d'éviter ou en tout cas de réduire les effets du tremblement transsonique. Une démarche analogue avait déjà été entreprise dans les travaux de Renaud [110] [29] [30] qui avaient étudié la possibilité de réduire le tremblement sur un profil supercritique en positionnant une bosse (déformation locale du profil) à l'extrados de ce profil. Les principaux enseignements de cette étude avaient été en premier lieu qu'il était possible de déterminer de façon automatique le positionnement optimal de ce dispositif de bosse d'extrados en couplant un solveur fluide et un algorithme d'optimisation par évolution d'une population de solutions potentielles. La seconde conclusion avait été que cette bosse devait être placée entre la position extrême aval de l'onde de choc sur le profil de base et le bord de fuite du profil : dans ces conditions elle peut permettre de supprimer totalement le déclenchement du tremblement en empêchant notamment la fusion des décollements de pied de choc et de bord de fuite. Ce positionnement est bien différent de celui observé par exemple dans le cas des projets européens Euroshock consacrés à la réduction de traînée associée à une interaction choc / couche limite en régime laminaire : il a en effet été observé dans ce cas que le positionnement optimal d'une bosse de géométrie adaptée se situait au niveau de l'interaction même. Cette analyse menée sur l'utilisation d'une bosse d'extrados pour contrôler le tremblement recoupait les travaux essentiellement expérimentaux présentés dans [45, 49]. Cependant, si l'étude de tels dispositifs de contrôle passif est fondamentalement intéressante, elle ne conduit pas nécessairement à des dispositifs exploitables par les avionneurs en raison de la complexité de leur mise en oeuvre en situation de vol. Par exemple, la mise en place d'une bosse d'extrados en régime de croisière requiert des matériaux spécifiques dans la zone de déformation et des dispositifs - hydrauliques ou autres - permettant d'assurer cette déformation. Dans nos propres travaux, nous avons plutôt fait le choix de nous intéresser à la conception de profils fixes (pas de bosse d'extrados ni de volet de bord de fuite) présentant de bonnes propriétés vis-à-vis de l'entrée en tremblement. Plus précisément, nous avons considéré deux profils existants, NACA0012 et OAT15A-CA, dont les caractéristiques en régime tremblant ont été évoquées et éventuellement analysées aux chapitres précédents. Nous avons alors cherché des profils construits en appliquant des fonctions de perturbation à ces géométries de base, qui puissent offrir de meilleures propriétés vis-à-vis du tremblement : typiquement, dans les mêmes conditions de Mach, d'incidence et de Reynolds que pour le profil de base, nous cherchons des profils perturbés qui génèrent une amplitude bien plus faible, voire nulle, des

coefficients aérodynamiques. La détermination de ces formes améliorées a été formulée comme un problème d'optimisation multi-objectifs qui a été résolu en couplant le solveur fluide précédemment développé à un algorithme génétique. Afin que la pertinence physique des résultats obtenus soit la moins sujette à caution possible, il aurait été judicieux d'optimiser la forme des profils en prenant en compte les effets de la turbulence par l'approche la plus satisfaisante dégagée dans les chapitres précédents : ainsi, un modèle de turbulence à deux équations de transport, éventuellement complété par une approche hybride mise en oeuvre pour un maillage adapté aurait pu constituer un choix de modélisation raisonnable.

Malheureusement, le coût unitaire d'une telle simulation n'est pas compatible à l'heure actuelle avec notre méthode d'optimisation de type évolutionnaire, au sens où on aboutirait alors à des temps de simulation excessifs. Pour donner un ordre de grandeur, un calcul instationnaire nécessite de l'ordre de 40 heures de calcul sur un processeur de machine à architecture scalaire employées durant nos travaux (Pentium IV à 3.4GHz, ou Xeon à 3.2GHz). Une optimisation par algorithme génétique nécessite usuellement, pour les cas traités ici, au minimum 200 individus pour balayer correctement l'espace des paramètres. Le coût de calcul global (au minimum 8000 heures monoprocesseur sur les machines citées, soit près d'un an de calcul en continu ...) rendait donc cette approche inabordable avec nos moyens de calcul. Nous avons donc retenu, comme l'avait fait Renaud précédemment [110], une approche par Pas de Temps Local (PTL), pour laquelle le temps d'évaluation d'un individu chute à 35 minutes. Naturellement, ce choix ne peut se justifier sur la seule base d'un objectif de réduction des coûts de simulation ! Un calcul PTL n'est pas, par définition, consistant en temps et n'est donc pas adapté *a priori* à la simulation d'écoulements instationnaires tels que ceux associés à un profil tremblant. Cependant, comme l'avait déjà observé Renaud dans sa thèse [110], nous avons systématiquement constaté dans les simulations que nous avons menée qu'un calcul PTL était suffisant pour détecter l'apparition des fluctuations d'efforts associées au tremblement et donner une idée qualitative de l'intensité du phénomène. Ces informations s'avèrent suffisantes en pratique pour établir la hiérarchisation et le classement des individus d'une population, ce qui est à la base de l'optimisation par algorithme génétique.

Par ailleurs, compte tenu des résultats obtenus en utilisant des modélisations hybrides au chapitre précédent, nous avons privilégié l'utilisation du modèle algébrique BL pour prédire l'entrée en tremblement. On rappelle ici que lors du calcul d'écoulements instationnaires "tremblants", ce modèle présente des niveaux de fluctuations de portance en général trop élevés. Il présente néanmoins l'avantage décisif pour notre objectif (réduire ou repousser le tremblement) de prédire l'entrée en tremblement de manière robuste.
Pour ces raisons de coût de calcul, et de capacité à détecter l'entrée en tremblement, nous avons donc opté finalement pour une optimisation à faible coût unitaire grâce à une simple modélisation algébrique - qui sera encore discutée ci-après - et à une vérification *a posteriori* des performances des profils "optimaux" à l'aide d'une modélisation plus évoluée.

Ce chapitre est organisé comme suit : dans un premier temps la manière dont est définit le problème d'optimisation est présentée, d'une part en précisant les outils numériques et leur couplage, d'autre part en fournissant les paramétrisations employées ainsi que les fonctions objectifs à améliorer. Dans un second temps, les résultats d'optimisation sont présentés. Ces calculs ont été réalisés sur deux géométries, le profil classique NACA0012 et le profil supercritique OAT15A-CA, afin de nous assurer de la répétabilité des tendances observées. Enfin, comme indiqué ci-dessus, les résultats d'optimisations sont analysés *a posteriori* en mettant

en oeuvre les meilleurs outils numériques à notre disposition.

5.1 Outils numériques

La boucle d'optimisation telle qu'elle a été réalisée fait appel au couplage entre un algorithme d'optimisation, un mailleur et un code de calcul de résolution des équations de Navier-Stokes moyennées. Nous présentons succinctement chacun de ces éléments en insistant davantage sur le nouvel ingrédient qu'est l'optimiseur.

5.1.1 Algorithme d'optimisation

5.1.1.1 Principes généraux

Afin de traiter des problèmes d'optimisation réellement multi-objectifs, le choix a été fait d'utiliser une approche par algorithme génétique (AG). La souplesse des algorithmes génétiques et leur aptitude à traiter des problèmes multi-paramètres et multi-objectifs font qu'ils ont été utilisés pour une gamme très large de problèmes. Cette méthode d'optimisation repose sur l'utilisation de trois opérateurs basiques, inspirés des principes de la sélection naturelle, pour faire évoluer une population initiale de solutions possibles du problème aléatoirement générée. Ces trois opérateurs fondamentaux sont :

- **la sélection** : on sélectionne les meilleurs individus vis-à-vis d'un objectif fixé ;
- **le croisement** : les meilleurs individus après avoir été sélectionnés sont croisés. Concrètement, par analogie à la sélection naturelle un échange de chromosomes a lieu entre "bons" individus afin de définir un nouvel individu ;
- **la mutation** : cet opérateur modifie la valeur d'un gène/d'une allèle dans un chromosome qui définit le "patrimoine génétique" d'un individu. Cet opérateur a un rôle important dans la mesure où il permet d'explorer au mieux l'espace des paramètres, en évitant de converger vers un extremum local.

Toujours par analogie avec les processus biologiques, les opérateurs génétiques de croisement et de mutation n'agissent qu'avec une certaine probabilité. Concrètement, une optimisation par algorithmes génétiques consiste à générer une **population** d'individus, c'est-à-dire un ensemble de jeux de paramètres du problème d'optimisation à résoudre, puis à évaluer l'adaptation de chaque individu, c'est-à-dire la ou les valeurs de la ou des fonctions objectifs qui définissent le problème d'optimisation et enfin à appliquer les trois opérateurs précédemment décrits aux combinaisons paramètres/objectifs afin de générer une nouvelle population. On réalise ce processus pendant un certain nombre de **générations**, jusqu'à obtenir dans la population des individus que l'on estime optimaux ou en tout cas suffisamment améliorés par rapport à la configuration initiale dont on disposait. Les principaux paramètres d'une optimisation par algorithme génétique sont donc la taille de la population pop, conservée fixe au cours des générations, le nombre maximal de générations $maxgen$, les probabilités de croisement et de mutation p_c et p_m. Dans les travaux qui suivent, ces probabilités seront respectivement fixées à 0.9 et 0.1, sur la base d'expériences réalisées sur des problèmes modèles avec l'algorithme mis en oeuvre. En pratique, le produit $pop \times maxgen$ est fixé par des considérations de temps de calcul. Dans les problèmes que nous traitons, l'évaluation des fonctions objectifs nécessite au minimum une simulation d'écoulement sur profil (davantage dans le cas où plusieurs points de fonctionnement sont considérés) et le temps de calcul C associé à une seule de ces simulations, de l'ordre de plusieurs minutes, est très largement supérieur au temps de calcul associé à l'ensemble des opérations purement génétiques. Les paramètres pop et $maxgen$ sont

donc choisis de telle sorte que le temps de calcul total associé au processus d'optimisation, donné par $C \times pop \times maxgen$ reste inférieur à une valeur prescrite sur la base par exemple de la disponibilité de la machine de calcul (en particulier sur des machines avec système de queue pour lesquelles la durée globale d'un calcul est limitée). Les calculs présentés dans ce chapitre ont été réalisés en utilisant systématiquement une population de 24 individus que l'on a fait évoluer pendant au maximum 20 générations ce qui a donc limité le temps d'exécution de l'algorithme. Plus précisément, le temps d'évaluation d'un individu est d'environ 35 minutes sur les machines scalaires présentes au laboratoire, et d'environ 2 à 4 minutes sur les machines vectorielles de l'IDRIS (SX5 puis SX-8). Une optimisation typique, d'environ 350 individus, a donc un coût global d'un peu plus de 200 heures sur machine scalaire, et de 11 (SX-8) à 22 heures (SX-5) sur machines vectorielles.
Le coût de la boucle génétique que nous avons utilisée est clairement élevé puisque cette boucle conduit typiquement à l'évaluation de plusieurs centaines d'individus pour dégager une population d'individus optimaux. Notre choix d'un algorithme d'optimisation de type évolutionnaire s'appuie cependant sur deux atouts importants : en premier lieu, le couplage code de calcul / algorithme génétique, s'il n'est pas nécessairement immédiat, s'avère néanmoins beaucoup moins coûteux en temps de développement que la mise en place d'un outil d'optimisation nécessitant un code de résolution du problème adjoint (voir par exemple [105]). Cet argument a été décisif dans notre stratégie dans la mesure où, comme nous allons le détailler par la suite, nous savons d'ores et déjà que l'optimisation entreprise devra évoluer en fonction des améliorations effectuées en matière de modélisation de la turbulence. Dans le cas d'une optimisation par approche adjointe, extrêmement efficace une fois que l'outil numérique est disponible, il sera nécessaire de prévoir de nouveaux développements pour le code adjoint à chaque évolution du solveur fluide, notamment donc en ce qui concerne le modèle de turbulence. Au contraire, l'approche génétique permet d'intégrer immédiatement dans la boucle d'optimisation toute nouvelle version du solveur fluide, en minimisant donc les coûts de développement, même si le prix à payer pour cette souplesse est un coût élevé de la boucle d'optimisation elle-même. Un deuxième argument en faveur de l'utilisation des algorithmes génétiques est notre intérêt pour des problèmes d'optimisation multi-objectifs : il existe en effet des AG particulièrement bien adaptés à la résolution de tels problèmes et qui permettent notamment de tirer pleinement parti de l'utilisation d'une population de solutions comme nous allons l'expliquer dans le paragraphe qui suit.

5.1.1.2 Optimisation multi-objectifs

Nous avons mis en oeuvre dans la présente étude l'algorithme génétique multi-objectifs NSGA (pour *Non-Dominated Sorting Genetic Algorithm*) proposé initialement par Srinivas et Deb [128] ; un code d'optimisation intégrant cette méthode a été développé par Kalyanmoy Deb au *Kanpur Genetic Algorithms Laboratory* en Inde et mis à disposition des utilisateurs. Nous avons donc utilisé cet outil existant en l'adaptant bien sûr à nos besoins spécifiques. Nous rappelons brièvement dans ce paragraphe les principes de fonctionnement d'un tel algorithme génétique multi-objectifs ; nous renvoyons aux ouvrages spécialisés de Goldberg [55] et Deb [33] pour plus d'informations sur ces algorithmes.

L'algorithme NSGA, comme la plupart des algorithmes génétiques multi-objectifs, utilise la notion de dominance au sens de Pareto pour déterminer l'adaptation d'un individu. Ainsi, en présence d'objectifs multiples, on va classer la population d'individus selon leur rang de do-

minance : par exemple dans le cas d'un problème bi-objectifs, deux individus ne se dominent pas l'un l'autre si l'un des individus est meilleur que l'autre vis-à-vis du premier objectif, mais moins bon que l'autre vis-à-vis du deuxième objectif. Clairement, un individu en dominera un autre s'il lui est supérieur pour les deux objectifs considérés. Pour une population d'individus à une génération donnée, on attribue le rang 1 aux individus non-dominés de la population puis on progresse de façon récursive pour classer les individus dominés : on définit une population intermédiaire comme la population initiale privée des individus de rang 1 précédemment déterminés et on attribue le rang 2 aux individus non-dominés de cette population intermédiaire puis on définit une nouvelle population intermédiaire égale à la population initiale privée des individus de rang 1 et 2 au sein de laquelle on cherche à nouveau les individus non-dominés pour leur attribuer le rang 3 et ainsi de suite jusqu'à ce que tous les individus de la population initiale se soient vus attribuer un rang. La fonction d'adaptation de base retenue par l'algorithme génétique pour sélectionner les "bons" individus sera directement fonction du rang de dominance, qui permet bien une prise en compte globale de tous les objectifs.

Dans la mesure où la solution du problème multi-objectifs va être constituée par un ensemble d'individus, dit ensemble ou front de Pareto, qui dominent tous les autres sans se dominer les uns les autres et compte tenu du fait que l'AG manipule une population d'individus, un AG multi-objectifs va chercher à répartir autant que possible cette population le long du front de Pareto optimal. Cette répartition est obtenue en introduisant une stratégie dite de partage dont le rôle est de diminuer l'adaptation des individus situés dans un même voisinage, ce qui rend par conséquence plus attractifs les individus isolés (on suppose ici que l'on cherche à maximiser la fonction d'adaptation). Concrètement, la fonction d'adaptation brute d'un individu, déduite du rang de dominance, est divisée par un facteur d'autant plus grand devant 1 que l'individu considéré possède un nombre élevé de voisins - dans le cas limite d'un individu isolé la fonction d'adaptation brute conserve sa valeur. Signalons encore que, le souci principal dans la mise en oeuvre de l'algorithme étant d'éviter tout calcul inutile de la fonction d'adaptation en raison du coût élevé de son évaluation, une stratégie est mise en oeuvre qui consiste à ne pas simuler les individus situés dans un même voisinage (notion définie dans l'espace des paramètres) mais à se contenter plutôt d'attribuer les mêmes valeurs de fonctions objectifs aux individus d'un même voisinage. Ce choix simple est bien justifié par le fait que la stratégie de partage a pour but de ne conserver qu'un seul individu dans une "niche" donnée, *i.e.* une portion du front de Pareto global.

5.1.2 Couplage de l'algorithme génétique et des codes de simulation

Nous préciserons ci-après les objectifs et les paramètres de forme retenus dans les problèmes d'optimisation traités. Sans les détailler pour le moment, on peut indiquer que les paramètres retenus vont permettre de contrôler la géométrie des profils étudiés tandis que les objectifs seront exprimés en termes de coefficients aérodynamiques globaux (traînée, portance) ; il est donc évident que l'évaluation de la fonction d'adaptation (rang de dominance) utilisée par l'AG pour faire évoluer une population de profils doit faire appel à un outil de maillage, pour générer les nouvelles grilles de calcul associées aux nouvelles formes générées, et à un solveur fluide pour calculer l'écoulement sur ces géométries. Pour plus d'efficacité, un couplage est donc réalisé par le biais d'une interface C / Fortran entre l'AG et un mailleur structuré développé au Laboratoire SINUMEF ainsi que le code de résolution des équations de Navier-Stokes moyennées développé dans la thèse de Thomas Renaud [110]. Ce code utilise le modèle

de turbulence algébrique de Baldwin-Lomax, peu coûteux à mettre en oeuvre. Surtout, comme mentionné précédemment, il a tendance à "surestimer" les effets du tremblement, ce qui ne nous a pas semblé un défaut rédhibitoire dans le cadre d'un processus de réduction des effets du tremblement. Dans la démarche suivie, davantage en effet qu'une prédiction quantitativement exacte des effets du tremblement, on cherche plutôt à disposer d'un outil de prédiction qui permette de reproduire la hiérarchie de l'intensité du tremblement lorsque l'on compare des profils entre eux. En d'autres termes, mieux vaut un outil qui prédise systématiquement une intensité excessive du phénomène plutôt que l'absence de celui-ci. Naturellement, dans un second temps, une fois une géométrie intéressante détectée, il est recommandé d'évaluer de façon plus précise les performances réelles du profil "optimal" en faisant appel à une modélisation de la turbulence plus avancée du type de celles mises en oeuvre aux chapitres précédents.

Une autre approximation très importante qui va être faite dans notre démarche d'optimisation est le recours à un calcul en pas de temps local, non-consistant en temps donc, pour détecter l'apparition du tremblement. Comme on l'a déjà indiqué dans l'introduction de ce chapitre, certains auteurs [27], [110] ont montré qu'il existe une corrélation systématique entre les instationnarités prédites par cette approche par pas de temps local et celles prédites par des calculs précis en temps utilisant une approche par pas de temps dual. Précisément, Renaud [110] a utilisé avec succès une telle stratégie pour décrire efficacement la frontière d'entrée en tremblement d'un profil puis pour optimiser des formes de bosses d'extrados destinées à prévenir l'apparition du tremblement. Similairement, Chung *et al.* [27] ont également utilisé cette approche pour prédire à moindre coût la frontière d'entrée en tremblement. Nous considérons donc que ces calculs, non-consistants en temps, ne peuvent clairement pas permettre une description exacte de l'écoulement instationnaire, mais permettent simplement de pénaliser les mauvais individus par l'algorithme génétique. De plus, cette approche est également justifiée (*a posteriori*) par le fait que les meilleurs individus (sélectionnés par l'agorithme génétique) présentent des niveaux de fluctuation de portance tellement réduits qu'ils correspondent concrètement à des écoulements stationnaires. En l'état des moyens de calcul à notre disposition, il était de toute façon indispensable de recourir à une telle stratégie pour réduire le coût de l'évaluation des fonctions objectifs associées à un individu. On rappelle que l'utilisation de calculs instationnaires dans la boucle génétique se serait traduite par un temps d'exécution de l'ordre de l'année de calcul sur machine scalaire.

Mentionnons pour conclure cette revue des ingrédients numériques de nos simulations que la discrétisation spatiale repose dans la boucle d'optimisation sur un schéma de Roe, complété par une approche MUSCL d'ordre 3, limitée en utilisant le limiteur ATVL détaillé précédemment. Ce choix du schéma de Roe est motivé par les meilleures performances sur machines vectorielles de ce schéma. Ce choix n'est que très peu influent vis-à-vis des quantités étudiées [2]. Par ailleurs, dans les calculs de vérification présentés à la fin de ce chapitre qui ont été effectués avec un autre code - celui mis en oeuvre au chapitre précédent et dans lequel nous avons implémenté nos différentes stratégies de modélisation de la turbulence -, c'est le schéma AUSM+ qui est employé, toujours avec une approche MUSCL limitée par ATVL.

5.2 Formulation du problème : paramétrisation et objectifs

5.2.1 Fonction de Hicks et Henne

Les optimisations présentées ici s'appuient sur la modification de profils d'ailes existants plutôt que sur la création de formes à partir par exemple d'un ensemble de points de Bézier : une telle stratégie est particulièrement bien adaptée à l'optimisation de formes en régime transsonique pour laquelle des modifications de faible amplitude de la forme du profil peuvent avoir des effets très importants sur la réponse aérodynamique du profil. La forme d'un profil de base est donc perturbée en utilisant des fonctions classiques en optimisation de forme, dites fonctions de Hicks et Henne du nom de leurs inventeurs [63]. On retiendra que les fonctions de Hicks et Henne permettent de conserver l'épaisseur du profil, qui est un paramètre qui peut être important du point de vue structural. Des auteurs tels que Wu *et al.* [144] ont montré que, dans le cadre d'optimisations de formes en écoulements transsoniques, le choix d'une altération de forme de Hicks et Henne plutôt qu'une autre forme de paramètrage n'influençait pas significativement les résultats finaux des optimisations menées.

La stratégie de perturbation de la géométrie d'un profil de base proposée par Hicks et Henne consiste à introduire des altérations de la forme suivante :

$$y_{hh}(x) = y(x) + \sum_{i=1}^{N} a_{hh}(i) \times Hi(x) \tag{5.1}$$

où $y_{hh}(x)$ est l'ordonnée finale, $y(x)$ l'ordonnée initiale, a_{hh} un coefficient (positif ou négatif) permettant de régler l'ampleur et l'orientation de l'altération de Hicks et Henne et $Hi(x)$ les fonctions de Hicks et Henne proprement dites qui ont pour expression :

$$Hi(x) = \sin^n \left(\pi x^{\frac{\log(1/2)}{\log(x_i)}} \right) \tag{5.2}$$

avec x_i l'abscisse d'application considérée (pour laquelle Hi atteint son maximum) et n le coefficient qui contrôle la largeur de bosse.

Lors des optimisations présentées ici, cinq abscisses équidistantes d'application de la fonction de Hicks et Henne (5.1) sont employées. Les x_i sont donc les 5 abscisses centrales obtenues en divisant le segment $\{0, 1\}$ en six intervalles égaux. Ce choix de cinq abscisses d'application vient d'un compromis entre la souplesse dans l'altération du profil et la limitation du nombre de paramètres du problème d'optimisation. Par ailleurs, on fixe $n = 3$, valeur qui permet des altérations de forme assez douces sur les cinq abscisses. On déduit donc de ces deux points que cinq paramètres ont été utilisés dans la boucle d'optimisation, paramètres qui correspondent à chaque a_{hh} utilisé pour chaque abscisse.
La figure 5.1 permet de visualiser l'allure des 5 fonctions Hi utilisées dans nos travaux. Le tableau suivant regroupe les coefficients $a_{hh}(i)$ qui correspondent aux exemples de formes dérivées du profil NACA0012 que l'on présente sur la figure 5.2. On remarque clairement sur cette dernière figure qu'au moyen de compositions des fonctions de la figure 5.1 avec des coefficients $a_{hh}(i)$ successifs de signes opposés, il est possible d'obtenir des modifications de formes assez fines (cas B et C).

Cas / Coefficient $a_{hh}(i)$	$a_{hh}(1)$	$a_{hh}(2)$	$a_{hh}(3)$	$a_{hh}(4)$	$a_{hh}(5)$
A	-0.075	-0.075	-0.075	-0.075	-0.075
B	-0.075	+0.075	-0.075	+0.075	-0.075
C	+0.075	-0.075	+0.075	-0.075	+0.075
D	+0.075	+0.075	+0.075	+0.075	+0.075

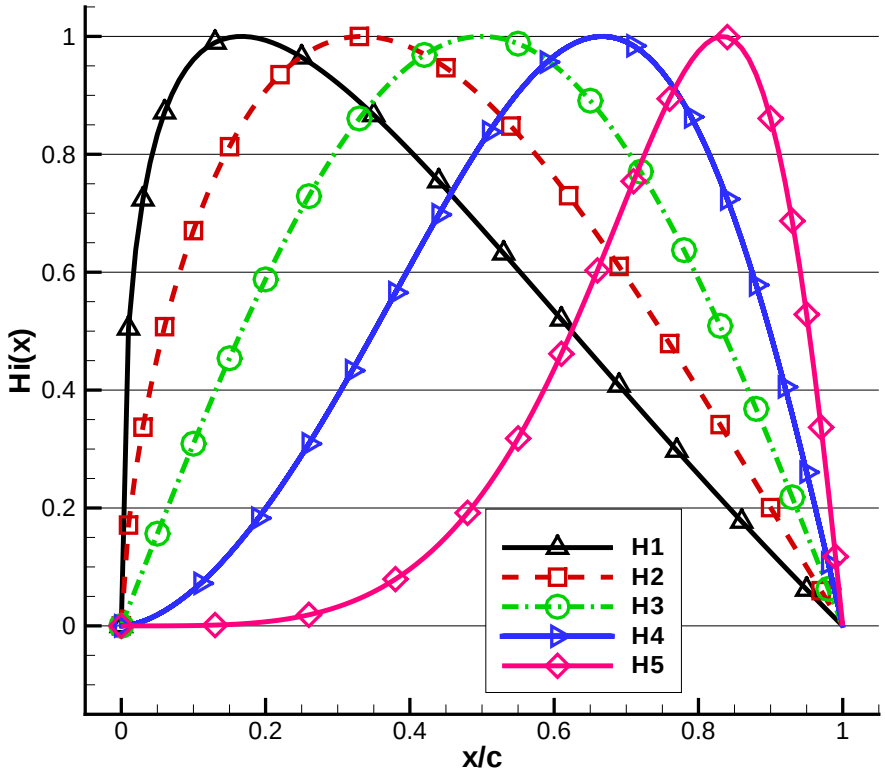


FIG. 5.1 – *Allures des fonctions de Hicks et Henne sur cinq abscisses d'application équiréparties.*

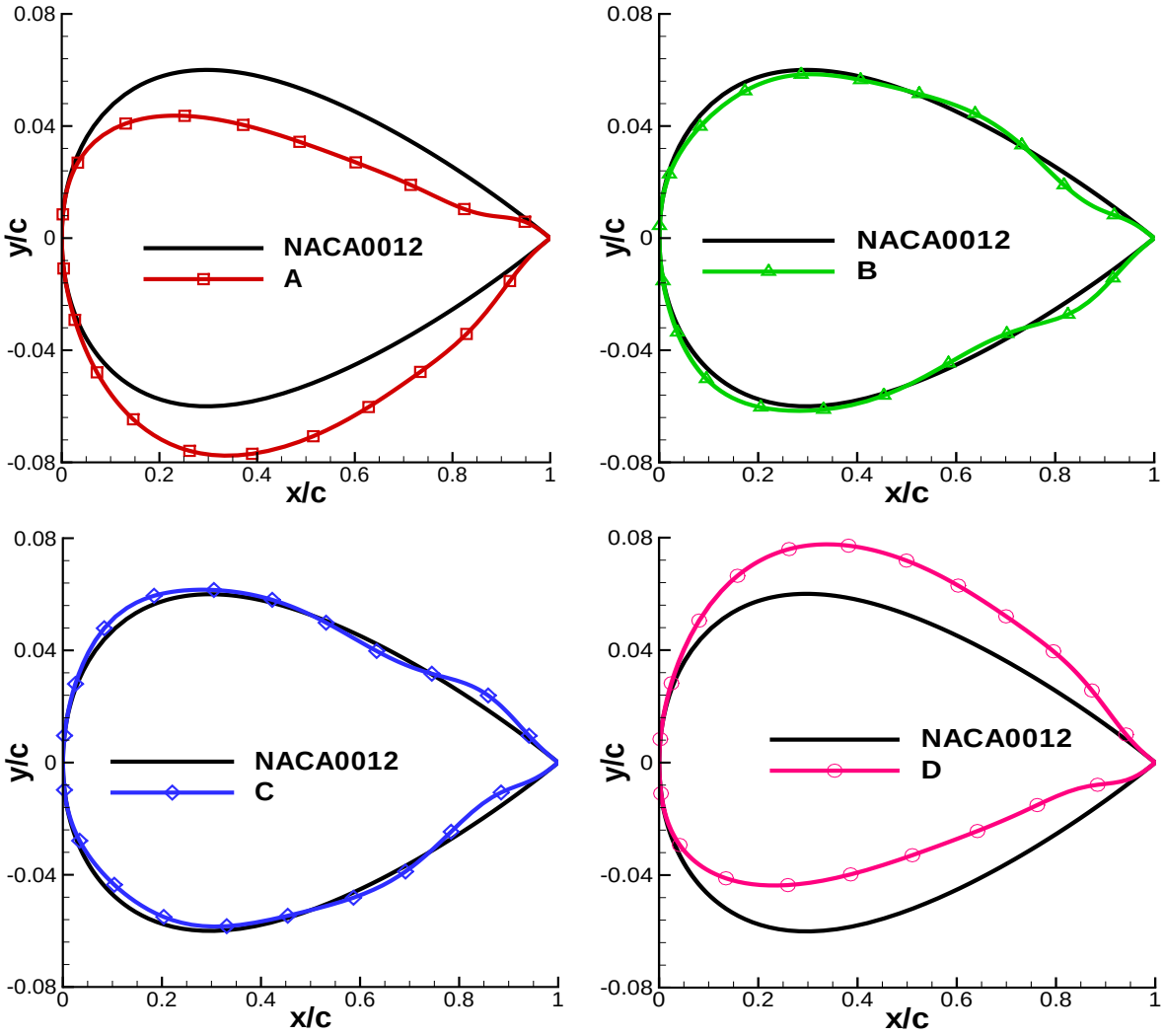


FIG. 5.2 – *Différents profils dérivés du NACA0012 pour les cas A à D.*

5.2.2 Fonctions objectifs

Le but des optimisations menées est d'obtenir une classe de profils d'ailes qui soit plus performante vis-à-vis du tremblement. Comme on le montre sur la figure 5.3, le calcul des objectifs commence à partir d'un nombre d'itérations fixé, ce qui garantit que l'on prend bien en compte d'éventuelles instationnarités détectées par le calcul et non pas des effets de transitoire vers un état stationnaire.
Précisément, nous avons choisi de nous intéresser aux caractéristiques suivantes pour quantifier les effets du tremblement et plus généralement les performances des individus calculés :

- **la fluctuation du coefficient de portance notée** ΔC_l, qui reflète l'instationnarité forte du tremblement et peut être rattachée au niveau d'excitation subi par la structure considérée. En se référant à la figure 5.3, cette quantité est obtenue en calculant la différence entre les valeurs maximales ($C_{l_{max}}$, que l'on initialise à zéro) et minimales ($C_{l_{min}}$, que l'on initialise à une valeur très grande) prises par le coefficient de portance. On cherchera à **minimiser** cette quantité.
- **la valeur maximale du coefficient de traînée** $C_{d_{max}}$ sur le profil. Là-encore, cette quantité est initialisée à zéro, puis calculée (si l'itération courante est supérieure à l'itération de début de calcul des objectifs) par une expression très simple de la forme $C_{d_{max}} = \max(C_{d_{max}}, C_d)$. On cherche à **minimiser** cet objectif, afin de ne pas avoir de formes de profils ne présentant pas de tremblement aérodynamique, mais au prix d'une traînée très forte. La nécessité d'un algorithme ayant de vraies capacités à traiter des problèmes multi-objectifs est, de ce point de vue, clairement confirmée.
- **la valeur moyenne du coefficient de portance** $\bar{C}_l$, obtenue en utilisant l'approximation simple suivante : $\bar{C}_l = 0.5 \times (C_{l_{max}} + C_{l_{min}})$. On cherche à maximiser cette valeur, afin d'éviter des individus qui présenteraient un écoulement stationnaire au prix d'une réduction drastique de la portance moyenne.
- **une finesse** f **définie par** $f = \dfrac{\bar{C}_l}{C_{d_{max}}}$, qui permet de regrouper les deux derniers objectifs présentés ci-dessus. La **maximisation** de cette finesse peut en effet permettre la prise en compte simultanée de la minimisation de $C_{d_{max}}$ et la maximisation de $\bar{C}_l$.

Les profils de base considérés (NACA0012, OAT15) se caractérisent par une valeur élevée de ΔC_l pour le point de fonctionnement choisi (en nombre de Mach, incidence et nombre de Reynolds) dans leur zone de tremblement.
Le premier objectif des optimisations de forme réalisées est donc la minimisation de cette fluctuation de portance ΔC_l ce qui signifie en d'autres termes que les profils modifiés "optimaux" doivent permettre d'élargir l'enveloppe de vol par rapport aux profils de départ.
Cependant, afin que cette réduction de ΔC_l ne s'accompagne pas d'une dégradation des performances du profil, on cherche dans le même temps à maximiser $\overline{C}_l$, minimiser $C_{d_{max}}$ ou même maximiser $f = \overline{C}_l / C_{d_{max}}$ pour optimiser simultanément ces 2 dernières quantités.
Le fait d'améliorer les performances pour un point de fonctionnement au-delà de la frontière de tremblement des profils de base ne garantit absolument pas que le profil optimisé soit au moins équivalent en terme de finesse par exemple à ces mêmes profils de base pour un point de fonctionnement situé en-deçà de la frontière de tremblement. Dans la mesure où l'optimisation par AG est particulièrement bien adaptée au traitement de problèmes multi-objectifs, nous nous intéresserons également à l'obtention de formes optimisées pour deux points de fonctionnement associées respectivement à une configuration de type croisière - stationnaire - et une configuration tremblante pour les profils de base.

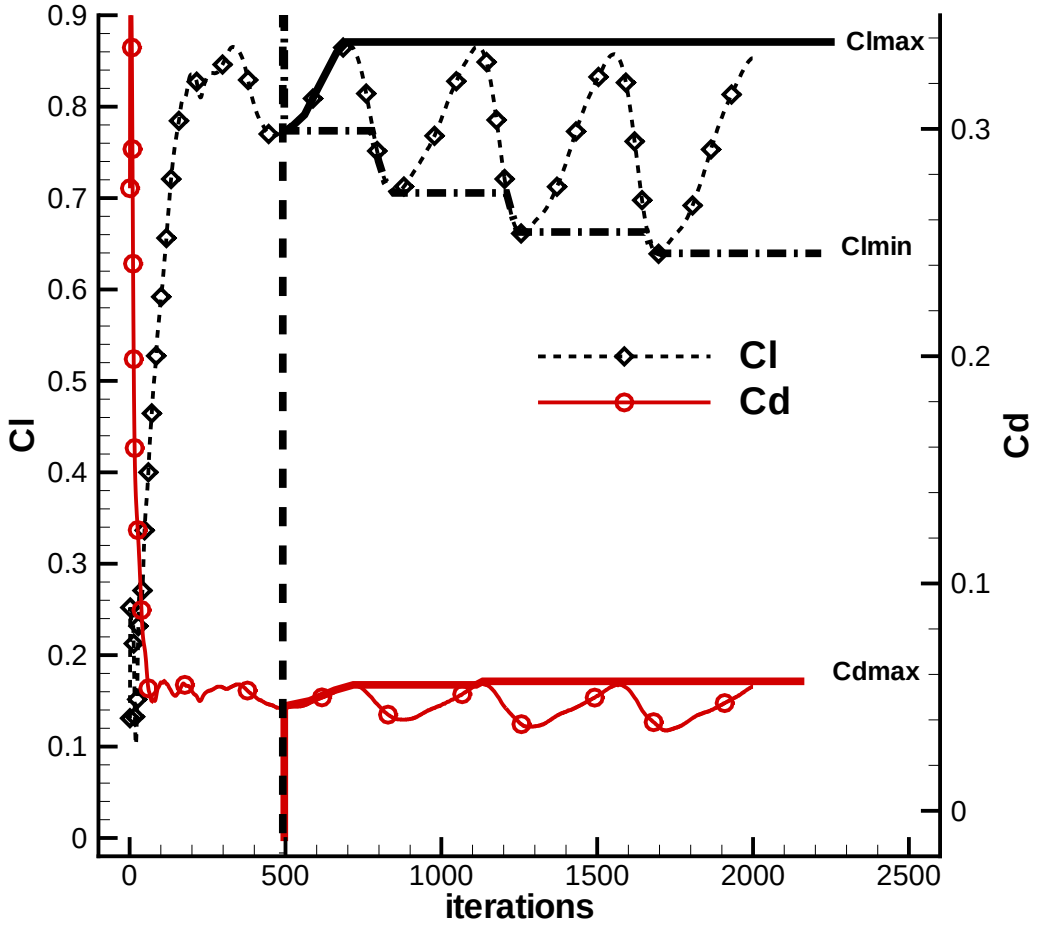


FIG. 5.3 – *Exemple de calcul des objectifs des optimisations à partir de la 500e itération pour les évolutions de coefficients aérodynamiques globaux.*

5.3 Optimisations

5.3.1 Optimisation sur un point de fonctionnement

5.3.1.1 Profil de base OAT15A-CA

La première optimisation dénommée $R1$ est menée pour un seul point de fonctionnement : $M_\infty = 0.73$, $\alpha = 3.5\,^\circ$, $Re_c = 4.3 \times 10^6$, qui correspond bien à une situation de tremblement pour le profil de base OAT15A-CA qui va être déformé à l'aide des fonctions de Hicks et Henne.

Comme indiqué précédemment, la perturbation de Hicks et Henne est utilisée sur cinq abscisses, avec les coefficients a_{hh_i} variant *a priori* dans l'intervalle $[-0.005\ ;\ 0.005]$. Le cycle d'optimisation porte sur des populations de 24 individus que l'on fait évoluer pendant 8 générations. La probabilité de croisement est fixée à 0.9, la probabilité de mutation étant quant à elle fixée à 0.2.
Les fonctions objectifs sont les suivantes :
- minimisation de la fluctuation de portance ΔC_l ;
- minimisation de la traînée maximale $C_{d_{max}}$;
- maximisation de la portance moyenne $\bar{C}_l$.

Le maillage de calcul contient 210 points sur le profil et 40 points dans le sillage. La taille de première maille normalisée par la corde est toujours 5×10^{-6} et 64 points sont utilisés suivant la normale à la paroi. Pour ce maillage, les caractéristiques du profil OAT15A-CA, calculées lors d'un calcul PTF avec le même code de calcul sont regroupées dans le tableau suivant :

ΔC_l	$C_{d_{max}}$	$\bar{C}_l$	$f = (\bar{C}_l)/C_{d_{max}}$
0.4	6.88×10^{-2}	0.995	14.5

La quantité f pourra être assimilée à une finesse si l'algorithme d'optimisation parvient à produire des profils non-tremblants donc conduisant à un écoulement stationnaire. Chaque calcul d'évaluation d'un individu nécessite 2000 itérations, avec un début de calcul des objectifs à la 500e itération. Comme nous l'avons aussi signalé précédemment, cette évaluation nécessite typiquement 35 minutes sur les machines scalaires du laboratoire. Avec 18 individus qui n'ont pas été recalculés (car ils étaient suffisamment proches dans l'espace des paramètres d'individus déjà calculés), 174 individus ont été évalués par le couple mailleur structuré / solveur fluide. Le temps de calcul global de cette optimisation en exécution monoprocesseur, de l'ordre de 100 heures, reste donc abordable.

On présente sur la figure 5.4 l'évolution des populations calculées au fil des générations et on fait apparaître, d'une part le front de Pareto contenant les individus optimaux obtenus à l'issue de ce processus d'évolution et d'autre part, le profil de base comme point de comparaison indispensable. On pourra noter que, compte tenu du nombre réduit de générations, le front de Pareto obtenu à l'issue de cette première optimisation $R1$ ne contient que 6 individus dont deux sont très proches l'un de l'autre. Une description plus riche du front de Pareto nécessiterait davantage de calculer une évolution sur un nombre de générations plus élevé (ce point sera confirmé par une optimisation ultérieure).
En dépit du petit nombre d'individus dans l'ensemble de Pareto, cette première optimisation livre de précieux enseignements :

- on constate en premier lieu qu'il est possible d'obtenir des formes de profils qui présentent beaucoup moins de variation de portance que le profil de base. Ainsi, alors que le profil OAT15A-CA de base est tel que $\Delta C_l = 0.4$ au point de fonctionnement considéré (pour une simulation à l'aide du modèle BL), les fluctuations de portance associées aux individus du front de Pareto n'excèdent pas 0.04, ce qui correspond à un écoulement quasi-stationnaire ;
- la traînée maximale $C_{d_{max}}$ des individus du front de Pareto $R1$ évolue entre 5.0×10^{-2} et 5.7×10^{-2}, ce qui se compare favorablement à la valeur de 6.88×10^{-2} pour le profil de base ;
- la portance moyenne de tous les individus optimaux est sensiblement augmentée puisqu'elle passe de 0.995 pour le profil de base à une valeur $\bar{C}_l$ comprise entre 1.06 et 1.13.

En calculant *a posteriori* une finesse $f = \dfrac{\bar{C}_l}{C_{d_{max}}}$ qui permet de regrouper les deux derniers objectifs, on peut s'apercevoir (cf. figure 5.4) que l'individu de base OAT15A-CA, avec une finesse de 14.46, est nettement surclassé par l'ensemble des individus du front de Pareto final de R1 pour le point de fonctionnement considéré. Cette première optimisation indique donc qu'il est possible d'obtenir une classe de profils qui présentent de meilleures propriétés aérodynamiques vis-à-vis de l'entrée en tremblement. Notons également que des fluctuations de portance de l'ordre de $3. \times 10^{-2}$ pour les individus optimaux, calculés à l'aide du modèle BL qui tend à surestimer l'amplitude de ces variations de la portance, vont dans le sens d'une justification *a posteriori* de l'utilisation d'une stratégie PTL (non-consistante en temps mais bien adaptée aux écoulements stationnaires).

Sur la figure 5.6, on dispose des coefficients de pression et de frottement autour des profils optimaux de $R1$, que l'on compare au profil OAT15A-CA de départ. Sur les répartitions de coefficient de pression, on note que les individus optimaux conservent un comportement de profils supercritiques, avec néanmoins un "plateau" de Cp légèrement supérieur au profil de base jusqu'à $x/c = 0.4$. Cette même figure montre également que l'onde de choc est positionnée sensiblement plus en aval pour les individus optimaux de $R1$ que la position moyenne du choc sur l'OAT15A-CA en régime de tremblement. En pratique, ces individus optimaux positionnent l'onde de choc quasiment au niveau de la position la plus aval atteinte par le choc lors d'un cycle de tremblement sur le profil de départ. Pour le coefficient de frottement, la partie droite de la figure 5.6 confirme que l'onde de choc est positionnée presque à l'abscisse la plus en aval atteinte par le choc lors du tremblement sur le profil de base. Après le choc, on remarque que le calcul instationnaire sur le profil de base prédit la variation de taille d'un décollement étendu du pied de choc au bord de fuite pour les deux instants considérés. Les individus optimaux de $R1$ présentent, eux, soit un recollement aux environs de l'abscisse $x/c = 0.75$, soit des niveaux de Cf moins élevés en valeur absolue que le profil OAT15A-CA de départ.

Pour conclure l'analyse de cette première optimisation $R1$, il est naturel d'étudier la position des individus du front de Pareto dans l'espace des paramètres - le but du processus étant bien de déterminer des géométries optimales -. On examine ainsi la figure 5.5 qui récapitule les valeurs des paramètres (amplitudes des perturbations associées aux fonctions de Hicks et Henne) pour les individus optimaux. On observe que les paramètres des fonctions de Hicks et Henne pour les trois premières et la dernière abscisses sont regroupés. La quatrième abscisse centrale d'imposition de la modification de Hicks et Henne, située en $x/c = 0.833$ est celle

pour laquelle les individus optimaux sont les plus variés. En d'autres termes que cette variable influe peu sur les performances des profils par rapport aux objectifs traités.
On notera que, bien que les intervalles de variation des paramètres aient été imposés comme $[-0.005; 0.005]$, certains individus du front de Pareto final présentent des valeurs des paramètres qui se situent en-dehors de ces bornes. Ceci est rendu possible par les types de croisement et de mutation appliqués par l'algorithme génétique. L'algorithme tolère en effet la génération de nouveaux individus dont les paramètres peuvent se situer en-dehors des limites initialement prescrites.

Nous nous proposons maintenant de mener une nouvelle optimisation, notée $R2$, analogue dans sa finalité au calcul $R1$ précédent mais dans laquelle nous allons nous efforcer de corriger certains défauts relevés ci-dessus.
Nous choisissons en premier lieu de simplifier la formulation du problème d'optimisation en réduisant le nombre d' objectifs de 3 à 2 grâce à l'utilisation de la pseudo-finesse $f = \dfrac{\bar{C}_l}{C_{d_{max}}}$ pour rassembler les objectifs de portance moyenne élevée et de traînée maximale réduite ; les deux objectifs visés sont donc :

- la minimisation de ΔC_l ;
- la maximisation de $f = \dfrac{\bar{C}_l}{C_{d_{max}}}$.

De plus, afin de disposer d'un front de Pareto final plus riche, nous choisissons de faire évoluer une population de même taille que pour $R1$ (24 individus) mais pendant le double de générations, soit 16 au lieu de 8. Enfin, puisque $R1$ a montré que le choix d'un intervalle de variation des paramètres du type $[-0.005\ ;\ 0.005]$ était probablement trop restrictif (avec des individus optimaux pour $R1$ présentant des paramètres compris entre -0.007 et 0.007), on impose dans le cas $R2$ des intervalles de variation des paramètres $a_{hh}(i)$ des fonctions de Hicks et Henne du type $[-0.0075\ ;\ 0.0075]$. Tous les autres paramètres de calcul sont inchangés par rapport à $R1$.

La partie gauche de la figure 5.7 montre les individus du front de Pareto final, la population globale des individus évalués, ainsi que le profil OAT15A-CA de départ. On note que l'AG permet la génération de nombreux profils subissant des fluctuations de portance faibles. La finesse semble naturellement (dans la mesure où la traînée globale incorpore aussi la traînée de frottement, qui est physiquement difficile à réduire) moins aisée à améliorer. L'évolution des individus du front de Pareto par génération pour quatre générations est donnée sur la partie droite de la même figure 5.7. Il est clair sur cette figure qu'au moins 12 générations semblent nécessaires afin d'obtenir des individus à la finesse élevée. Le choix de retenir une optimisation sur 16 générations au lieu de 8 est donc justifié.
Par ailleurs, en comparant les individus optimaux de $R1$ et ceux de $R2$ sur la figure 5.8, on note que le traitement de deux objectifs (minimiser $C_{d_{max}}$ et maximiser $\bar{C}_l$) plutôt que d'un seul "équivalent" (maximiser f) contribue à produire des individus meilleurs en finesse lors de $R2$.
On peut également vérifier la similitude des résultats fournis par $R1$ et $R2$ en se plaçant dans l'espace des paramètres pour étudier la localisation des individus du front de Pareto de $R2$ (voir figure 5.9). Le paramètre pour lequel il existe la dispersion la plus grande reste le quatrième, qui correspond à la perturbation de Hicks et Henne centrée en $x/c = 0.833$. On signale par ailleurs que les intervalles de variation prescrits ($[-0.0075\ ;\ 0.0075]$) pour les paramètres des fonctions de Hicks et Henne semblent cette fois mieux adaptés, puisqu'aucun

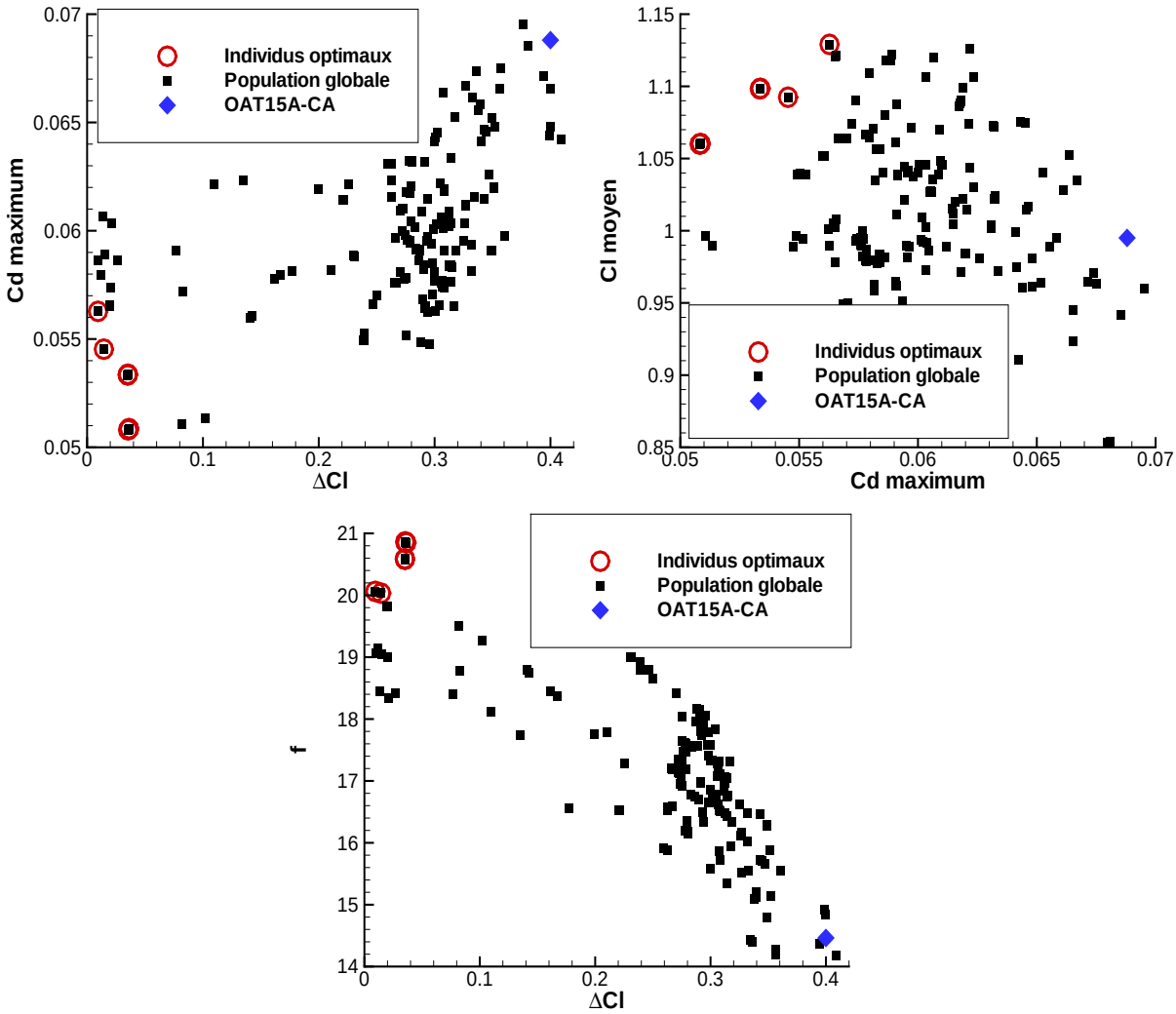


FIG. 5.4 – *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des objectifs pour l'optimisation R1.*

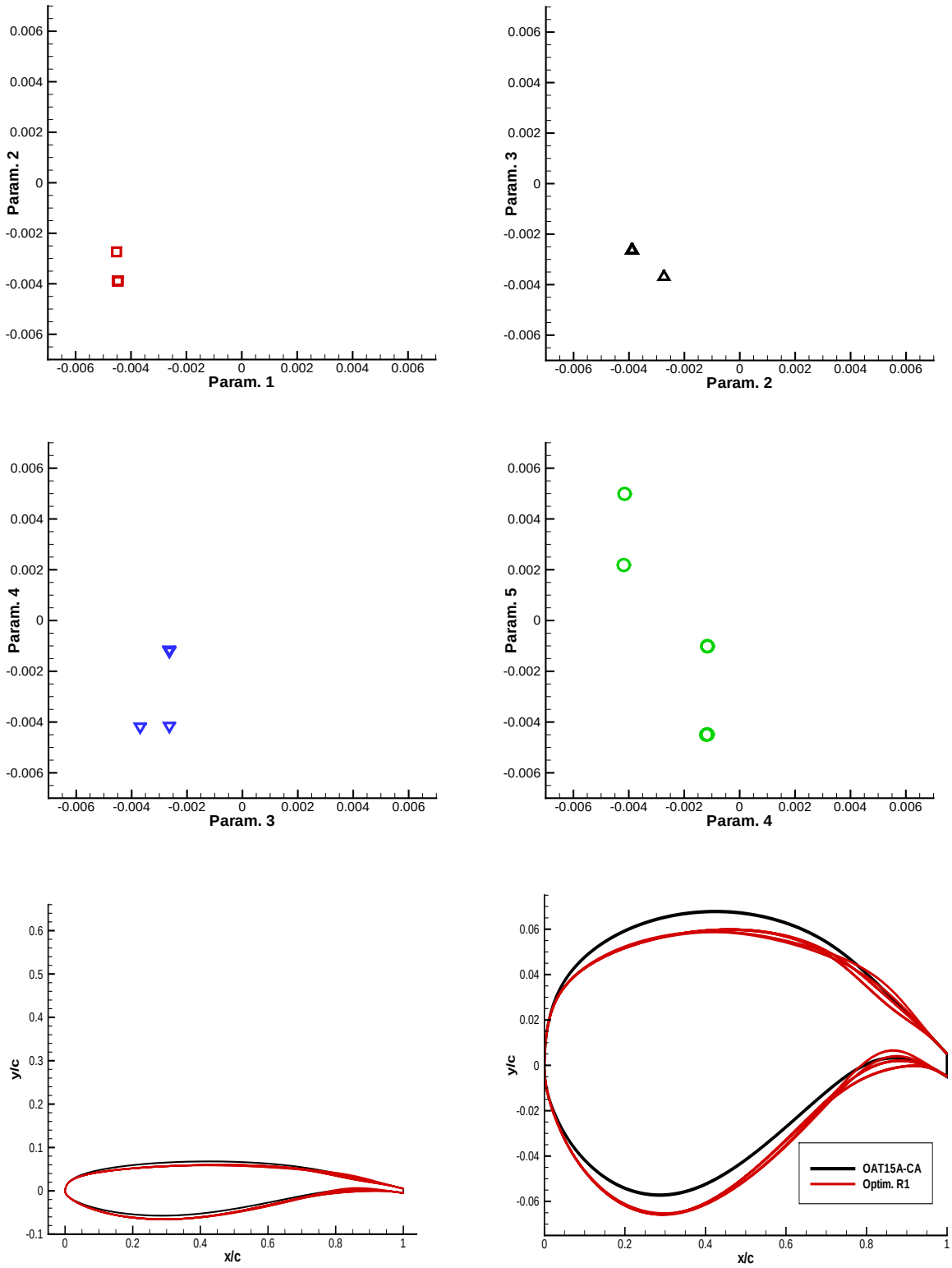


FIG. 5.5 – *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des paramètres pour l'optimisation R1, formes associées (en rouge) à ces individus comparées à la forme de base (en noir).*

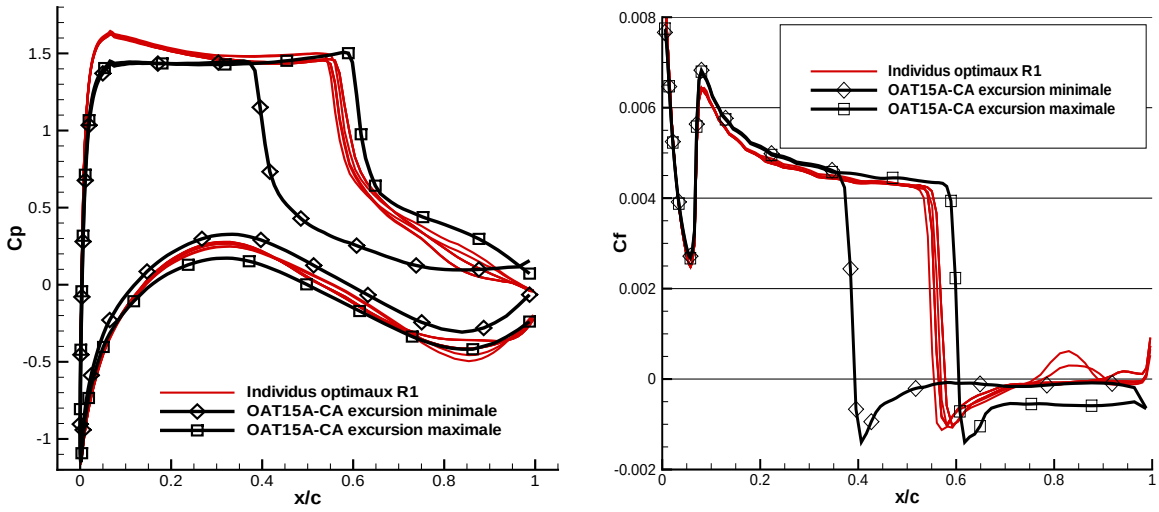


FIG. 5.6 – *Répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement à l'extrados (droite) pour les individus du front de Pareto de $R1$.*

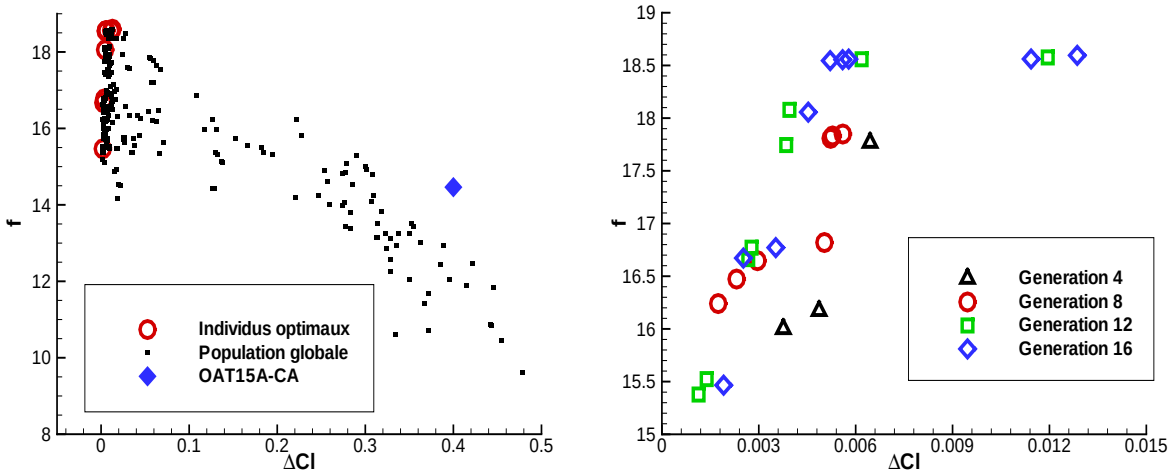


FIG. 5.7 – *Optimisation $R2$ du profil OAT15A-CA : front de Pareto final avec l'ensemble des individus évalués (gauche), évolution des individus du front de Pareto par génération (droite).*

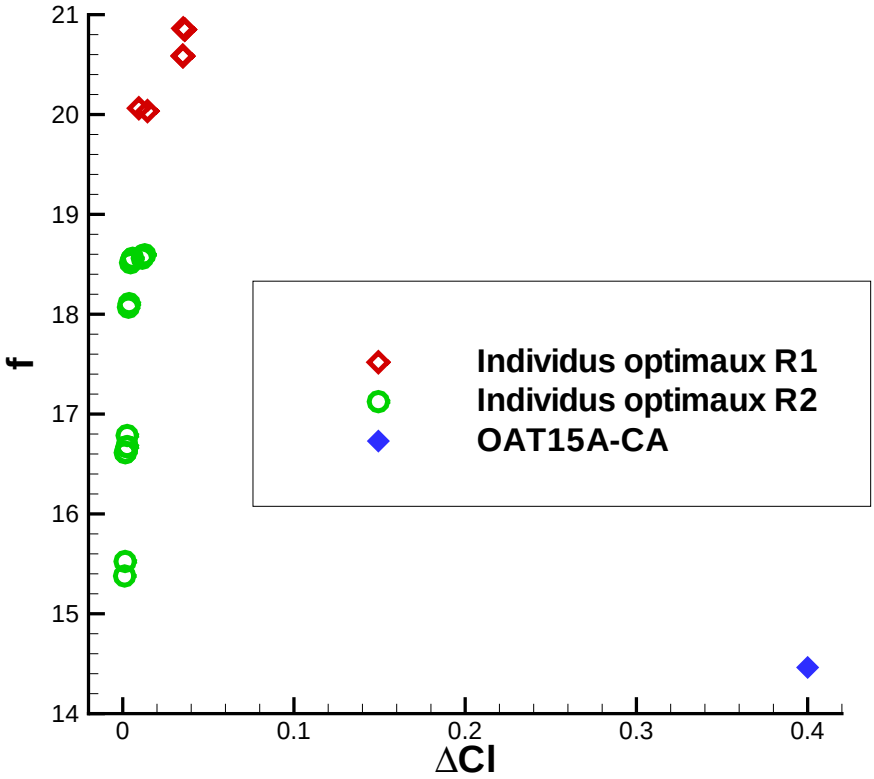


FIG. 5.8 – *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des objectifs pour les optimisations $R1$ et $R2$.*

individu optimal de $R2$ ne présente une valeur d'un paramètre qui sorte de cet intervalle.
La représentation des individus optimaux de $R2$ dans l'espace des paramètres révèle quelques similitudes avec les individus optimaux de $R1$ obtenus précédemment. En particulier, sur la partie gauche de la figure 5.10, on observe à nouveau que les individus optimaux de $R2$ conservent un comportement de profils supercritiques, avec comme lors de $R1$ un "plateau" de Cp légèrement supérieur au profil de base jusqu'à $x/c = 0.35$. Cette même figure montre néanmoins que la dispersion dans la position de l'onde de choc est relativement importante. On rappelle par ailleurs que les individus optimaux de $R1$ positionnent l'onde de choc quasiment au niveau de la position la plus aval atteinte par le choc lors d'un cycle de tremblement sur l'OAT15A-CA. Dans le groupe des individus optimaux de $R2$, les individus qui positionnent l'onde de choc légèrement plus en amont sont en fait les individus qui ont des finesses moins élevées que les individus qui positionnent le choc plus en aval. L'examen des courbes de Cf sur la partie droite de la figure 5.10 montre que les individus qui présentent une onde de choc autour de $x/c = 0.5$ se caractérisent par un écoulement avec des niveaux de frottement en aval de l'onde de choc bien plus élevés que les individus qui ont une onde de choc plus en aval ($x/c = 0.6$). Les individus qui produisent le choc le plus en amont et les finesses les moins élevées sont en fait ceux qui présentent une déformation d'extrados qui ressemble à une bosse comme illustré sur la figure 5.9 .

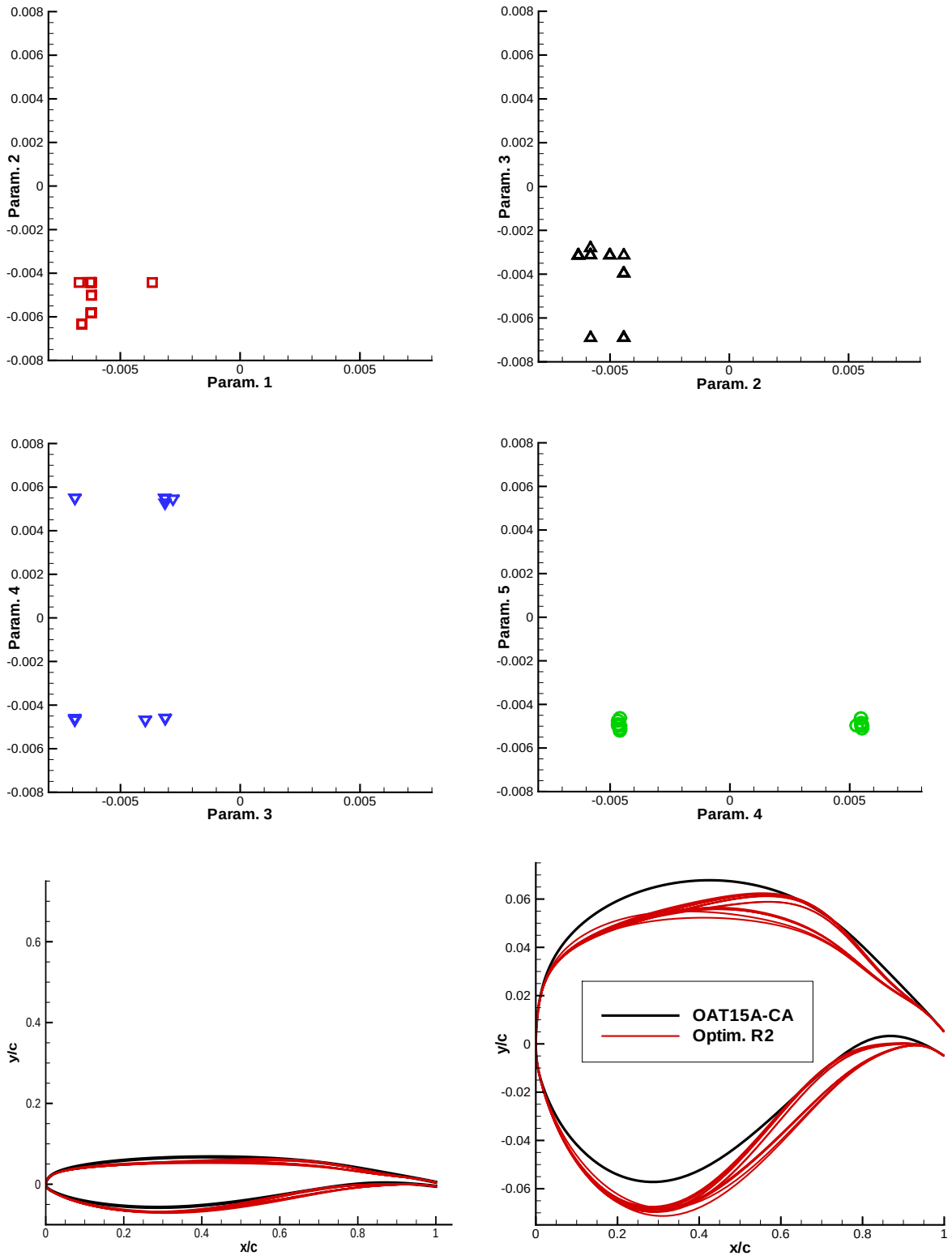


FIG. 5.9 – *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des paramètres pour l'optimisation R2, formes associées (en rouge) à ces individus comparées à la forme de base (en noir).*

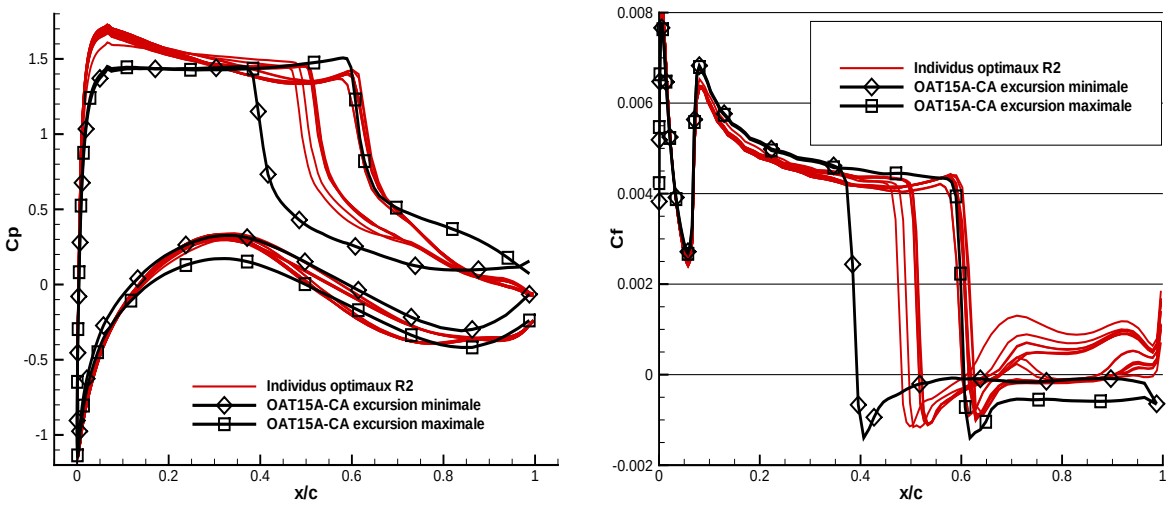


FIG. 5.10 – *Répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement à l'extrados (droite) pour les individus du front de Pareto de $R2$.*

5.3.1.2 Profil NACA0012

Afin de vérifier le degré de généralité de la méthodologie d'optimisation que nous proposons, nous nous intéressons maintenant à la possibilité d'amélioration des performances du profil NACA0012 vis-à-vis de l'entrée en tremblement. Plus précisément, nous nous plaçons dans des conditions de tremblement pour ce profil de base et nous cherchons des profils perturbés qui puissent offrir un meilleur comportement, c'est-à-dire notamment un écoulement stationnaire sans perte de portance moyenne ni augmentation de la traînée maximale par rapport au profil de base. Le point de fonctionnement choisi est $M_\infty = 0.775$, $\alpha = 3.5\,^\circ$, $Re_c = 9.9 \times 10^6$, qui correspond bien selon les expériences menées par McDevitt et Okuno [92] à une situation de tremblement. Nous désignerons par $R3$ l'optimisation menée sur ce cas. Comme pour le profil précédent, on utilise des perturbations de Hicks et Henne centrées sur cinq abscisses équidistantes.
Un seul point de fonctionnement correspondant aux expériences ($M_\infty = 0.775$, $\alpha = 3.5\,^\circ$, $Re_c = 9.9 \times 10^6$ est considéré dans l'optimisation $R3$. Dans ces conditions, le profil est en situation de tremblement [92, 110]. Plus précisément dans ces conditions avec le même code de simulation, et dans le cadre d'une approche par PTF (consistante en temps), on obtient les propriétés suivantes :

ΔC_l	$C_{d_{max}}$	$\bar{C}_l$	$f = (\bar{C}_l)/C_{d_{max}}$
0.275	4.7×10^{-2}	0.38	8.1

Le maillage employé comprend 210 points sur le profil, et 42 points dans le sillage dans la direction longitudinale à l'écoulement. La taille de première maille est toujours de $5. \times 10^{-6}$, et 84 points sont utilisés suivant la normale à la paroi.
Deux fonctions objectifs sont employées :

- la maximisation d'une finesse équivalente $f = \dfrac{\bar{C}_l}{C_{d_{max}}}$;
- la minimisation de ΔC_l ;

L'algorithme génétique fait évoluer une population de 24 individus pendant 20 générations. Les bornes des déformations de Hicks et Henne sont encore dans l'intervalle $[-0.0075\ ;\ 0.0075]$ pour les cinq sections.

Le résultat de cette optimisation est donné sur la figure 5.11. On constate que tous les individus du front de Pareto présentent des niveaux de fluctuation de portance sans commune mesure avec ceux prédits sur le NACA0012 de base par le même code de calcul. En effet, on rappelle que pour le NACA0012 de base, $\Delta Cl = 0.275$, à comparer à la propriété $\Delta Cl < 0.05$ vérifiée par tous les individus du front de Pareto de $R3$.

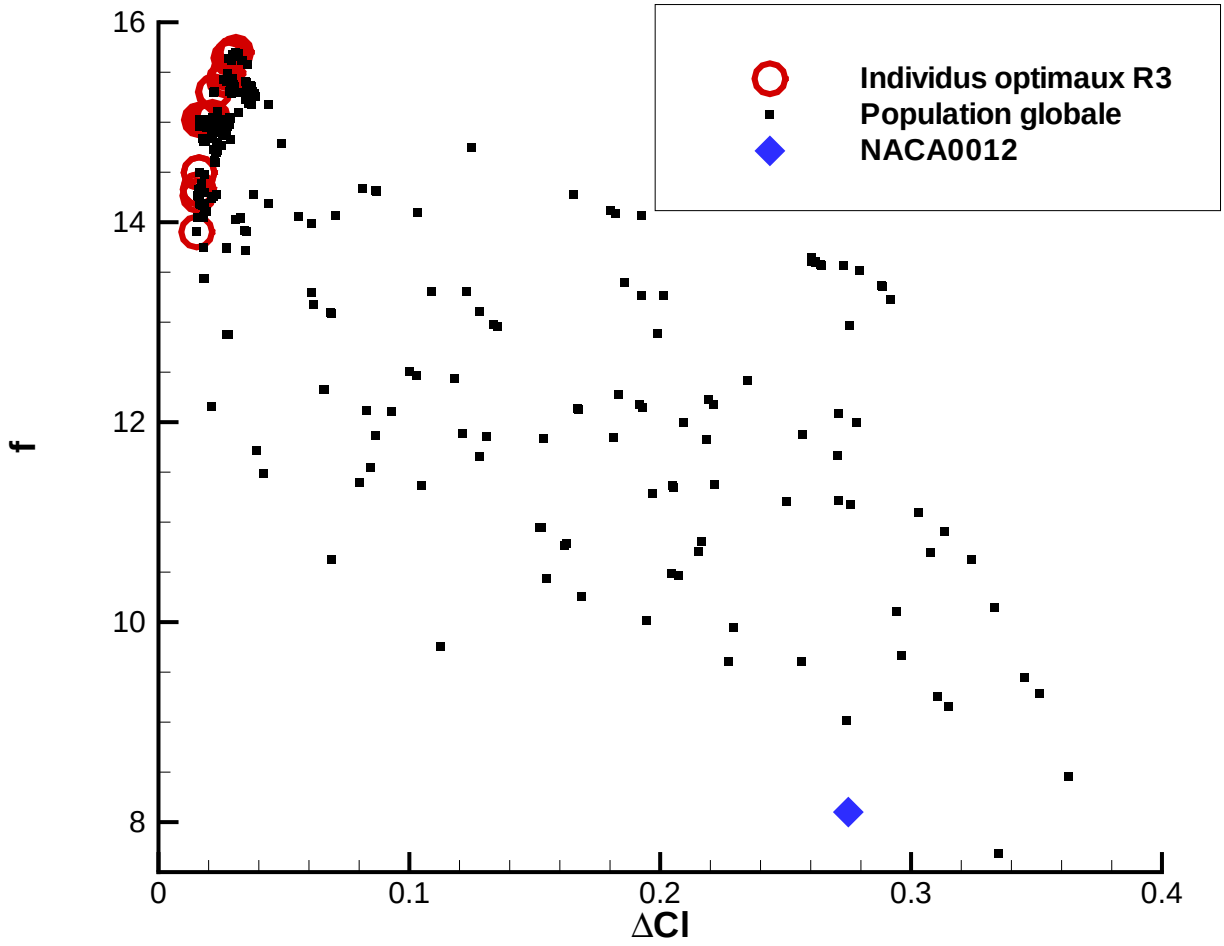


FIG. 5.11 – *Optimisation du profil NACA0012 pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des objectifs pour l'optimisation $R3$.*

L'examen des individus optimaux de $R3$ dans l'espace des paramètres révèle une homogénéité assez marquée. Encore une fois, comme pour les optimisations $R1$ et $R2$ appliquées à l'OAT15A-CA, les individus sont significativement dispersés au niveau de la quatrième abscisse de contrôle de déformation, soit celle centrée autour de $x/c \sim 0.83$. Concrètement, on note sur le bas de la figure 5.12 que les individus optimaux de $R3$ ont un extrados bien plus plat que celui du profil de base, qui les fait ressembler davantage à des profils supercritiques

qu'au profil NACA0012 symétrique classique.

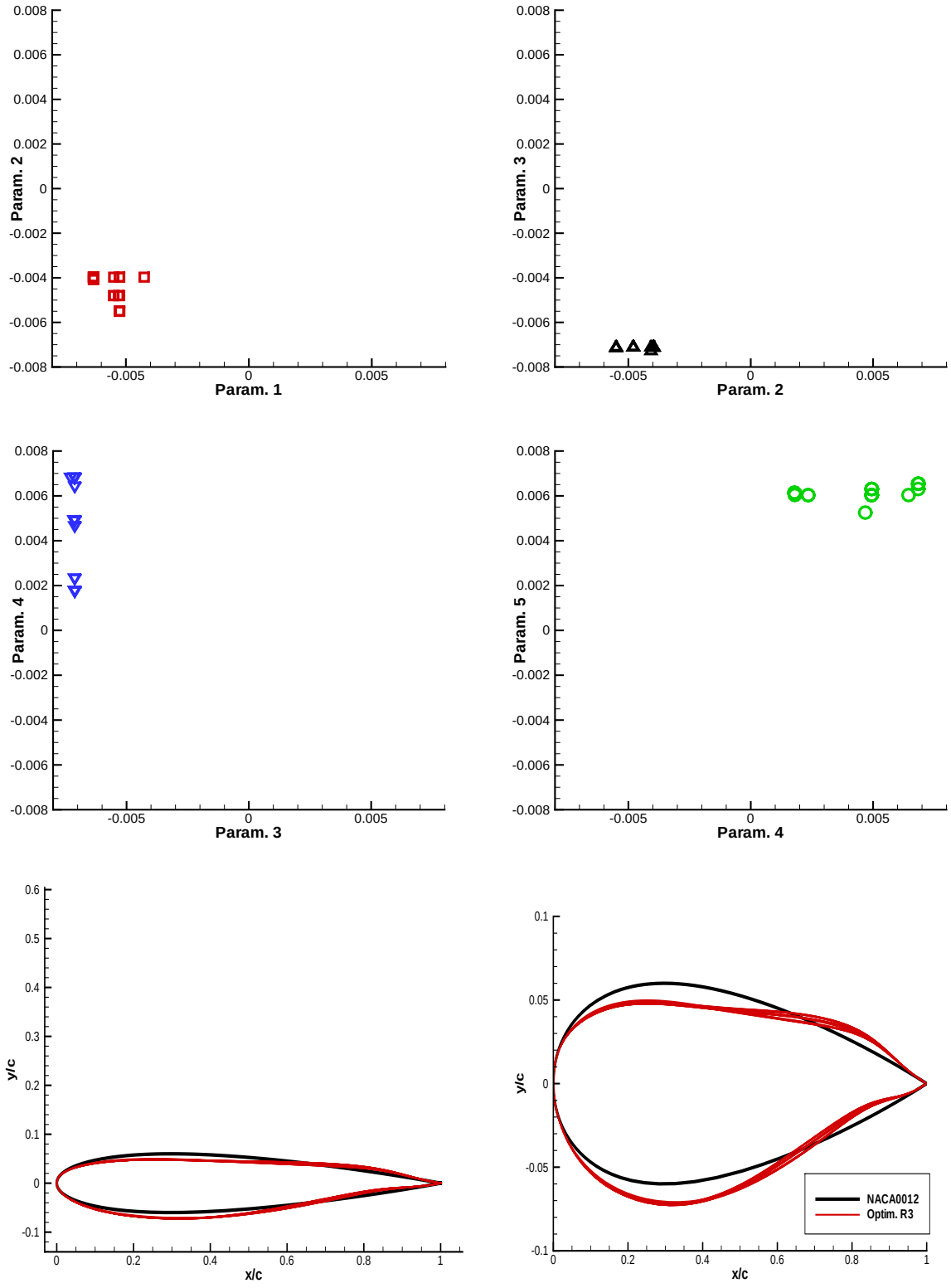


FIG. 5.12 – *Optimisation du profil NACA0012 pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des paramètres pour l'optimisation R3, formes associées (en rouge) à ces individus comparées à la forme de base (en noir).*

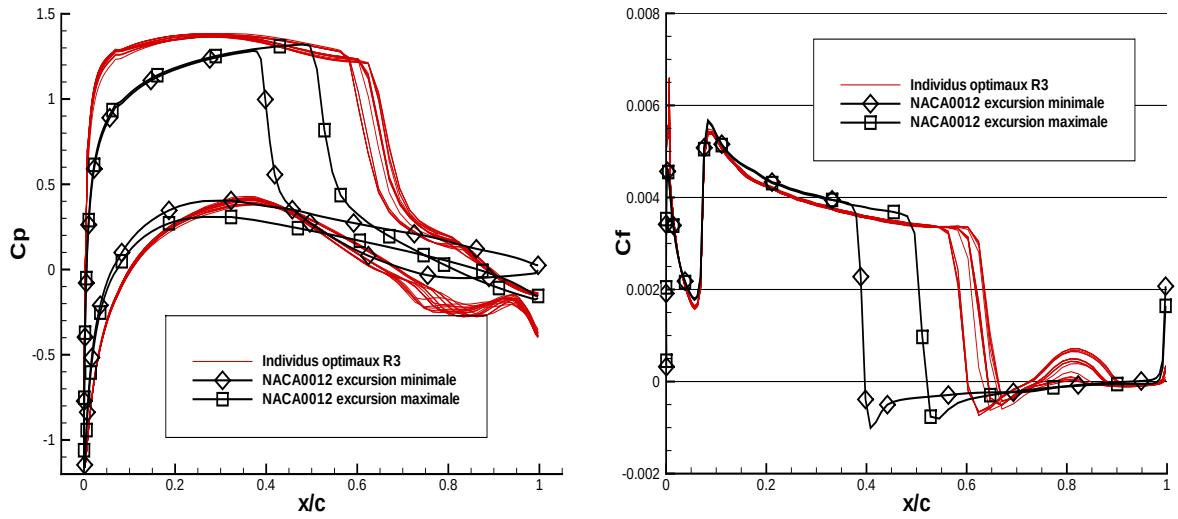


FIG. 5.13 – *Répartition du coefficient de pression (gauche) et de frottement à l'extrados (droite) pour les individus du front de Pareto de $R3$.*

La figure 5.13 permet de constater les différences de comportement marquées entre le - NACA0012 et les profils optimaux de $R3$. Sur le coefficient de pression, on note que l'onde de choc est positionnée bien plus en aval pour les individus optimaux de $R3$ ($0.6 < x/c < 0.65$) que lors du tremblement au même point de fonctionnement pour le NACA0012. Pour ces individus, on remarque un plateau de Cp que l'on peut relier au caractère géométriquement plat de leurs extrados. Sur le coefficient de frottement, on remarque que tous les individus optimaux de $R3$ présentent un recollement de la couche-limite après un décollement de pied de choc.

Encore une fois, on note que l'ensemble des individus optimaux de $R2$ et $R3$ sont meilleurs que les profils OAT15A-CA et NACA0012 de départ pour les points de fonctionnement étudiés. Il n'est pas certain que les profils optimaux pour les points de fonctionnement étudiés le soient encore pour d'autres. Dans l'optimisation présentée ci-après, nous allons donc déterminer des géométries de profil qui permettent simultanément de repousser l'entrée en tremblement par rapport au profil de base et d'assurer un niveau de performance non-dégradé par rapport à ce même profil de base avant l'entrée en tremblement. Notre but est clairement de tenter de trouver un compromis entre un régime de croisière "classique" à une incidence assez faible et un second régime à incidence plus élevée pour lequel l'écoulement est instationnaire pour le profil de départ.

5.3.2 Optimisation sur deux points de fonctionnement

Les individus des fronts de Pareto obtenus pour les optimisations $R1$ à $R3$ sont bien entendu optimaux par rapport aux objectifs fixés, pour un point de fonctionnement donné. Légitimement, on peut se demander quel est le comportement de profils optimisés pour réduire ΔC_l en régime (pour le profil de base) de tremblement, à une incidence inférieure pour laquelle l'écoulement autour du profil de base est stationnaire et non-tremblant. Par exemple, si l'on considère un individu optimal de $R2$ (donc à une incidence de 3.5°) situé au centre du front

de Pareto final avec alors les propriétés suivantes : ($\Delta C_l = 3.3 \times 10^{-3}$,$f = 18.1$), le calcul à une incidence plus faible ($\alpha = 2.5^\circ$) donne une finesse nettement plus faible (30.7) que le profil OAT15A-CA à la même incidence de 2.5° (qui a lui une finesse $f = 37.6$).

L'optimisation suivante, appelée $R4$, est donc menée pour deux points de fonctionnement :
- le point 1 pour lequel le profil OAT15A-CA de base subit un écoulement en régime de tremblement : $M_\infty = 0.73$, $\alpha = 3.5^\circ$, $Re_c = 4.3 \times 10^6$;
- le point 2 défini par les conditions suivantes : $M_\infty = 0.73$, $\alpha = 2.5^\circ$, $Re_c = 4.3 \times 10^6$, pour lesquelles l'écoulement constaté expérimentalement et numériquement [110] est stationnaire.

L'altération de la forme repose encore sur des fonctions de Hicks et Henne sur 5 abscisses équiréparties sur le profil, avec toujours pour bornes de variation $[-0.0075\ ;\ 0.0075]$.
Les fonctions objectifs suivantes sont définies :
- la minimisation de ΔC_l, que l'on évalue pour le premier point de fonctionnement, où l'on rappelle que le tremblement aérodynamique est intense pour le profil de base ;
- la maximisation d'une finesse $f = \dfrac{\bar{C}_l}{C_{d_{max}}}$ que l'on évalue pour le second point de fonctionnement, où l'écoulement autour du profil de base est stationnaire ;

On rappelle à ce stade les valeurs de ces fonctions objectifs pour les deux points de fonctionnement considérés et le profil OAT15A-CA de base. Pour le point de fonctionnement 1, $\Delta C_l = 0.4$ et pour le point de fonctionnement 2, $f = 37.6$ pour ce profil.

Compte tenu de l'augmentation attendue de la complexité du problème d'optimisation par l'introduction d'un deuxième point de fonctionnement, on choisit de faire évoluer une population de même taille que précédemment (24 individus) mais pendant 20 générations (soit 4 de plus que pour $R2$). Le maillage employé reste le même dans la mesure où il apparaît comme bien adapté aux 2 points de fonctionnement considérés et le coût d'un calcul est le même pour les deux points de fonctionnement dans la mesure où l'on impose un même nombre d'itérations de calcul. Puisque deux écoulements distincts autour de chaque forme sont calculés désormais, le temps d'évaluation par individu s'élève à $2 \times 35 = 70$ minutes.

Si on retranche au produit de la taille de la population par le nombre de générations les 111 individus non recalculés en raison de leur grande proximité dans l'espace des paramètres, on aboutit à un total de 369 individus évalués, ce qui correspond à un temps de calcul global de l'ordre de 430 heures, soit environ 18 jours de simulation en continu.

Le front de Pareto final de $R4$ ainsi que tous les individus évalués dans l'espace des objectifs sont présentés sur la figure 5.14. Il est très clair en voyant cette figure que les individus présentant des niveaux de fluctuations de portance significatifs (typiquement, supérieurs à 0.05) constituent une large majorité des calculs menés. Ceci pose la question de la pertinence du choix d'une évaluation par PTL. Etant donné les niveaux de ΔC_l élevés que présentent certains individus, il serait en effet nécessaire d'envisager la mise en oeuvre de calculs consistants en temps, malheureusement toujours inabordables (au moins pour une si forte proportion d'individus !) dans une boucle génétique. En effet, il ne s'agit plus durant cette optimisation de simplement "négliger" les individus à ΔC_l élevés (en les considérant d'une certaine façon, par abus de langage, comme des "transitoires d'optimisation" qui seront oubliés à convergence vers un front de Pareto idéalement constitué d'individus caractérisés par des écoulements sta-

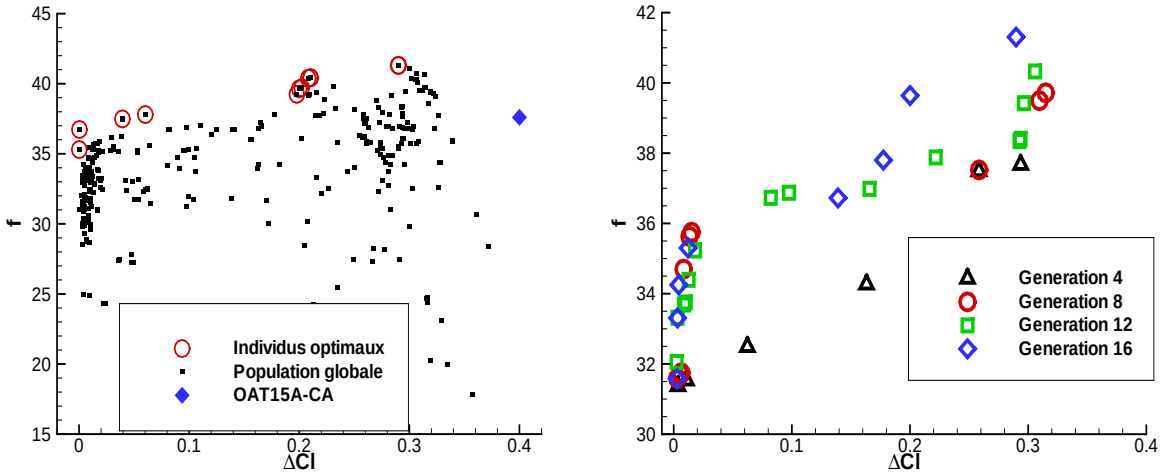


FIG. 5.14 – *Optimisation R4 du profil OAT15A-CA : front de Pareto final avec l'ensemble des individus évalués (gauche), évolution des individus du front de Pareto par génération (droite).*

tionnaires), mais bien de les faire entrer dans le processus d'évolution génétique puisque leur présence sur les fronts de Pareto apparaît systématique, comme on le voit sur la partie droite de la figure 5.14. On constate par ailleurs sur cette même figure 5.14 que l'obtention d'individus possédant des ΔC_l petits est possible, mais que ces individus ont une finesse moins élevée pour le point de fonctionnement 2 pour lequel l'écoulement est stationnaire. De même, des individus avec une finesse élevée (pour le point de fonctionnement 2) ont des niveaux de fluctuation de portance (pour le point de fonctionnement 1) élevés.
On remarque cependant quelques individus qui ont à la fois un ΔC_l petit pour le point de fonctionnement 1, et une finesse très similaire à l'OAT15A-CA pour le point de fonctionnement 2. Nous reviendrons sur la caractérisation plus précise d'un de ces individus dans la partie 5.4.2 dans la suite de ce chapitre.

Les formes des individus optimaux de $R1$, $R2$ et $R4$ sont présentées sur la figure 5.17. Leur examen rapide révèle que tous les individus optimaux ont en commun d'avoir un intrados plus éloigné de la corde (en particulier dans la zone située avant $x/c = 0.55$), ainsi qu'un extrados présentant une zone de paroi s'éloignant quasi linéairement de la corde en avançant vers l'arrière du profil jusqu'à $x/c = 0.6$.

On classe alors les individus du front de Pareto de $R4$ en deux groupes :
- le premier groupe est formé des individus ayant des niveaux de ΔC_l supérieurs à 0.1. Tous ces 8 individus ont une finesse supérieure à 39, assez nettement supérieure à celle de l'OAT15A-CA ;
- le deuxième groupe est formé des individus ayant des niveaux de ΔC_l inférieurs à 0.1. Ces 4 individus ont une finesse de l'ordre de celle du profil OAT15A-CA d'origine.

En examinant les formes obtenues que l'on compare à celle de l'OAT15A-CA sur la figure 5.16, on voit que la disparité entre les individus des deux groupes est nette. Comme nous l'avons signalé, un individu du groupe 2 sera analysé dans la partie 5.4.2 dans la suite de ce chapitre. Par contre, comme nous l'avons signalé précédemment, il serait hasardeux de tenter d'analyser finement avec confiance des individus qui présentent un écoulement instationnaire,

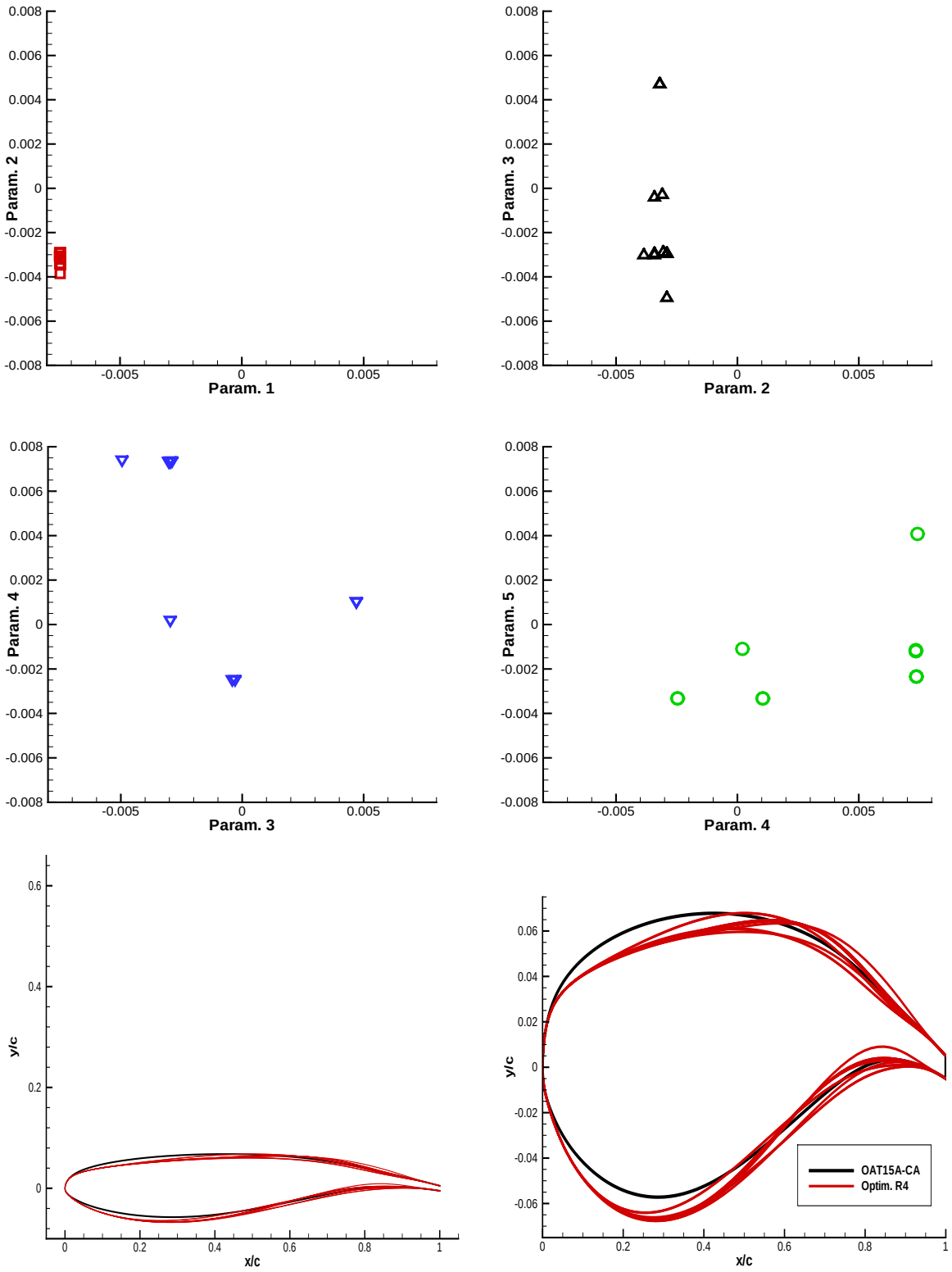


FIG. 5.15 – *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : placement des individus du front de Pareto final dans l'espace des paramètres pour l'optimisation R4.*

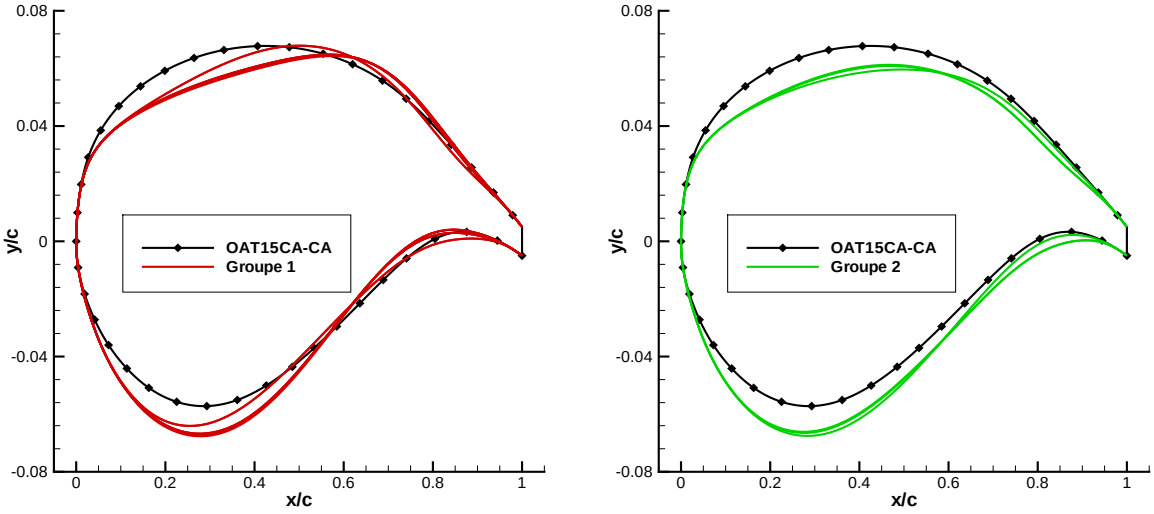


FIG. 5.16 – *Formes des individus optimaux de R4 classés en deux groupes : le groupe 1 à* ΔC_l *et* f *élevés, le groupe 2 à* ΔC_l *faible et* f *proche de celle du profil OAT15A-CA .*

calculé au moyen d'une méthode inadaptée. Faute de temps, les individus optimaux du groupe 1 n'ont pu être analysés avec des calculs instationnaires. Ce point constitue néanmoins une perspective de travail claire.

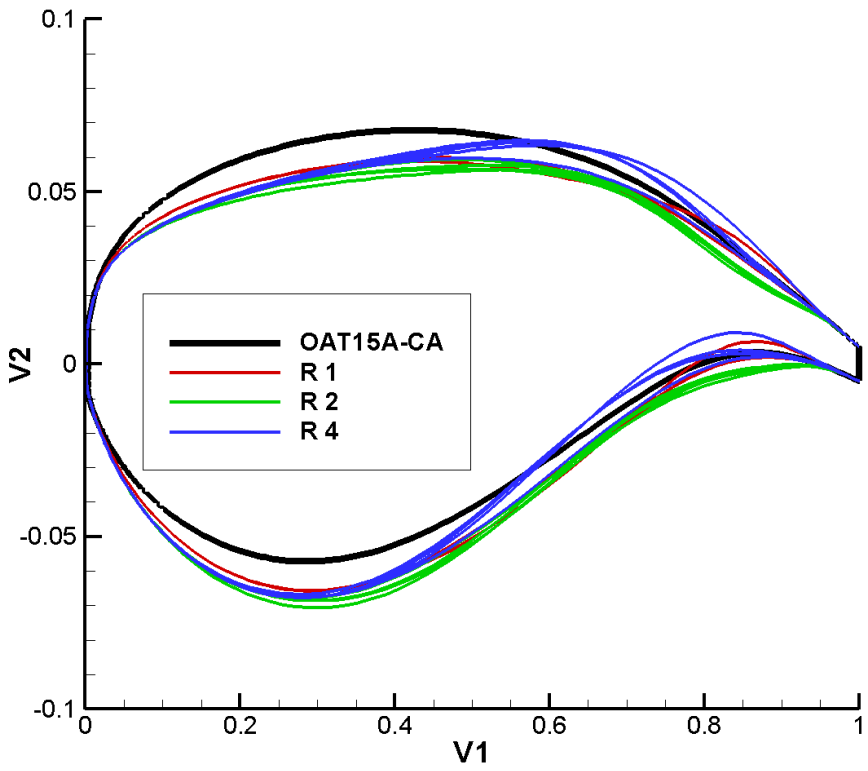


FIG. 5.17 – *Optimisation du profil OAT15A-CA pour le tremblement : formes typiques obtenues suite aux optimisations R1, R2 et R4.*

5.4 Analyse d'individus optimaux

Comme nous l'avons souligné dans l'introduction de ce chapitre, la modélisation de la turbulence (par un simple modèle algébrique), adoptée dans la démarche d'optimisation qui vient d'être présentée, demande à être complétée par une étude *a posteriori* des individus optimaux produits par la boucle génétique qui s'appuie sur une modélisation de la turbulence plus évoluée. Nous disposions (à part le modèle algébrique) des modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ (ainsi que leur dérivés) présentés dans les parties (2.2.2) et (2.2.3). Devant les résultats de la partie 3 de ce mémoire, dédiée aux validations stationnaires et instationnaires des méthodes et modèles disponibles, nous faisons le choix ici du modèle $KW\ SST$. Dans le cadre du calcul d'écoulements stationnaires (avant l'entrée en tremblement), ce modèle nous semble en effet un bon compromis entre robustesse (en particulier, lors de nos travaux ce modèle n'a jamais présenté de zones d'écoulement pseudo-laminaires) et sensibilité au gradient de pression adverse.

Plus précisément, notre démarche va être la suivante :

- pour ce qui concerne le profil NACA0012 perturbé, nous retenons l'individu numéroté 341 obtenu à l'issue de l'optimisation $R3$. Ce profil est retenu car il a une position approximativement centrale sur le front de Pareto de $R3$. Pour le point de fonctionnement considéré dans $R3$ ($M_\infty = 0.775$, $\alpha = 3.5\,^\circ$, $Re_c = 9.9\times10^6$), ce profil, calculé précédemment à l'aide du modèle BL, présente une solution quasi-stationnaire caractérisée par une faible fluctuation de portance ($\Delta C_l = 0.02$) et une finesse $f = 15.3$. Dans l'espace des paramètres, le profil 341 a les propriétés suivantes :

$a_{HH}(1)$	$a_{HH}(2)$	$a_{HH}(3)$	$a_{HH}(4)$	$a_{HH}(5)$
-0.006318	-0.003971	-0.007135	0.004941	0.006036

  Il représente bien une amélioration par rapport au profil NACA0012 de base, qui est caractérisé dans les mêmes conditions par un écoulement en régime de tremblement, tel que la fluctuation de portance $\Delta C_l = 0.275$ et la finesse "équivalente" ($f = \Delta C_l / C_{d_{max}}$) ait pour valeur $f = 8.1$. Nous allons nous intéresser dans cette section à l'étude des caractéristiques de ces deux profils pour le nombre de Mach et le nombre de Reynolds retenus comme point de fonctionnement de la démarche d'optimisation, mais à des incidences qui varient entre 0° et 4°. Nous ferons une étude comparée du comportement de ces deux profils pour le modèle algébrique BL dans un premier temps, puis pour le modèle $KW\ SST$ dans un second temps afin d'évaluer dans quelle mesure il est légitime de tirer des conclusions sur l'intérêt du profil 341 à partir d'une démarche d'optimisation menée à l'aide de BL.

- nous ménerons une démarche similaire pour le profil OAT15A-CA et le profil numéroté 322 obtenu à l'issue de l'optimisation $R4$. Rappelons que, pour les conditions étudiées dans $R4$, le profil OAT15A-CA a pour caractéristiques $\Delta C_l = 0.4$ (pour les conditions $M_\infty = 0.73$, $\alpha = 3.5\,^\circ$, $Re_c = 4.3\times10^6$) et $f = 37.6$ (pour le second point de fonctionnement $M_\infty = 0.73$, $\alpha = 2.5\,^\circ$, $Re_c = 4.3\times10^6$). Dans les mêmes conditions, le profil 322 présente quant à lui les propriétés suivantes : $\Delta C_l = 0.04$ et $f = 37.5$. La finesse f de ces deux profils est donc équivalente pour le point de fonctionnement à $\alpha = 2.5\,^\circ$. Simplement, l'écoulement à $\alpha = 3.5\,^\circ$ autour de 322 est quasi-stationnaire. Le profil 322 a été retenu car il est l'individu qui présente la finesse f la plus élevée parmi les individus du groupe 2 ($\Delta C_l < 0.1$, $f \sim f_{OAT15A-CA}$) que l'on a défini précédemment.

Afin de permettre la reproductibilité des résultats présentés, on fournit les paramètres de l'individu 322 :

$a_{HH}(1)$	$a_{HH}(2)$	$a_{HH}(3)$	$a_{HH}(4)$	$a_{HH}(5)$
-0.007477	-0.003418	-0.000410	-0.002465	-0.003322

5.4.1 Analyse *a posteriori* des profils NACA0012 et 341

Frontière d'entrée en tremblement Comme nous l'avons remarqué précédemment dans ce chapitre, les individus optimaux de $R3$ dérivés du NACA0012 sont très différents de ce dernier. Plus particulièrement, on dispose sur la figure 5.18 du profil 341, que l'on peut comparer au NACA0012 de départ. Il semble évident qu'une telle différence entre les formes engendrera des comportements aérodynamiques différents, *a fortiori* en régime transsonique.

Le premier point que l'on étudie ici est la frontière d'entrée en tremblement. On réalise pour cela des calculs PTL avec le modèle BL [1], que l'on mène pour les conditions précédemment citées. On utilise dans cette partie un maillage différent de celui utilisé lors de l'optimisation $R3$. En effet, hors du contexte d'une optimisation par algorithme génétique, il est plus aisé de considérer des maillages plus fins. Plus précisément, le maillage employé ici comprend 270×94 points autour du profil, et 60×187 points dans la partie "sillage", avec la même taille de première maille [2] que précédemment.
Pour le NACA0012, les expériences de Mc Devitt et Okuno [92] indiquent une entrée en tremblement pour environ 2.5°, ce qui confirme notre confiance dans l'outil choisi lorsque l'on examine la figure 5.19. Cette même figure montre également (comme il était déjà possible de le voir sur la figure 5.11) que la modification de forme proposée est efficace pour repousser l'entrée en tremblement. Pour le profil 341, les niveaux de fluctuation de portance commencent en effet à devenir significatifs 0.75° après la frontière d'entrée en tremblement du NACA0012.

Performances aérodynamiques On analyse maintenant les performances (coefficients de portance et de traînée) de l'individu 341, comparées à celles du NACA0012. Cette étude a toute son importance dans le cadre d'un écoulement stationnaire (on ne fera pas croiser un avion en régime de tremblement transsonique ...) donc avant l'entrée en tremblement donnée sur la figure 5.19.

Le modèle BL est utilisé dans un premier temps ; les résultats pour ($M_\infty = 0.775$, $0 < \alpha < 4^\circ$, $Re_c = 9.9 \times 10^6$) sont rassemblés sur la figure 5.20, qui présente les coefficients de portance et traînée moyens au cours du calcul (en régime stationnaire ces quantités sont donc directement les coefficients de traînée et portance) en fonction de l'incidence.
Les courbes du coefficient de portance moyen en fonction de l'incidence montrent que le nouveau profil, en ayant des niveaux de portance très similaires au NACA0012 jusqu'à $\alpha = 2^\circ$, ne présente pas de baisse de portance après cette incidence, contrairement au profil initial. Ce comportement est lié à l'entrée progressive du NACA0012 en régime instationnaire, contrairement au profil 341. Les courbes de coefficient de traînée en fonction de l'incidence confirment qu'à partir d'une incidence $\alpha = 0.5^\circ$, le nouveau profil offre une traînée inférieure à celle

[1] Qui, on le rappelle, est le plus efficace et robuste pour détecter l'entrée en tremblement.
[2] Le nombre de Reynolds n'ayant pas changé.

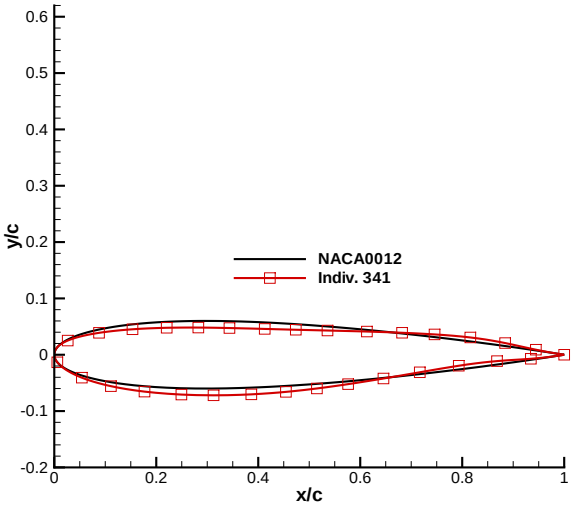


FIG. 5.18 – *Profils NACA0012 de base et son dérivé 341.*

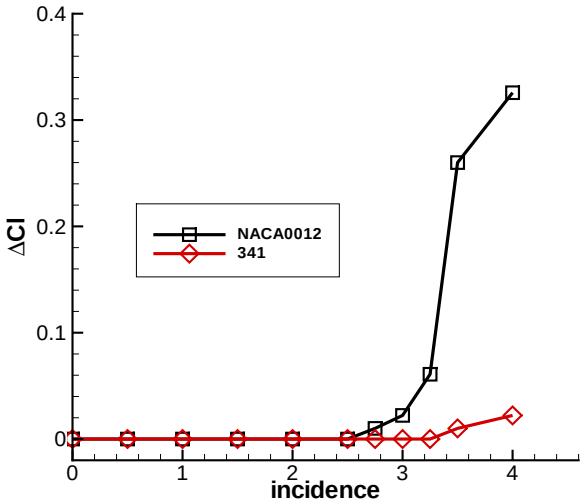


FIG. 5.19 – *Frontières d'entrée en tremblement par la fluctuation de portance en fonction de l'incidence (en degrés) pour les profils NACA0012 et 341, obtenues avec le modèle BL.*

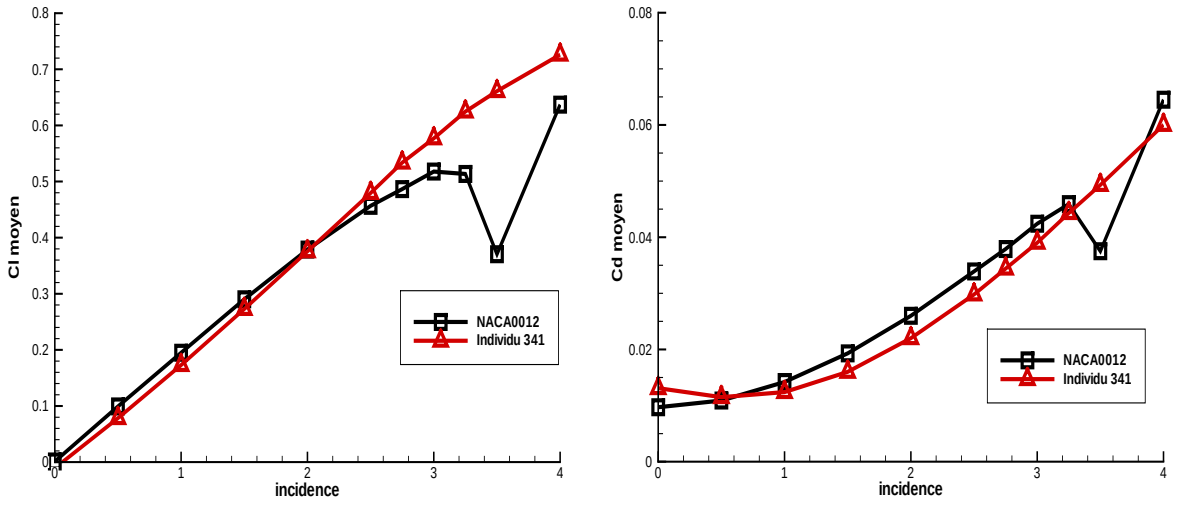


FIG. 5.20 – *Polaires sur les profil NACA0012 et l'individu 341 obtenues avec le modèle BL.*

associée au profil NACA0012 de base, ce qui va dans le sens de la tendance des propriétés constatées pour 341 lors de $R3$.

On effectue ensuite la même série de calculs, pour les mêmes conditions d'écoulement et dans le même maillage mais avec le modèle $KW\ SST$.

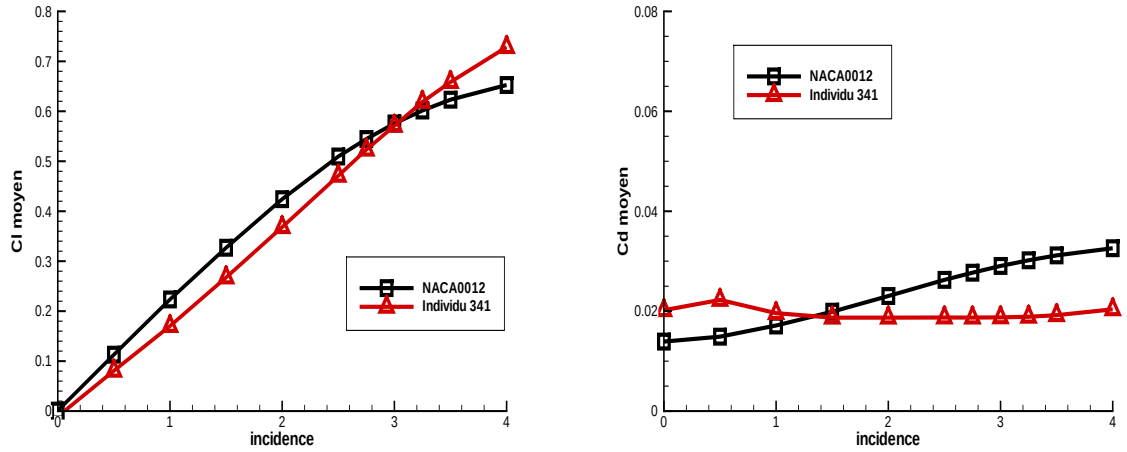


FIG. 5.21 – *Polaires sur les profil NACA0012 et l'individu 341 obtenues avec le modèle KW SST.*

La figure 5.21 illustre clairement que les calculs avec le modèle $KW\ SST$ ne conduisent pas au même type de courbes que le modèle BL. Le coefficient de portance en fonction de l'incidence du profil NACA0012 montre que les deux modèles diffèrent dans la prévision d'une chute de portance après 3°. Le modèle $KWSST$ prédit une portance qui évolue linéairement jusqu'à une incidence de 3.5°, alors que le modèle BL prédit une inflexion nette de la courbe de

portance à partir de $\alpha = 1.5\,^{\circ}$. Ceci est lié à la prédiction d'un écoulement stationnaire pour toute la gamme d'incidence étudiée au moyen de ce modèle.
Si l'on s'intéresse plus spécifiquement à l'apport de la forme 341 par rapport au NACA0012, on remarque tout de suite un écart sur le coefficient de portance moyen, sensiblement plus élevé avec $KW\ SST$ qu'avec le modèle algébrique. Ce point est clairement confirmé en comparant l'évolution du coefficient de traînée moyen pour les deux profils avec les deux modèles différents. En pratique, le profil 341 reste meilleur en mettant en oeuvre le modèle $KW\ SST$, mais les écarts de Cd entre les deux modèles de turbulence sont tout simplement inacceptables. Cette quantité est en effet calculée environ 50% plus élevée avec le modèle BL qu'avec le modèle $KW\ SST$, ce qui est clairement inacceptable si l'on souhaite étudier de manière quantitative et absolue ces calculs. Quel que soit le modèle, l'individu 341 garde cependant de meilleures propriétés que le NACA0012 pour des incidences supérieures à $2\,^{\circ}$.

5.4.2 Analyse *a posteriori* des profils OAT15A-CA et 322

Frontière d'entrée en tremblement De la même manière que pour les profils NACA0012 et 341, les formes des profils OAT15A-CA et 322 sont présentées. La figure 5.22 montre que ces deux derniers profils sont très semblables, en tout cas plus proches que le NACA0012 et son dérivé.

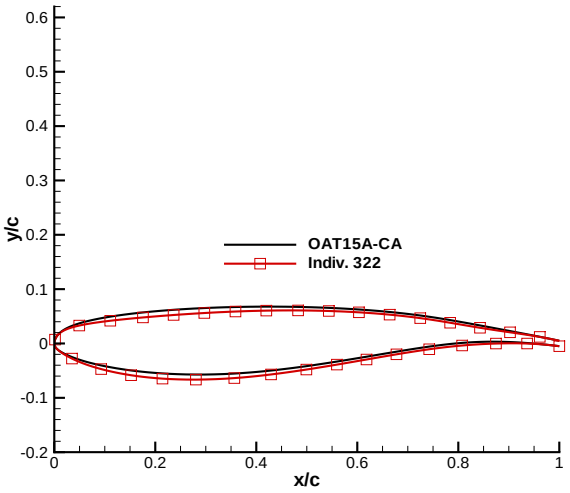


FIG. 5.22 – *Profil de base OAT15A-CA et son dérivé 322.*

Comme pour les profils précédents, on réalise ici une détection de la frontière d'entrée en tremblement au moyen d'une série de calcul PTL avec le modèle algébrique. Comme pour la comparaison NACA0012 / profil 341, et pour les mêmes raisons, on utilise dans cette partie un maillage différent de celui utilisé lors des optimisations $R1$, $R2$ et $R4$. Le maillage employé comprend donc 270×94 points autour du profil, et 60×217 points dans la partie "sillage", avec la même taille de première maille que précédemment.
On rappelle les conditions d'écoulement simulées : $M_\infty = 0.73$, $0. < \alpha < 4.\,^{\circ}$, $Re_c = 4.3 \times 10^6$.
On rappelle par ailleurs que Reberga [109] mesure une entrée en tremblement pour $\alpha = 2.8\,^{\circ}$.
La figure 5.23 montre que cette frontière est correctement prédite pour ce maillage et avec les

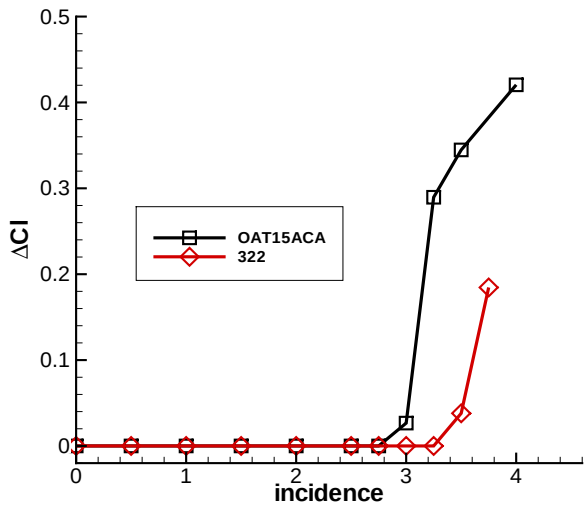


FIG. 5.23 – *Frontières d'entrée en tremblement par la fluctuation de portance en fonction de l'incidence (en degrés) pour les profils OAT15A-CA et 322, obtenues avec le modèle BL.*

choix de méthodes réalisés. Cette même figure montre par ailleurs que le profil 322 a une entrée en écoulement instationnaire environ 0.5 ° plus tard que l'OAT15A-CA. Cette amélioration, bien que pouvant sembler modeste, va néanmoins clairement dans la bonne direction.

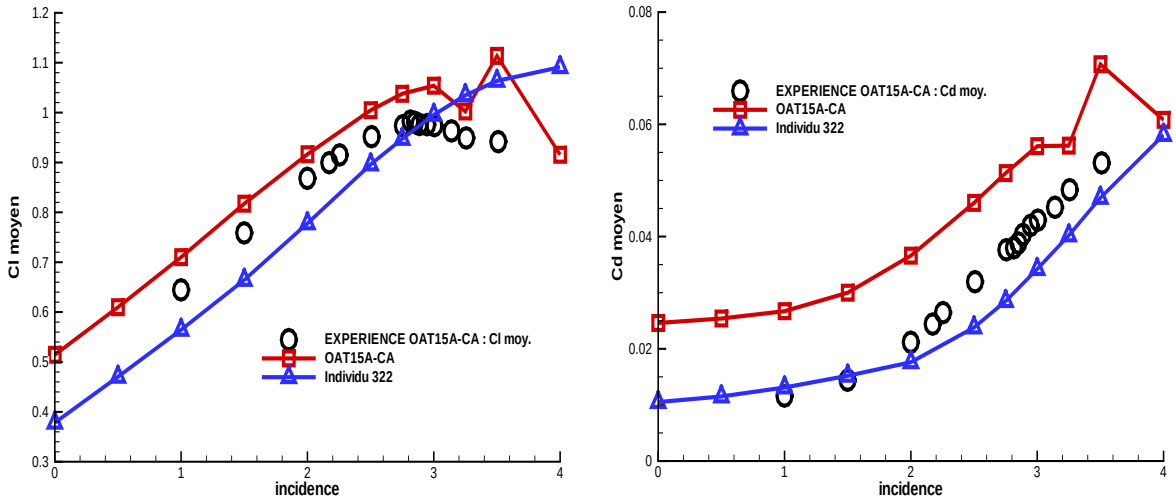


FIG. 5.24 – *Polaires sur les profil $OAT15A - CA$ et l'individu 322 obtenues avec le modèle BL.*

Performances aérodynamiques Comme précédemment, on calcule les performances aérodynamiques des profils OAT15A-CA et 322. Les coefficients aérodynamiques globaux et leurs valeurs moyennées au cours du calcul sont déterminés en réalisant une série de calculs PTL.

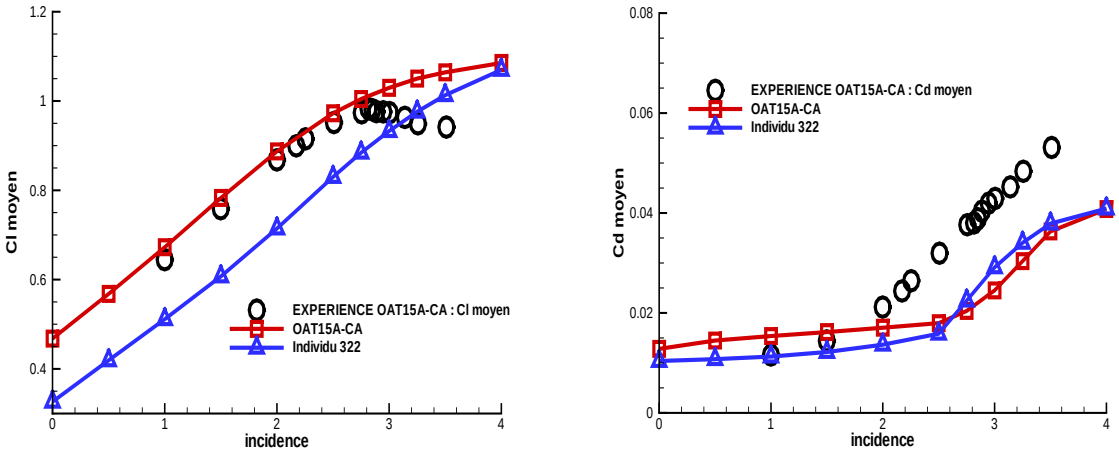


FIG. 5.25 – *Polaires sur les profils $OAT15A - CA$ et 322 obtenues avec le modèle $KW\ SST$.*

Dans un premier temps, on considère l'utilisation du modèle algébrique. Sur la figure 5.24, on constate que le nouveau profil 322 présente une portance inférieure au profil OAT15A-CA de départ. Ce comportement est dû à un placement différent de l'onde de choc d'extrados. En examinant le coefficient de traînée sur la partie droite de la même figure, on note un énorme gain (de presque 50% pour certaines incidences !). Comme pour le profil NACA0012, l'entrée en régime instationnaire est visible sur la baisse de coefficient de portance brusque entre 2.75 et 3 $^\circ$ pour le profil OAT15A-CA.

En comparant les courbes de polaires obtenues numériquement avec BL aux courbes expérimentales, il est clair que ce modèle, utilisé en particulier dans ces conditions (en particulier de maillage relativement grossier), présente des écarts à l'expérience encore considérables. En particulier, sur la figure 5.24, on note que bien que l'écart sur la prévision de portance en fonction de l'incidence ne soit pas satisfaisant (typiquement, 5 à 7% dans la phase de croissance linéaire de Cl), il reste raisonnable lorsqu'on le compare à l'écart correspondant sur la traînée (de l'ordre de 40% ! !). Le gain en traînée exhibé par 322 demande donc à être réévalué, par exemple avec le modèle $KW\ SST$.
La figure 5.25 illustre que le problème de fond de toute notre approche reste la sensibilité au modèle de turbulence des calculs transsoniques. Si les niveaux de Cd moyen restent très proches pour l'individu 322 pour les modèles BL et $KW\ SST$, le modèle OAT15A-CA au contraire exhibe un comportement inquiétant de ce point de vue. En pratique, 322 qui apparaissait meilleur que l'OAT15A-CA en terme de traînée pour le modèle BL, devient au contraire moins bon que ce dernier avec le modèle $KW\ SST$, même en ne considérant que les conditions d'écoulements pré-tremblants.
Cette partie nous montre clairement que la prévision d'écoulements transsoniques reste très sensible, en particulier vis-à-vis du modèle de turbulence choisi. Une hypothèse forte des travaux d'optimisations présentés lorsqu'ils incluent le calcul d'une traînée est que l'erreur éventuelle pour un modèle donné est systématique pour toutes les formes, et que donc on s'intéresse en réalité aux **gains relatifs** apportés par les nouvelles formes, plus que d'éventuels **gains absolus**. Bien sûr, dans le cadre d'optimisations avec un but pratique et appliqué, il

conviendra de travailler afin d'obtenir une bonne confiance quantitative absolue.

5.5 Conclusions sur les optimisations de formes pour le tremblement

On souhaitait dans ce chapitre la mise en place d'une méthodologie d'optimisation de formes afin de repousser ou d'empêcher l'entrée en tremblement. L'approche choisie consiste à coupler un algorithme génétique et un code de résolution des équations RANS. On évalue alors les différentes formes de profils obtenues par l'altération de formes par des fonctions de Hicks et Henne.

Cette approche semble pouvoir efficacement reculer l'entrée en tremblement. Les variations de portance associées aux individus optimaux sont en effet négligeables, signe d'un écoulement stationnaire.

Pourtant, ce chapitre montre encore une fois la sensibilité de calculs transsoniques au modèle de turbulence choisi. En particulier, le calcul de polaires d'individus optimaux montrent que les performances d'un profil varient significativement selon que l'on choisit un modèle de turbulence ou un autre. Le calcul de la traînée semble particulièrement délicat, et sujet à caution. Les raisons d'un tel écart ne sont pas évidentes, mais on peut néanmoins avancer les raisons suivantes :

- le manque de finesse du maillage pour espérer obtenir des niveaux de traînée dans un intervalle raisonnable ;
- la sensibilité du calcul de Cd au calcul de la sous-couche visqueuse. En particulier, on se remémorera ici les résultats du chapitre 2.4, où les modèles ne présentent pas du tout les mêmes comportements en aval du choc.
- la présence ou pas d'un décollement de pied de choc. En faisant encore référence au même chapitre, la présence ou non d'un décollement dans cette zone, influence non seulement la portance en affectant la position précise de l'onde de choc, mais aussi bien évidemment la traînée.

Ceci pose, d'une part la question de la pertinence du choix des fonctions objectifs. En effet, introduire la traînée comme objectif d'une boucle d'optimisation suppose de pouvoir calculer cette quantité de manière assez fine. Ceci peut supposer à notre sens de raffiner le maillage, ce qui est peu compatible avec une boucle d'optimisation par algorithmes génétiques.
D'autre part, ce point repose le besoin d'une vrai expertise en termes de modèles RANS pour les écoulements transsoniques. Il nous est bien difficile de choisir à ce stade un modèle de turbulence plutôt qu'un autre.

Par ailleurs, nous avons constaté lors de $R4$ qu'un nombre important d'individus présentaient des niveaux de fluctuation du coefficient de portance élevés. Ce point reste problématique, dans la mesure où l'approche en PTL retenue n'est pas consistante en temps. Son utilisation pour le calcul de l'entrée en tremblement ne pose pas de problème théorique, contrairement à sa mise en oeuvre pour classer des individus présents sur un front de Pareto avec des ΔC_l élevés.

Les perspectives de ce travail d'optimisation sont nombreuses.
Tout d'abord, l'évolution vers des modèles au second ordre pour la modélisation de la tur-

bulence peut être une voie d'amélioration du calcul de la traînée, par une représentation de l'interaction onde de choc-couche limite qui tienne compte de l'anisotropie des contraintes de Reynolds dans l'interaction. A défaut de modèle de turbulence de type $R_{ij} - \varepsilon$ ou $R_{ij} - \omega$, il pourrait être intéressant d'évaluer dans ce contexte des modèles de type EARSM, toujours afin de mieux calculer la traînée pour un surcoût en temps de calcul modique.
Un modèle "satisfaisant" dans le calcul de la traînée ne le sera que si on l'utilise sur un maillage suffisamment fin pour faire ressortir les effets de modèles. Ce travail de "convergence en maillage", au-delà de son coût en temps de travail, implique aussi un surcoût qui peut rendre l'optimisation par algorithmes génétiques prohibitive si on l'utilise sur des maillages beaucoup plus fins que ceux employés.
Le modèle BL, bien que mauvais dans le calcul de la traînée, présente l'avantage de permettre la détermination efficiente de la frontière d'entrée en tremblement. Les autres modèles dans nos travaux prédisant une frontière d'entrée en tremblement plus haute que BL, il nous semble clair que ce modèle sera encore utilisé à court terme pour repérer cette frontière.
Une voie d'amélioration de nos optimisations multi-objectifs pourrait donc être l'utilisation de deux modèles différents, typiquement BL pour repérer la frontière d'entrée en tremblement, et un autre modèle plus performant pour évaluer la finesse des individus. Combinée à des maillages plus fins pour évaluer la traînée en bonne confiance, cette approche engendre bien évidemment un surcoût, à évaluer en fonction des objectifs.
Dans la même optique d'adaptation du modèle, la présence d'individus à ΔC_l élevés sur les fronts de Pareto nous conduit à envisager de mener des calculs instationnaires dans la boucle d'optimisation. On peut en effet concevoir d'évaluer dans un premier temps tous les individus avec une approche par PTL non-consistante en temps. Les individus du front de Pareto par génération ayant un ΔC_l plus élevé qu'une valeur seuil pourraient alors être évalués une second fois afin de nous assurer de leur propriétés. Ceci permettrait de lever le problème de méthode soulevé, malheureusement pour un coût de calcul non seulement important, mais surtout imprévisible, car il n'est pas possible *a priori* de savoir combien d'individus seraient affectés.

Conclusion & Perspectives

L'objectif principal de ce travail était de contribuer à l'amélioration des possibilités de simulation des écoulements transsoniques instationnaires rencontrés sur les profils d'ailes en régime de tremblement. L'objectif secondaire était d'exploiter ces outils de simulation pour explorer de nouvelles voies permettant d'empêcher ou de réduire l'intensité du phénomène.

Dans un premier temps, un état de l'art sur le tremblement transsonique et son contrôle a été réalisé. Les apports les plus significatifs d'un ensemble de travaux expérimentaux, théoriques et numériques ont été présentés afin de mettre nos travaux en perspective. Nous nous sommes attachés à actualiser aussi scrupuleusement que possible cet état de l'art tout au long de la thèse.
Dans un second temps, les méthodes et modèles employés ont été présentés. L'accent a été mis sur les méthodes que nous avons personnellement implantées ou modifiées durant ce travail de thèse. En particulier, les discrétisations spatiales employées (AUSM+ dans ses variantes les plus récentes) ont été détaillées et une présentation plus générale des autres méthodes numériques employées a été réalisée. Les modèles de turbulence de type RANS utilisés dans cette étude ont alors été rapidement présentés dans leur version "de base", c'est-à-dire sans correction ou modification de réalisabilité ou bien munis de telles corrections, mises en oeuvre pour améliorer le calcul de l'interaction choc/couche-limite. Afin d'offrir les meilleures perspectives à nos travaux, nous avons fait le choix d'un travail sur les modélisations hybrides de la turbulence pour améliorer les simulations de tremblement transsonique. Dans ce cadre, un complément d'étude bibliographique est réalisé spécifiquement sur ces approches. De cette étude bibliographique, nous déduisons les approches privilégiés pour les applications que nous avons traitées. En partant de modèles RANS classiques de type $k-\varepsilon$ et $k-\omega$, on souhaite mieux contrôler la part d'énergie turbulente modélisée par le modèle en s'appuyant sur les approches PANS d'après les travaux de Girimaji [53] et DES d'après ceux de Strelets [129].
Dans la mesure où notre travail a été mené à l'aide de codes de recherche qui n'avaient pas nécessairement été évalués avec la modélisation de la turbulence retenue pour nos travaux, une étude de validation préliminaire a été réalisée sur deux cas d'écoulements transsoniques sur profil. Le premier cas retenu, celui d'un écoulement transsonique turbulent stationnaire sur le profil RAE2822, a permis de caractériser soigneusement l'influence des paramètres de calcul ainsi que de nous assurer de l'implantation correcte des méthodes de type RANS employées. Le deuxième cas retenu, le tremblement transsonique sur une lentille biconvexe d'épaisseur 18%, permet de vérifier la possibilité numérique de description d'un écoulement instationnaire de type écoulement tremblant ainsi que de préciser, dans ce cas instationnaire, l'influence de certains paramètres de calcul et des choix de modélisation de la turbulence.
L'étude du tremblement transsonique sur profils supercritiques a ensuite été réalisée. On a retenu d'une part le profil RA16SC1, et d'autre part le profil OAT15A-CA. Pour ces deux profils, les approches RANS, même lorsqu'elles incluent des modifications de réalisabilité,

sont inefficaces pour prédire des oscillations fortes de l'onde de choc telles que celles constatées expérimentalement. Les approches hybrides retenues sont alors évaluées et permettent d'obtenir des oscillations de choc dont les caractéristiques se comparent raisonnablement aux expériences pour un surcoût modeste, en termes de complexité algorithmique et de coût de calcul.
Dans la dernière partie de nos travaux, nous avons présenté une méthodologie d'optimisation de formes de profils pour repousser l'entrée en tremblement. L'approche retenue consiste à altérer une forme de profil de base par des fonctions dites de Hicks et Henne puis à évaluer les formes ainsi obtenues vis-à-vis du tremblement. Elle semble efficace puisque, que ce soit en partant d'un profil supercritique ou d'un profil classique, cette méthodologie d'optimisation conduit à des formes de profils pour lesquelles l'écoulement est prédit comme stationnaire, donc non-tremblant, par la simulation.

Les perspectives qui peuvent être données à nos travaux sont nombreuses et dépendent directement des constatations faites lors de nos travaux ou dans la bibliographie. Nous classons ces travaux d'améliorations futurs en trois grandes catégories : une meilleure représentation des conditions aux limites expérimentales, la recherche et la mise en oeuvre de modèles de type RANS plus performants pour la simulation d'écoulements transsoniques, un important travail sur les modèles "universels" dans le cadre de la modélisation hybride de la turbulence, points qui permettront enfin de simuler avec confiance des approches de contrôle du tremblement.

Pour la meilleure représentation des conditions aux limites expérimentales, nous distinguons deux pistes très claires, que nous nous proposons de suivre à court terme. Tout d'abord, les résultats de Thiery et Coustols [134] plaident très clairement pour une prise en compte des parois des souffleries dans lesquelles les essais de tremblement transsonique sur profils sont réalisés. Cette prise en compte du confinement dû aux parois haute et basse engendre bien évidemment des surcoûts en termes de réalisation de maillage tout d'abord et surtout dans les temps de calcul nécessaires pour l'obtention de temps de simulation significatifs. Pourtant l'influence des parois semble telle qu'à terme leur prise en compte apparaît comme indispensable pour la reproduction de résultats expérimentaux quantitatifs.
Le deuxième point d'importance est bien évidemment la mise en oeuvre de simulations tridimensionnelles. Ce point, indispensable lorsqu'il s'agit d'écoulements turbulents, nécessite pourtant encore un travail de réflexion, mise en place, et suivi de calculs lourds. En particulier, la question du choix des conditions aux limites latérales ne nous semble pas réellement tranchée. Thiery [133] a en effet relevé l'importance du décollement de coin à l'intersection entre les parois latérales de la soufflerie. Dans le cas où l'on tente de s'affranchir de la représentation d'une paroi latérale, par exemple en choisissant d'appliquer des conditions de périodicité sur les bords du domaine (comme le réalise par exemple Deck [35]), on peut légitiement se demander quelle envergure choisir pour une prédiction physiquement correcte. L'imposition d'une envergure revient en effet à imposer une longueur d'onde transversale maximale. On souhaite donc maximiser cette dimension, ce qui n'est pas aisément réalisable devant le coût en temps de calcul qui peut vite devenir prohibitif.

Une amélioration de la modélisation de la turbulence de type RANS est la deuxième perspective de travail. Nous distinguons de ce point de vue deux aspects complémentaires. Tout d'abord, la représentation de la transition dans un code RANS est un axe de travail clair. Ceci passe probablement par l'introduction d'une équation de transport supplémentaire sur le facteur d'intermittence qui peut être utilisé pour décrire la nature (laminaire, transitionnelle

ou turbulente) de la couche limite [131, 76].
Au-delà de cet aspect, la recherche se poursuit pour construire des modèles de turbulence mieux adaptés au calcul d'écoulements subissant un gradient de pression adverse, avec décollement. En régime compressible, Michel [97] a confirmé durant ses travaux de thèse qu'un modèle au second ordre de type $R_{ij} - \varepsilon$ permet un gain quantitatif net dans la qualité des résultats obtenus pour différents cas d'interactions choc/couche limite. Nous pensons donc que l'utilisation de ce modèle comme base aux modèles hybrides est la prochaine étape à court terme de nos travaux.
La modélisation hybride de la turbulence est un autre axe de recherche qui a été exploré durant nos travaux. Là-encore, on peut distinguer deux approches immédiatement dans la continuité de ce mémoire. Tout d'abord, comme il a été constaté sur les calculs présentés ici, la variable qui représente la fraction d'énergie modélisée (f_k ou f_{des}) ne descend pas réellement sous 0.2 . Il est donc légitime de s'interroger sur le rôle et les propriétés du modèle hybride pour ces valeurs. Parallèlement à cette question, nous n'avons pas eu le temps de caractériser d'autres fonctions qui définissent f_k ou f_{des}. Les fonctions que nous avons pu utiliser sont simples et ne prennent pas en compte l'ensemble des paramètres que l'on souhaite étudier. Nous pensons notamment à faire intervenir le pas de temps de la simulation dans l'expression de f_k ou f_{des}. L'approche de type pas de temps dual utiliséee ici permet en effet l'utilisation de pas de temps probablement grands par rapport aux capacités descriptives locales des maillages employés.

On voit aisément que ces éléments sont nécessaires à l'amélioration de nos capacités à décrire le tremblement transsonique sur profil par la simulation avec une ambition quantitative. Bien évidemment, et devant les enjeux industriels, nous pensons que la simulation du contrôle du tremblement transsonique représente l'objectif à long terme de nos travaux. L'optimisation de forme, faute de formes "dynamiques", peut permettre de produire des solutions de compromis (par exemple en obtenant des formes de profils qui souffrent peu du tremblement, tout en ayant une finesse acceptable en régime de croisière) mais dont les performances globales resteront peut-être insuffisantes pour les concepteurs d'aéronefs. La reproduction numérique de méthodes de contrôle actif telles que celle étudiée à l'ONERA Toulouse [109, 23] peut alors représenter, à plus ou moins brève échéance, une alternative intéressante.

Bibliographie

[1] ABDOL-HAMID, K. S. & GIRIMAJI, S. S., 2004, A two-stage procedure toward the efficient implementation of PANS and other hybrid turbulence models, NASA, Rapport Technique 2004-213260.

[2] ALFANO, D., CORRE, C., JOUBERT DE LA MOTTE, P. & LERAT, A., 2004, Assessment of numerical methods for the unsteady shock/boundary layer interaction, in *BAIL 2004*, Toulouse.

[3] ALFANO, D., MICHEL, B., CORRE, C. & LERAT, A., 2005, Simulation d'oscillations auto-entretenues d'un système choc/couche limite en écoulement interne et externe, in *40ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, TOULOUSE, France, 21-23 Mars.*

[4] ALFANO, D., MICHEL, B., CORRE, C. & LERAT, A., 2006, Numerical simulation of shock/boundary- layer self- sustained oscillations for external and internal flows, in *24th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, AIAA.

[5] ANDERSON, J., 2003, High-speed flight : Key aerodynamic breakthroughs, in *AIAA International Air and Space Symposium and Exposition : The Next 100 Years, Dayton, Ohio.*

[6] ANDERSON, J. D. Jr, 1998, *A history of aerodynamics*, Cambridge University Press.

[7] ANDERSON, W. K., THOMAS, J. L. & VAN LEER, B., 1986, Comparison of finite volume flux vector splittings for the euler equations, *AIAA Journal*, **24**, p. 1453–1460.

[8] ATASSI, H. M., 1984, Feedback in separated flows over symmetric airfoils, in *9th AIAA and NASA, Aeroacoustics Conference*, AIAA.

[9] BALDWIN, B.S. & LOMAX, H., 1978, Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows, in *AIAA Paper 78-257*, AIAA.

[10] BARAKOS, G. & DRIKAKIS, D., 1998, Assessment of various low-reynolds number turbulence models in shock-boundary layer interaction, *Computer methods in applied mechanics and engineering*, **160**, p. 155–174.

[11] BATTEN, P., GOLDBERG, U. & CHAKRAVARTHY, S., 2002, LNS - an approach towards embedded LES, in *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA.

[12] BATTEN, P., GOLDBERG, U. & CHAKRAVARTHY, S., 2003, Interfacing statistical turbulence closures with large eddy simulation, *AIAA Journal*, **42**, p. 485–492.

[13] BENARAFA, Y., 2005, *Application du couplage RANS/LES aux écoulements turbulents à haut nombre de Reynolds de l'industrie nucléaire*, Thèse de Doctorat, PARIS VI.

[14] BENOIT, B., Juin 1986, Etude du champ de pression instationnaire sur le profil RA16SC1 en régime de tremblement à S3MA, ONERA, Rapport Technique RTS 17/3423 AY.

[15] BILLET, G. & LOUEDIN, O., 2001, Adaptive limiters for improving the accuracy of the MUSCL approach for unsteady flows, *Journal of Computational Physics*, **170**, p. 161–183.

[16] BOGEY, C. & BAILLY, C., 2005, Decrease of the effective reynolds number with eddy-viscosity subgrid-scale modeling, *AIAA Journal*, **43**, p. 437–439.

[17] BOUHADJI, A. & BRAZA, M., 2003, Organized modes and shock-vortex interaction in unsteady viscous transonic flows around an aerofoil. part i : Mach number effect, *Computers and Fluids*, **32**, p. 1233–1260.

[18] BOUHADJI, A. & BRAZA, M., 2003, Organized modes and shock-vortex interaction in unsteady viscous transonic flows around an aerofoil. part II : Reynolds number effect, *Computers and Fluids*, **32**, p. 1261–1281.

[19] BRUNET, V., 2003, Computational study of buffet phenomenon with unsteady RANS equations, in *21st Applied Aerodynamics Conference*, AIAA.

[20] BRUNET, V., DECK, S., MOLTON, P. & THIERY, M., 2005, A complete experimental and numerical study of the buffet phenomenon over the OAT15A airfoil, in *40ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, TOULOUSE, France, 21-23 Mars.*

[21] CANDEL, S., 1995, *Mécanique des Fluides ; Cours*, DUNOD.

[22] CARUANA, D., CORREGE, M. & DESPRE, C., 2001, PRF contrôle actif des écoulements. contrôle actif des instabilités aérodynamiquesà l'origine du tremblement. ecoulement transsonique tridimensionnel - phase 1., ONERA, Rapport Technique RT 6/03426 DPRS/DMAE.

[23] CARUANA, D., MIGNOSI, A., CORREGE, M. & LE POURHIET, A., 2003, Buffeting active control in transonic flow, in *21st AIAA Applied Aerodynamics Conference.*, AIAA.

[24] CARUANA, D., MIGNOSI, A., CORREGE, M., LE POURHIET, A. & RODDE, A. M., 2005, Buffet and buffeting control in transonic flow, *Aerospace Science and Technology*, **9**, p. 605–616.

[25] CARUELLE, B., Octobre 2000, *Simulations d'écoulements instationnaires turbulents en aérodynamique : application à la prédiction du phénomène du tremblement*, Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Institut National Polytechnique de Toulouse.

[26] CHASSAING, P., 2000, *Turbulence en mécanique des fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*, CEPADUES-Editions.

[27] CHUNG, I., LEE, D., REU, T. & KO, D., 2003, Prediction of transonic buffet onset for airfoils with separation bubble using steady approaches, *Journal of Aircraft*, **40**, p. 795–797.

[28] CORRE, C., HANSS, G. & LERAT, A., 2005, A residual-based compact scheme for the unsteady compressible navier-stokes equations, *Computers and Fluids*, **34**, p. 561–580.

[29] CORRE, C., RENAUD, T. & LERAT, A., 2002, Transonic flow control using a navier-stokes solver and a multi-objective genetic algorithm, in *IUTAM Symposium Transsonicum IV ; Proceedings of the IUTAM Symposium held in Göttingen, Germany, 2-6 September 2002*, Springer.

[30] CORRE, C., RENAUD, T., LIEVRE, H. & LERAT, A., 2002, Optimization of buffet control parameters using a multiobjective genetic algorithm, in *Evolutionary Methods for Design, Optimisation and Control*, édité par GIANNAKOGLOU, K. and TSAHALIS, D. and PERIAUX, J. and PAPAILIOU, K. and FORGATY, T.

[31] COUSTOLS, E., SCHAEFFER, N., THIERY, M. & CORDEIRO FERNANDES, P., 2003, Unsteady reynolds averaged navier-stokes computations of shock induced oscillations over two-dimensional rigid airfoils, in *3rd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena - 2003 Sendai (Japon), June 25-27.*

[32] CROUCH, J. D., GARBARUK, A. & MAGIDOV, D., 2005, Predicting the onset of flow unsteadiness using global-stability theory, in *3rd Symposium on Global Flow Instability and Control*, Crete.

[33] DEB, K., 2001, *Multi-objective optimization using evolutionary algorithms*, Wiley, UK.

[34] DECK, S., 2004, Detached-eddy simulation of transonic buffet over a supercritical airfoil, in *22nd AIAA Applied Aerodynamics Conference*, AIAA.

[35] DECK, S., 2005, Numerical simulation of transonic buffet over a supercritical airfoil, *AIAA Journal*, **43**, p. 1556–1566.

[36] DELERY, J. & MARVIN, J. G., 1986, Shock-wave boundary layer interactions, NATO, Rapport Technique AGARDograph No.280.

[37] DELERY, J. M., 1992, Physics of vortical flows, *Journal of Aircraft*, **29**, p. 856–876.

[38] DELERY, J. M., 1999, Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires., ONERA, Rapport Technique RT 121/7078.

[39] DESPRE, C., 2001, *Etude expérimentale et numérique du phénomène de tremblement et de son contrôle en écoulement transsonique bi et tridimensionnel*, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.

[40] DURBIN, P.A., 1996, On the k-e stagnation point anomaly, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **17**, p. 89–90.

[41] DUSSAUGE, J.-P., DUPONT, P. & DEBIEVE, J.-F., 2005, Unsteadiness in shock wave boundary layer interactions with separation, in *40ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, TOULOUSE, France, 21-23 Mars.*

[42] DUSSAUGE, J.-P., DUPONT, P. & DEBIEVE, J.-F., 2006, Unsteadiness in shock-wave boundary-layer interactions with separation, *Aerospace Science and Technology*, **10**, p. 85–91.

[43] ELMILIGUI, A., ABDOL-HAMID, K. S., MASSEY, S. J. & PAUL PAO, S., 2004, Numerical study of flow past a circular cylinder using RANS, hybrid RANS/LES and PANS formulations, in *AIAA Paper 2004-4959.*

[44] FASEL, H. F., SEIDEL, J. & WERNZ, S., 2002, A methodology for simulations of complex turbulent flows, *Journal of Fluids Engineering*, **124**, p. 933–942.

[45] FULKER, J. L., 2002, A review of research at quinetiq on the control of shock waves, in *Transsonicum IV.* QuinetiQ bedford, Septembre.

[46] FURLANO, F., 2001, *Comportement de modèle de turbulence pour les écoulements décollés en entrée de tremblement*, Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.

[47] GAD-EL-HAK, M., POLLARD, A. & BONNET, J.-P., éditeurs, 1998, *Flow control; Fundamentals and practices*, Springer.

[48] GARNIER, E., Octobre 2000, *Simulation des Grandes Échelles en régime transsonique*, Thèse de doctorat de l'université de Paris XI Orsay, Université de Paris XI Orsay.

[49] GEISSLER, W. & KOCH, S., 2002, Adaptive airfoil, in *IUTAM Symposium Transonicum IV*, Springer.

[50] GERMANO, M., 2004, Properties of the hybrid RANS/LES filter, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, **17**, p. 225–231.

[51] GILLAN, M. A., 1995, Computational analysis of buffet alleviation in viscous transonic flow over a porous airfoil, *AIAA Journal*, **33**, p. 769–772.

[52] GIRIMAJI, S. S. & ABDOL-HAMID, K. S., 2005, Partially-averaged navier stokes model for turbulence : implementation and validation, in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA.

[53] GIRIMAJI, S. S., SRINIVASAN, R. & JEONG, E., 2003, PANS turbulence model for seamless transition between RANS and LES : fixed-point analysis and preliminary results, in *4th ASME Joint Fluids Engineering Conference*, édité par ASME.

[54] GIRODROUX-LAVIGNE, P. & LE BALLEUR, J.C., 1988, Time-consistent computation of transonic buffet over airfoils, in *16th congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS)*, JERUSALEM.

[55] GOLDBERG, D., 1994, *Algorithmes génétiques. Exploration, optimisation et apprentissage automatique.*, Editions Addison-Wesley France.

[56] GONCALVES, E., 2001, *Implantation et validation de lois de paroi dans un code Navier - Stokes*, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.

[57] GONCALVES, E. & HOUDEVILLE, R., Juin 2001, Numerical simulation of shock oscillations over airfoil using a wall law approach, *AIAA Journal*, **41**(2857), p. 1829–1832. loc 2.

[58] GONCALVES, E. & HOUDEVILLE, R., 2001, Reassessment of the wall functions approach for RANS computations, *Aerospace Science and Technology*, **5**, p. 1–14. loc 2.

[59] GONCALVES, E. & HOUDEVILLE, R., 2004, Turbulence model and numerical scheme assessment for buffet computations, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **46**, p. 1127–1152.

[60] GONCALVES, E., ROBINET, J.-C. & HOUDEVILLE, R., 2003, Numerical simulation of transonic buffet over an airfoil, in *3rd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena - 2003 Sendai (Japon), June 25-27.*

[61] HAASE, W., BRADSMA, F., ELSHOLZ, E., LESCHZINER, M. & SCHWAMBORN, D., éditeurs, 1993, *EUROVAL - An european initiative on validation of CFD codes*, vieweg.

[62] HANDA, T., MASUDA, M. & MATSUO, K., 2003, Mechanism of shock wave oscillation in transonic diffusers, *AIAA Journal*, **41**, p. 64–70.

[63] HICKS, R. M. & HENNE, P. A., 1978, Wing design by numerical optimization, *Journal of Aircraft*, **15**, p. 407–412.

[64] HIRSCH, C., 1990, *Numerical computation of internal and external flows*, John Wiley & Sons.

[65] HUNT, D. L. & NIXON, D., 1995, A very large eddy simulation of an unsteady shock wave/turbulent boundary layer interaction, in *26th AIAA Fluid Dynamics Conference*, AIAA.

[66] JACQUIN, L., MOLTON, P., DECK, S., MAURY, B. & SOULEVANT, D., 2005, An experimental study of shock oscillation over a transonic supercritical profile, in *39th AIAA Fluids Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA.

[67] JAMESON, A., 1991, Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings, in *AIAA Paper 91-1596*, AIAA.

[68] KIM, K. H. & KIM, C., 2005, Accurate, efficient and monotonic numerical methods for multi-dimensional compressible flows. part i : Spatial discretization, *Journal of Computational Physics*, **208**, p. 527–569.

[69] KIM, K. H., KIM, C. & RHO, O. H., 1998, Accurate computations of hypersonic flows using ausmpw+ scheme and shock-aligned grid technique, in *AIAA Paper 98-2442*.

[70] KIM, K. H., KIM, C. & RHO, O. H., 2001, Methods for the accurate computations of hypersonic flows, *Journal of Computational Physics*, **174**, p. 38–80.

[71] KLOCZKO, T., 2006, *Développement d'une méthode implicite sans matrice pour la simulation 2D-3D des écoulements compressibles et faiblement compressibles en maillages non-structurés*, Thèse de Doctorat, ENSAM - CER de Paris.

[72] KOURTA, A., 1999, Computation of vortex-shedding in solid rocket motors using time-dependent turbulent model, *Journal of Propulsion and Power*, **15**, p. 390–400.

[73] KOURTA, A., PETIT, G., COURTY, J.C. & ROSENBLUM, J.P., 2005, Buffeting in transonic flow prediction using time dependent turbulence model, *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, **49**, p. 171–182.

[74] KOURTA, A., PETIT, G., ROSENBLUM, J.-P. & COURTY, J.-C., 2005, Prédiction du tremblement en écoulement transsonique, *Comptes rendus Mecanique*, **333**, p. 810–817.

[75] LABOURASSE, E., 2003, *Reconstruction des fluctuations turbulentes par une approche hybride RANS/SGE*, Thèse de Doctorat, PARIS VI.

[76] LANGTRY, R. B. & MENTER, F. R., 2005, Transition modeling for general cfd applications in aeronautics, in *AIAA Paper 2005-522*.

[77] LAUNDER, B. E. & SHARMA, B. I., 1974, Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, *Letters in Hear and Mass Transfer*, **1**, p. 131–138.

[78] LECLERC, E., 2003, *Contrôle sub-optimal pour les écoulements instationnaires turbulents*, Thèse de Doctorat, Université Montpellier 2.

[79] LEE, B. H. K., 1990, Transonic buffet on a supercritical airfoil, *Aeronautic Journal*, **94**, p. 143–152.

[80] LEE, B. H. K., 2001, Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds, *Progress in Aerospace Sciences*, **37**, p. 147–196.

[81] LEE, B.H.K., 2002, Statistical analysis of wing/fin buffeting response, *Progress in Aerospace Science*, **38**, p. 305–345.

[82] LERAT, A. & CORRE, C., 2001, A residual-based compact scheme for the compressible navier-stokes equations, *Journal of Computational Physics*, **170**, p. 642–675.

[83] LESIEUR, M., 1994, *La turbulence*, Presses Universitaires de Grenoble.

[84] LIN, J. C., 2002, Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation, *Progress in Aerospace Sciences*, **38**, p. 389–420.

[85] LIOU, M.-S., 1996, A sequel to AUSM : AUSM+, *Journal of Computational Physics*, **129**, p. 364–382.

[86] LIOU, W. W., HUANG, G. & SHIH, T.-H., 2000, Turbulence model assessment for shock wave/turbulent boundary-layer interaction in transonic and supersonic flows, *Computers and Fluids*, **29**, p. 275–299.

[87] LUO, H., BAUM, J.D. & LÖHNER, R., 1998, A fast, matrix-free implicit method for compressible flows on unstructured grids, *Journal of Computational Physics*, **146**, p. 664–690.

[88] MABEY, D.G., 1989, Some aspects of aircraft dynamic loads due to flow separation, *Progress in Aerospace Sciences*, **26**, p. 115–151.

[89] MAGNIENT, J.-C., 2001, *Simulation des Grandes Echelles d'écoulements de fluides quasi-incompressibles*, Thèse de Doctorat, PARIS XI.

[90] MARTIN, A. & REED, J. F., 1952, Correlation of buffet boundaries predicted from wind-tunnel tests with those measured during flight tests on the F8F-1 and x-1 airplanes - transonic-bump method, NACA, Rapport Technique RM A52J17.

[91] McDEVITT, J. B., Janvier 1979, Supercritical flow about a thick circular-arc airfoil, NASA, Nasa technical memorandum 78549.

[92] McDEVITT, J. B. & OKUNO, A. F., 1985, Static and dynamic pressure measurments on a NACA 0012 airfoil at ames high reynolds number facility, NASA, NASA technical paper 2485.

[93] MENTER, F. R., 1992, Improved two-equation k - w turbulence models for aerodynamic flow, NASA, Rapport Technique 103975.

[94] MENTER, F. R., 1993, Zonal two-equation k-w turbulence models for aerodynamic flows, in *24th Fluid Dynamics Conference*, AIAA.

[95] MENTER, F. R. & KUNTZ, M., 2002, Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles, in *The aerodynamics of heavy vehicles : Trucks, Busses and Trains*, Springer, Asilomar, Ca.

[96] MENTER, F. R., KUNTZ, M. & LANGTRY, R., 2003, Ten years of industrial experience with the SST turbulence model, in *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, édité par HANJALIC, K. and NAGANO, Y.and TUMMERS, M., Begell House, Inc.

[97] MICHEL, B., 2004, *Contribution à la simulation numérique efficace des écoulements dans les prises d'air supersoniques*, Thèse de Doctorat, ENSAM - CER de Paris.

[98] MISERDA, R. F., JALOWITSKI, J. R., LAUTERJUNG, R. & FREIRE, A., 2004, Numerical simulation of the laminar transonic buffet in airfoils, in *Proceeding of the 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT2004*, Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering - ACBM, Rio De Janeiro, Brasil.

[99] MOORE, J. G. & MOORE, J., 1999, Realizability in two-equations turbulence models, in *AIAA 30th Fluids Dynamics Conference*.

[100] NASA, 2006, The high speed frontier, NASA, Rapport technique. http ://www.hq.nasa.gov/pao/History/SP-445/contents.htm.

[101] NEMEC, M., ZINGG, D.W. & PULLIAM, T.H., 2002, Multi-point and multi-objective aerodynamic shape optimization, in *AIAA Paper 2002-5548*.

[102] PADEY, S., Simulation numérique stationnaire et instationnaire du profil OAT15A-CA en écoulement transsonique turbulent. mémoire de maîtrise, ENSICA, 2001.

[103] PEARCEY, H. H., RAO, K. & SYKES, D. M., 1968, The interaction between local effect at the shock and rear separation - a source of a significant scale effects in wind-tunnel tests on airfoils and wings., AGARD, Rapport Technique CP35.

[104] PEIGIN, S. & EPSTEIN, B., 2004, Robust optimization of 2d airfoils driven by full navier-stokes computations, *Computers and Fluids*, **33**, p. 1175–1200.

[105] PETER, J., MARCELET, M. & BURGUBURU, S., 2006, Introduction à l'optimisation de forme en aérodynamique et quelques exemples d'application, ONERA, Rapport Technique PUB 2006-01.

[106] RAGHUNATHAN, S., GILLAN, M. A., COOPER, R. K., MITCHELL, R. D. & COLE, J. S., 1999, Shock oscillations on biconvex airfoils, *Aerospace Science and Technology*, **1**, p. 1–9.

[107] RAGHUNATHAN, S., ZAFIRI-RAD, F. & MABEY, D. G., 1992, Effect of model cooling on periodic transonic flow, *AIAA Journal*, **30**, p. 2080–2086.

[108] RATHERT, G. A., ZIFF, H. L. & COOPER, G. E., 1951, Preliminary flight investigation of the maneuvering accelerations and buffet boundary of a 35° swept-wing airplane at high altitude and transonic speeds, NACA, Rapport Technique A50L04.

[109] REBERGA, O., 2000, *Etude expérimentale et numérique du phénomène de tremblement sur profil d'aile et de son contrôle en écoulement transsonique avec onde de choc*, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.

[110] RENAUD, T., Décembre 2001, *Simulation numérique du tremblement autour de profils d'ailes en régime transsonique*, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers.

[111] RENAUD, T., CORRE, C. & LERAT, A., 2001, Simulation numérique du contrôle du tremblement, in *XVème Congrès Français de Mécanique*, p. 653–658.

[112] ROE, P. L., 1981, Approximate Riemann solvers, parameters vectors and difference schemes, *Journal of Computational Physics*, **53**, p. 357–372.

[113] ROOS, F. W., 1980, Some features of the unsteady pressure field in transonic airfoil buffeting, *Journal of Aircraft*, **17**, p. 781–788.

[114] ROUZAUD, O., PLOT, S. & COUAILLIER, V., 2000, Numerical simulation of buffeting over airfoil using dual time stepping method, in *ECCOMAS*, Septembre. loc 2.

[115] RUMSEY, C. L., D., THACKER W., B., GATSKI T. & E., GROSCH C., 2005, Analysis of transition-sensitized turbulent transport equations, in *43rd AIAA Aerospace Sciences and Meeting and Exhibit*, AIAA.

[116] RUMSEY, C. L., PETERSSON REIF, B. A. & GATSKI, T.B., 2006, Arbitrary steady-state solutions with the k-e model, *AIAA Journal*, **44**, p. 1586–1592.

[117] SAGAUT, P., 2005, *Large Eddy Simulation for incompressible flows : an introduction*, Springer.

[118] SAUVAGE, P., 1998, *Etude expérimentale et numérique des écoulements potentiels et visqueux dans le voisinage d'un bords de fuite épais cambré*, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.

[119] SCHIESTEL, R., 1998, *Les écoulements turbulents, modelisation et simulation*, Hermès Science publications.

[120] SCHUMANN, U., 1975, Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli, *Journal of Computational Physics*, **18**, p. 376–404.

[121] SEIFERT, A. & PACK, L. G., 2001, Oscillatory control of shock-induced separation, *Journal of Aircraft*, **38**, p. 464–472.

[122] SHIH, T.-H., ZHU, J. & LUMLEY, J. L., 1995, A new reynolds stress algebraic equation model, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **125**, p. 287–302.

[123] SINHA, K., MAHESH, K. & CANDLER, G. V., 2003, Modeling shock unsteadiness in shock-turbulence interaction, *Physics of Fluids*, **15**, p. 2290–2297.

[124] SPALART, P. R., 2001, Young-person's guide to detached eddy simulation grids, NACA, Rapport Technique CR-2001-211032.

[125] SPALART, P. R. & ALLMARAS, S. R., 1994, A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, *La Recherche Aerospatiale*, **1**, p. 5–21.

[126] SPALART, P. R., JOU, W. H., STRELETS, M. & ALLMARAS, S., 1997, Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach, in *Proceedings of the International Conference First Advances in DNS/LES*, p. 137–147.

[127] SPEZIALE, C. G., 1998, Turbulence modelling for time-dependent RANS and VLES : a review, *AIAA Journal*, **36(2)**, p. 173–184.

[128] SRINIVAS, N. & DEB, K., 1995, Multiobjective optimization using nondominated sorting in genetic algorithms, *Evolutionary Computation*, **2(3)**, p. 221–248.

[129] STRELETS, M., 2001, Detached eddy simulation of massively separated flows, in *AIAA Paper 2001-0879*.

[130] SU, S.-J. & CHOW, C.-Y., 1993, Improvement of transonic wing buffet by geometric modifications, *Journal of Aircraft*, **32**, p. 901–903.

[131] SUZEN, Y. B. & P.G., HUANG, 1999, Modeling of flow transition using an intermittency transport equation, NASA, Rapport Technique CR-1999-209313.

[132] THEOFILIS, V., 2003, Advances in global linear instability analysis of nonparallel and three-dimensional flows, *Progress in Aerospace Sciences*, **39**, p. 249–315.

[133] THIERY, M., 2005, *Modélisation numérique du tremblement sur profil d'aile supercritique*, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.

[134] THIERY, M. & COUSTOLS, E., 2005, URANS computations of shock induced oscillations over 2d rigid airfoil : influence of test section geometry, in *Engineering Turbulence Modelling and Measurements - ETMM6*, SARDAIGNE.

[135] THIVET, F., 2002, Lessons learned form RANS simulations of shock-wave/boundary-layer interactions, in *AIAA Paper 2002-0583*.

[136] THIVET, F., KNIGHT, D. D. & ZHELTOVODOV, A. A., 2000, Computation of crossing-shock-wave/boundary-layer interactions with realizable two-equation turbulence models, in *10th Interntaional Conference on Methods of Aerophysical Research, ICMAR'2000*.

[137] TIJDEMAN, J., 1977, Investigations of the transonic flow around oscillating airfoils, NLR, Rapport Technique NLR TR 77090 U.

[138] TUCKER, P. G. & DAVIDSON, L., 2004, Zonal k-l based large eddy simulations, *Computers and Fluids*, **33**, p. 267–287.

[139] VALLEE, J.-J., 2005, Prédiction du tremblement transsonique sur avions d affaires, in *40e colloque d'Aérodynamique Appliquée AAAF : Aérodynamique Instationnaire.*

[140] VAN LEER, B., 1979, Towards the ultimate conservative difference scheme v. a second-order sequel to godunov's method, *Journal of Computational Physics*, **32**, p. 101–136.

[141] VENTRES, C. S., 1984, Self-sustained oscillations of a shock wave interacting with a boundary layer on a supercritical airfoil, *Journal of Sound and Vibrations*, **95(1)**, p. 97–115.

[142] VON KARMAN, T., 2004, *Aerodynamics : selected topics in the light of their historical development*, Dover Publications.

[143] WILCOX, D.C., 1988, 'reassessment of the scale determiing equation for advanced turbulence models, *AIAA Journal*, **26**, p. 1299.

[144] WU, H.Y., YANG, S. & TSAI, H.-M., 2003, Comparison of three geometric representations of airfoils for aerodynamic optimization, in *16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, édité par AIAA.

[145] XIAO, Q. & TSAI, H. M., 2004, Influence of a "slip" splitter plate on transonic shock oscillation on airfoils, in *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA.

[146] YAN, J., MOCKETT, C. & THIELE, F., 2005, Investigation of alternative length scale substitutions in detached-eddy simulation, *Flow, Turbulence and Combustion*, **74**, p. 85–102.

Simulation numérique du tremblement transsonique et optimisation de formes

Résumé : Dans la mesure où le tremblement transsonique limite le domaine de vol des aéronefs, sa prédiction à moindre coût et son contrôle sont d'intérêt crucial pour les avionneurs. Nous proposons donc dans ce travail d'une part d'améliorer le calcul des écoulements transsoniques instationnaires typiques du tremblement et d'autre part d'évaluer une démarche de contrôle de ce phénomène. Le présent travail inclut un état de l'art sur le tremblement transsonique, une présentation des méthodes employées ainsi que des travaux de validation réalisés. Compte tenu des limitations de la modélisation statistique de la turbulence classique, l'utilisation de modélisations dites hybrides (PANS et DES) est alors explorée pour le calcul du tremblement transsonique sur profils supercritiques ; ces techniques permettent de reproduire numériquement avec une précision satisfaisante les phénomènes observés expérimentalement. Enfin, une démarche originale d'optimisation de formes est proposée afin de diminuer l'intensité ou de repousser l'apparition du tremblement transsonique sur profils d'ailes. Les cas traités (profils classique ou supercritique) ainsi que la démarche multi-objectifs adoptée permettent d'élaborer une méthodologie efficace et systématique d'obtention de formes plus performantes vis-à-vis du tremblement.

Mots-clés : *tremblement transsonique, écoulements instationnaires, simulation numérique, modèles RANS, modélisation hybride de la turbulence, optimisation de forme.*

Transonic buffet simulation and shape optimisation

Abstract: Since transonic buffet limits the flight envelope of aircrafts, its cost-effective prediction and control are of crucial interest for industrials. Therefore, it is proposed in this work first to enhance the computation of unsteady transonic flows typical of buffet and next to assess a way to control this phenomenon. The present study includes a state of the art on transonic buffet, a description of the methods used as well as a description of the validation work conducted. Taking into account the limits of classical statistical turbulence models, so-called hybrid turbulence models (PANS and DES) are then assessed for the computation of transonic buffet over supercritical airfoils; these models allow to numerically reproduce with a good accuracy the physical features experimentally observed. Eventually, an original shape optimization procedure is proposed to reduce the level or push back the onset of transonic buffet over airfoil sections. The choice of the computed cases (classical or supercritical airfoils) and of a multi-objective approach allow to build an efficient and systematic methodology to obtain shapes that yield improved performances with respect to transonic buffet.

Keywords: *transonic buffet, unsteady flows, numerical simulation, RANS models, hybrid turbulence modeling, shape optimisation.*

ENSAM
SINUMEF