

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Frères Mentouri – Constantine 1
Faculté des Sciences de la Technologie
Département de Génie Mécanique

N° d'ordre:163/DS/2019

N° de Série : 06/GM/2019

THÈSE

**Présentée pour obtenir le diplôme de
DOCTORAT EN SCIENCES EN GÉNIE MÉCANIQUE**
Option : ÉNERGÉTIQUE

Thème :

**Étude de l'Amortissement de la Réponse Aérodynamique
d'une Aile d'Avion Poreuse Soumise à une Turbulence
Atmosphérique Intense et Brusque**

Par

DAHDI Bachir

Soutenue le : 26 /10 /2019

Devant le jury :

Président : BOUCHOUCHA Ali Prof. Université Frères Mentouri, Constantine 1

Rapporteur : BENISSAAD Smail Prof. Université Frères Mentouri, Constantine 1

Co-rapporteur : MAMOU Mahmoud Directeur de recherche NRC, Canada

Examineurs : MECIBAH Med Salah Prof. Université Frères Mentouri, Constantine 1

BALISTROU Mourad Prof. Université M'hamed Bougara, Boumerdes

BOULAHIA Allaoua MC_A Larbi Ben M'hidi, Oum El Bouaghi

*À mes chers parents
à mon épouse
à mes frères et sœurs
à toute ma famille*

Remerciements

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à mes directeurs de recherche, le professeur Benissaad Smail Professeur au département de génie mécanique à l'université Mentouri Constantine et le docteur Mamou Mahmoud chercheur senior au conseil national de la recherche Canada pour leurs conseils, leurs encadrements et leurs supports scientifique et matériel tout au long de cette étude.

Je suis très honoré que Mr. Bouchoucha Ali, Professeur au département de génie mécanique à l'université Mentouri Constantine, ait accepté de présider le jury qui évalue la présente thèse.

J'adresse mes remerciements aux membres de jury Mr. Mesibah Mohamed Salah, professeur au département de génie mécanique à l'université Mentouri Constantine, Mr Balistrrou Mourad, professeur au département de génie mécanique à l'université M'hamed Bougara Boumerdes, Mr Boulahia Allaoua, Maître de conférence au département de génie mécanique à l'université Larbi Ben M'hidi. Oum El Bouaghi pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Abstract

Numerical simulations were performed to analyze the possibility of damping abrupt incoming free stream disturbances upon a porous airfoil using an unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes (URANS) model. To mimic the turbulence disturbance levels that are typically encountered in the atmosphere, two flow configurations were considered. In the first configuration, the unsteadiness of the flow was created with vortices shed from a circular cylinder installed ahead of a WTEA-TE1 aerofoil. The continuous Von Karman shedding vortices contained within the cylinder wake were convected downstream and projected upon the airfoil. In the second configuration, an instantaneous pair of discrete vortices was created by a rotational snapping of a flat plate, installed upstream of the airfoil. Solid and porous airfoil configurations, with porosity settings of 11 and 22%, were applied on 50% of the chord of the airfoil starting from the leading edge.

Both steady and unsteady flow simulations were performed to assess the performance of the porosity under steady and unsteady effects. The steady state flow simulations revealed a noticeable reduction in the airfoil lift coefficient for the porous airfoil. For unsteady solutions with a continuous or distinct series of vortices interacting with the airfoil, the porosity showed insignificant damping of the lift coefficient amplitude. The porosity values investigated in the current exercise had indiscernible effect upon the unsteady lift-load alleviations caused by free stream disturbances.

Keywords: Numerical simulations, turbulence disturbance, WTEA-TE1 aerofoil, porosity

ملخص

هذه الأطروحة هي مساهمة لتحليل إمكانية إخماد تيار مضطرب مفاجئ وارد على جناح طائرة ذو مسامية باستخدام المحاكاة العددية اعتمادا على نموذج رينولدز. لمحاكاة مستويات الاضطراب التي تتواجد عادة في الغلاف الجوي. في هذه الدراسة تم تمثيل الاضطراب الجوي بنموذجين. في النموذج الأول تم تمثيل الاضطراب بواسطة قضيب دائري مثبت في اتجاه الجناح. الدوامات المستحدثة من القضيب ذات طابع مستمر تسقط مباشرة على الجناح. في النموذج الثاني تم استحداث زوج من الدوامات عن طريق تثبيت قطعة مستوية ذات حركة نصف دائرية عند طرفها. المحاكاة التي أجريت على الجناح ذو المسامات أجريت أيضا على جناح صلب خال من المسامات.

جميع التجارب التي أجريت لتقييم أداء المسامية كانت ذو طابعين مستقر وغير مستقر. تكشف النتائج ذو الطابع المستقر انخفاضا ملحوظا في معامل الرفع مقارنة بالجناح الصلب. بالنسبة للنتائج في حالة التدفق غير المستقر وبالنسبة للنموذج الأول، أظهرت المسامية قدرة ضئيلة على إخماد التدفق المضطرب الوارد من خلال النتائج المتحصل عليها، يظهر أن الجناح ذو المسامات ذو تأثير ضئيل في إخماد الاضطراب غير المستقر.

كلمات مفتاحية: المحاكاة العددية, الاضطراب الجوي, الجناح ذو المسامات

Résumé

Des simulations numériques ont été réalisées pour évaluer la possibilité d'atténuer des perturbations atmosphériques soudaines arrivant sur une aile d'avion poreuse en utilisant les équations de Navier-Stokes instationnaires moyennées de Reynolds (URANS). Pour imiter les perturbations atmosphériques rencontrées habituellement en vol, deux configurations ont été considérées. Dans la première configuration, les perturbations ont été créées en plaçant un cylindre en amont d'un profil WTEA-TE1. Le sillage du cylindre consistant d'une série de tourbillons de Von Karman qui sont convectés dans l'écoulement principal et interceptés par l'aile poreuse. Dans la deuxième configuration, un nombre discret de tourbillons a été créé par la présence d'une plaque plane soumise à une seule impulsion d'une demi-rotation. Des configurations solide et poreuse du profil ont été considérées. Trois valeurs de porosité ont été adoptées, à savoir 0%, 11% et 22%.

Des solutions stationnaires et instationnaires ont été réalisées pour évaluer les performances de la porosité avec et sans présence des effets transitoires. Les calculs stationnaires montrent qu'il y a une réduction notable de la portance de l'aile poreuse. Pour les solutions instationnaires, que ce soit avec des tourbillons en série ou une rafale de tourbillons, la porosité n'a pas montré une différence significative sur l'amortissement des charges aérodynamiques, telles que la portance. En d'autres mots, indépendamment de la valeur de la porosité, une aile menée d'une peau poreuse n'aura pas un effet significatif dans l'amortissement des oscillations des charges aérodynamiques de l'aile.

Mots clés : simulations numériques, perturbations atmosphériques, profil WTEA-TE1, porosité.

Table des matières

NOMENCLATURE	IX
INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	4
I.1 APPLICATION DE LA POROSITE EN L' AERODYNAMIQUE	4
I.1.1 Principe.....	4
I.1.2 Réduire l'effet des ondes de choc	5
I.1.3 Élimination de l'asymétrie des corps axisymétriques	6
I.1.4 Contrôle et manœuvres.....	6
I.1.5 Réduction du bruit acoustique.....	8
I.2 TURBULENCE ATMOSPHERIQUE	9
I.3 MODELISATION DE TURBULENCE	10
I.3.1 Modèles algébriques.....	11
I.3.2 Modèles à une équation.....	13
I.3.3 Modèles à deux équations	14
I.3.4 Modèles aux tensions de Reynolds	15
I.4 METHODES DE CALCUL DES ECOULEMENTS VISQUEUX COMPRESSIBLE	16
I.4.1 Schémas aux différences centrées	16
I.4.2 Schémas avec différenciation en amont.....	17
I.4.3 Effets de la dissipation numérique	19
I.4.4 Conditions aux frontières	20
I.5 RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE.....	21
CHAPITRE II GEOMETRIE ET MODELISATION MATHEMATIQUE.....	24
II.1 INTRODUCTION.....	24
II.2 GEOMETRIE	24
II.3 ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES	26
II.4 ÉQUATIONS MOYENNES DE REYNOLDS.....	28
II.4.1 Moyenne de Reynolds.....	28
II.4.2 Moyenne de Favre.....	29
II.5 HYPOTHESE DE BOUSSINESQ.....	30
II.6 FORME ADIMENSIONNELLE DES EQUATIONS	32
II.7 MODELISATION DE LA TURBULENCE	33
II.7.1 Choix de modèles de turbulence	33

II.7.2	Modèle de Spalart-Allmaras.....	34
II.7.3	Modèle de Menter SST	35
CHAPITRE III	ALGORITHME NUMERIQUE.....	37
III.1	INTRODUCTION.....	37
III.2	DESCRIPTION GENERALE DU SOLVEUR FLOWER.....	38
III.2.1	Module Chimère (CHIMERA).....	39
III.2.2	Version Rotor	39
III.2.3	Version-DESIGN	40
III.3	ALGORITHME DE CALCUL.....	40
III.3.1	Discretisation des équations de l'écoulement moyen	41
III.4	ÉVALUATION DES FLUX.....	42
III.4.1	Évaluation des flux convectifs	42
III.4.2	Évaluation des flux visqueux	44
III.5	DISCRETISATION TEMPORELLE	45
III.6	ACCELERATION DE LA CONVERGENCE.....	47
III.7	CONDITION AUX LIMITES.....	48
III.7.1	Parois solides.....	49
III.7.2	Limites à l'infini.....	49
III.7.3	Entrée subsonique	51
III.7.4	Sortie subsonique	51
III.8	CHIMERE.....	51
III.8.1	Coupe de trou (Hole cutting).....	52
III.8.2	Identification des cellules interpolées et donneuses.....	53
CHAPITRE IV	RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	55
IV.1	INTRODUCTION.....	55
IV.2	CONFIGURATIONS ET MAILLAGES.....	56
IV.2.1	Profil WTEA-TE1	56
IV.2.2	Modèle profil WTEA-TE1	58
IV.3	TOPOLOGIE ET MAILLAGES.....	59
IV.4	RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	62
IV.4.1	Validation du solveur	62
IV.4.2	Réaction du profil WTEA-TE1 (cas du générateur des tourbillons).....	67
IV.4.3	Réaction du profil WTEA-TE1 (cas de la plaque plane)	72

CONCLUSION GENERALE.....	80
---------------------------------	-----------

Table des figures

Figure I-1 : le concept d'une surface poreuse [Hunter et al. (2001)].	4
Figure I-2 :Interaction couche limite-onde de choc[Minek R. E. et Hartwich P. M. (1996)]	5
Figure I-3 :Un corps de révolution [Billman et O'Neil (2003)].	6
Figure I-4 : manœuvres et Contrôle à travers des surfaces poreuses [Hunter et al. (2001)].	7
Figure I-5 : Deux ailes : une aile solide à gauche, l'autre poreuse [Sarradj et Geyer (2007)].	9
Figure III-1 : Volume de contrôle arbitraire [Blazek (2003)].	40
Figure III-2 : Variables conservatives stockées au centre du volume de control [Blazek (2003)].	42
Figure III-3 : Position des variables conservatives par-rapport la face du volume de contrôle [Blazek (2003)].	43
Figure III-4 : Détermination du gradient pour chaque face de volume de contrôle [Blazek (2003)].	44
Figure III-5 : schémas des cycles multi-grid [Aumann et al. (2007)].	48
Figure III-6 : cellules effectives pour la condition au limite de type paroi solide [Blazek (2003)].	49
Figure III-7 : condition au limite de type infini, (a) entrée du domaine, (b) sortie du domaine [Blazek (2003)].	50
Figure III-8 : la technique Chimère [Aumann et al. (2007)].	52
Figure III-9 : Découpage frontière l'élément a maillé [Aumann et al. (2007)].	53
Figure III-10 : Identification des cellules d'interpolations [Aumann et al. (2007)].	54
Figure IV-1 : Profil 'de Havilland WTEA-TE1' avec les endroits de prise de pression et un zoom sur le bord de fuite.	56
Figure IV-2 : Profil 'de Havilland WTEA-TE1' poreux.	57
Figure IV-3 : schéma des trous et de la cavité en dessous.	57
Figure IV-4 : model CAD 3D de l'aile poreuse.	58
Figure IV-5 : Modèle profil WTEA-TE1/générateur des tourbillons (cylindre circulaire)	58
Figure IV-6 : Modèle profil WTEA-TE1/plaque rotative.	59
Figure IV-7 : topologie et maillage configuration profil WTEA-TE1/cylindre circulaire	60
Figure IV-8 : topologie et maillage configuration profil poreux WTEA-TE1/cylindre circulaire	60
Figure IV-9 : Maillage de la matrice poreuse.	60
Figure IV-10 : topologie et maillage de la configuration profil WTEA-TE1/plaque plane.	61
Figure IV-11 : distribution de coefficient de pression sur le profil WTEA-TE1 pour $M=0.3$, et $Rec = 6 \times 10^6$.	62
Figure IV-12 : Coefficient de pression intégré pour les deux configurations testées (solide/poreuse) pour $M=0.3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$.	63
Figure IV-13 : Contour de coefficient de pression pour les deux configurations testées (solide/poreuse) pour $M=0.3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$.	64
Figure IV-14 : Contour de nombre de Mach pour les deux configurations testées (solide/poreuse) pour $M=0.3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$.	64

Figure IV-15 : Vue proche de l'écoulement près des cavités inférieure (à droite) et supérieure (à gauche) pour $M=0.3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$	65
Figure IV-16 : distribution de coefficient de pression sur le profil WTEA-TE1 (solide/poreux) pour $M=0.3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$	66
Figure IV-17 : série des tourbillons.....	68
Figure IV-18 : instabilité de la portance.....	69
Figure IV-19 : effets de mouvement de sillage d'un cylindre sur l'écoulement autour du profil solide	70
Figure IV-20 : distributions des coefficients de pressions	71
Figure IV-21 : instable de la portance générée par un profil poreux.....	73
Figure IV-22 : évolution de la plaque en fonction du champ de vorticité.....	76
Figure IV-23 : extrait représentatif du tourbillon	77
Figure IV-24 : �volution des tourbillons crées par la rotation de la plaque plane	78
Figure IV-25 : variation de la portance	79

Nomenclature

Liste des sigles et abréviations

a	vitesse du son	[m/s]
A	aire d'un volume de contrôle	[m ²]
C	corde du profil	[m]
C_d	coefficient de trainée	
C_f	coefficient de frottement	
C_l	coefficient de portance	
C_p	coefficient de pression ou chaleur spécifique à pression constante	
e	énergie interne par unité de masse	[J/kg]
E	énergie totale par unité de masse	[J/kg]
F	vecteur des flux convectifs	
G	vecteur des flux visqueux	
H	enthalpie totale	[J]
h	enthalpie spécifique	[J/kg]
I	tenseur unitaire	
k	énergie cinétique de la turbulence	[J]
K	conductivité thermique moléculaire	[W/m.K]
K_t	conductivité thermique turbulente	[W/m.K]
M	nombre de Mach	
p	pression	[Pa]
P_r	nombre de Prandtl laminaire	
P_{rt}	nombre de Prandtl turbulent	
q	vecteur des flux de chaleur laminaires	
q_t	vecteur des flux de chaleur turbulents	
q_{tot}	vecteur des flux de chaleur total ($q + q_t$)	
R	constante du gaz ou variable de Baldwin-Barth	[J·K ⁻¹ ·mol ⁻¹]
$Re = \frac{\rho_r V_r L_r}{\mu_r}$	nombre de Reynolds basé sur les variables de référence	
R_t	nombre de Reynolds turbulent	
t	temps	[s]
T	température	[K]
U	vecteur vitesse	
u, v	composantes du vecteur vitesse	[m/s]

U	vecteur des variables conservatives	
x,y	coordonnées cartésiennes	[m]
Y	distance normale à la paroi	
$a_r = \sqrt{\gamma R_r T_r}$	vitesse de son de référence	
$M_r = \frac{1}{\sqrt{\gamma}}$	nombre de Mach de référence	
f_{t1} et f_{t2}	fonctions empiriques relies au modèle Spalart-Almaras	
C_{b1}, C_{b2}, C_{w1}	constantes du modèle Spalart-Almaras	
f_w	fonction d'amortissement du modèle Spalart-Almaras	

Lettres grecques

α	angle d'entrée de l'écoulement	[degré]
γ	rapport des chaleurs spécifiques	
λ	second coefficient de viscosité	
μ	viscosité dynamique laminaire	[Pa s]
μ_t	viscosité dynamique turbulente	[Pa s]
ν	viscosité cinématique laminaire	[m ² /s]
ν_t	viscosité cinématique turbulente	[m ² /s]
ρ	densité	[kg/m ³]
τ	tenseur des contraintes de cisaillement laminaires	
τ_t	tenseur de Reynolds	
τ_{tot}	tenseur total des contraintes ($\tau + \tau_t$)	
Φ	variable scalaire	
ε	taux de dissipation de l'énergie cinétique	
ω	vorticité	
ω	pseudo-vorticité du modèle $k-\omega$	
Ω	aire du volume de contrôle	
χ	variable intermédiaire du modèle Spalart-Almaras	
$\tilde{\mu}_t$	variable de l'équation de la turbulence du modèle Spalart-Almaras	

Indices

r	valeur de référence
tot	valeur totale

Symboles

—	moyenne de Reynolds
~	moyenne de Favre



produit tensoriel

Introduction générale

De nos jours, l'industrie aéronautique est devenue tellement compétitive que la conception et l'amélioration des performances aérodynamiques d'un avion moderne exigent, plus que jamais, une compréhension profonde et une prédiction précise des différents phénomènes, parfois très complexes, engendrés par l'écoulement de l'air autour des différentes composantes de l'appareil.

Les avions subissent assez souvent des charges aérodynamiques instables dans des environs de forte turbulence. En fait, Les perturbations à grande échelle associées dans des conditions rafales souvent empiètent sur les ailes de l'avion provoquant une variation brusque de la charge aérodynamique et entraînant une vibration structurelle importante et des oscillations du fuselage qui peuvent conduire à des blessures corporelles. Le comportement aérodynamique des avions devient assez complexe. Une aile conçue pour supporter un écoulement laminaire le long de sa corde, peut être forcée dans une phase de transition antérieure et pour des conditions extrêmes, peut même subir un détachement de la couche limite près du bord d'attaque, ce qui entraîne des contraintes et des vibrations sévères sur l'ensemble ailes-fuselage de l'avion. La rencontre des zones où il y a des perturbations instantanées peuvent se produire dans des régions inattendues de la part du pilote.

Même les radars peuvent ne pas être en mesure de détecter les circonstances soudaines ou des phénomènes de micro-rafales ont généralement associés à de tels incidents. Dans certains cas, les pilotes ne sont pas en mesure d'exercer un contrôle adéquat sur l'avion pendant ces courtes périodes de réponse erratique apportées par la gamme de haute fréquence et des grandes amplitudes transitoires présentes dans la turbulence omniprésente. La turbulence entre la troposphère et la stratosphère est un danger d'aviation bien connu (Paul D. Williams 2003); c'est la principale cause de blessures et de décès occasionnels, pour les passagers et les membres d'équipage sur les avions commerciaux. Les orages, les écoulements sur les montagnes, et même le passage d'un autre avion provoquent la turbulence. L'intensité et la prévalence de la turbulence peuvent durer de quelques minutes à une heure ou plus. Les avions ont même été perdus lorsque la sévérité de la turbulence a irrévérablement

endommagée les mécanismes de contrôle en surface, laissant le pilote tout à fait impuissant à maîtriser l'avion vers un vol stable.

Une possibilité d'utiliser un mécanisme pour réduire et minimiser l'effet des perturbations venant en sens inverse est de mettre en œuvre une sorte de dispositif de commande d'absorption à la surface réceptrice. Ceci peut être réalisé par l'amortissement de l'intensité de la perturbation incidente grâce à l'utilisation d'une surface poreuse ou effectuer une autre purge de contrôle vers ou à partir de la surface de l'avion.

En aérodynamique, les surfaces poreuses ont été optés pour empêcher des phénomènes indésirables ou d'améliorer les performances de fonctionnement. Citons par exemple l'utilisation d'un mécanisme passif pour réduire la trainée induite par une onde de choc qui apparaisse dans les profils supercritiques. Aussi la porosité a été utilisée pour réduire les forces latérales dans les corps de révolution (axisymétriques) à hauts angles d'attaque provoqués par l'asymétrie des points de séparation aux bouts du corps. Des surfaces poreuses ont également été utilisées pour réduire l'interaction pales-tourbillons dans les hélicoptères. Dans les turbomachines, elle peut être appliquée à la réduction des phénomènes associés à l'écoulement qui sont directement liés aux bruits du ventilateur et peut entraîner une rupture par fatigue.

L'amélioration des performances aérodynamiques d'un avion est pratiquement une tâche interminable. La nouvelle génération de ces moyens de transport opère généralement à des conditions extrêmement difficiles pour que les écoulements qui se développent autour des ailes soient turbulents et incontrôlables. L'aile d'une géométrie tridimensionnelle, qui est la composante principale d'un avion, est constituée d'un ensemble de profils aérodynamiques qui, eux, sont des géométries bidimensionnelles. L'amélioration des performances aérodynamiques de ces profils est à la base de l'amélioration des performances de tout l'appareil.

Objective et structure de la thèse

Le présent projet est le fruit d'une collaboration entre le département de génie mécanique, Faculté des sciences de la technologie, université des frères Mentouri Constantine 1 sous la direction du professeur Smail BENISSAAD et le conseil national de la recherche, Ottawa Canada sous la direction du docteur Mahmoud MAMOU.

L'objectif principal de la présente étude est la simulation numérique des écoulements instationnaires autour des profils d'ailes solide et poreux de type WTEA-TE1 [Tang (1985)]

soumises à des rafales de type Von-Karman dans un cas et d'une série de vortex émanant d'un cylindre et qui empiètent l'aile dans un deuxième cas dont le but d'atténuer les perturbations sur le profil d'aile.

Deux approches numériques existent pour traiter les conditions aux limites des surfaces poreuses. La première méthode consiste à modéliser la porosité comme un moyen de communication entre la cavité et l'écoulement extérieur. Certaines informations sont perdues en utilisant ces modèles linéaires. Dans la deuxième approche qu'on a utilisée dans cette étude, les trous perforés sont maillés et tout le domaine est simulé sans mettre des simplifications. Cette investigation est importante pour améliorer le contrôle de l'avion dans les conditions sévères. La prédiction des caractéristiques aérodynamiques moyennes, tel que le coefficient de pression, ainsi que la prédiction du comportement global de l'écoulement, telle que la zone de séparation font partie de cette étude. L'évaluation numérique de cette approche fait aussi partie des objectifs.

La présentation de cette thèse est structurée comme suit: après cette section d'introduction, Le premier chapitre est consacré à l'étude bibliographique, l'application de la porosité en aérodynamique et la turbulence atmosphérique. La formulation du modèle mathématique est présentée au deuxième chapitre où les équations de Navier-Stokes sont formulées sous forme conservative en variables conservatives: la densité, la quantité de mouvement et l'énergie ainsi que les modèles de turbulences utilisés. Le troisième chapitre est consacré à une représentation détaillée du code FLOWER utilisé dans cette étude, les schémas numériques utilisés ainsi que les paramètres de fonctionnalités dans ce code. Le quatrième chapitre est réservé à la présentation et la discussion des résultats obtenus pour différents cas de simulations suivi par une conclusion générale en discutant la faisabilité de la méthode proposée.

Chapitre I

Étude Bibliographique

I.1 Application de la porosité en l'aérodynamique

I.1.1 Principe

Souvent en souffleries transoniques, les ingénieurs impliquent des parois poreuses pour minimiser l'interférence de l'écoulement durant les tests. Les trous sur les murs ont pour effet d'amortir le reflet des perturbations provenant du modèle et l'annulation de toutes interférences mutuelles. Une paroi poreuse bien conçue avec des trous ou même équipée avec des plaques de séparation, en fonction des conditions de circulation, peut réduire considérablement ces effets. Son principe de base est illustré dans la **Figure I-1**. Elle représente une couche poreuse placée au-dessus d'une région de cavité fermée. Le milieu poreux se présente sous la forme d'une surface extérieure perforée, exposée à l'écoulement à une incidence donnée.

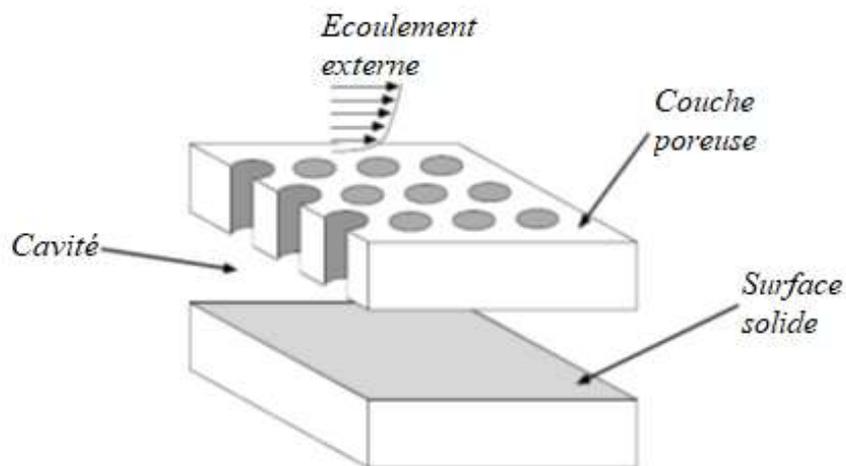


Figure I-1 : le concept d'une surface poreuse [Hunter et al. (2001)].

Le système comprend également une surface interne solide, de telle sorte que le volume compris entre les deux formes d'une chambre est remplie avec le même fluide s'écoulant sur la surface extérieure. Dans ce dispositif, connu sous le nom de la porosité passive, la pression redistribue sur la surface extérieure en établissant une communication entre les régions de

haute et basse pression à travers la cavité. La répartition de la pression est associée à un transfert de masse dans et hors de la cavité et en conséquence, modifiée la forme aérodynamique effective de la surface extérieure.

I.1.2 Réduire l'effet des ondes de choc

Pour un écoulement supercritique sur une surface d'un profil, la zone supersonique peut être résiliée par une forte onde de choc normale. En plus de causer une traînée induite, la montée de pression à travers l'onde de choc peut conduire à la séparation de la couche limite, ce qui augmente encore la traînée totale. Une surface poreuse avec une cavité en dessous d'une aile transsonique ont été proposées pour retarder l'augmentation de la traînée qui est associée à des pertes d'énergie dues aux chocs et à la séparation de la couche limite. Le principe de cette technique de réduction de traînée passif, est présenté dans la **Figure I-2**. En plaçant une couche poreuse sur la surface de dessus d'une cavité au-dessous de l'endroit où l'onde de choc apparaît, un écoulement secondaire est induit dans et hors de la cavité. Les vitesses de transpiration et les vitesses dans la cavité sont relativement petites. Étant donné que la vitesse de l'écoulement dans la cavité est faible, le gradient de pression dans la cavité est également faible [Bahi et al. (1983)].

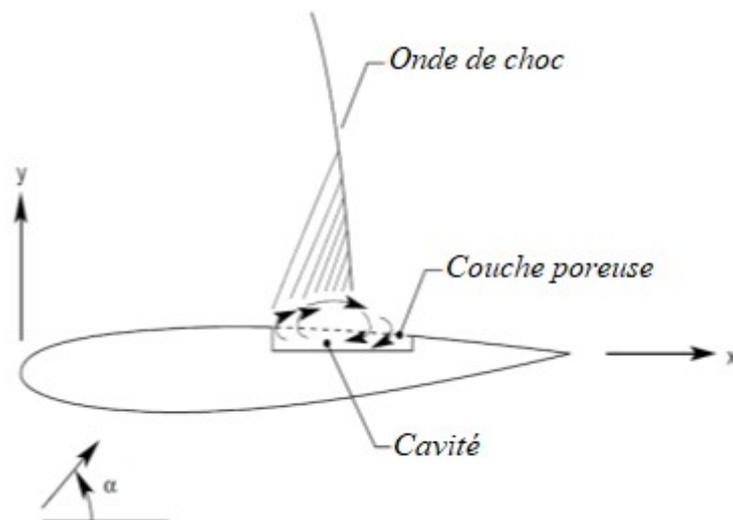


Figure I-2 :Interaction couche limite-onde de choc

[Minek R. E. et Hartwich P. M. (1996)]

La montée en pression associée à l'apparition de l'onde de choc au-dessus de la surface poreuse crée un gradient important de pression. À l'arrière du choc, la pression sur la surface poreuse est supérieure à la pression dans la cavité, de sorte qu'un flux secondaire entre dans la cavité. Le flux secondaire se déplace dans la cavité et sort à travers la surface poreuse en

amont de l'onde de choc, ce qui conduit à un amortissement du choc et cette dernière devient une onde de compression oblique.

I.1.3 Élimination de l'asymétrie des corps axisymétriques

Aux angles d'attaques élevés, les corps axisymétriques peuvent présenter une force latérale. Cette force latérale est le résultat d'une charge asymétrique provoquée par une différence dans la localisation du point de séparation de la couche limite sur chaque côté du nez du corps. De nombreuses études ont été menées pour développer des dispositifs qui éliminent ou réduisent le comportement asymétrique [Bauer and Hensch (1992), Bauer and Hensch (1994)]. Ces modifications, en général, incluent l'ajout des périphériques à la géométrie existante qui ajoutent du poids et sont bénéfiques seulement pour un nombre de cas limités. Des études expérimentales ont montré que l'utilisation des surfaces poreuses, au niveau du nez de corps induit une couche limite turbulente (**Figure I-3**). Les données de pression à la surface indiquent que la porosité a éliminé l'asymétrie et ils ont constaté que des petites surfaces poreuses peuvent réduire considérablement les effets de l'asymétrie.

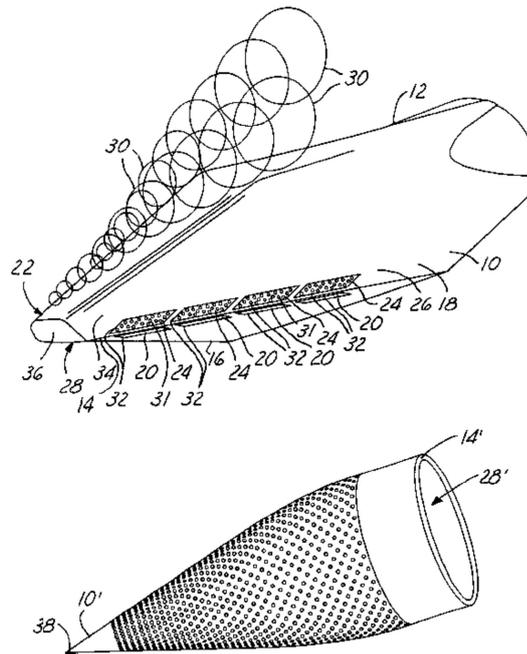


Figure I-3 :Un corps de révolution [Billman et O'Neil (2003)].

I.1.4 Contrôle et manœuvres

La recherche en aéronautique tend à créer des nouveaux concepts et d'explorer la mise en forme des avions et son contrôle aérodynamique. Ces concepts visent à augmenter les

performances aérodynamiques, réduire le poids et aussi la complexité en éliminant toutes charges supplémentaires et de les remplacer par des outils et des matériaux non conventionnelles tels que des matériaux composites et des actionneurs de commandes. Le résultat de cette approche de conception est un avion d'une forme extérieure continue qui est capable d'adapter sa forme aérodynamique et assurer le contrôle de la manœuvre d'une manière continue et régulière. Bien que prometteuse, la plupart des recherches récentes dans ce domaine ont porté sur la physique de l'écoulement fondamentale et le développement des nouveaux matériaux et des actionneurs efficaces pour le contrôle à une large gamme des conditions du vol [Hunter et al. (2001)].

Au cours des dernières années, l'utilisation des surfaces poreuses d'une manière passive a évolué après des tests intensifs qui ont bien prouvé la possibilité de contrôler des écoulements aérodynamiques avec une large gamme des conditions d'applications. Lorsque des régions avec une grande différence de pression sont reliées à travers une couche poreuse, ils ont la possibilité d'agir en tant qu'un mécanisme de contrôle. Par exemple, la connexion d'une région à basse pression sur la surface supérieure d'une aile (l'extrados) avec une région de haute pression correspondant à la surface inférieure de l'aile (intrados) permettrait de réduire la différence de pression entre les deux régions, diminuant la force normale locale et déplaçant le centre de pression (**Figure I-4**). De façon similaire, l'application de cette technique pour des zones spécifiques sur l'avion, peut entraîner un système de commande extrêmement puissant, capable de générer des forces et des moments contrôlables. L'idée générale serait d'équiper un avion avec un nombre de cavités poreuses et des cavités interconnectés pouvant être commandées et actionnées par des vannes ou autres dispositifs simples.

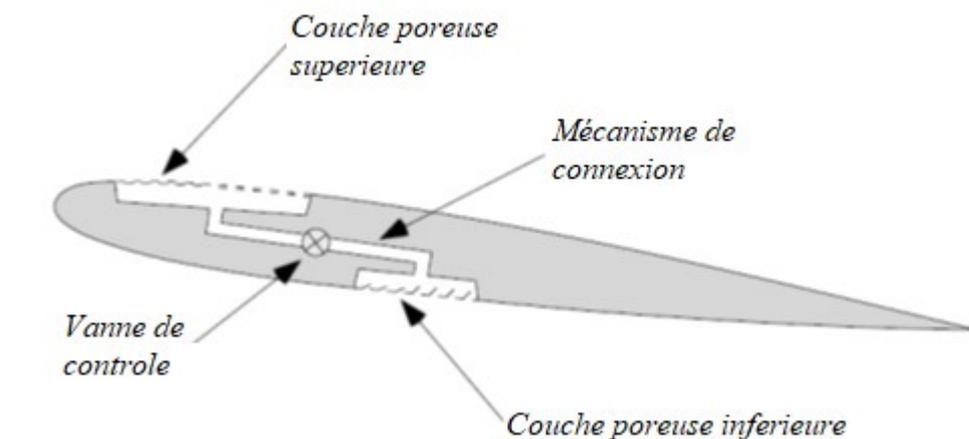


Figure I-4 : manœuvres et Contrôle à travers des surfaces poreuses

[Hunter et al. (2001)].

I.1.5 Réduction du bruit acoustique

Il est bien établi que les principales sources de bruit dans un avion sont ses moteurs. Le bruit du moteur, peut être divisé en deux catégories générales: bruit généré intérieurement ou bruit de la turbomachine, y ont compris le bruit de ventilateur, bruit du compresseur, de combustion et bruit de la turbine. Le bruit généré par l'extérieur est le bruit du jet (rayonné à l'arrière). D'autres sources importantes de bruit sont la résultante du passage de l'air sur l'ensemble du corps de l'avion y ont compris le fuselage et les ailes, vérins de contrôle, le système d'atterrisseur et les ailerons de contrôle.

Les recherches visant à comprendre les mécanismes du bruit acoustique des avions, ainsi que les approches et les techniques pour le réduire, remontent à la fin des années 1920 [Tinetti (2001)]. Cependant, ce n'est que lors de l'accroissement des transports commerciaux aériens et de leurs effets potentiels à grande échelle sur le bruit autour des aéroports à la fin des années 1950, qu'il est devenu évident que le contrôle du bruit des avions jouerait un rôle majeur dans le développement des futurs systèmes de transport aérien. Un scénario assez souvent rencontré dans le contrôle du bruit aéro-acoustique est le bruit généré par un écoulement autour d'un corps solide. Plusieurs approches ont été développées dans le but de réduire ce bruit [Sarradjet Geyer (2007)], y compris des méthodes pour obtenir des formes minimisant les bruits aéro-acoustiques.

Une autre approche consiste à changer le matériel dont l'ensemble du corps est fabriqué. Dans la plupart des activités aéronautique, les éléments qui pourraient être placés en écoulement, tels que les ailes et les pales de ventilateur sont fabriqués par des matériaux rigides. Si ces matériaux sont remplacés par des matériaux poreux (**Figure I-5**), le bruit généré autour de ces éléments peut être absorbé.



Figure I-5: Deux ailes : une aile solide à gauche, l'autre poreuse

[Sarradjet Geyer (2007)]

La matrice poreuse du matériau a des pores ouverts et interconnectés, de sorte que le flux d'air peut y entrer. Ceci s'applique par exemple à certains types de mousses synthétiques ou des métaux [Sarradj et Geyer (2007)].

I.2 Turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique s'étend sur une vaste gamme d'échelles. Les tourbillons jouent un rôle important dans la circulation d'air à grande échelle, des tempêtes violentes, des nuages et de la couche limite atmosphérique. Les tourbillons de grande échelle s'approchent de la turbulence atmosphérique à deux dimensions, tandis que les tourbillons des plus petites tailles sont intrinsèquement tridimensionnelles [Tennekes (1978)]. La turbulence se produit dans toute l'atmosphère. Elle apparaît localement et temporairement dans les nuages, où elle est générée par le transfert d'énergie libérée par la condensation et l'air libre. La turbulence se produit presque continuellement dans l'espace et dans le temps. Elle transfère la chaleur, la quantité de mouvement et les rafales de vent qui empiètent les structures et bousculent les passagers des avions.

La turbulence dans la couche limite atmosphérique n'est qu'une partie d'un spectre continu de mouvements atmosphériques. Certaines conditions doivent être satisfaites afin de filtrer les propriétés statistiques de la turbulence de la structure de plus grande échelle dans laquelle il est incorporé [Wyngaard(1992)]. La plupart de nos connaissances détaillées sur la structure des écoulements turbulents atmosphériques provenaient de mesures directes, mais la simulation de la turbulence est maintenant aussi un outil qui n'est pas négligeable. Certaines propriétés de turbulence, par exemple la pression et la vorticité, ont toujours été difficiles à mesurer mais la grande échelle de la turbulence atmosphérique facilite la résolution des

structures des tailles fines. La mesure de l'énergie est aussi une tâche difficile pour les grandes structures.

1.3 Modélisation de turbulence

Dans le passé, les concepteurs se servaient généralement de leur expérience antérieure et des bases de données expérimentales, provenant des essais en souffleries et en vol, afin de concevoir de nouvelles configurations aérodynamiques plus performantes. Cependant, malgré le réalisme des résultats expérimentaux et la possibilité de traiter des géométries complexes, les coûts et le temps requis pour réaliser de telles expériences sont très élevés.

Pour être compétitifs, les ingénieurs aérodynamiciens sont donc appelés à explorer de nouvelles voies afin de pouvoir améliorer les performances des appareils, en concevant des configurations aérodynamiques plus performantes, en un minimum de temps et avec les moindres coûts possibles. Ces contraintes budgétaires et de temps ne permettent plus l'usage excessif des souffleries qui deviennent de plus en plus être réservées à la validation des configurations jugées optimales (phase finale d'un processus de design).

Durant le dernier demi-siècle, des progrès considérables ont été enregistrés dans le développement du matériel informatique et des méthodes numériques. Ces progrès ont mené à l'émergence de la CFD "Computational Fluid Dynamics" comme nouvel outil de prédiction des écoulements fluides. Ce nouvel outil permet le calcul des propriétés de l'écoulement à chaque point du domaine et même dans les régions où les mesures expérimentales sont impossibles ou difficiles à réaliser. En plus, les ordinateurs actuels permettent des calculs rapides et moins coûteux que les essais expérimentaux. En effet, après des années d'évolution rapide, la CFD occupe actuellement une place importante dans la phase de design et de conception des avions. Elle joue un rôle complémentaire aux souffleries, surtout, pendant la phase préliminaire de design.

Les écoulements rencontrés autour des avions sont compressibles et turbulents, et les effets visqueux jouent un rôle très important. À de grands nombres de Reynolds (typiquement de l'ordre de 30 millions pour un avion [Crook (2002)]), ces effets visqueux sont souvent confinés dans de minces couches près des parois solides (couche limites) et dans les sillages. La présence de ces régions visqueuses, même minces, peut altérer le champ d'écoulement global. En régime transsonique, les effets visqueux sont plus prononcés. La présence de la couche limite peut affecter la position de l'onde de choc, et son interaction avec cette

dernière, dont l'intensité augmente avec le nombre de Mach, peut provoquer la séparation de l'écoulement dégradant ainsi les performances aérodynamiques de l'appareil. Pour mieux prédire ces écoulements, il faut donc tenir compte de tous les phénomènes présents.

Les écoulements visqueux compressibles et turbulents sont régis par les équations de Navier-Stokes. Malheureusement, la grande disparité entre les échelles de longueur et de temps au sein d'un écoulement turbulent exige des maillages avec un nombre de points important, pour pouvoir effectuer une simulation directe qui consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes pour toutes les échelles de l'écoulement.

Pour pouvoir calculer des écoulements complexes d'intérêt pratique, à de grands nombres de Reynolds, une approche statistique est souvent utilisée afin de simplifier les équations. Dans cette approche, les variables instantanées de l'écoulement sont décomposées en une composante moyenne et une composante fluctuante et les équations de Navier-Stokes sont moyennées dans le temps pour ainsi obtenir les équations moyennes de Reynolds. Ces équations, qu'on peut résoudre à l'aide des ordinateurs, constituent un système ouvert et représentent le modèle mathématique le plus pratique permettant de simuler des écoulements compressibles turbulents industriels. Leur résolution requiert, cependant, une représentation adéquate des effets de la turbulence.

Les modèles de fermeture (modèles de turbulence) des équations moyennes de Reynolds sont des relations semi-empiriques nécessaires pour relier les effets moyens de la turbulence, introduits par l'opérateur de moyenne, aux propriétés de l'écoulement moyen. Les modèles de turbulence les plus utilisés en pratique sont de deux types, les modèles algébriques et les modèles aux équations de transport. Ces modèles sont basés sur le concept de la viscosité turbulente, formulé par Boussinesq, où les effets de la turbulence sont ramenés à ceux d'une viscosité et d'une diffusivité thermique apparentes ajoutés aux propriétés de transport moléculaires. Le problème de modélisation de la turbulence est alors réduit à celui de trouver les distributions des propriétés apparentes qui approximent le mieux les effets réels de la turbulence.

1.3.1 Modèles algébriques

Ces modèles expriment la viscosité turbulente en fonction des variables locales de l'écoulement moyen. Elle est directement reliée aux champs des vitesses moyennes et aucune équation de transport n'est requise. Ils sont aussi appelés modèles à zéro équation.

Le premier modèle de ce genre a été proposé par Prandtl [Schlichting (1960)]. Par analogie avec le libre parcours moyen en théorie cinétique des gaz, Prandtl a introduit le concept de la longueur de mélange pour la détermination de la viscosité turbulente et son modèle a été appelé, depuis, le modèle de longueur de mélange.

Un autre modèle algébrique est celui proposé par Smith et Cebeci (1967). Il a été développé pour des écoulements de couche limite incompressibles et consiste en un modèle à deux couches basé sur le concept de la longueur de mélange. La couche limite est supposée formée de deux régions, une couche interne et une couche externe, avec deux expressions différentes pour la viscosité turbulente. Ce modèle a été ensuite étendu, par ses auteurs, au calcul des couches limites compressibles [Cebeci et Smith (1974)].

Un des inconvénients du modèle de Cebeci-Smith est qu'il requiert, pour son implantation numérique, la valeur de la vitesse de l'écoulement externe au bord de la couche limite et le calcul de l'épaisseur de déplacement pour déterminer la viscosité turbulente dans la couche externe. Pour remédier à cet inconvénient, Baldwin et Lomax (1978) ont proposé un nouveau modèle algébrique qui consiste en une amélioration du modèle de Cebeci-Smith et qui ne diffère de ce dernier que par l'expression de la viscosité turbulente dans la couche externe. Ce modèle est mieux adapté à la résolution numérique des équations moyennes de Reynolds et de ce fait il est devenu très utilisé en aérodynamique numérique [Mavriplis (1991)].

Les modèles algébriques ont été fréquemment utilisés pour la prédiction numérique des écoulements attachés et faiblement séparés avec des résultats satisfaisants [Baldwin et Lumax (1978)]. Ils offrent l'avantage d'être économiques et faciles à mettre en œuvre. Cependant, leur inconvénient majeur est qu'ils prédisent mal les écoulements séparés et les fortes interactions entre les couches limites et les ondes de choc [Chakrabarty et Dhanalakshmi (1994)]. Cela est dû, d'une part, aux limites théoriques de l'hypothèse de longueur de mélange qui prédit une viscosité turbulente nulle pour un gradient de vitesse nul. Ces modèles peuvent donc ne pas prédire aucune turbulence aux voisinages des points de séparation et de rattachement de la couche limite ce qui contredit les observations expérimentales. D'autre part, les modèles algébriques sont des modèles d'équilibre qui supposent que la turbulence est dissipée là où elle est générée et de ce fait ils ne tiennent pas compte des effets de transport et de diffusion de la turbulence.

1.3.2 Modèles à une équation

Afin de mieux tenir compte des effets de transport de la turbulence et surtout de l'histoire de la turbulence et de son évolution dans le temps, des modèles reliant la viscosité turbulente à certaines propriétés caractéristiques de la turbulence ont été développés. Ces propriétés sont déterminées à partir d'équations de transport écrites pour celles-ci.

Les premiers modèles développés sont basés sur la résolution d'une équation additionnelle pour le transport de l'énergie cinétique de la turbulence qu'ils utilisent comme échelle de vitesse pour déterminer la viscosité turbulente. L'échelle de longueur doit être spécifiée de façon empirique, ce qui constitue la difficulté majeure.

Pour surmonter les problèmes liés à l'échelle de longueur et le traitement de géométries de plus en plus complexes, Baldwin et Barth (1990) ont développé, à partir d'une forme simplifiée des équations du modèle $k-e$, un nouveau modèle qui nécessite la résolution d'une équation de transport pour le nombre de Reynolds turbulent modifié par la viscosité dynamique. La variable de Baldwin et Barth est directement reliée à la viscosité turbulente. Ce modèle a été développé dans le but de mieux prédire les écoulements transsoniques séparés autour des profils aérodynamiques et les écoulements à plusieurs couches de cisaillement, tels que les écoulements autour des profils multiéléments, ne nécessitant pas la spécification explicite d'une échelle de longueur. Il offre aussi l'avantage de pouvoir être intégré jusqu'à la paroi solide, cependant, il nécessite la connaissance de la distance normale à la paroi. Pour le rendre indépendant de la distance normale, Goldberg et al. (1993) ont proposé une modification au modèle original où d'autres formes de fonctions d'amortissement sont utilisées.

Ce modèle a fait l'objet de plusieurs comparaisons avec d'autres modèles sur des écoulements externes en deux et en trois dimensions. Ses résultats se comparent à ceux du modèle de Johnson-King (1985) et sont parfois meilleurs [Abid et al. (1989)].

En 1992, un autre modèle à une équation, basé sur la philosophie de celui de Baldwin-Barth, a été proposé par Spalart et Allmaras (1992). Ce modèle, dont la dérivation a été faite de façon empirique en se servant de l'analyse dimensionnelle, requiert la résolution d'une équation de transport écrite pour une viscosité turbulente adimensionnelle.

Ce modèle a été appliqué, par ses auteurs et par d'autres chercheurs [Paciorri et al. (1997), Saxena et Nair (2002)], pour calculer des écoulements externes autour des profils

simples et multi-éléments. Ses prédictions ont été comparées à celles des modèles de Johnson-King et de Baldwin-Barth. Dans l'ensemble, il performe aussi bien que ces deux modèles.

1.3.3 Modèles à deux équations

Ces modèles représentent une autre façon de remédier à la spécification de l'échelle de longueur requise par les modèles à une équation. On les appelle souvent des modèles complets, car les propriétés caractéristiques de la turbulence, utilisées pour déterminer la viscosité turbulente, sont toutes obtenues à partir d'équations de transport.

La plupart de ces modèles, rencontrés en pratique, utilisent une équation pour l'énergie cinétique de la turbulence et une autre pour une variable reliée à l'échelle de longueur de la turbulence. La principale différence entre les modèles à deux équations est le choix de la variable dépendante pour la deuxième équation. Le plus utilisé de ces modèles est le modèle $k - \varepsilon$ proposé par Launder et Spalding (1974). Dans ce modèle, la deuxième variable utilisée pour déterminer l'échelle de longueur est le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence.

Dans sa version standard, le modèle $k - \varepsilon$ ne peut pas être intégré à travers la sous-couche laminaire. En pratique, sa mise en œuvre est toujours complétée par les lois de paroi [Launder et Spalding (1974)]. Ce modèle donne de bons résultats mais il ne performe pas bien dans les régions d'écoulements séparés. Son inconvénient est qu'il n'est pas sensible aux gradients de pression adverses, même modérés [Bardina et al. (1997)].

Plusieurs problèmes industriels requièrent l'intégration du modèle de turbulence jusqu'à la paroi. En particulier, les problèmes où l'écoulement est sujet à des séparations. Pour répondre à ce besoin, plusieurs modifications à la version standard du modèle $k - \varepsilon$ ont été proposées [Chang et al. (1995)]. Ces variantes sont appelées les modèles à faibles nombres de Reynolds. En plus d'être numériquement très coûteux, car ils nécessitent un maillage très fin près de la paroi, ces modèles n'apportent pratiquement aucune amélioration aux prédictions du modèle standard, surtout dans les couches limites soumises à des gradients de pression défavorables [Sinha et al. (2001)].

Pour remédier aux inconvénients du modèle $k - \varepsilon$, d'autres modèles à deux équations ont été proposés. Le plus performant d'entre eux est le modèle $k - \omega$ développé par Wilcox (1988). Dans ce modèle, l'échelle de longueur est reliée à une pseudo-vorticité ω qui

représente le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence spécifique. Les avantages de ce modèle sont multiples. Il est reconnu pour sa robustesse et la précision de ses résultats. Il peut être intégré jusqu'à la paroi, il performe beaucoup mieux que les modèles $k - e$ dans les régions d'écoulements séparés et il possède une formulation mathématique simple. Il n'utilise aucune fonction d'amortissement près de la paroi et l'équation de ω possède des conditions aux frontières exactes à la paroi solide. Cependant, son inconvénient majeur est qu'il est très sensible aux valeurs de ω dans l'écoulement libre, et les résultats de ses prédictions dépendent fortement de ces valeurs [Wilcox (2001)].

Pour rendre le modèle $k - \omega$ moins sensible aux valeurs de ω dans l'écoulement libre, des modifications au modèle original ont été suggérées [Wilcox (1991), (1993)]. Les plus intéressantes de ces modifications sont celles proposées par Menter (1994). La première est le modèle $k - \omega$ BSL "Baseline" qui consiste à utiliser le modèle original près de la paroi et le modèle $k - e$ loin de la paroi. La deuxième est le modèle $k - \omega$ SST "Shear-Stress Transport" qui, en plus de la formulation BSL, utilise une modification de la définition de la viscosité turbulente, semblable à celle du modèle de Johnson-King, dans les régions d'écoulement soumises à des gradients de pression adverses.

Ces modèles ont été appliqués à différents types d'écoulements et comparés entre eux et avec d'autres modèles [Wilcox (1998)]. Mis à part la sensibilité du modèle original aux valeurs de ω dans l'écoulement libre, les trois modèles ont de bonnes performances. Cependant, malgré le fait que le modèle original et le modèle BSL perforaient mieux que le modèle $k - e$ pour des écoulements avec des gradients de pression défavorables, ils continuent à sous-estimer l'étendue de la séparation en présence de gradients de pression adverses sévères [Magnus (1996)].

1.3.4 Modèles aux tensions de Reynolds

Ces modèles constituent la deuxième catégorie de modèles de turbulence. Ils n'utilisent pas le concept de la viscosité turbulente et les tensions de Reynolds et les flux de chaleur turbulents sont déterminés à partir d'équations de transport contenant les tensions et les flux eux-mêmes. Ces modèles sont passés en revue par Launder (1975) et évalués dans [Charles (1995)]. Ils sont plus élaborés que les modèles basés sur le concept de la viscosité turbulente et donnent, en général, des résultats plus précis.

Ces modèles ont été développés pour des écoulements incompressibles [Ching-Jen et Shenq-Yuh (1997)]. Quelques extensions aux calculs des écoulements compressibles sont rapportées dans la littérature [Hanjalic et Launder (1976)]. Cependant, leur complexité et le coût associé à leur implantation numérique, limite encore leur utilisation en pratique.

En se basant sur l'hypothèse de Morkovin (1964), les effets de la turbulence en écoulements compressibles ont été modélisés à l'aide des modèles développés pour les écoulements incompressibles. En effet, Morkovin a montré expérimentalement, et cela a été confirmé par Bradshaw (1973), que les effets de compressibilité, c'est-à-dire des fluctuations turbulentes de la masse volumique, sur la structure de la turbulence dans les couches limites et les sillages, demeurent faibles pour des nombres de Mach inférieurs à 5. La structure de la turbulence, pour de tels nombres de Mach, demeure donc très semblable à celle des écoulements incompressibles correspondants.

I.4 Méthodes de calcul des écoulements visqueux compressible

La résolution des équations moyennes de Reynolds, complétées par un modèle de turbulence, qui se ramènent aux équations de Navier-Stokes en régime laminaire, permet la simulation de nombreux problèmes d'intérêt pratique. Pour calculer des écoulements visqueux compressibles, ces équations sont généralement résolues en introduisant les termes visqueux et de transfert de chaleur dans un solveur d'équations d'Euler.

La plupart des méthodes numériques, utilisées aujourd'hui, pour résoudre ces équations, sont basées sur la technique des volumes finis. Ces méthodes peuvent être divisées en deux grandes catégories, les schémas aux différences centrées et les schémas avec différentiation en amont (schémas "upwind").

I.4.1 Schémas aux différences centrées

Afin de résoudre les équations d'Euler et de Navier-Stokes, plusieurs schémas aux différences centrées ont été développés. Le plus populaire d'entre eux est celui proposé par MacCormack (1969,1982) pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Il consiste en un schéma explicite utilisant une technique de prédicteur-correcteur et a été utilisé par Deiwert (1975) pour calculer des écoulements visqueux autour de profils aérodynamiques. L'intégration explicite dans le temps rendait ce schéma très long à converger. Pour remédier à cet inconvénient, Beam et Warming (1976) ont suggéré l'utilisation d'une intégration

implicite dans le temps. Ce schéma, développé pour les équations d'Euler, a été étendu pour traiter des écoulements visqueux avec une nette réduction du temps de calcul [Beam et Warming (1978)].

Les schémas précédents sont des schémas de différences finies. Avec l'apparition du schéma de Jameson et al. (1981), La méthode des volumes finis a connu un essor considérable dans la résolution des équations d'Euler et de Navier-Stokes. Ce schéma, encore très utilisé dans l'industrie aéronautique, est un schéma aux différences centrées basé sur la technique des volumes finis et utilise l'algorithme de Runge-Kutta à plusieurs pas pour avancer dans le temps. Il a permis le calcul d'écoulements non-visqueux autour d'un avion au complet [Jameson et al. (1986)] et il a été étendu à la résolution des équations de Navier-Stokes [Marinelli et al. (1986)].

Les schémas aux différences centrées donnent des solutions précises à l'ordre deux dans l'espace. Cependant, ils nécessitent l'addition explicite de la dissipation numérique pour assurer la stabilité des solutions au niveau des régimes supersoniques et des chocs.

I.4.2 Schémas avec différenciation en amont

Pour éviter l'instabilité numérique au niveau des chocs et mieux capter ceux-ci, de nouveaux schémas utilisant une différenciation en amont, basés sur les caractéristiques du système d'équations à résoudre, ont été développés. Ces schémas sont naturellement dissipatifs, bénéficiant ainsi d'un mécanisme implicite pour stabiliser la solution et sans l'addition de la viscosité artificielle. Ils ont à l'origine le schéma CIR proposé par Courant, Isaacson et Reeves (1952). La première catégorie de ces schémas est appelée Division du Vecteur des Flux (FVS "Flux Vector Splitting"). Elle englobe les schémas proposés par Steger et Warming (1981) et Van Leer (1982). Cette méthode consiste à diviser le flux en un point de l'écoulement en deux composantes différenciées en amont suivant les signes des valeurs propres. Elle a les avantages suivants [Coirier et Van Leer (1991)]: les formulations sont relativement simples et la division des flux est facile à linéariser pour être utilisée dans les schémas implicites.

Une forme non-conservative des schémas FVS a été proposée par Chakravarthy et al. (1980) et utilisée par Moretti (1979) dans son schéma. Ces schémas sont appelés Division des Coefficients de la Matrice (CSM "Split Coefficient Matrix"). N'étant pas conservatifs, ils sont incapables de résoudre les chocs.

La deuxième catégorie de schéma en amont est basée sur la résolution d'un problème de Riemann à chaque interface de deux cellules adjacentes. Cette catégorie est appelée Division de la Différence des Flux (FDS "Flux Difference Splitting") et elle consiste à diviser la différence des flux à l'interface suivant les signes des valeurs propres calculées à cette interface. Les schémas de cette catégorie sont aussi appelés les solveurs de Riemann.

Ces schémas ont été développés suite à une méthode originale proposée par Godunov (1959) où il propose un schéma permettant la résolution exacte, à chaque interface, d'un problème unidimensionnel de Riemann. Ce schéma est, cependant, très coûteux. Pour réduire le temps de calcul, Osher et Solomon (1982) ont suggère de résoudre le problème de Riemann de façon approximative. Dans le même but, Roe (1986), en linéarisant le problème de Riemann, a développé le premier schéma FDS où les flux sont évalués en utilisant la solution exacte d'un problème linéarisé. L'inconvénient de ce schéma est qu'il peut admettre, comme solutions non-physiques, les ondes d'expansion. Pour éviter ce problème une correction d'entropie a été proposée par Harten (1983). Cette correction a fait du schéma de Roe le schéma le plus utilisé car il offre l'avantage de mieux capter les chocs et les discontinuités de contact et d'être le moins coûteux. Un autre schéma FDS, satisfaisant la condition d'entropie, a été développé par Enquist et Osher (1980) mais l'exploitation de ce dernier est plus coûteuse.

Les schémas utilisant une différenciation en amont sont précis à l'ordre un dans l'espace. Afin d'améliorer leur précision, plusieurs extensions à des ordres de précision supérieurs ont été proposés. Parmi celles-ci, on retrouve le schéma FCT ("Flux Corrected Transport") introduit par Boris et Book (1973), l'algorithme MUSCL ("Monotonic Upwind Schemes for Conservation Laws") proposé par Van Leer (1974) et les schémas TVD ("Total Variation Diminishing") formulés par Harten (1984) et Chakravarthy et Osher (1985).

Pour prévenir les oscillations numériques qui peuvent survenir aux voisinages des discontinuités (ondes de chocs), et assurer ainsi la stabilité des schémas d'ordre supérieurs de même que la monotonie de la solution, des limiteurs [Sweby (1984) et Anderson et al. (1986)] sont souvent utilisés. La construction de tels schémas est difficile et leur application en deux et en trois dimensions est problématique.

Dans le but d'étendre les schémas d'ordre supérieur à des maillages non-structurés, Barth et Jespersen (1989) ont développé une nouvelle méthode de reconstruction avec un limiteur multidimensionnel. Ce limiteur éprouve des difficultés de convergence. En analysant

ce problème, Venkatakrishnan (1993) a proposé des modifications qui améliorent la situation au détriment de la monotonie. Aftosmis et al. (1994) ont aussi trouvé que les modifications proposées dans [Trepanier et al. (1992)] améliorent de façon significative la convergence ainsi que la précision de la solution pour certains cas tests.

Dans les problèmes unidimensionnels, l'information se propage selon une seule direction et la division du flux est évidente. En deux et en trois dimensions, la détermination de la direction de propagation de l'information est difficile. L'extension des solveurs FDS, les plus utilisés, au calcul des écoulements bidimensionnels a été toujours faite en résolvant une série de problèmes de Riemann unidimensionnels où les flux sont évalués suivant la direction normale à l'interface [Sells (1980)]. Pour tenir compte de la vraie direction de propagation de l'information Davis (1984) et Dadone et Grossman (1992) proposent des schémas tournés ("Rotated Upwind Schemes") qui consistent à évaluer les flux selon la direction normale à la direction du choc qu'ils déterminent a priori. De cette façon les chocs sont mieux résolus et leurs positions mieux prédites.

Dans le même ordre d'idée, Roe (1986), dans le but de développer des schémas multidimensionnels, a proposé des modèles d'ondes qui consistent à décomposer, localement, le gradient de la solution en ondes acoustiques, d'entropie et de cisaillement afin de calculer la force, l'orientation et la vitesse de ces dernières. Ce schéma a été utilisé, récemment, pour la résolution exacte des ondes de choc et des discontinuités de contact (1993).

Afin d'améliorer l'extension des schémas en amont à des problèmes multidimensionnels, Zhang et al. (1996) ont suggère récemment une différenciation en amont selon la direction de l'écoulement. Cette méthode a été appliquée avec succès à des écoulements non-visqueux.

1.4.3 Effets de la dissipation numérique

L'extension des méthodes de résolution des équations d'Euler à la résolution des équations de Navier-Stokes produit généralement des solveurs efficaces et stables même à de grands nombres de Reynolds. Cependant, la présence au sein de l'écoulement, de deux régions avec des échelles caractéristiques différentes (une région visqueuse et une région non-visqueuse pouvant contenir des discontinuités) nécessite une résolution suffisamment précise de tous les phénomènes présents.

Il est bien connu que dans le calcul des écoulements visqueux compressibles à de grands nombre de Reynolds, la précision de la solution dépend essentiellement de la

dissipation numérique introduite par la discrétisation des termes convectifs des équations de Navier-Stokes. Cette dissipation est toujours présente et peut, selon le solveur d'Euler utilisé, masquer la viscosité physique réelle menant ainsi à des solutions qui correspondent à des problèmes différents de ceux qu'on veut résoudre.

En utilisant les schémas aux différences centrées, la viscosité artificielle doit être réduite dans les régions visqueuses afin d'éviter la perte de précision [Hirsch (1990)]. La plupart de ces schémas sont basés sur la méthode de Jameson et al. (1981) et ils ont été appliqués pour calculer plusieurs écoulements visqueux Martinelli et Jameson (1988). Les effets des termes de dissipation numérique sur la précision et le taux de convergence des solutions des équations de Navier-Stokes bi et tridimensionnelles sont discutés par Swanson et Turkel (1987) et Caughey et Turkel (1988).

Concernant les schémas en amont, en comparant certains solveurs de Riemann, Hänel (1990) a montré qu'en les appliquant au calcul des écoulements visqueux compressibles, la précision de ces schémas dépend essentiellement des différentes formulations des solveurs et de la façon dont les flux d'ordres supérieurs sont construits, c'est-à-dire du limiteur de flux et de la discrétisation. Une autre comparaison des schémas en amont a été faite par Van Leer et al. (1989). Cette dernière comparaison a montré que les FVS sont plus dissipatifs que les schémas FDS. Les effets des limiteurs de flux dans les régions visqueuses ont été étudiés par Hänel et al. (1987) où ils ont montré la nécessité de réduire l'influence des limiteurs dans ces régions.

I.4.4 Conditions aux frontières

Contrairement aux équations d'Euler, la présence des termes visqueux et de conduction de la chaleur dans les équations de Navier-Stokes compressibles transforme les équations de mouvement et d'énergie en équations aux dérivées partielles de second ordre. Les équations de Navier-Stokes compressibles requièrent donc plus de conditions aux frontières que les équations d'Euler. L'application correcte de ces conditions aux frontières représente une partie importante dans la résolution des équations. Des conditions aux frontières visqueuses doivent être compatibles avec celles des équations d'Euler autrement un comportement non physique de la couche limite peut apparaître [Gustafson et Sundstrom (1978)]. D'autre part, Martinelli et al (1986) ont mentionné qu'aux parois solides, un stockage aux centres des éléments convient plus à l'imposition des conditions de type Neumann alors qu'un stockage aux nœuds est plus convenable aux conditions de type Dirichlet.

1.5 Recherche bibliographique

Grâce à des simulations numériques et des mesures expérimentales, de nombreux concepts ont été développés pour évaluer l'influence des surfaces poreuses dans la réduction des charges aérodynamiques et l'amélioration des performances en vol. Bahi et al. (1983) ont étudié expérimentalement l'interaction de la couche limite avec l'onde de choc pour réduire la traînée d'un arc circulaire et d'un profil supercritique. La soufflerie qui ont fait les tests avec était équipée avec des parois poreuses pour minimiser l'interaction écoulement-parois. Les auteurs ont appliqué une porosité de 1.25 à 2.5% sur la surface supérieure d'une pale comprise entre 60 et 80% de la corde, la région où l'onde de choc est censée se produire. Une réduction remarquable de la traînée aérodynamique a été atteinte. Ils ont conclu que l'implantation d'une surface poreuse dans l'endroit où les ondes de chocs se produisent est une technique prometteuse. La porosité atténuée l'ampleur de l'onde de choc en la transformant en une onde de choc du type lambda.

Par ailleurs, Fu et Liang (1991, 1994) ont étudié la réduction de la traînée dans les écoulements turbulents derrière un projectile par l'application de la porosité sur la base du projectile pour différents angles d'attaque. La circulation à travers les frontières poreuses a été résolue en utilisant la loi de Darcy. Une réduction optimale de la traînée a été trouvée lorsque l'angle d'attaque situe entre 3 et 5 degré pour un nombre de Mach entre 0.9 et 1.2 pour une porosité appliquée à 30 % de la surface du projectile et un nombre de Mach égale à 0.96, la réduction de la traînée peut atteindre 60%. L'effet de la porosité a également été utilisé pour réduire l'interaction pale-tourbillon (Blade vortex interaction BVI).

D'autre part, Lee (1993) a effectué une étude numérique de la réduction de la propagation du bruit. Dans ce cas, un bord d'attaque perforé a été modélisé. Il a été dûment conclu que la porosité passive peut réduire l'ampleur du bruit de 20% à 30%. Cette réduction est due à la suppression des fluctuations de la pression au bout d'attaque par l'échange de la masse et de la quantité de mouvement à travers la surface poreuse. Bien que le contrôle de la couche limite soit faisable, Gillan et Cooper (1994) ont mené une étude numérique du battement d'une aile aux grands angles d'attaque. Une cavité avec une région poreuse sur la surface portante a été proposée. À faible nombre de Mach, ils ont constaté que le premier vortex de bord a été supprimé. Une étude expérimentale a été réalisée par Mineck et Hartwich (1996) pour examiner l'effet de la porosité sur les performances aérodynamiques d'un NACA 0012. Une porosité non uniforme (variant de 1,08% à 2,44%) été appliquée sur toute la surface supérieure du profil. L'objectif de l'étude était d'évaluer la capacité de la porosité de

fournir une conception multi usagée ou un system auto-adaptatif menant à une performance aérodynamique optimisé quelques soient les conditions de vol. Ils ont constaté que la porosité a eu pour effet de diminuer la pente de la courbe du coefficient de portance et augmenter la traînée à faible nombre de Mach. Le profile poreux présente un caractère adaptative concernant le coefficient de pression mais avec la pénalité d'augmentation de la traînée.

Basé sur une validation expérimentale, Bush (1997) a développé une nouvelle méthode basé sur le modèle d'écran permettant de prédire la perte de pression totale moyenne à travers un écran ou un panneau poreux mais pas applicable pour les simulations directes, couramment utilisées pour améliorer le flux entrant dans les souffleries.

Basé sur le modèle Bush (1997), Frink et al. (2001) ont développé une nouvelle condition aux limites pour les surfaces poreuses sans résoudre l'écoulement dans la cavité. Simplifiant ainsi la modélisation numérique des systèmes de contrôle de flux qui utilisent des surfaces poreuses et réduisant le coût de calcul. Le modèle a été appliqué avec succès pour les écoulements autour des profils testés.

Tinetti et al. (2001) et Tinetti et al. (2002) ont réalisé une étude numérique pour évaluer la porosité, réduire les perturbations, le bruit et d'atténuer les effets de l'écoulement transitoire rencontrée dans les interactions rotor-stator. Les auteurs ont constaté que l'amplitude des perturbations a été réduite de jusqu'à 26%. Poursuivant l'idée d'utiliser les nouvelles conditions aux limites de la porosité de Frink (2001) dans les applications aérodynamiques et Hunter et al. (2001) ont réalisé une conception avec objectif de développer un système de commande pour un avion de combat. À cet effet, des simulations numériques ont été réalisées. La porosité a été appliquée sur certains endroits de l'avion. Les conditions aux limites concernant les surfaces poreuses ont été traitées à l'aide d'un modèle modifié du Bush (1997). Les résultats montrent que la porosité peut prévoir le contrôle et la manœuvre de l'avion qui est équivalente aux systèmes de commande classiques.

Le problème majeur dans les systèmes de control actifs désignés pour atténuer les charges aérodynamiques instationnaires est l'écart de temps entre la détection d'intempérie et la réaction des éléments de commande. Les chercheurs prennent en charge cette tâche en sérieux. Auren et al (2008) ont étudiés une technique basée sur la détection de point de stagnation d'une aile flexible muni d'une charge instable. Les résultats ont montrées qu'il est possible d'avoir un système en feedback efficient pour cette fin. Beaucoup d'efforts ont été faits pour concevoir des avions et optimiser la consommation de carburant par la réduction de

la traînée face à des forces instables. Ales et al (2017) ont muni une étude numérique de l'atténuation des rafales par l'utilisation des systèmes de control installés sur les ailes. Dans le même sens, Bekemeyer et al (2017) ont proposé une méthode pour prédire les charges dynamiques sur un avion civil. Le modèle proposé prédit avec précision les coefficients de portance et de trainée.

Une condition préalable importante pour la conception, l'évaluation et la certification des avions et leurs systèmes de contrôle associés est la spécification des données dans lequel l'avion est destiné à fonctionner, par exemple, les rafales atmosphériques. Les charges instationnaires sur les avions peuvent induire des conséquences néfastes structurelles et une diminution des performances dynamiques de vol. Wu et al (2019) ont aperçu un résumé sur les systèmes et les concepts appliqués en aéronautique afin d'alléger l'impact des rafales atmosphériques sur les avions. Nicolas et al (2019) ont montré l'utilisation de la technique Doppler LIDAR pour l'anticipation des rafales turbulentes. Zhao et al (2016) ont développé une technique de control actif pour réduire les charges dynamiques incrémentielles d'un gros avion de transport

L'un des techniques innovantes en aérodynamique est l'utilisation des profils morphes. Grace à des matériaux élastique, le profil aérodynamique peut être modifié selon les conditions appliquées sur lui. Lambie et al (2011) ont examiné un système de control basé sur la modification de cambrure d'une pale de rotor d'éolienne dans le but global est de réduire la fatigue et d'augmenter la durabilité et la durée de vie des pales. Dans la même veine, Hanns et Muller (2014) ont étudié l'effet de l'utilisation d'une cavité sur un profil NACA0018 et examiné leur comportement face à une charge instable. Un système de soutirage de l'air à travers la cavité a été considéré. Les résultats montrent une réduction importante du moment d'excursion sur les cas testés. L'interaction d'une perturbation sur un profil aérodynamique a été étudiée par James et all (2016) afin de réduire le bruit sonore. Le sillage d'un rotor était un excellent exemple pour ce test. Joeri et al (2018) ont appliqué une méthode couramment utilisée pour réduire le coût des énergies éoliennes. Cette méthode consiste à atténuer les charges périodiques sur les pales de l'éolienne.

Chapitre II

Géométrie et modélisation mathématique

II.1 Introduction

A la présence d'une turbulence atmosphérique inattendue, l'aile se comporte d'une manière non prédictible et même peut atteindre des fluctuations aléatoires. Cette instabilité dégrade d'avantage ces performances car elle est toujours accompagnée d'une situation critique inconfortable. Prédire des écoulements compressibles turbulents autour des profils aérodynamiques, que ce soit en régime stationnaire ou instationnaire, est un aspect important du processus de design et d'évaluation des performances d'un avion. Dans cette étude, des simulations numériques ont été réalisées pour simuler l'effet des perturbations sur une aile en vol. Les perturbations ont été modélisées typiquement comme une rafale turbulente concentrée. Simuler des écoulements compressibles à de grands nombres de Reynolds sur des maillages compliqués en utilisant les équations moyennes de Reynolds et un modèle de turbulence, est un domaine d'intérêt pratique. Encore moins, en utilisant des maillages superposés pour une bonne prédiction des écoulements tels que les couches limites et les sillages. Les principaux obstacles à une meilleure prédiction des problèmes d'écoulements turbulents sur des maillages structurés sont, l'exigence d'éléments élancés dans les régions visqueuses, qui peut compromettre la précision et l'efficacité du schéma numérique utilisé, et la modélisation de la turbulence.

II.2 Géométrie

Pour simuler l'effet d'une rafale atmosphérique sur une aile solide où poreuse, deux configurations d'une démonstration typique ont été adoptées. La première consiste à installer un générateur de tourbillons devant l'aile (**Figure II-1**). Ce mécanisme

génère continuellement des tourbillons de type Von-Karman. Une vraie rafale est chargée d'un large spectre de fréquences spatiales et temporelle. Il donc difficile d'avoir une gamme complète du spectre par une seule configuration. La deuxième configuration consiste à installer une plaque tournante devant l'aile. Avec une rotation de demi-cercle, la plaque génère un nombre discret de tourbillons qui se détachent et se convoi vers l'aile par l'écoulement moyen (**Figure II-2**). Un modèle d'aile supercritique laminaire a été choisi pour les exercices de simulation performés dans la présente étude. Le modèle de profil aérodynamique supercritique a été conçu et fabriqué par 'de Havilland Aircraft du Canada Ltd' en 1985 [Tang (1985)], qui a ensuite été acheté par Bombardier Aéronautique. La section aérodynamique du modèle est le profil aérodynamique WTEA-TE1 avec un bord de fuite plat. Le rapport épaisseur/corde est de 16%. L'aile a une corde de 0,3048 m et une envergure de 1,12 m (voir la **Figure IV-1**).

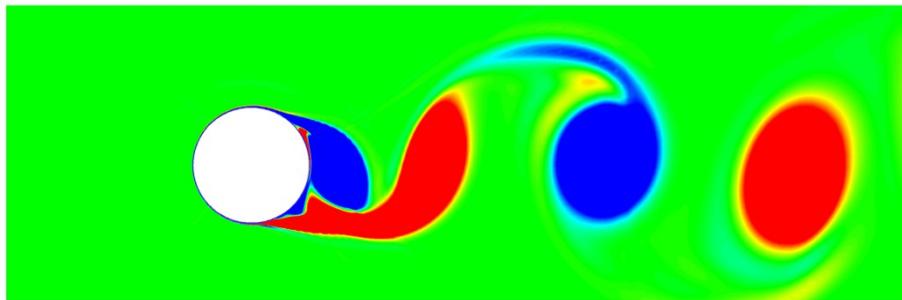


Figure II-2 :Sillage d'un cylindre circulaire.

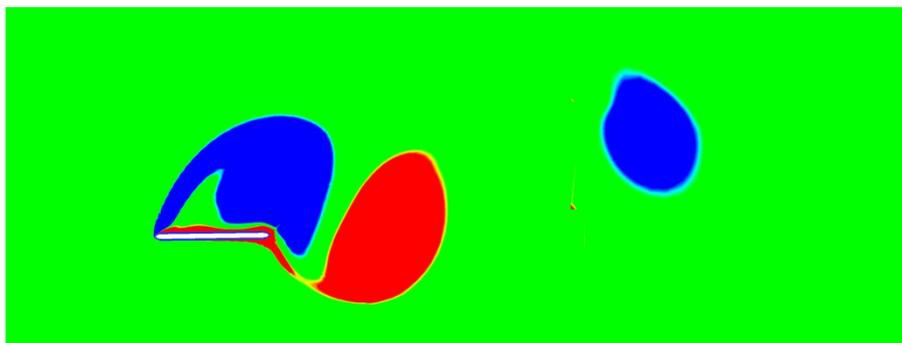


Figure II-2 :Sillage d'une plaque en rotation.

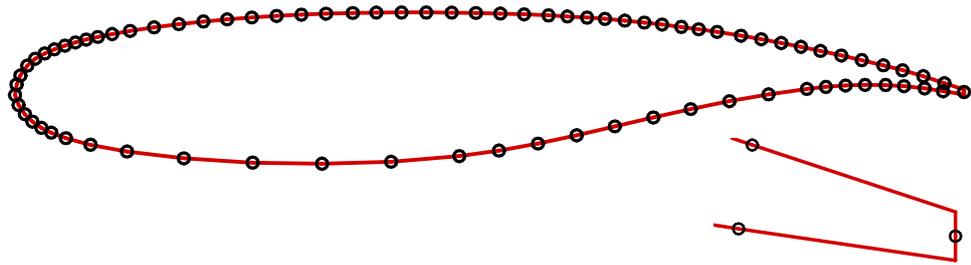


Figure II-3 :Profil 'de Havilland WTEA-TE1'.

II.3 Équations de Navier-Stokes

Le meilleur modèle mathématique, disponible jusqu'à ce jour, pour décrire les différents phénomènes aérodynamiques, aussi complexes soient-ils, rencontrés dans la majorité des problèmes de l'industrie aéronautique, est le système d'équations de Navier-Stokes. Ces équations représentent les équations de base de la dynamique des fluides et régissent aussi bien les écoulements laminaires que turbulents. Même si elles n'expriment que la conservation de la quantité de mouvement, ces équations sont souvent citées comme exprimant les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Elles sont obtenues en appliquant les principes de conservation à un volume de contrôle infinitésimal.

La forme différentielle et conservative des équations de Navier-Stokes, pour un écoulement instationnaire d'un fluide compressible, peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (F - G) = 0 \quad \text{II-1}$$

Où U est le vecteur des variables conservatives, F le vecteur des flux convectifs et G le vecteur des flux visqueux.

$$U = [\rho, \rho \mathbf{u}, \rho E]^T \quad \text{II-2}$$

$$F = \begin{bmatrix} \mathbf{u} \\ \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I} \\ (\rho E + p) \mathbf{u} \end{bmatrix} \quad G = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau \\ \mathbf{u} \cdot \tau - \mathbf{q} \end{bmatrix} \quad \text{II-3}$$

ρ étant la densité, p la pression, $\mathbf{u} = (u, v)^T$ le vecteur vitesse, \mathbf{I} le tenseur unitaire et E l'énergie totale par unité de masse.

En négligeant l'énergie potentielle, E est alors exprimée par :

$$E = e + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \quad \text{II-4}$$

Où e est l'énergie interne spécifique.

Les forces massiques ont été négligées car leurs effets sont très faibles en aérodynamique.

Dans le cas des fluides newtoniens, tel que l'air, le tenseur des contraintes visqueuses τ est proportionnel aux taux de déformations et sont reliés par la relation linéaire suivante :

$$\tau = \mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u}) + \lambda \nabla \cdot \mathbf{u} \quad \text{II-5}$$

Où μ est le coefficient de viscosité dynamique du fluide et λ est ce qu'on appelle communément le second coefficient de viscosité.

En aérodynamique subsonique, transsonique et supersonique, la température et la pression de l'air atteignent des valeurs modérées. L'air peut alors être considéré en équilibre thermodynamique où μ et λ sont reliés par la relation de Stokes :

$$2\mu + 3\lambda = 0 \quad \text{II-6}$$

d'où
$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad \text{II-7}$$

Le flux de chaleur par conduction \mathbf{q} est donné par la relation de Fourier :

$$\mathbf{q} = -K \nabla T \quad \text{II-8}$$

Où K est la conductivité thermique du fluide et T sa température.

Pour fermer le système d'équations (II-1), une équation d'état et des relations reliant les propriétés de transport μ et K aux variables thermodynamiques sont requises. Sachant que l'état d'un fluide en équilibre thermodynamique est complètement défini par deux des variables d'état, on peut choisir l'équation d'état sous la forme générale suivante :

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}(\rho, e) \quad \text{II-9}$$

Dans le cas d'un gaz parfait, cette équation devient :

$$\mathbf{p} = \rho RT \quad \text{II-10}$$

Ou encore
$$p = (\gamma - 1)\rho \left(E - \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \right) \quad \text{II-11}$$

Où R est la constante du gaz (pour l'air $R=287 \text{ m}^2/\text{s}^2 \text{ K}$) et γ est une constante exprimant le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants (pour l'air $\gamma=1.4$).

La viscosité moléculaire, μ , est reliée à la température par la relation empirique de Sutherland :

$$\mu = \mu_r \left(\frac{T}{T_r} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_r + S_0}{T + S_0} \quad \text{II-12}$$

Où μ_r et T_r sont des valeurs de référence et S_0 une température effective constante (pour l'air $S_0 = 110.4$ °K).

Le coefficient de conductivité thermique, K , est relié à la viscosité, et donc à la température, par le nombre de Prandtl défini par :

$$Pr = \frac{C_p \mu}{K} \quad \text{II-13}$$

d'où
$$K = \frac{C_p \mu}{Pr} \quad \text{II-14}$$

Où C_p est la chaleur spécifique à pression constante. Pour un gaz parfait, elle est donnée par :

$$C_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \quad \text{II-15}$$

Le flux de chaleur, \mathbf{q} , devient alors :

$$\mathbf{q} = - \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \frac{\gamma}{Pr} \nabla T \quad \text{II-16}$$

Pour l'air, à des températures modérées, $Pr = 0.72$.

II.4 Équations moyennes de Reynolds

La façon la plus pratique pour calculer des écoulements turbulents industriels demeure l'utilisation des équations moyennes de Reynolds. Ces équations peuvent être obtenues à partir des équations de Navier-Stokes en décomposant les variables de l'écoulement en une composante moyenne et une composante fluctuante et en prenant la moyenne temporelle des équations. Deux types de moyennes sont généralement utilisés. La moyenne de Reynolds et la moyenne pondérée par la masse (moyenne de Favre).

II.4.1 Moyenne de Reynolds

La méthode conventionnelle de Reynolds consiste à décomposer toute variable ϕ de l'écoulement de la façon suivante :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \text{II-17}$$

Avec

$$\bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \phi dt \quad \text{II-18}$$

Où $\bar{\phi}$ est la moyenne temporelle et ϕ' la composante fluctuante de ϕ . Par définition, la moyenne temporelle des fluctuations est nulle, $\overline{\phi'} = 0$.

II.4.2 Moyenne de Favre

Cette technique consiste à décomposer la variable de l'écoulement, ϕ , comme suit :

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad \text{II-19}$$

Où $\tilde{\phi}$ est la moyenne pondérée par la masse, définie par :

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad \text{II-20}$$

Avec

$$\overline{\rho\phi''} = 0 \quad \text{II-21}$$

et

$$\overline{\phi''} = -\frac{\overline{\rho'\phi'}}{\bar{\rho}} \neq 0 \quad \text{II-22}$$

En appliquant la décomposition de Reynolds à la pression et à la densité et celle de Favre au reste des variables et en négligeant les fluctuations des propriétés de transport, μ et K , puis en prenant la moyenne de l'équation (II-1), on obtient les équations moyennes de Reynolds compressibles.

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{F} - \tilde{G}) = 0 \quad \text{II-23}$$

Avec

$$\tilde{U} = [\bar{\rho}, \bar{\rho}\tilde{u}, \bar{\rho}\bar{E}]^T \quad \text{II-24}$$

$$\tilde{F} = \begin{bmatrix} \rho\tilde{u} \\ \bar{\rho}\tilde{u} \otimes \tilde{u} + \bar{p}I \\ (\bar{\rho}\bar{E} + \bar{p})\tilde{u} \end{bmatrix} \quad \text{II-25}$$

$$\tilde{G} = \begin{bmatrix} 0 \\ \bar{\tau} + \tau_t \\ \tilde{u} \cdot (\bar{\tau} + \tau_t) - (\bar{q} + q_t) \end{bmatrix} \quad \text{II-26}$$

Où

$$\tau_t = -\overline{\rho u'' \otimes u''} \quad \text{II-27}$$

Est le tenseur de Reynolds.

et

$$q_t = -\overline{\rho h'' u''} \quad \text{II-28}$$

est le vecteur des flux de chaleur turbulents, h'' est la composante fluctuante de l'enthalpie spécifique, E est l'énergie totale par unité de masse de l'écoulement moyen

$$\bar{E} = \bar{e} + \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{u}} \quad \text{II-29}$$

et
$$\bar{\boldsymbol{\tau}} = \mu(\nabla \tilde{\mathbf{u}} + \nabla^T \tilde{\mathbf{u}}) + \lambda \mathbf{IV} \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \mu(\nabla \overline{\mathbf{u}''} + \nabla^T \overline{\mathbf{u}''}) + \lambda \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}''} \quad \text{II-30}$$

$$\bar{\mathbf{q}} = -K \nabla \tilde{T} = -\frac{\gamma^R \mu}{\gamma - 1 Pr} \nabla \tilde{T} \quad \text{II-31}$$

En pratique, les termes du tenseur des contraintes visqueuses, $\bar{\boldsymbol{\tau}}$, contenant les composantes fluctuantes sont négligeables [Tennekes et Lumley (1972)]. Ainsi, $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ est approximé par :

$$\bar{\boldsymbol{\tau}} \approx \tilde{\boldsymbol{\tau}} = (\nabla \tilde{\mathbf{u}} + \nabla^T \tilde{\mathbf{u}}) + \lambda \mathbf{IV} \cdot \tilde{\mathbf{u}} \quad \text{II-32}$$

Grâce à l'emploi des moyennes pondérées par la masse, les équations moyennes de Reynolds ont une forme simple et similaire à celle des équations de Navier-Stokes. L'équation d'état du gaz garde, elle aussi, la même forme.

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T} \quad \text{II-33}$$

Les effets moyens de la turbulence sont introduits par les termes $\boldsymbol{\tau}_t = -\overline{\rho \mathbf{u}'' \otimes \mathbf{u}''}$ qui représentent les composantes d'un tenseur appelé le tenseur de Reynolds, et $\mathbf{q}_t = \overline{\rho h'' \mathbf{u}''}$ qui représentent des flux de chaleur turbulents. Physiquement, ces termes représentent le transport de la quantité de mouvement et de la chaleur dû aux fluctuations turbulentes.

II.5 Hypothèse de Boussinesq

Le système d'équations (II-23) détermine l'écoulement moyen. Ces équations ne constituent plus un système fermé puisqu'on ne connaît ni $\boldsymbol{\tau}_t$ ni \mathbf{q}_t qui sont des corrélations inconnues introduites par l'opérateur de moyenne. C'est le problème de fermeture des équations de la turbulence qui est résolu en exprimant le tenseur de Reynolds et le vecteur des flux de chaleur turbulents en fonction des grandeurs moyennes de l'écoulement. Cela est fait à l'aide de l'hypothèse de Boussinesq.

Par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses, les corrélations $-\overline{\rho \mathbf{u}'' \otimes \mathbf{u}''}$ sont supposées se comporter comme des contraintes alignées sur le tenseur des taux de déformation de l'écoulement moyen.

$$\boldsymbol{\tau}_t = -\overline{\rho \mathbf{u}'' \otimes \mathbf{u}''} = \mu_t \left(\nabla \tilde{\mathbf{u}} + \nabla^T \tilde{\mathbf{u}} - \frac{2}{3} \mathbf{IV} \cdot \tilde{\mathbf{u}} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \mathbf{I} \quad \text{II-34}$$

Où μ_t est la viscosité turbulente et k l'énergie cinétique moyenne de la turbulence par unité de masse, définie par:

$$k = \frac{\overline{\frac{1}{2}\rho\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}}{\bar{\rho}} \quad \text{II-35}$$

De même, et par analogie avec le transport turbulent de la quantité de mouvement, le vecteur des flux de chaleur turbulents est supposé proportionnel au gradient de la température moyenne.

$$\mathbf{q}_t = \overline{\rho h'' \mathbf{u}''} = -K_t \nabla \tilde{T} \quad \text{II-36}$$

Où K_t est la conductivité thermique turbulente.

Notons que, contrairement à la viscosité et la conductivité moléculaire du fluide, μ_t et K_t sont des propriétés de l'écoulement considéré et non du fluide. K_t est relié à μ_t par la relation:

$$K_t = C_p \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad \text{II-37}$$

Où Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent supposé constant et égal à 0.9.

En reportant les relations (II-33) et (II-35) dans le système (II-23), $\tilde{\mathbf{F}}$ et $\tilde{\mathbf{G}}$ deviennent:

$$\tilde{\mathbf{F}} = \begin{bmatrix} \rho \tilde{\mathbf{u}} \\ \bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}} + \bar{p} \mathbf{I} \\ (\bar{\rho} \bar{E} + \bar{p}) \tilde{\mathbf{u}} \end{bmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{G}} = \begin{bmatrix} 0 \\ \boldsymbol{\tau}_{tot} \\ \tilde{\mathbf{u}} \cdot \boldsymbol{\tau}_{tot} - \mathbf{q}_{tot} \end{bmatrix} \quad \text{II-38}$$

Avec
$$\bar{E} = \bar{e} + \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{u}} + k \quad \text{II-39}$$

$$\boldsymbol{\tau}_{tot} = \bar{\boldsymbol{\tau}} + \boldsymbol{\tau}_t = (\mu + \mu_t) \left(\nabla \tilde{\mathbf{u}} + \nabla^T \tilde{\mathbf{u}} - \frac{2}{3} \mathbf{I} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \mathbf{I} \quad \text{II-40}$$

$$\mathbf{q}_{tot} = \bar{\mathbf{q}} + \mathbf{q}_t = - \left(\frac{\mu}{p_r} + \frac{\mu_t}{p_{r_t}} \right) \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \nabla \tilde{T} \quad \text{II-41}$$

À l'aide de l'hypothèse de Boussinesq, le problème de fermeture du système d'équations moyennes de Reynolds (II-23) est réduit à la détermination d'une seule inconnue supplémentaire qui est la viscosité turbulente μ_t .

Afin d'alléger l'écriture, les symboles de moyenne (\sim) et ($\bar{\quad}$) seront omis dans le reste de la thèse et les variables représentent alors les valeurs moyennes.

II.6 Forme adimensionnelle des équations

En introduisant l'hypothèse de Boussinesq, les équations moyennes de Reynolds, en termes de $\boldsymbol{\tau}_{tot}$, \mathbf{q}_{tot} et le reste des variables moyennes, ont exactement la même forme que les équations de Navier-Stokes (II-1) - (II-4). En normalisant les variables de l'écoulement moyen par des valeurs de référence appropriées, ces équations demeurent invariantes. Choisissons les variables de référence suivantes:

- p_r pour la pression
- T_r pour la température
- L_r pour la longueur
- $R_r = R$ pour la constante du gaz
- $\rho_r = \frac{p_r}{R_r T_r}$ pour la densité
- $V_r = \sqrt{\frac{p_r}{\rho_r}}$ pour la vitesse
- $t_r = \frac{L_r}{V_r}$ pour le temps
- $E_r = \frac{p_r}{\rho_r}$ pour l'énergie totale par unité de masse
- $\mu_r = \rho_r V_r L_r$ pour la viscosité dynamique

Les variables adimensionnelles s'écrivent alors: $(\cdot)_{adim.} = \frac{(\cdot)_{dim.}}{(\cdot)_r}$

Le tenseur total des contraintes de cisaillement $\boldsymbol{\tau}_{tot}$, le flux de chaleur total \mathbf{q}_{tot} , l'équation d'état et la loi de Sutherland, en termes de variables adimensionnelles, deviennent:

$$\boldsymbol{\tau}_{tot} = \frac{\mu + \mu_t}{Re} \left(\nabla \tilde{\mathbf{u}} + \nabla^T \tilde{\mathbf{u}} - \frac{2}{3} \mathbf{I} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \mathbf{I} \quad \text{II-42}$$

$$\mathbf{q}_{tot} = - \frac{1}{(\gamma-1) Re M_r^2} \left(\frac{\mu}{p_r} + \frac{\mu_t}{p_{rt}} \right) \quad \text{II-43}$$

$$p = \rho T \quad \text{II-44}$$

$$\mu = T^{3/2} \frac{1+S_1}{T+S_1} \quad \text{II-45}$$

Où Re est le nombre de Reynolds basé sur les variables de référence.

$$Re = \frac{\rho_r V_r L_r}{\mu_r} \quad \text{II-46}$$

Et M_r est un nombre de Mach de référence défini par:

$$Mr = \frac{V_r}{a_r} = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \quad \text{II-47}$$

Où a_r est une vitesse de son de référence exprimée par:

$$a_r = \sqrt{\gamma R_r T_r} \quad \text{II-48}$$

S_1 est une constante définie par:

$$S_1 = \frac{S_0}{T_r} \quad \text{II-49}$$

Le reste des relations demeurent valables pour les variables adimensionnelles. Les variables de référence choisies sont les valeurs de stagnation.

II.7 Modélisation de la turbulence

Afin de déterminer la viscosité turbulente μ_t et ainsi fermer le système d'équations moyennes de Reynolds, un modèle de turbulence est requis. Deux catégories de modèles sont disponibles. Les modèles aux tensions de Reynolds et les modèles basés sur le concept de la viscosité turbulente, introduit par l'hypothèse de Boussinesq. Dans les modèles aux tensions de Reynolds, le tenseur de Reynolds τ_t et le flux de chaleur turbulent q_t sont déterminés à partir d'équations de transport écrites pour chacun de leurs termes. Ces modèles sont plus élaborés et plus généraux, mais le nombre d'équations additionnelles rend le système à résoudre plus complexe et augmente le temps de calcul associé à sa résolution. Ceci limite encore l'utilisation de ces modèles en pratique. Pour contourner ces difficultés, les modèles basés sur le concept de la viscosité turbulente sont le plus souvent utilisés pour calculer des écoulements d'intérêt pratique. Deux d'entre eux ont été choisis pour être utilisés dans cette étude.

II.7.1 Choix de modèles de turbulence

Les modèles de turbulence utilisées fréquemment en aérodynamique sont des modèles basés sur le concept de la viscosité turbulente. Ces modèles varient des modèles algébriques, à une équation et aux modèles à deux équations de transport. Chacun de ces modèles à ses limitations et aucun d'entre eux ne se veut universel. Le choix d'un modèle parmi ceux-ci est donc dicté par le type d'écoulement à calculer. Dans la présente étude, le choix des deux modèles utilisées à était pris pour raison de comparaison.

L'écoulement externe autour des profils aérodynamiques, dépendamment des conditions, peut être attaché ou séparé. Pour prédire les écoulements attachés, les modèles algébriques tels que le modèle de Baldwin-Lomax suffit. Cela est justifié par la facilité de mise en œuvre informatique, l'économie en temps de calcul et en espace mémoire et par la qualité des résultats obtenus par différents chercheurs en utilisant les modèles algébriques pour calculer des écoulements attachés.

Quand le profil aérodynamique est soumis à des angles d'attaque élevés on opère dans les conditions d'un régime transsonique, l'écoulement peut devenir séparé. Les modèles plus adéquats doivent être utilisés. Deux modèles aux choix ont été retenus pour cette fin. Le modèle à une équation de Spalart-Almaras (1992) et le modèle à deux équations Menter SST (1994).

II.7.2 Modèle de Spalart-Allmaras

C'est un modèle à une équation. L'équation additionnelle porte directement sur la viscosité de turbulence qui est donc la nouvelle variable du système. Il est simple, pas coûteux et très utilisé en simulation numérique des écoulements externe. Il donne des résultats satisfaisants pour les écoulements attachés ou séparés. L'équation de transport établie par Spalart-Allmaras (1992) grâce à l'analyse dimensionnelle est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{D\tilde{\mu}_t}{Dt} = C_{b1}[1 - f_{t2}]\tilde{S}\tilde{\mu}_t + \frac{1}{\rho r_t} \{ \nabla \cdot [(\mu + \tilde{\mu}_t)\nabla\tilde{\mu}_t] + C_{b2}|\nabla\tilde{\mu}_t|^2 \} \\ - \left[C_{w1}f_w - \frac{C_{b1}}{k^2}f_{t2} \right] \left(\frac{\tilde{\mu}_t}{d} \right)^2 f_{t1}\Delta U^2 \end{aligned} \quad \text{II-50}$$

Où $\tilde{\mu}_t$ est le variable de l'équation de la turbulence, f_{t1} et f_{t2} sont des fonctions empiriques reliées au modèle, d est la distance à la paroi. C_{b1} , C_{b2} , C_{w1} sont des constantes définis dans [Spalart-Allmaras (1994)]. \tilde{S} est une variable intermédiaire définie par :

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\mu}_t}{k^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad \text{II-51}$$

Où S est le tenseur de contrainte, χ est une variable intermédiaire.

$$\text{De plus} \quad f_{t1} = C_{t1}g_t \exp\left(-C_{t2}\frac{w_t^2}{\Delta U^2}[d^2 + g_t^2 d_t^2]\right) \quad \text{II-52}$$

$$f_{t2} = C_{t3}\exp(-C_{t2}\chi^2) \quad \text{II-53}$$

La viscosité de turbulence est calculée ainsi :

$$\mu_t = \tilde{\mu}_t f_{v1} \text{ avec } f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \text{ et } \chi = \frac{\tilde{\mu}_t}{\mu} \quad \text{II-54}$$

Spalart & Allmaras (1992) introduisent la fonction d'amortissement f_w qui doit annuler le terme de destruction en dehors de la couche limite :

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad \text{II-55}$$

Où g limite la valeur de f_w :

$$g = r + C_{w2}(r^6 - r), \text{ avec } r = \frac{\tilde{\mu}_t}{\bar{s}k^2d^2} \quad \text{II-56}$$

II.7.3 Modèle de Menter SST

Ce modèle a été développé et calibré pour le genre d'applications qui nous intéresse à savoir, les écoulements autour des profils aérodynamiques en présence d'une zone poreuse long du profile comme la présente étude. Ce modèle est une combinaison entre le modèle $k - \omega$ de Wilcox et le modèle $k - \varepsilon$ de Launder et Spalding. Il prend les avantages du modèle de Wilcox à l'intérieur de la couche limite ou l'écoulement soumis à de forts gradients de pression adverse, et le modèle de $k - \varepsilon$ en dehors de la couche limite ou ce dernier est très efficace dans les zones d'écoulements cisailés libres. Pour y parvenir le modèle $k - \varepsilon$ est transformé en format de modèle $k - \omega$. La différence entre le format modifié de $k - \varepsilon$ et le $k - \omega$ original réside qu'un terme de diffusion supplémentaire apparait dans le format modifié.

Modèle $k - \omega$:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{k1} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad \text{II-57}$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_1}{\gamma_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 1} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad \text{II-58}$$

Modèle transformé de $k - \varepsilon$:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{k2} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad \text{II-59}$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_2}{\gamma_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 2} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad \text{II-60}$$

Introduisant une equation F1 de telle sorte qu'on multiplie les equations du modèle $k - \omega$ par F1 et les équations transformées par (1-F1). Les équations sont ajoutées un par un,

la valeur de F_1 est égale à 1 à proximité des parois solides et 0 loin des parois. Le nouveau modèle est comme suit :

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad \text{II-61}$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\gamma_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad \text{II-62}$$

Les constantes de ce modèle sont définies dans la référence [Menter (1994)].

Chapitre III

Algorithme numérique

III.1 Introduction

L'objectif de cette étude numérique est d'évaluer le potentiel d'un nouveau mécanisme utilisé pour atténuer les perturbations d'un écoulement empiétant l'avion durant la rencontre d'une zone de turbulence à forte amplitude en réduisant les forces fluctuantes agissant sur les ailes. Cette turbulence est caractérisée par des vortex à grande amplitude. Cette mécanisme consiste à enrober une aile par une couche poreuse ou sur une partie de l'aile. La matrice poreuse a une cavité en dessous afin que l'air s'écoule librement en établissant une communication entre les régions de haute et basse pression à travers la cavité. La répartition de la pression est associée à un transfert de masse dans et hors de la cavité et en conséquence, modifier la forme aérodynamique effective de la surface extérieure. Pour se faire, la réponse d'un profil typique soumise aux effets d'un sillage est simulée numériquement à l'aide de solveur FLOWER. Les résultats sont analysés et comparés pour différentes configurations. Des simulations numériques sont aussi réalisées sur un profil solide utilisé comme référence.

L'essentiel d'une simulation numérique est le maillage du domaine d'intérêt en un nombre définis, généralement très important, de sous-domaines prédéfinis ou des blocs, de forme simple, où les équations gouvernantes peuvent être exprimées en termes plus faciles à gérer. La manière dont ces blocs ou ces éléments sont disposés à travers le domaine de calcul détermine le type de maillage utilisé. Il existe deux classes principales de maillage, structuré et non structuré.

Un maillage structuré est formé par un ensemble des blocs. Chaque bloc est formé par des éléments répétitifs réguliers d'éléments quadrilatères (cas bidimensionnelles) ou hexaédriques (cas tridimensionnelles), appelés mailles, avec une relation bien définie entre chaque nœud d'une maille et ses voisins. Les informations sont transférées entre les blocs via différentes stratégies de connexion.

Un maillage non structuré est formé d'une collection arbitraire des éléments remplissant le domaine. Ces éléments sont généralement des triangles (cas bidimensionnelles) et des tétraèdres (cas tridimensionnelles). Le désordre de la répartition des éléments chacune par rapport à ces voisins et la relation spatiale d'un élément à l'autre doivent être explicitement énoncés.

Le principal inconvénient d'un maillage structuré est le temps et l'expertise requis pour générer ce maillage de haute qualité pour des géométries complexes. D'un autre côté, les générateurs de maillage non structurés, qui sont hautement automatisés et nécessitent donc peu d'efforts ou d'expérience de la part de l'utilisateur, peuvent produire des mailles quasi optimales pour des géométries compliquées en une fraction de temps. Cependant, étant donné que la connectivité entre les nœuds d'un maillage non structuré doit être explicitement spécifiée à chaque itération, les solveurs non structurés nécessitent généralement plus de mémoire et ont des temps d'exécution plus longs que leurs homologues structurés pour un domaine de calcul similaire.

III.2 Description générale du Solveur FLOWER

FLOWER est un solveur numérique développé sous un projet MEGAFLOW lancé par le programme de recherche aéronautique sous la direction du Centre allemand pour l'aéronautique et l'astronautique DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) [Kroll et al. (2002)]. Le code FLOWER résout les équations de Navier-Stokes compressibles sous sa forme intégrale pour les régimes d'écoulements subsonique, transsonique et supersonique. La turbulence est modélisée par des modèles algébriques ou par des équations de transport. Le code est adopté à la simulation des écoulements externes autour des configurations complexes. Grâce à un référentiel rotatif utilisé dans ce code, FLOWER est également applicable aux écoulements instationnaires autour des corps en mouvement ou en rotation stationnaire. En outre, FLOWER a une option, permettant la conception inverse des profils aérodynamiques et des ailes à partir des distributions de pression prescrites.

La procédure de résolution est basée sur un maillage structuré multi-blocs. La topologie d'un maillage structuré multi-blocs facilite le traitement des configurations aérodynamiques complexes. À l'aide d'un module chimère (CHIMERA), la décomposition d'une géométrie complexe en plusieurs composants simples rend le maillage plus facile à générer. La discrétisation des équations est basée sur schémas en volume finis. L'intégration des flux se fait en deux approches, soit le volume de contrôle est centré autour d'un nœud du maillage

(cell vertex), ou il est centré autour des segments d'un élément de maillage (cell centered). Des termes dissipatifs sont explicitement ajoutés afin d'amortir les oscillations à haute fréquence et permettre une résolution suffisamment nette des ondes de choc dans le champ d'écoulement. L'intégration temporelle est réalisée par un schéma explicite de Runge-Kutta hybride ou par un schéma implicite. Afin d'accélérer la convergence, une méthode Multigrid est utilisée. Pour les simulations en régime stationnaire, des méthodes sont utilisées pour accélérer la convergence.

III.2.1 Module Chimère (CHIMERA)

La solution numérique des équations de Navier-Stokes pour les applications où il existe des composants en mouvement est une tâche exigeante. Tout d'abord, le solveur numérique doit être capable de prendre en compte les parties en mouvement, par exemple le rotor principal d'un hélicoptère. La deuxième difficulté est de générer le maillage, en particulier si la topologie du maillage est structuré. Enfin, le temps d'exécution des simulations en régime instationnaire nécessite des algorithmes de solution efficaces afin de minimiser ce dernier.

Une approche pour réduire l'effort pour une simulation numérique est d'utiliser l'approche dite Chimère ou maillage superposé (overlapping mesh) (BENEK et al. 1983). Cette méthode permet de générer les maillages des éléments d'une configuration complexe indépendamment. Dans une étape ultérieure, les maillages sont imbriqués les uns dans les autres avec un chevauchement arbitraire. Le maillage associé au corps mobile se déplace avec le corps sans déformation. La communication entre les maillages est généralement établie par des techniques d'interpolation.

Cette technique permet également de simplifier la génération de maillage pour les géométries complexes. Ceci est obtenu en décomposant la géométrie en composants de forme simple, pour lesquels le maillage des éléments individuellement peut facilement être créé.

III.2.2 Version Rotor

En utilisant le module ROT, FLOWER est capable de calculer les flux sur les maillages mobiles (translation et rotation) pour les simulations stationnaire et instationnaire. Dans ce cas, les équations de Navier-Stokes à moyenne de Reynolds sont résolues, transformées par rapport à un système de référence en rotation et en translation. Dans ce référentiel, les équations sont formulées en termes de vitesses absolues. Si le module ROT est utilisée, des

termes sources supplémentaires sont ajoutés et le code source est modifié. En conjonction avec le module chimère, tous les éléments en mouvement peuvent se déplacer les uns par rapport aux autres ce qui rend la simulation faisable.

III.2.3 Version-DESIGN

Le module design intégré dans le solveur FLOWER permet la mise en œuvre de la conception inverse des profils aérodynamiques. La méthode inverse consiste à fixer une courbe de coefficients de pression (C_p) et à chercher le profil d'aile permettant d'obtenir cette courbe. La distribution de pression sur la surface d'un profil est obtenue à partir d'une solution des équations d'Euler / Navier-Stokes. Au moyen d'une équation potentielle inversée formulée pour de petites perturbations, la différence entre la distribution de pression calculée et la courbe de pression prescrite est minimisée.

III.3 Algorithme de calcul

La résolution numérique des équations moyennes de Reynolds, régissant l'écoulement moyen, et des équations de transport des modèles de turbulence, utilisés dans cette étude, requiert la discrétisation du domaine de calcul ainsi que la discrétisation spatiale et temporelle des équations elles-mêmes.

Le domaine de calcul est décomposé en un nombre fini de sous domaine ou blocs. Chaque bloc est discrétisé en utilisant un maillage structuré composé d'éléments quadrilatéraux tels qu'illustré à la **Figure III-1**. Chaque élément possède une aire Ω_e , de quatre côtés S_1, S_2, S_3 et S_4 ayant pour longueurs respectives $\Delta S_1, \Delta S_2, \Delta S_3$ et ΔS_4 .

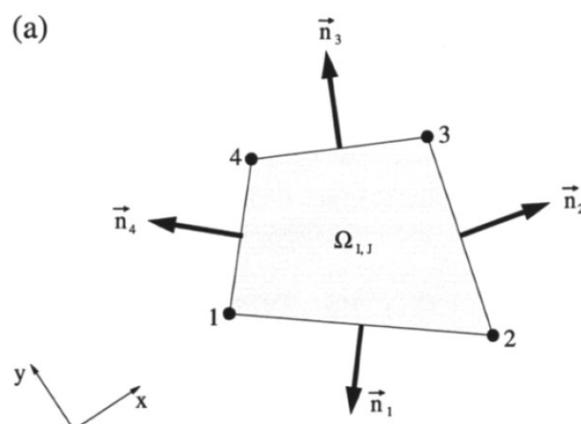


Figure III-1 : Volume de contrôle arbitraire [Blazek (2003)].

III.3.1 Discrétisation des équations de l'écoulement moyen

Le système (II-23) est discrétisé, en espace, à l'aide de la méthode des volumes finis qui nécessite l'emploi de la forme intégrale des équations. Pour un volume de contrôle arbitraire Ω , délimité par la frontière $\partial\Omega$, la forme intégrale du système (II-23) s'écrit:

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega} \nabla \cdot (\mathbf{F} - \mathbf{G}) d\Omega = 0 \quad \text{III-1}$$

Si le volume de contrôle est rigide (Ω constant dans le temps), l'équation (III-1) devient:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{U} d\Omega + \int_{\Omega} \nabla \cdot (\mathbf{F} - \mathbf{G}) d\Omega = 0 \quad \text{III-2}$$

En appliquant le théorème de Gauss au second terme du membre de gauche de l'équation (III-2), cette dernière devient:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{U} d\Omega + \int_{\partial\Omega} (\mathbf{F} - \mathbf{G}) \cdot \mathbf{n} ds = 0 \quad \text{III-3}$$

où \mathbf{n} est la normale unitaire extérieure à $\partial\Omega$.

Les lois de conservation sont appliquées, dans leur forme intégrale (III-3), à chacun des volumes de contrôles élémentaires définis, a priori, par le type de maillage utilisé et le mode choisi pour le stockage des variables de l'écoulement. Pour un volume de contrôle élémentaire Ω_e , l'équation (III-3) s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_e} \mathbf{U} d\Omega + \int_{\partial\Omega_e} (\mathbf{F} - \mathbf{G}) \cdot \mathbf{n} ds = 0 \quad \text{III-4}$$

Ou encore :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_e} \mathbf{U} d\Omega = - \int_{\partial\Omega_e} (\mathbf{F} - \mathbf{G}) \cdot \mathbf{n} ds \quad \text{III-5}$$

Comme on ne connaît pas les distributions des variables conservatives sur Ω_e , celles-ci sont représentées par leurs valeurs moyennes U_e (moyennes spatiales sur le volume de contrôle), définies par:

$$\mathbf{U}_e = \frac{1}{\Omega_e} \int_{\Omega_e} \mathbf{U} d\Omega \quad \text{III-6}$$

L'équation (III-5) devient alors:

$$\frac{\partial(\Omega_e \mathbf{U}_e)}{\partial t} = - \oint_{\partial\Omega_e} (\mathbf{F} - \mathbf{G}) \cdot \mathbf{n} ds \quad \text{III-7}$$

Pour un maillage fixe (Ω_e constant dans le temps), l'équation (III-7) devient:

$$\frac{\partial(\mathbf{U}_e)}{\partial t} = - \frac{1}{\Omega_e} \oint_{\partial\Omega_e} (\mathbf{F} - \mathbf{G}) \cdot \mathbf{n} ds \quad \text{III-8}$$

On a choisi de stocker les valeurs moyennes, \mathbf{U}_e , aux centres des éléments, avec les volumes de contrôle, pour ce mode de stockage, les quadrilatères eux-mêmes (**Figure III-2**).

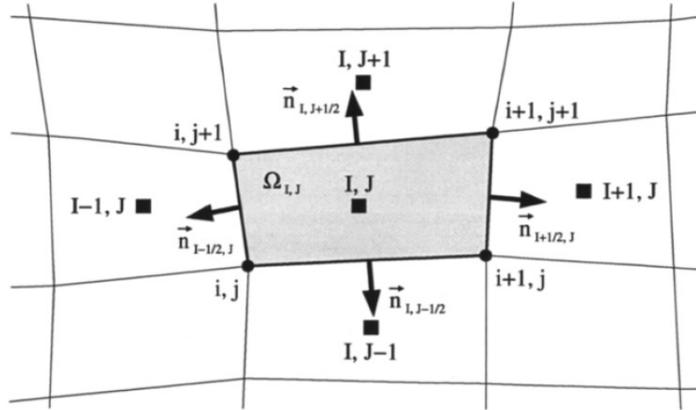


Figure III-2 : Variables conservatives stockées au centre du volume de contrôle [Blazek (2003)].

L'équation (III-8) stipule que le taux de variation de \mathbf{U}_e dans Ω_e est égal au bilan des flux normaux à travers les quatre côtés du quadrilatère considéré. Ces quatre côtés forment la frontière $\partial\Omega_e$, du volume de contrôle élémentaire. Ce bilan est approximé par:

$$\oint_{\partial\Omega_e} (\mathbf{F} - \mathbf{G}) \cdot \mathbf{n} ds = \sum_{i=1}^4 (\mathbf{F}_i - \mathbf{G}_i) \cdot \mathbf{n}_i \cdot \Delta\mathbf{S}_i \quad \text{III-9}$$

La forme semi-discrète de l'équation (III-8) s'écrit alors:

$$\frac{\partial \mathbf{U}_e}{\partial t} = - \frac{1}{\Omega_e} \sum_{i=1}^4 (\mathbf{F}_{ni} - \mathbf{G}_{ni}) \cdot \Delta\mathbf{S}_i = -R(\mathbf{U}_e) \quad \text{III-10}$$

Où Ω_e est l'aire du quadrilatère considéré et $\mathbf{F}_{ni} = \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{n}_i$ et $\mathbf{G}_{ni} = \mathbf{G}_i \cdot \mathbf{n}_i$ les flux convectifs et visqueux, respectivement, à travers le côté j de longueur $\Delta\mathbf{S}_i$. $R(\mathbf{U}_e)$ s'appelle le résidu.

Le problème de la détermination de \mathbf{U}_e dans chaque quadrilatère du maillage est réduit alors à l'évaluation des flux \mathbf{F}_n et \mathbf{G}_n à travers les quatre faces de l'élément considéré.

III.4 Évaluation des flux

III.4.1 Évaluation des flux convectifs

Le stockage des valeurs moyennes des variables de l'écoulement aux centres des volumes de contrôle induit des discontinuités (sauts), dans les variables, à chaque interface entre deux quadrilatères adjacents. Selon la théorie des équations hyperboliques d'Euler, ces sauts génèrent des problèmes de Riemann locaux où l'information est propagée, de part et

d'autre de l'interface, par les différents phénomènes d'ondes rencontrés en dynamique des gaz.

Dans un écoulement unidimensionnel, le problème de Riemann, qui se manifeste comme une discontinuité entre deux états uniformes du fluide, est défini comme le problème aux valeurs initiales suivant:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0 \quad \text{III-11}$$

Avec
$$U(x, 0) = \begin{cases} U_L & \text{pour } x \leq 0 \\ U_R & \text{pour } x \geq 0 \end{cases} \quad \text{III-12}$$

Où l'indice L indique les valeurs des variables conservatives à gauche de l'interface considérée et l'indice R celles à droite (**Figure III-3**).

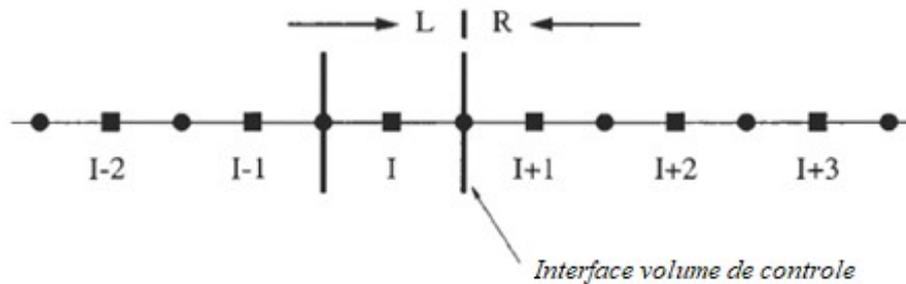


Figure III-3 : Position des variables conservatives par-rapport la face du volume de contrôle [Blazek (2003)].

Dans FLOWER, on peut choisir le schéma de discrétisation appropriée à notre configuration en introduisant un flag (un chiffre) dans un fichier script nommé 'steady.dat' pour les calculs stationnaire et 'unsteady.dat' pour les simulations instationnaires. Le schéma central adopté dans cette étude pour évaluer les flux convectifs, F_n , avec l'ajout d'une dissipation artificielle est choisi pour discrétiser les flux convectifs des équations de Navier-Stokes. L'idée de base de ce schéma est de calculer les flux convectifs à une face du volume de contrôle à partir de la moyenne arithmétique des variables conservatrices des deux côtés de la face. Une dissipation artificielle (qui est similaire à un flux visqueux) doit être ajoutée pour la stabilité. Le schéma a d'abord été mis en œuvre pour les équations d'Euler par Jameson et al. (1981). En raison des noms des auteurs, il est également abrégé au schéma JST.

Le flux convectif évalué à une interface quelconque d'un volume de contrôle est :

$$F_n \Delta S = \frac{1}{2} [F_R + F_L] \Delta S \quad \text{III-13}$$

Afin de stabiliser le schéma centre, un terme de dissipation artificielle $D(U)$ est ajouté. Le flux numérique devient alors :

$$F_n \Delta S = \frac{1}{2} [F_R + F_L] \Delta S - D(U) \quad \text{III-14}$$

Le coefficient $D(U)$ doit être positif pour obtenir un schéma stable et doit permettre de maintenir la précision à l'ordre 2.

Les schémas upwind permettant d'évaluer les flux convectifs, F_n , à travers une interface donnée, en résolvant les problèmes de Riemann qui s'y manifestent, connus sous le nom des solveurs de Riemann ou de type Godunov. Le plus utilisé d'entre eux est le schéma de Roe (1981). Ce dernier a été choisi pour évaluer les flux convectifs à travers les faces des volumes de contrôle pour les équations de la turbulence. Basé sur la division de la différence des flux, il offre l'avantage d'être moins coûteux et possède la propriété de bien capter les discontinuités.

III.4.2 Évaluation des flux visqueux

L'évaluation des flux visqueux requiert les valeurs des gradients des vitesses, $\nabla \mathbf{u}$, et de la température, ∇T , à chaque interface du volume de contrôle, pour calculer les contraintes de cisaillement τ et les flux de chaleur \mathbf{q} intervenant dans le calcul de G_n . Les gradients au milieu de chaque interface sont déterminés à partir de leurs valeurs aux nœuds, un volume de contrôle auxiliaire est construit, ce volume est centré à l'interface des deux éléments voisins (Figure III-4).

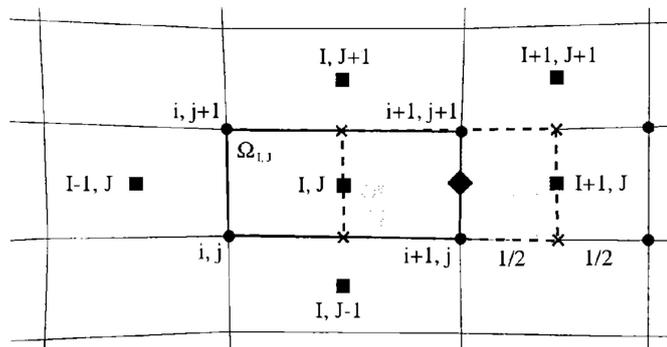


Figure III-4: Détermination du gradient pour chaque face de volume de contrôle [Blazek (2003)].

Pour évaluer le gradient à l'interface, il faut intégrer le variable à calculer sur les frontières du volume de contrôle auxiliaire. Cela correspond à une pondération par l'aire de cette cellule, par exemple dans la direction x :

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{1}{\Omega'} \int_{\partial\Omega'} U dS' \approx \frac{1}{\Omega'} \sum_{j=1}^4 U_j \cdot \mathbf{n}_j \cdot \Delta S'_j \quad \text{III-15}$$

Où Ω' est l'aire de l'élément auxiliaire, $\Delta S'_j$ est le segment de la face j . les valeurs U_j sont les moyens arithmétiques des cellules voisins.

III.5 Discrétisation temporelle

La prédiction des charges aérodynamiques instables sur les ailes joue un rôle croissant dans la phase de conception de l'avion. Il est donc nécessaire de développer des schémas numériques qui produisent des solutions précises pour un temps de calcul raisonnables. Après l'évaluation des flux convectifs et visqueux, le système d'équations (III-10) est intégré dans le temps. Les algorithmes de calcul des flux instationnaires sont de deux types principaux, explicites et implicites. Pour FLOWER, on peut choisir l'un des deux schémas d'intégration. Les schémas explicites sont soumis à des conditions de stabilité sévères. Ces schémas nécessitent des pas de temps très petit, car le pas de temps global doit remplir la condition CFL pour toutes les volumes de contrôle. En outre, des techniques d'accélération de la convergence utilisées ne peuvent pas être utilisées, car elles détruisent la précision temporelle [Aumann et al. (2007)]. FLOWER utilise un schéma explicite populaire à pas de temps multi-étages (schémas de Runge-Kutta), où la solution est avancée en plusieurs étapes (5 étapes) et le résiduel est évalué aux états intermédiaires. Les coefficients sont utilisés pour pondérer les résidus à chaque étape. Les coefficients peuvent être optimisés pour élargir la zone de stabilité et améliorer les propriétés d'amortissement du schéma et donc sa convergence et sa robustesse.

La variation temporelle d'un variable de l'écoulement dans un volume de contrôle arbitraire s'écrit :

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} = -R(U_e) \quad \text{III-16}$$

L'intégration par rapport au temps comme démontré par Jameson (1991) est comme suit :

$$U_e^{(0)} = U_e^{(n)} \quad \text{III-17}$$

$$\mathbf{U}_e^{(1)} = \mathbf{U}_e^{(0)} - \alpha(1)\Delta t R^0(\mathbf{U}_e) \quad \text{III-18}$$

$$\mathbf{U}_e^{(a)} = \mathbf{U}_e^{(0)} - \alpha(a)\Delta t R^{a-1}(\mathbf{U}_e) \quad \text{III-19}$$

$$\mathbf{U}_e^{(n+1)} = \mathbf{U}_e^{(a)} \quad \text{III-20}$$

Dans FLOWER, on peut choisir le schéma d'intégration avec le flag STEPTYPE. En définissant STEPTYPE à une valeur 1, FLOWER calcule le pas de temps global maximal garantissant la stabilité du schéma explicite. Les techniques d'accélération de la convergence sont désactivées. En utilisant STEPTYPE = 2, le pas de temps peut être choisie par l'utilisateur (TIMESTEP). Dans ce cas, une forme modifiée du lissage résiduel implicite est utilisée où il est nécessaire pour stabiliser le calcul (le pas de temps maximum autorisé est plus petit que le pas de temps défini par l'utilisateur). L'intégration des équations par un schéma implicite aide à contourner la limitation du pas de temps des schémas explicites.

Jameson a développé une approche implicite multi-grille très efficace pour la résolution des équations instables d'Euler [Jameson (1991)] appelée "méthode à deux temps". En utilisant des différences centrales dans l'espace et une discrétisation implicite en plusieurs étapes dans le temps, un grand ensemble d'équations non linéaires simultanées est formé et amené à l'état stationnaire en pseudo-temps grâce à un algorithme multi-grille dans chaque pas de temps physique. Ce schéma a été étendu à la solution des écoulements visqueux instationnaires. L'intégration des équations par rapport au temps en utilisant un schéma de second ordre en choisissant un volume de contrôle arbitraire donne :

$$\frac{3\mathbf{U}_e^{n+1}}{2\Delta t} - \frac{2\mathbf{U}_e^n}{\Delta t} + \frac{\mathbf{U}_e^{n-1}}{2\Delta t} + R(\mathbf{U}^{n+1}) = 0 \quad \text{III-21}$$

Cette équation est non linéaire en raison de la présence du terme $R(\mathbf{U}^{n+1})$ et ne peut pas être résolue directement. Pour résoudre cette équation itérativement, Jameson a modifié l'équation (III-21) d'une manière à ajouter un temps fictif :

$$\frac{d\mathbf{U}_e}{dt'} + R^{t'}(\mathbf{U}_e) = 0 \quad \text{III-22}$$

Avec le résidu modifié :

$$R^{t'}(\mathbf{U}_e^{n'}) = \frac{3\mathbf{U}_e^{n'}}{2\Delta t} - \frac{2\mathbf{U}_e^n}{\Delta t} + \frac{\mathbf{U}_e^{n-1}}{2\Delta t} + R(\mathbf{U}^{n'}) \quad \text{III-23}$$

Pour chaque pas de temps physique (n+1) calculé, plusieurs sous itérations sont effectuées (compteur n') jusqu'à atteindre un état pseudo stationnaire :

$$t' \rightarrow \infty \text{ (état pseudo stationnaire)} \Rightarrow \begin{cases} \frac{d\mathbf{U}_e}{dt'} \rightarrow 0 \\ \mathbf{U}_e^{n'} \rightarrow \mathbf{U}_e^{n+1} \end{cases}$$

III.6 Accélération de la convergence

Pour un simple algorithme de calcul par itération, les équations sont résolues uniquement sur un maillage donné. Le taux de convergence associé à cet algorithme est généralement acceptable au début du calcul, mais il se dégrade rapidement en raison d'un mauvais amortissement des erreurs de basse fréquence. La méthode multi-grille, dans laquelle un regroupement des éléments du maillage fin pour construire différents niveaux de maillages grossier, est utilisée pour éliminer ces erreurs. Cette méthode peut améliorer considérablement le taux de convergence de l'algorithme. L'approche multi-grille disponible dans FLOWER utilise une séquence de maillage N_0, N_1, \dots, N_L , où N_L désigne le maillage la plus fin. Le maillage le plus fin sert à amortir les erreurs de haute fréquence, tandis que les maillages les plus grossiers amortissent les erreurs de basse fréquence.

Un cycle multi-grille commence par un calcul des équations de Navier-Stokes au niveau de maillage le plus fin. Le champ d'écoulement calculé avec ces variables est ensuite transféré au maillage le plus grossier suivant, où il est utilisé pour effectuer de nouveau un calcul des équations à ce niveau. Le processus continue de niveau à l'autre jusqu'à ce que le niveau de grille le plus grossier soit atteint. Après qu'un calcul est effectué au dernier niveau, la solution est interpolée de retour "en haut" du cycle. FLOWER dispose de quatre options de cycles multi-grilles de type W et V (**Figure III-5**). Les cycles W sont généralement préférés car leur efficacité est supérieure en raison du calcul supplémentaire effectué au niveau du maillage grossier.

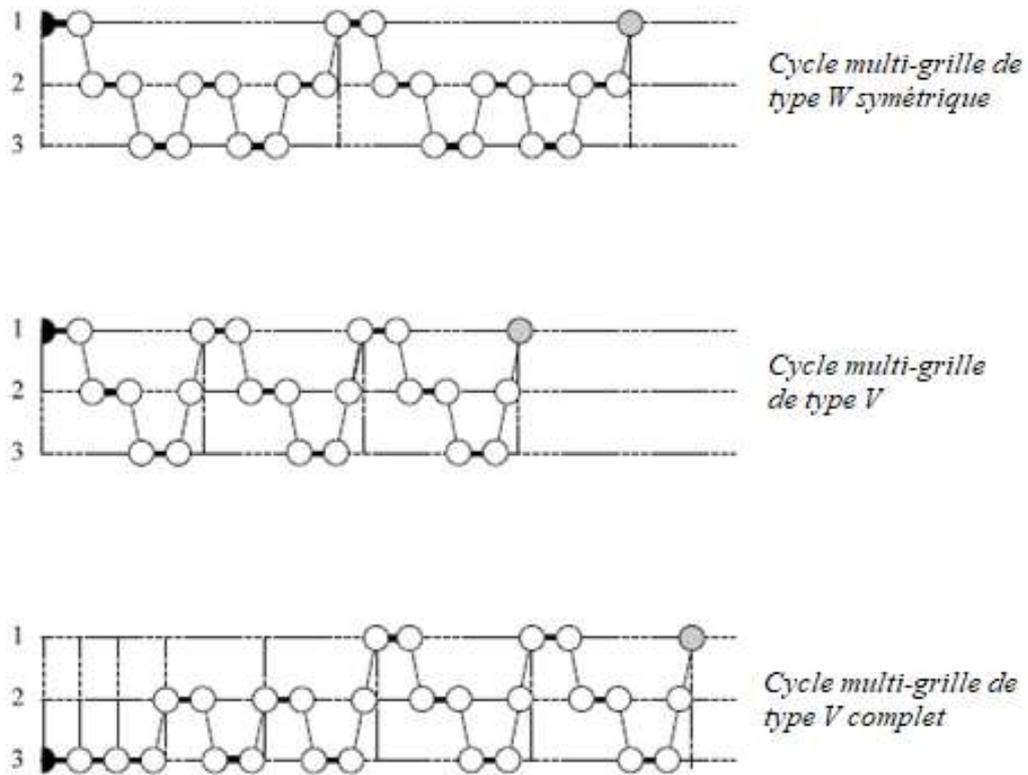


Figure III-5 : schémas des cycles multi-grid [Aumann et al. (2007)].

III.7 Condition aux limites

Toute simulation numérique d'un domaine subdivisé en sous domaines (multi-blocs) ne peut prendre en compte qu'une partie du domaine physique réel du système. La troncature du domaine conduit à des frontières artificielles, où nous devons prescrire des valeurs de certaines quantités physiques. De plus, les parois solides exposées à un écoulement représentent les limites naturelles du domaine physique. L'incorporation des conditions aux limites nécessite un traitement particulier. Une implémentation incorrecte peut entraîner une simulation inexacte du système réel. De plus, la stabilité et la vitesse de convergence du schéma de la solution peuvent être influencées négativement. Comme les variables de l'écoulement moyen sont stockées aux centres des quadrilatéraux, les conditions aux frontières sont imposées en utilisant des éléments fictifs du côté extérieur de chaque frontière. Ces éléments représentent les cellules miroirs des éléments adjacents à la frontière considérée.

FLOWER traite les blocs plus ou moins indépendamment les uns des autres, ce qui ne peut être fait correctement qu'en échangeant les données de la solution actuelle aux interfaces des blocs avant chaque pas de temps. Chaque bloc est entouré d'une ou deux couches de cellules fictives ou "fantômes", qui sont utilisées pour la formulation des conditions aux

limites. Aux intersections des blocs, ces cellules fictives correspondent à celles de leur bloc voisin et y portent la solution à la frontière. La largeur de chevauchement de ces intersections détermine l'ordre de précision qui pourrait être obtenu à ces limites. Le code FLOWER a une option qui permet la sélection du nombre de couches fictives par l'utilisateur, afin de maintenir la précision du second ordre dans l'espace aux intersections des blocs.

Le nombre des conditions aux frontières à imposer à une frontière donnée dépend des caractéristiques physiques locales de l'écoulement.

III.7.1 Parois solides

Pour un fluide visqueux autour d'une paroi solide, la vitesse relative entre la surface et le fluide adjacent à la surface est supposée être nulle. Par conséquent, nous parlons de conditions aux limites d'adhérence 'non-slip'. Dans les éléments fictifs (**Figure III-6**) d'une paroi solide, la condition d'adhérence doit être respectée. Dans le cas d'une surface de paroi stationnaire adiabatique, Les composantes normale et tangentielle de la vitesse dans les cellules miroirs (fictives) sont réfléchies. La densité et l'énergie sont extrapolées de l'intérieur du domaine. Ces conditions s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \mathbf{u}_1 = -\mathbf{u}_2, \mathbf{v}_1 = -\mathbf{v}_2 \\ \rho_1 = \rho_2 \\ E_1 = E_2 \end{cases}$$

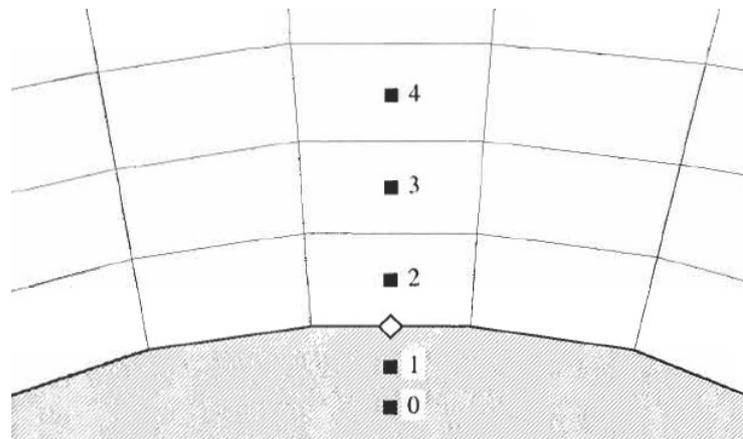


Figure III-6 : cellules effectives pour la condition au limite de type paroi solide [Blazek (2003)].

III.7.2 Limites à l'infini

La simulation numérique des écoulements externes autour des profils aérodynamiques, des ailes et autres doivent être effectuées dans un domaine limité. Pour cette raison, les

conditions aux limites à l'infini deviennent nécessaires. La mise en œuvre des conditions aux limites du champ à l'infini doit remplir deux conditions de base. Premièrement, la troncature du domaine ne devrait pas avoir d'effets notables sur la solution par rapport au domaine illimité. Deuxièmement, aucune perturbation sortante ne doit être réfléchi dans le champ d'écoulement. En raison de leur nature elliptique, les problèmes d'écoulement subsonique et transsonique sont particulièrement sensibles aux conditions aux limites à l'infini [Balzek (2003)]. Une mise en œuvre inadéquate peut entraîner un ralentissement significatif de la convergence vers l'état stationnaire. De plus, la précision de la solution risque d'être influencée négativement.

En fonction du signe des valeurs propres du flux convectif Jacobien ou l'information est transportée hors ou dans le domaine de calcul le long des caractéristiques, le nombre de conditions aux limites à imposer à une frontière donnée dépend des caractéristiques physiques locales de l'écoulement. Les conditions restantes doivent être déterminées à partir de la solution à l'intérieur du domaine. L'approche de Whitfield et Janus (1984) est basée sur la forme caractéristique des équations d'Euler unidimensionnelles normales à la frontière. La méthodologie s'est trouvée très performante sur des maillages structurées et non structurées dans une variété de cas d'écoulement. Les deux situations d'écoulement de base à l'infini sont démontrées à la **Figure III-7**. Le flux peut entrer ou il peut quitter le domaine. Par conséquent, dans la présente étude, le régime d'écoulement étudié est subsonique (nombre de Mach inférieur à 1), deux types différents de conditions aux limites à l'infini doivent être traités:

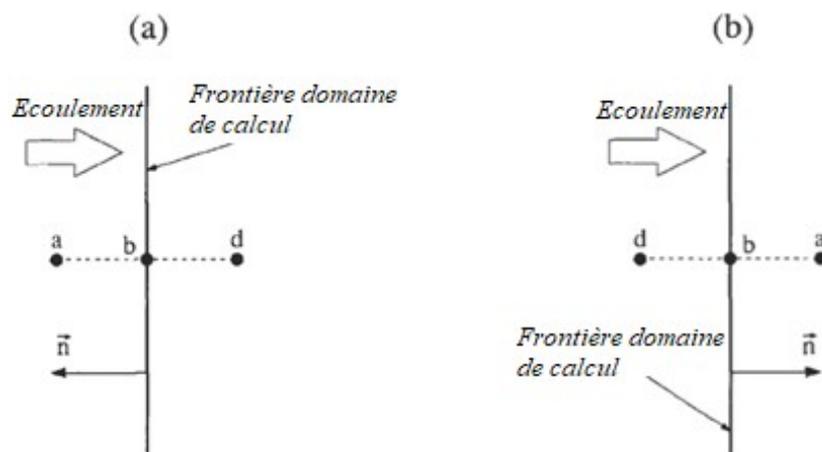


Figure III-7 : condition au limite de type infini, (a) entrée du domaine, (b) sortie du domaine [Blazek (2003)].

III.7.3 Entrée subsonique

Pour une entrée subsonique, trois variables (densité et deux composantes de vitesse) sont définis sur la base des valeurs à la limite du domaine physique (free-stream) et une variable (pression) extrapolée de l'intérieur du domaine physique :

$$p_b = \frac{1}{2} \{ p_a + p_d - \rho_0 c_0 [n_x(u_a - u_d) + n_y(v_a - v_d)] \} \quad \text{III-24}$$

$$\rho_b = \rho_a + \frac{(p_b - p_a)}{c_0^2} \quad \text{III-25}$$

$$u_b = u_a - n_x \frac{(p_a - p_b)}{(\rho_0 c_0)} \quad \text{III-26}$$

$$v_b = v_a - n_y \frac{(p_a - p_b)}{(\rho_0 c_0)} \quad \text{III-27}$$

Où ρ_0 et c_0 représentent l'état de référence.

III.7.4 Sortie subsonique

Dans le cas d'un écoulement subsonique, trois variables d'écoulement (densité et deux composantes de vitesse) doivent être extrapolées à l'intérieur du domaine physique. La quatrième variable restante (pression) doit être spécifiée à l'extérieur. Les variables primitives à la limite du champ physique sont obtenues à partir de Whitfield et Janus (1984) :

$$p_b = p_a \quad \text{III-28}$$

$$\rho_b = \rho_d + \frac{(p_b - p_d)}{c_0^2} \quad \text{III-29}$$

$$u_b = u_d + n_x \frac{(p_a - p_b)}{(\rho_0 c_0)} \quad \text{III-30}$$

$$v_b = v_d + n_y \frac{(p_a - p_b)}{(\rho_0 c_0)} \quad \text{III-31}$$

Avec p_a étant la pression statique.

Les propriétés physiques dans les cellules fictives peuvent être obtenues par extrapolation linéaire à partir des états b et d.

III.8 CHIMERE

La technique Chimère a été introduite en 1983 [Benek et al. (1983)]. L'idée de la technique Chimère est d'utiliser des maillages séparés qui se superposent pour discrétiser le

domaine de calcul afin de simuler les écoulements autour des objets complexes. Chacun résoud une partie de l'écoulement et transmet de l'information de cet écoulement aux autres grilles. Pour cette raison, il faut créer une information d'inter-connectivité pour l'ensemble des grilles constituant le système. Un exemple de la technique chimère utilisée pour discrétiser un profil aérodynamique est représenté sur la figure III-8, à gauche, où le maillage autour du profil est superposé dans un autre maillage (**Figure III-8**, à gauche). Les grilles autour du corps solide sont souvent appelées maillage dominant. Le maillage dominant chevauche avec les maillages dominés afin de créer un domaine de connectivité. Le problème d'assemblage des grilles superposées consiste à traiter le système de maillage de manière à ce que les maillages dominants soient identifiés dans les régions de superposition (**Figure III-8**, à droite).

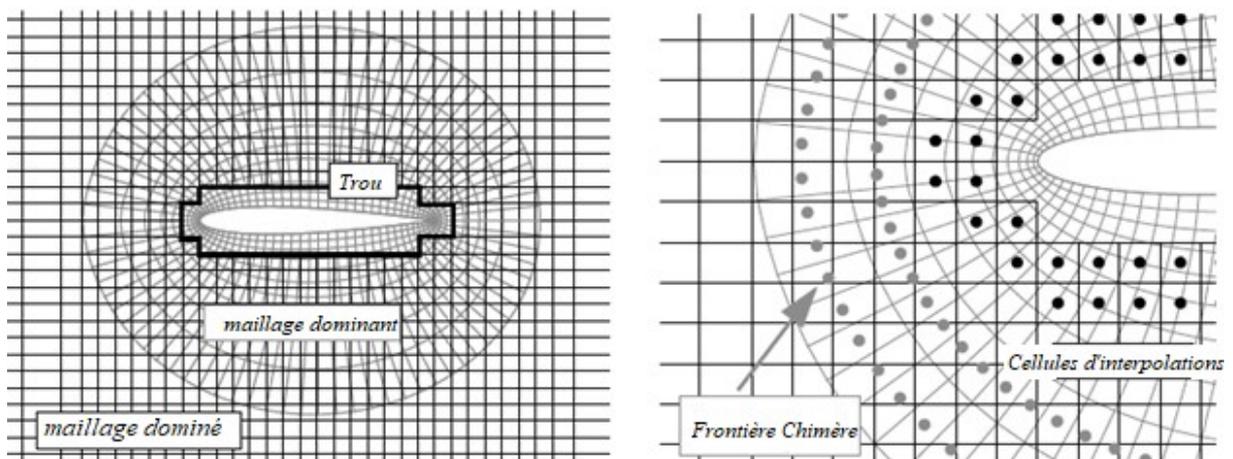


Figure III-8 : la technique Chimère [Aumann et al. (2007)].

III.8.1 Coupe de trou (Hole cutting)

La première étape d'un calcul Chimère consiste à identifier les points situés à l'intérieur de géométries solides (maillage cartésien dans la **Figure III-9**). L'ensemble des cellules identifiées durant cette procédure représente un trou. Maintenant, tous les points de maillage recouvrant le corps solide sont vérifiés, s'ils sont à l'intérieur du maillage auxiliaire. Cette identification permet d'éviter que des cellules soient utilisées pour effectuer un calcul là où le fluide ne peut se rendre

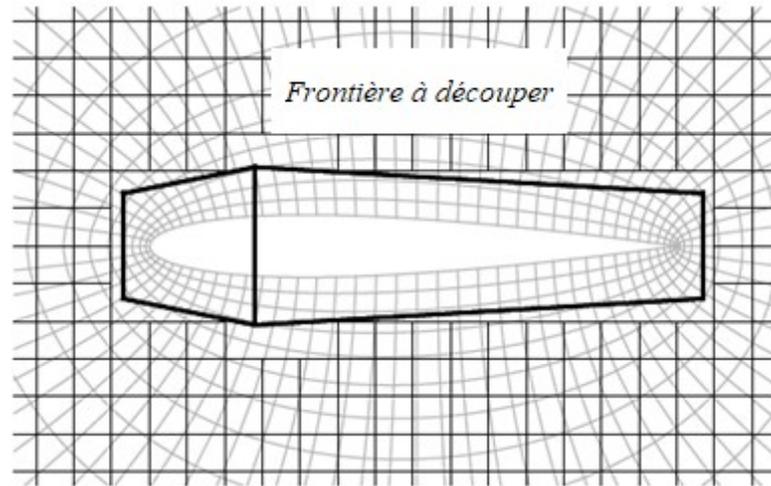


Figure III-9 : Découpage frontière de l'élément à maillé [Aumann et al. (2007)]

III.8.2 Identification des cellules interpolées et donneuses

Cette étape sert à associer les cellules réceptrices à leurs donneuses respectives. La communication entre les grilles qui se chevauchent est établie en interpolant les données provenant de différentes grilles. Elle va effectivement créer le lien de communication au sein du système de grille. Pour configurer l'interpolation, il faut d'abord identifier les cellules d'interpolation. Dans FLOWER, deux couches de cellules d'interpolation sont nécessaires aux limites des maillages superposés, voir la **Figure III-10**. FLOWER possède trois algorithmes de recherche suivants :

- Arbre de recherche de type ADT (Alternating Digital Tree) : permet de classer les points les uns par rapport aux autres, Cette méthode est très robuste et fournit une vitesse de recherche rapide.
- Méthode de recherche spécialisée pour les maillages cartésiens (équidistant and non équidistant point distribution) : Cette méthode est basée sur une recherche unidirectionnelle. Elle est appliquée indépendamment pour chaque direction de maillage. Au lieu de chercher une fois sur un maillage 3D, la recherche est simplifiée à trois recherches pour chaque direction 1D. Cela réduit considérablement le temps de recherche et économise la mémoire.
- La technique de recherche par gradient : Cette approche consiste à localiser les cellules interpolées et leurs donneuses en parcourant, grâce à un critère d'intersection, plusieurs donneuses potentielles à partir d'un point de départ sur lequel le gradient peut être évalué.

Pour obtenir une bonne efficacité, l'algorithme nécessite que le point de départ soit suffisamment proche de la cellule donneuse.

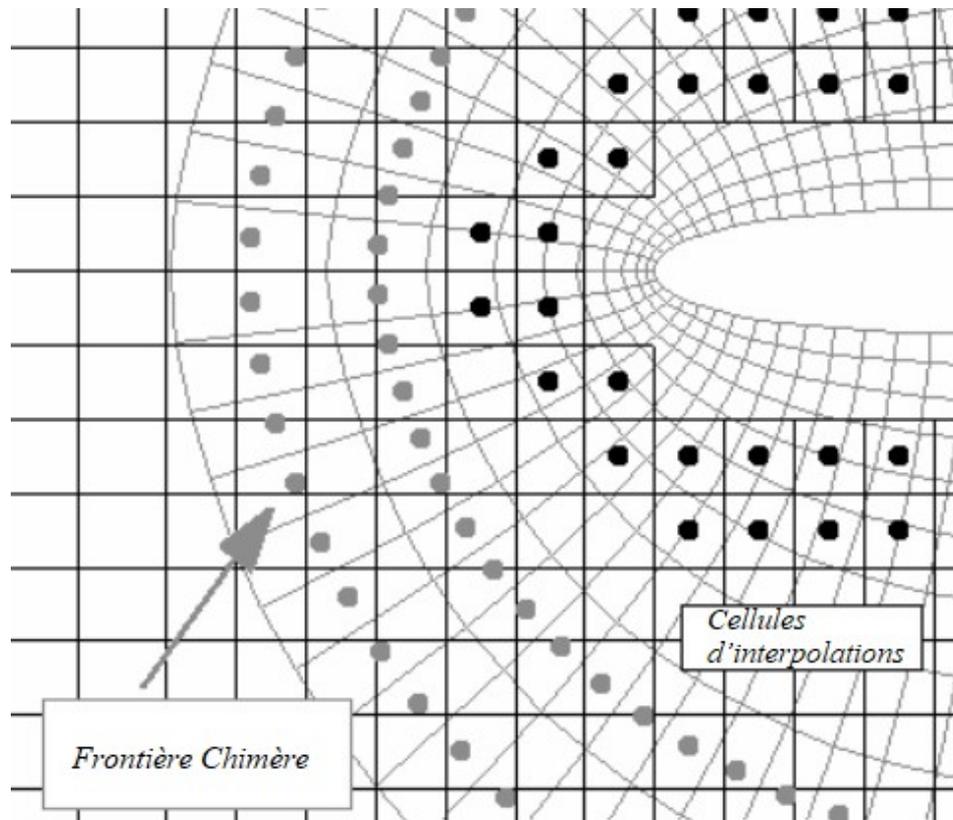


Figure III-10 : Identification des cellules d'interpolations [Aumann et al. (2007)].

Chapitre IV

Résultats et discussions

IV.1 Introduction

Toutes approches conçues pour atténuer les effets des interactions aile-tourbillons doivent le faire dans les limites des pertes de performance acceptables. Les méthodes actuellement disponibles sont adaptées à de nouvelles conceptions, mais leur application est limitée par leur efficacité et des compromis économiques. En alternative, le mécanisme d'une aile poreuse est une technique neutre en matière de poids qui peut être facilement incorporée dans les nouveaux modèles et qui convient parfaitement à la modernisation des modèles existants. Le but de cette étude est d'identifier un moyen pour réduire les effets de l'interaction aile-tourbillons en appliquant une matrice poreuse sur des parties sélectionnées de la surface exposée. Dans un premier lieu, les tourbillons dans la présente étude ont été représentés en fixant un générateur de tourbillons en amont de l'aile, ce mécanisme produit continuellement des tourbillons de type Von-Karman. Autre mécanisme qui attire l'attention, est de générer un nombre discret des tourbillons. Cette approche est complétée par l'installation d'une plaque tournante devant l'aile. Un nombre discret des tourbillons se détachent et se dirigent vers l'aile par convection de l'écoulement moyen. Les paramètres liés à la porosité sont la couverture de la région poreuse par rapport le périmètre de l'aile et leur distribution. Un mécanisme est considéré viable s'il atténue les perturbations liées à la rencontre des tourbillons, s'il n'altère pas la performance du profil aérodynamique, mesurée en matière de changement relatifs des coefficients de portance et de traînée.

Les différentes techniques de résolution numérique, décrites dans le chapitre précédent, qui y ont intégré dans le solveur FLOWER, ont été appliquées pour calculer des écoulements externes autour des ailes solides et poreuses. Afin d'évaluer les performances du code FLOWER, un calcul simple (2D) a été réalisé sur un profil aérodynamique WTEA-TE1 [Tang(1985)] placé dans un écoulement uniforme. Les mesures réelles de la turbulence atmosphérique rapportées par Riedel et Sitzman (1998) situent l'intensité de turbulence typique autour de $Tu = 0,05\%$ à un nombre de Mach $Ma = 0,5$ et de nombre de Reynolds

$Re_c/c = 7 \times 10^6$). À l'heure actuelle, aucun modèle numérique ne peut contenir toutes les échelles de fréquences et de longueur d'ondes qui prévaudront sur un modèle de tourbillons réel. Le présent modèle ne tient compte que de l'effet qualitatif d'un système de tourbillons bien défini lorsqu'ils s'approchent de l'aile dans des conditions de vol typiques. Il s'agirait à tous égards d'un exercice démonstratif pour comprendre les effets globaux d'un impact instationnaire sur un vol par ailleurs typique.

IV.2 Configurations et maillages

IV.2.1 Profil WTEA-TE1

a. Solide

Un modèle d'aile supercritique laminaire a été choisi pour les exercices de simulation performés dans la présente étude. Le modèle de profil aérodynamique supercritique a été conçu et fabriqué par 'de Havilland Aircraft du Canada Ltd' en 1985 [Tang (1985)], qui a ensuite été acheté par Bombardier Aéronautique. Ce modèle a été conçu pour des conditions de croisière avec un nombre de Mach de 0,75 et un coefficient de portance de 0,6. La section aérodynamique du modèle est le profil aérodynamique WTEA-TE1 avec un bord de fuite plat. Le rapport épaisseur/corde est de 16%. L'aile a une corde de 0,3048 m et une envergure de 1,12 m (voir la **Figure IV-1**). Comme les données de la géométrie de l'aile n'étaient pas disponibles, la section du profil aérodynamique a été construite à partir des 80 points de prise de pression mesurés sur les surfaces inférieure et supérieure de l'aile. Le bord de fuite de l'aile est plat et a une épaisseur de 0,5% de la corde.

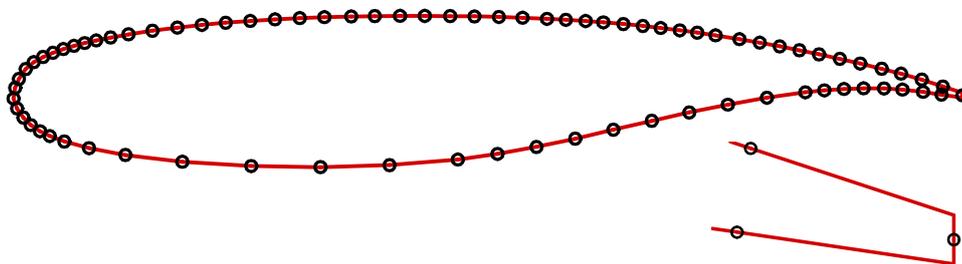


Figure IV-1 : Profil 'de Havilland WTEA-TE1' avec les endroits de prise de pression et un zoom sur le bord de fuite.

b. Poreux

Les calculs de l'écoulement autour d'une aile poreuse ont été effectués en utilisant deux valeurs de porosité: 11% et 22% de la surface du profil et couvrant seulement 50% de la corde du bord d'attaque (**Figure IV-2**). La surface poreuse est construite en forant 21 trous sur chacune des surfaces supérieure et inférieure du profil, comme le montre la **Figure IV-3**. En considérant une corde de longueur de 304,8 mm, les trous de la matrice poreuse de 22% ont un diamètre de 1,94 mm, l'épaisseur de matrice poreuse est de 0,93 mm et la profondeur de la cavité en dessous est de 3,59 mm. La deuxième valeur de la porosité de 11% est obtenue en réduisant les diamètres des trous à la moitié. Les trous de la matrice poreuse et la cavité sont maillés et résolus directement. De cette façon, l'écoulement a naturellement négocié son parcours à travers les trous et la cavité.

La **Figure IV-4** montre un modèle CAD 3D de l'aile testée. Les deux parties perforées constituent deux plaques démontables, afin de faciliter l'installation de la maquette et minimiser le coût du projet.

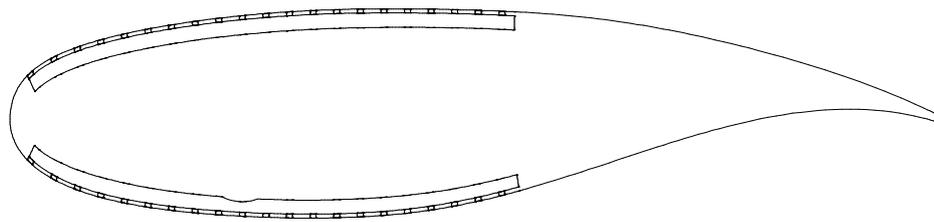


Figure IV-2: Profil 'de Havilland WTEA-TE1' poreux.

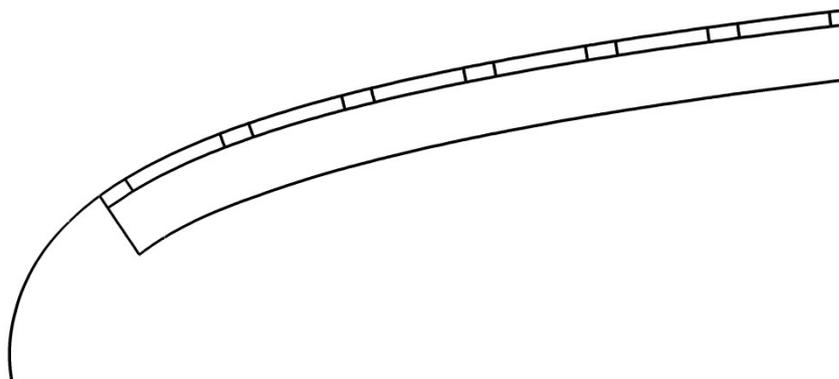


Figure IV-3: schéma des trous et de la cavité en dessous.



Figure IV-4: modèle CAD 3D de l'aile poreuse.

IV.2.2 Modèle profil WTEA-TE1

a. Générateur des tourbillons

Il est difficile de capturer tout le spectre d'un événement de turbulence typique rencontré par un avion et d'étudier l'influence de ses effets sur la réponse aérodynamique de l'avion dans un exercice de simulation. Cependant, un bon aperçu peut être obtenu en comprenant les impacts des tourbillons lorsqu'ils rencontrent un profil aérodynamique. Deux configurations ont été considérées dépendantes de générateur des tourbillons. L'effet de la turbulence atmosphérique a été imité par les tourbillons de Von Kármán émanant d'un cylindre circulaire installé en amont du profil à une distance de 0.96m au bord d'attaque (**Figure IV-5**). Le diamètre de cylindre a été pris égale $1/3$ de la corde. Le sillage du cylindre contenait alternativement des tourbillons contrarotatifs, qui interagissaient avec la structure aérodynamique d'une manière régulière à des fréquences distinctes. Dans le cas considéré, les simulations ont été effectuées pour les profils solide et poreux.



Figure IV-5: Modèle profil WTEA-TE1/générateur des tourbillons
(cylindre circulaire)

b. Plaque rotative

Les charges instationnaires provenant d'un vortex prescrit pourraient être un bon exemple pour imiter un événement soudain de la turbulence atmosphérique où la simulation fournit une indication claire de la viabilité de concept étudié. À cette fin, nous avons étudié les effets d'un vortex distinct émanant d'une plaque plane en rotation lorsque celui-ci s'empieète le profil WTEA-TE1 (**Figure IV-6**), le champ d'écoulement calculé suit sa direction

vers le profil aérodynamique. Les charges aérodynamiques sur le profil WTEA-TE1 solide sont ensuite comparées aux résultats correspondant à celles du profil poreux.



Figure IV-6: Modèle profil WTEA-TE1/plaque rotative.

IV.3 Topologie et maillages

Afin d'établir les performances du solveur FLOWER, le maillage doit présenter une qualité définie par les mesures d'orthogonalité, en particulier aux parois solides. La génération de maillage est le facteur crucial pour toutes simulations numériques et peut considérablement influencer la précision et le temps d'exécution. Elle consomme beaucoup de temps dans le cycle d'une simulation numérique, d'où la nécessité d'y accorder une attention particulière. Avant de commencer la génération de maillage d'un domaine quelconque, il faut réfléchir à sa topologie. Cette tâche est accompli en utilisant le progiciel commercial ICEM-CFD (2011), une combinaison de topologies de type C et O avec la subdivision du domaine en multi-blocs a été considérée. La Figure IV-7 et la Figure IV-8 montrent la topologie et la distribution du maillage sur les deux configurations WTEA-TE1/cylindre circulaire étudiés (solide et poreuse). Le domaine est devisé en 31 blocs pour le cas du profil solide et en 87 blocs pour le cas du profil poreux.

Pour assurer une valeur de y^+ inférieure à 2, le premier nœud de la paroi solide a été fixé à 5×10^{-6} . Pour ne pas altérer les simulations numériques, le farfield (l'infini du domaine) est pris à une distance 40 fois la corde du profil. Sur la base de simulations précédentes (Mamou et al (2008)), une distribution de maillage raffinée a été considérée avec 301 cellules autour du cylindre et 281 cellules dans son sillage jusqu'au bord d'attaque du profil. Pour avoir un nombre suffisant des cellules dans la cavité et à travers les pores, une distribution dense a été envisagée autour de la matrice poreuse. Chacun des 42 trous était constitué de 13×25 mailles (Figure IV-9). Un total de 1622 cellules a été obtenu autour du profil poreux, soit 360000 cellules pour tout le domaine. Pour le profil solide, le tiers du nombre total de cellules a été considéré et 164 000 cellules pour tout le domaine. Notons que la topologie de maillage des profils solide/poreux sans générateur des tourbillons était similaire à celle des cas précédents.

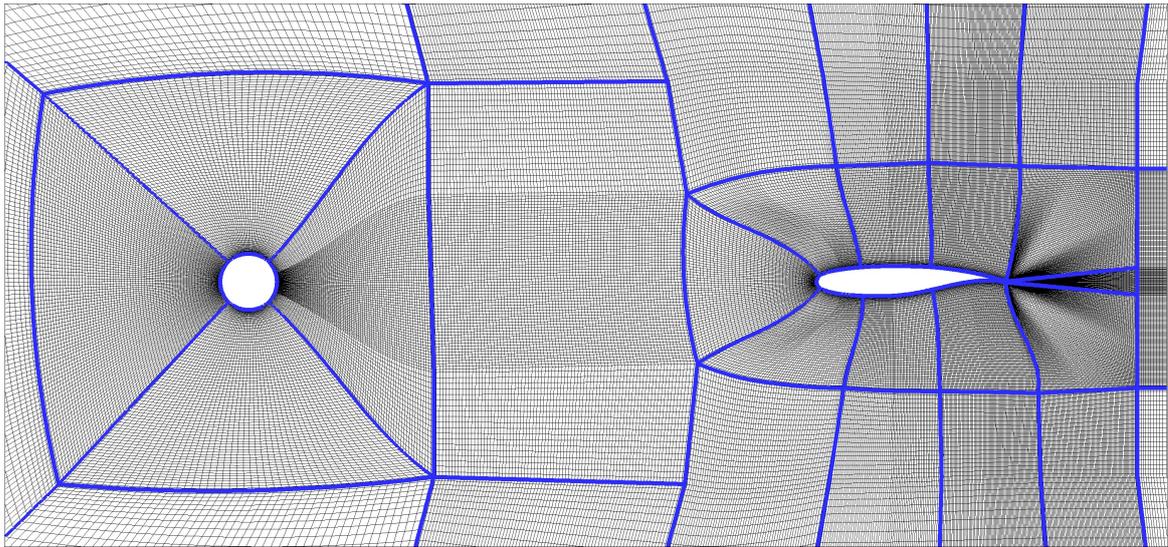


Figure IV-7: topologie et maillage configuration profil WTEA-TE1/cylindre circulaire

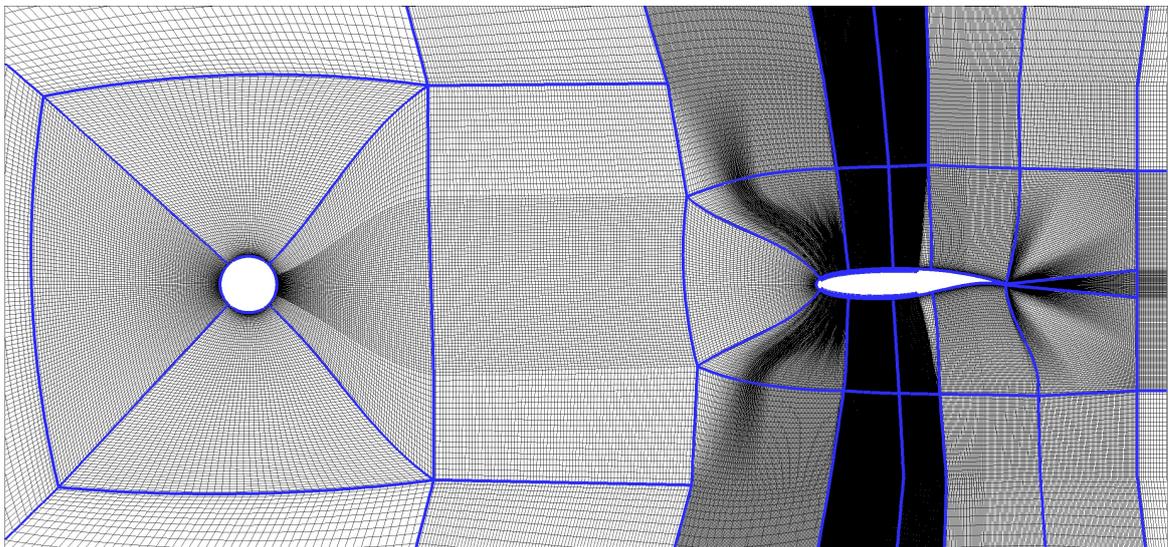


Figure IV-8: topologie et maillage configuration profil poreux WTEA-TE1/cylindre circulaire

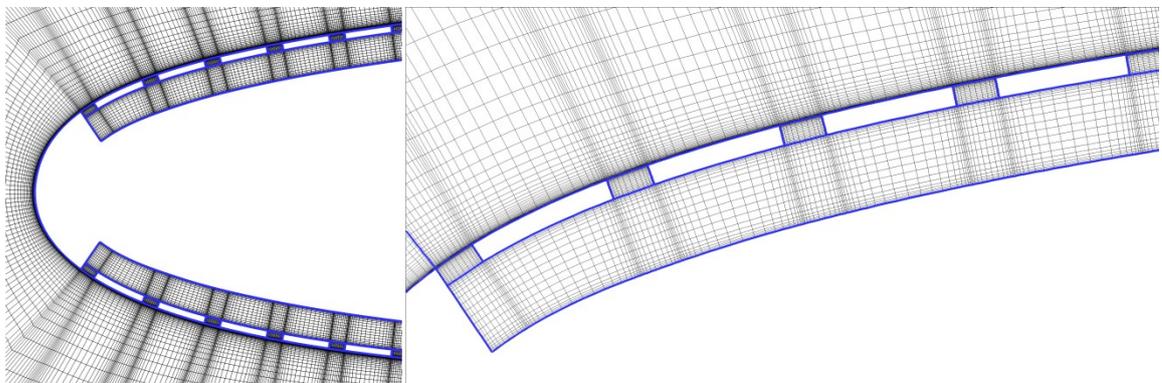


Figure IV-9: Maillage de la matrice poreuse

Le module Chimère intégré dans le solveur permet la simulation numérique de maillages en superposition. Pour simuler le mouvement relatif de la plaque plane, comme indiqué sur la **Figure IV-10**, le maillage qui l'entoure (maillage en rouge) a été construit séparément et superposé au maillage principal, qui est essentiellement le maillage généré autour des profils solide et poreux. Un nombre total de 280 cellules ont été distribuées autour de la plaque plane en utilisant une topologie de type O avec 187 cellules dans le sillage. Avec la mise en place de la plaque, 915 cellules ont été réparties autour de l'aile poreuse avec 7×13 cellule dans chaque pores. Pour la configuration du profil solide, 455 cellules ont été considérées sur le profil. Une vue rapprochée de la maille près des trous, reliant la cavité au champ d'écoulement externe, est montrée sur la **Figure IV-9**. Une distribution de maillage adéquat a été concentrée près de toutes les parois solides. En récapitulation, le nombre de blocs et la taille des maillages utilisés pour l'ensemble des configurations considéré sont comme suite :

Configuration étudiée	Nombre de blocs	Nombre de mailles
• WTEA-TE1 solide	36	
• WTEA-TE1 poreux	81	
• WTEA-TE1 solide/cylindre circulaire	31	164 000
• WTEA-TE1 poreux/cylindre circulaire	87	360 000
• WTEA-TE1 solide/plaque plane	89	
• WTEA-TE1 poreux/plaque plane	138	

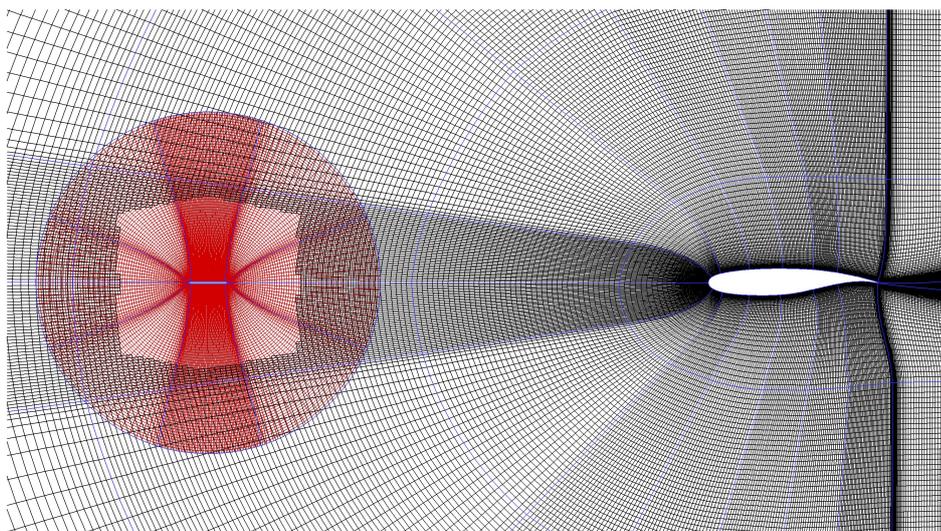


Figure IV-10: topologie et maillage de la configuration profil WTEA-TE1/plaque plane.

IV.4 Résultats et discussions

Les différentes solutions des configurations simulées ont été obtenues sur une machine SGI Origin 2000 avec 32 processeurs R12K 300MHz et une RAM de 16GB.

IV.4.1 Validation du solveur

Afin d'évaluer les performances du code FLOWER, un simple calcul 2D est réalisé sur le profil WTEA-TE1 placé dans un écoulement uniforme, pour lesquelles des données expérimentales sont disponibles [Tang (1985)]. Deux modèles de turbulence sont utilisés, le modèle à une équation de Spalart Allmaras (1992) et le modèle à deux équations de Menter (1994). Les résultats sont obtenus pour un nombre de Reynolds $Rec = 6 \times 10^6$, nombre de Mach $M = 0,3$ et un angle $\alpha = 8,4^\circ$. Comme le montre la **Figure IV-11**, les résultats sont en excellent accord avec les données expérimentales (Tang (1985)).

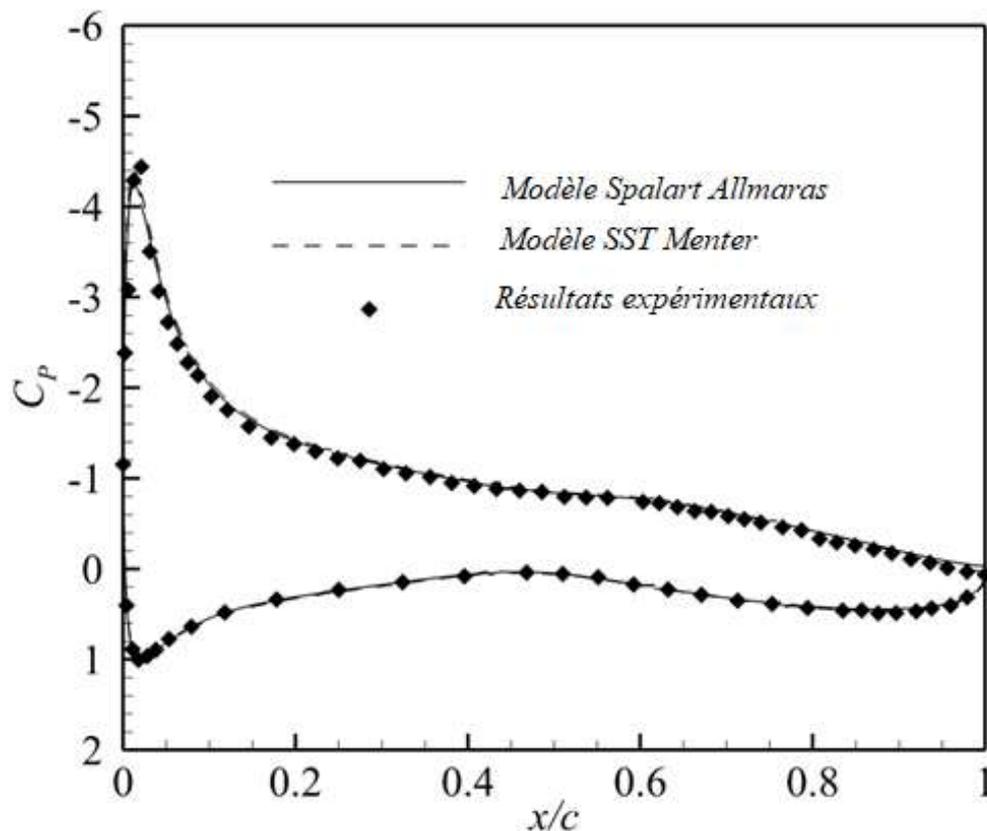


Figure IV-11: distribution de coefficient de pression sur le profil WTEA-TE1 pour $M=0,3$, et $Rec = 6 \times 10^6$

a. Solutions stationnaires

Avec la confiance gagnée à partir des résultats de validation, le code FLOWER est ensuite utilisé pour modéliser les deux configurations de profil WTEA-TE1 solide/poreux

sans générateur de tourbillons dans un régime stationnaire. Ce premier test consiste à calculer un écoulement uniforme autour de profil TWEA-TE1 pour les conditions à l'infini de $M = 0,3$ et $Rec = 3,4 \times 10^6$ avec un angle d'attaque variant de $\alpha = -4^\circ$ à $\alpha = 6^\circ$.

Le coefficient de portance intégré sur le profil étudié est représenté sur la **Figure IV-12** pour le cas solide et le cas d'une porosité de 22%. Pour la solution en régime stationnaire, la porosité a pour effet de réduire le coefficient de portance. La différence de coefficients de pression entre les deux configurations solide et poreuse a augmenté avec l'angle d'attaque. Le coefficient de pression correspond à un angle d'attaque $\alpha = 6^\circ$ est celui d'un angle d'attaque $\alpha = 1,5^\circ$ dans le cas d'un profil solide. Ceci est compréhensible car la porosité modifie la géométrie du profil en redistribuant la pression sur la surface et à travers les deux cavités du profil poreux.

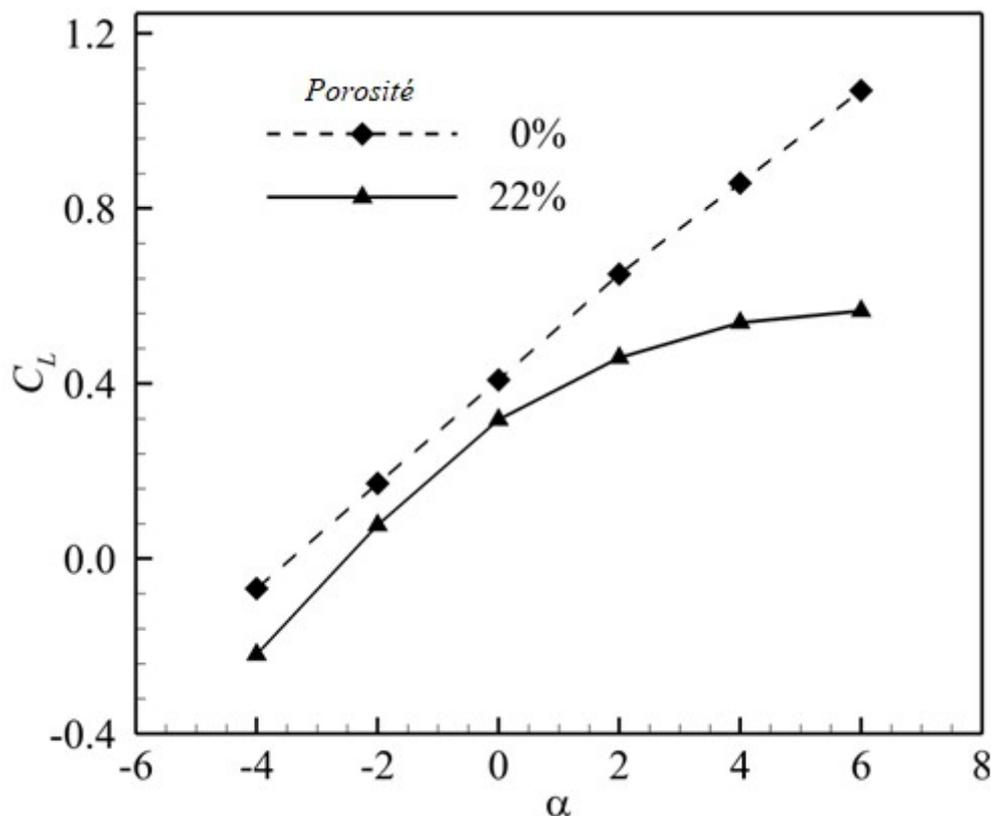


Figure IV-12: Coefficient de pression intégré pour les deux configurations testées (solide/poreuse) pour $M=0,3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$

Pour mieux comprendre l'effet de la porosité sur la portance du profil, la **Figure IV-13** montre la distribution du coefficient de pression autour des configurations testées pour un angle d'attaque $\alpha = 6^\circ$. Le champ de pression autour de l'aile poreuse est plus affecté près de la partie perforée. La pression sur l'extrados de l'aile poreuse est sensiblement réduite, conduisant à un coefficient de portance inférieur à celui de leur homologue solide. Le mini-

flow quittant les trous arrière a la tendance de déclencher une séparation de la couche limite en arrière. De cette manière, les effets de porosité devraient être plus visibles aux angles d'attaque plus élevés.

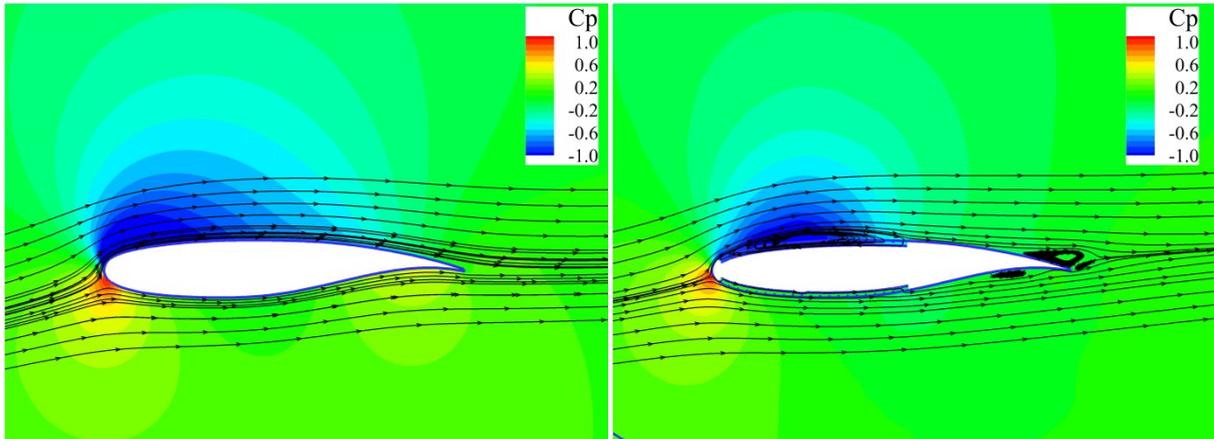


Figure IV-13: Contour de coefficient de pression pour les deux configurations testées (solide/poreuse) pour $M=0.3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$

Dans le cas présent, la porosité a provoqué des zones de recirculation sur la surface supérieure de l'aile. Ces régions de séparation d'écoulement sont développées au fur et aux mesures que l'angle d'attaque augmentait. Pour le cas d'angle d'attaque $\alpha = 6^\circ$, les contours du nombre de Mach (voir la **Figure IV-14**) indiquaient que l'écoulement est séparé sur une grande partie de la surface supérieure de l'aile.

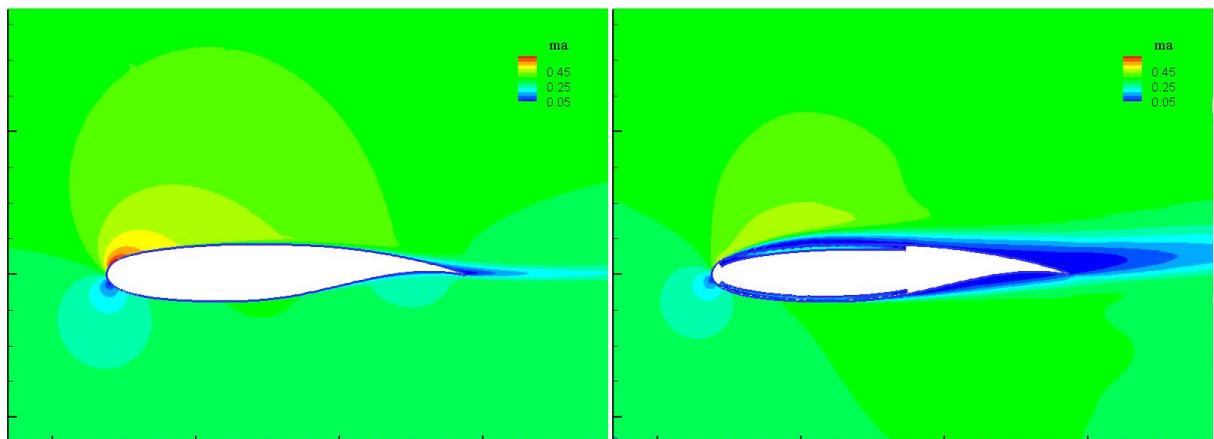


Figure IV-14: Contour de nombre de Mach pour les deux configurations testées (solide/poreuse) pour $M=0.3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$

Le champ d'écoulement sur la surface supérieure du profil poreux, comme illustré dans une vue rapprochée près du bord d'attaque de la **Figure IV-15** (à gauche), montre que l'écoulement semblait pénétrer dans les pores arrière de la matrice poreuse et se diriger en amont à travers la cavité, où il était acheminé par l'écoulement principal en quittant les pores

avant. Les trous intermédiaires sur la partie supérieure n'ont pas participé de manière significative à ce mouvement circulaire. Seul le premier pore de la cavité supérieure avait un tourbillon dans son entrée. La **Figure IV-15** (à droite) montre le champ d'écoulement proche la cavité sur la surface inférieure. Certains trous favorisent la présence des petits tourbillons, et d'autres circulations trouvent place le long de la cavité inférieure. Un écoulement secondaire trouve son chemin le long de la cavité. Les circulations stationnaires dans les pores et le long de la cavité inférieure empêchent le passage libre de l'air entre l'écoulement externe et à l'intérieur de la cavité. Il est évident que la taille des pores et la profondeur de la cavité semblent avoir un effet important sur l'écoulement continu dans les deux cavités.

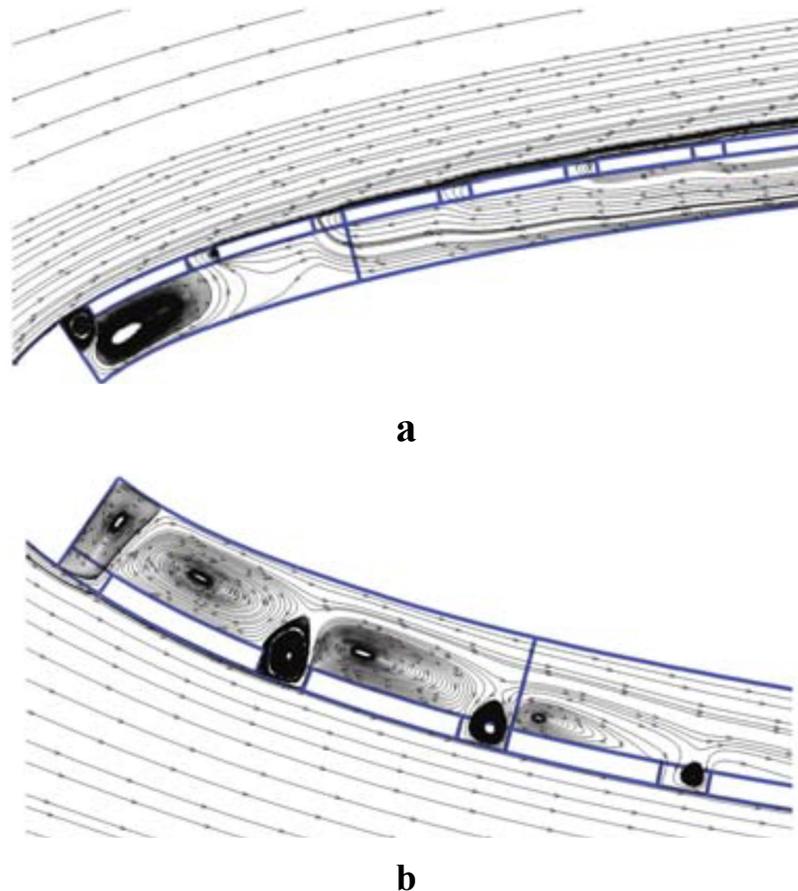


Figure IV-15 : Vue proche de l'écoulement près des cavités inférieure (a) et supérieure (b) pour $M=0.3$, $Rec = 3,4 \times 10^6$

La **Figure IV-16** montre une superposition de la distribution du coefficient de pression sur la surface des ailes solide et poreuse. La ligne continue correspond à la distribution de pression obtenue sur l'aile solide. La ligne discontinue est la distribution de pression sur l'aile poreuse. Il est clair que l'aire occupée par le profil solide est importante par rapport à la configuration poreuse. La partie supérieur près du bord d'attaque du profil poreux où il y a

une accélération d'écoulement dans cette zone semble plate. Des singularités représentées par des pics représentent les corners des trous de la matrice poreuse.

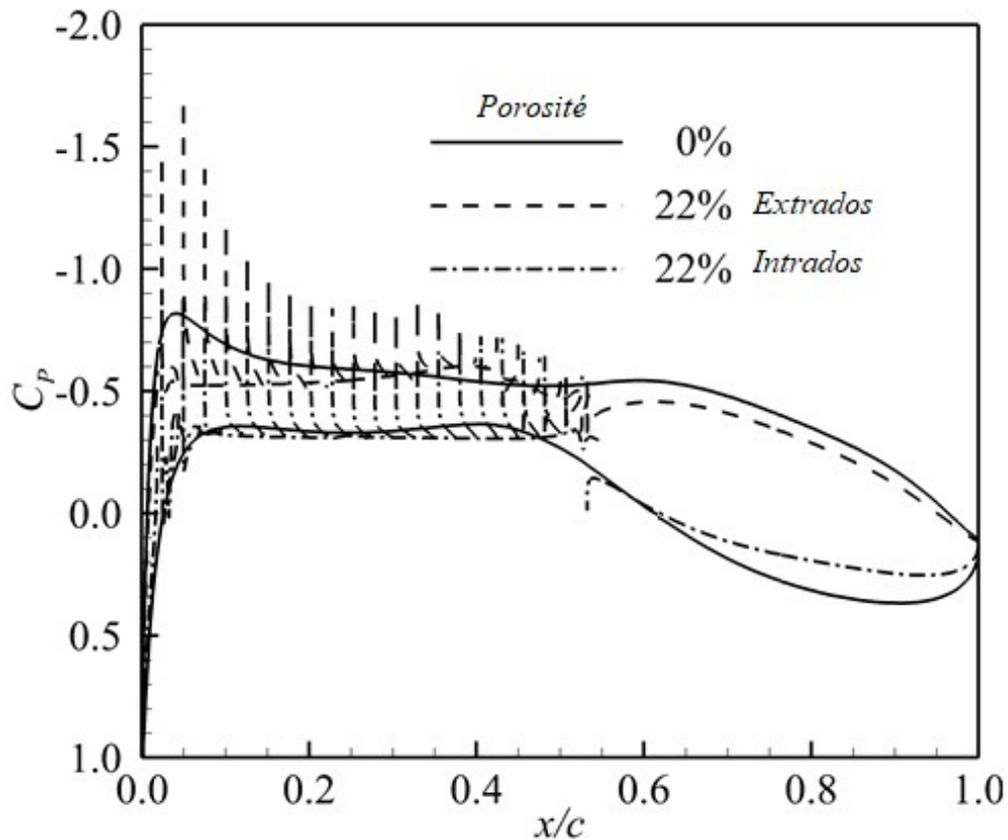


Figure IV-16: distribution de coefficient de pression sur le profil WTEA-TE1 (solide/poreux) pour $M=0.3$, $Re_c = 3,4 \times 10^6$.

b. Solutions instationnaires

Après avoir terminé les calculs en régime stationnaire, et dans le but de prévenir le comportement de l'aile poreuse suite à la rencontre d'une charge instationnaire, l'étape suivante est consacrée au traitement de l'écoulement fluctuant incident sur le profil WTEA-TE1. Dans un premier temps, l'interaction du sillage d'un cylindre avec l'aile est analysée. Le sillage, caractérisé par des oscillatoires continues, contient des tourbillons à grande échelle qui empiètent le profil aérodynamique. Après, la réponse aérodynamique d'un profil exposé à des tourbillons provenant d'une plaque plane en rotation est analysée. Une paire de tourbillons distincts détachés de la plaque tournante, qui a ensuite interagi avec l'aile, a été considérée comme un événement unique. Pour les simulations instationnaires traitées dans ce qui suit, un schéma entièrement implicite a été adopté.

Comme implémenté dans le code FLOWER [Aumann et al. (2007)], cet algorithme (méthode à double pas de temps) est caractérisé par des itérations internes ou sous

itérations pour chaque pas de temps physique. Dans la présente étude, et pour des conditions de convergence prescrites (un maximum de résidu de 10^{-5}), 40 sous itérations ont été adoptées. Pour calculer un écoulement instationnaire autour d'une des configurations traitées dans ce contexte, on a d'abord lancé des solutions en régime permanent pour chaque configuration. Ceci a permis l'amortissement de toutes perturbations transitoires qui peuvent être présentes si on a lancé les calculs à partir d'un écoulement uniforme comme condition initiale. Pour un nombre de Reynolds élevé, l'écoulement autour d'un cylindre est fondamentalement instable (Mamou et al. 2008), les calculs en régime permanent ne peuvent pas converger avec un taux de convergence acceptable. La solution stationnaire est ensuite introduite dans FLOWER en tant que condition initiale, et après, la simulation instationnaire est initiée. Notons aussi que les nombres de Reynolds et de Mach sont fixés $Re = 3,4 \times 10^6$ et $M=0.3$ respectivement.

IV.4.2 Réaction du profil WTEA-TE1 (cas du générateur des tourbillons)

L'objectif principal de cette étape est de suivre la réponse du profil soumis à des charges instationnaires. Ces charges sont représentées par un sillage. La façon naturelle de créer un sillage instationnaire consiste à installer un générateur de tourbillons (cylindre circulaire) en amont de l'aile en question. Pour une telle configuration, des tourbillons continus sont détachés et dirigés vers l'aile par l'écoulement principal. Le code FLOWER a été déjà testé pour ce type d'écoulement [Mamou et al.(2008)]. Lorsque les tourbillons s'approchent de l'aile, une circulation de sens négative ou positive est ajoutée à l'aile, ce qui tend à créer une charge supplémentaire sur l'aile. Dans ce qui suit, la réponse aérodynamique d'une aile subie des incidents instables est analysée.

La **Figure IV-17** montre une série des tourbillons émanant du cylindre et qui empiètent les profils solides et poreux. Avec l'emplacement d'un profil poreux, on a présumé que les tourbillons soient sensiblement plus étirés et élancés lorsqu'elles passent autour du profil poreux. On constate aussi que l'intensité des tourbillons est conservée le long de sa trajectoire vers le profil aérodynamique. La cavité en dessous de la matrice poreuse a pour but de capturer une certaines quantités résiduelles de vorticités à l'intérieur de ses parois, ce qui n'est pas possible pour le profil solide. Ces effets conduisent à un amortissement des tourbillons incidents et aident à atténuer les effets des charges incidentes.

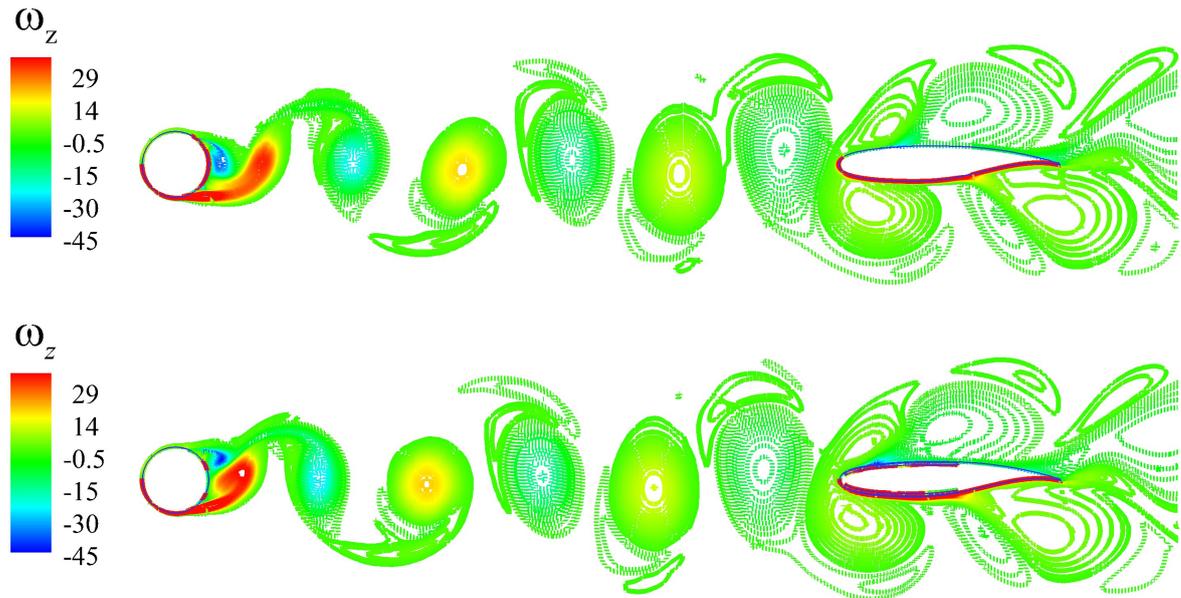


Figure IV-17 : série des tourbillons

La nature instable de la portance générée par le profil solide et poreux lorsqu'il est soumis à une série de tourbillons est illustrée dans la **Figure IV-18**. Dans les deux cas testés, la portance a un comportement oscillatoire induit par l'impact régulier des tourbillons. Lorsque le sillage passe devant les deux profils, l'écoulement local subit des fluctuations transitoires de la vitesse et de l'intensité de la turbulence qui affectent la couche limite. Il est constaté que la réponse du profil poreux n'est pas trop différente de celle du profil solide. La présence des tourbillons positifs et négatifs en alternance dans le sillage a donné lieu à ce comportement périodique, cela est directement lié à l'intensité et au sens des tourbillons qui passent successivement sur les deux profils. À un moment donné, l'aile poreuse est à peine capable d'amortir l'impact d'un tourbillon avant qu'il est frappé par un autre de sens inverse. En conséquence, la porosité ne semble pas provoquer un amortissement notable des pics de coefficients de portance transitoires.

Afin d'analyser le comportement d'un profil soumis à une charge instationnaire, les effets de mouvement de sillage d'un cylindre sur l'écoulement autour du profil solide sont représentés séquentiellement sur la **Figure IV-19**, pour différents moments marqués de 1 à 5 dans la **Figure IV-18**, qui représentent une période complète de variation de la portance.

Les distributions des coefficients de pressions correspondantes sont présentées dans la **Figure IV-20**. Ces séquences sont représentées par la distribution de coefficient de pression autour du profil (à droite) et la structure des tourbillons correspond marquées par les contours de vortacité (à gauche).

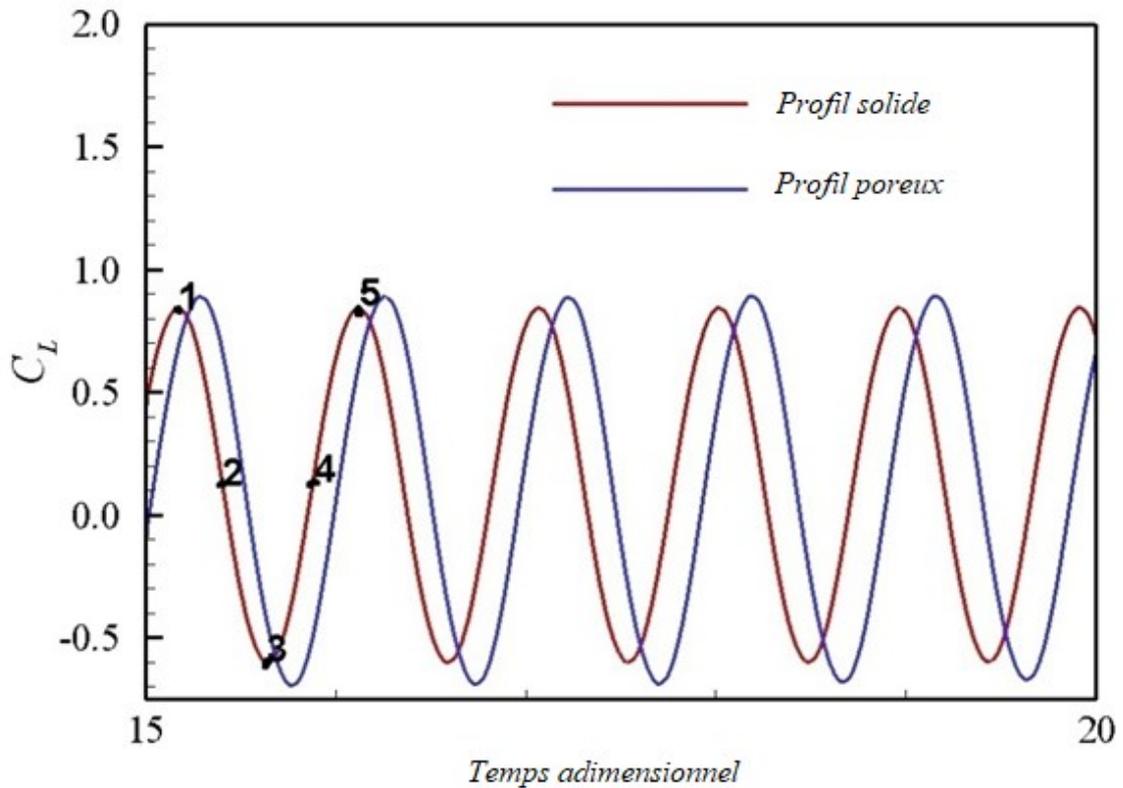


Figure IV-18 : instabilité de la portance

Dans le cas général, la pression sur la surface convexe (extrados) d'une aile est relativement faible et la pression sur le côté concave (intrados) est relativement élevée. Pour cette raison, les surfaces convexes et concaves sont habituellement appelées respectivement zones d'aspiration et de pression d'une aile.

Au cours de la traversée d'un vortex par la zone d'aspiration ($t = 15.2$) coïncidant avec un maximum de portance (**Figure IV-18**), le sillage, au-dessus du profil solide, affecte de manière appréciable le champ d'écoulement local autour du profil (voir **Figure IV-19a**) d'une manière à renforcer l'aspiration dans cette zone.

La distribution de coefficient de pression associée (**Figure IV-20**) est prévu d'avoir une valeur maximale de coefficient de portance ($C_l=0.84$). Noter qu'à partir de moment où le prochain tourbillon en queue entre en jeu, la pression diminue d'une manière rapide, arrivant au point 2 ($t=15.4$) où le coefficient de portance suit d'une manière cohérent cette chute de portance ($C_l=0.2$).

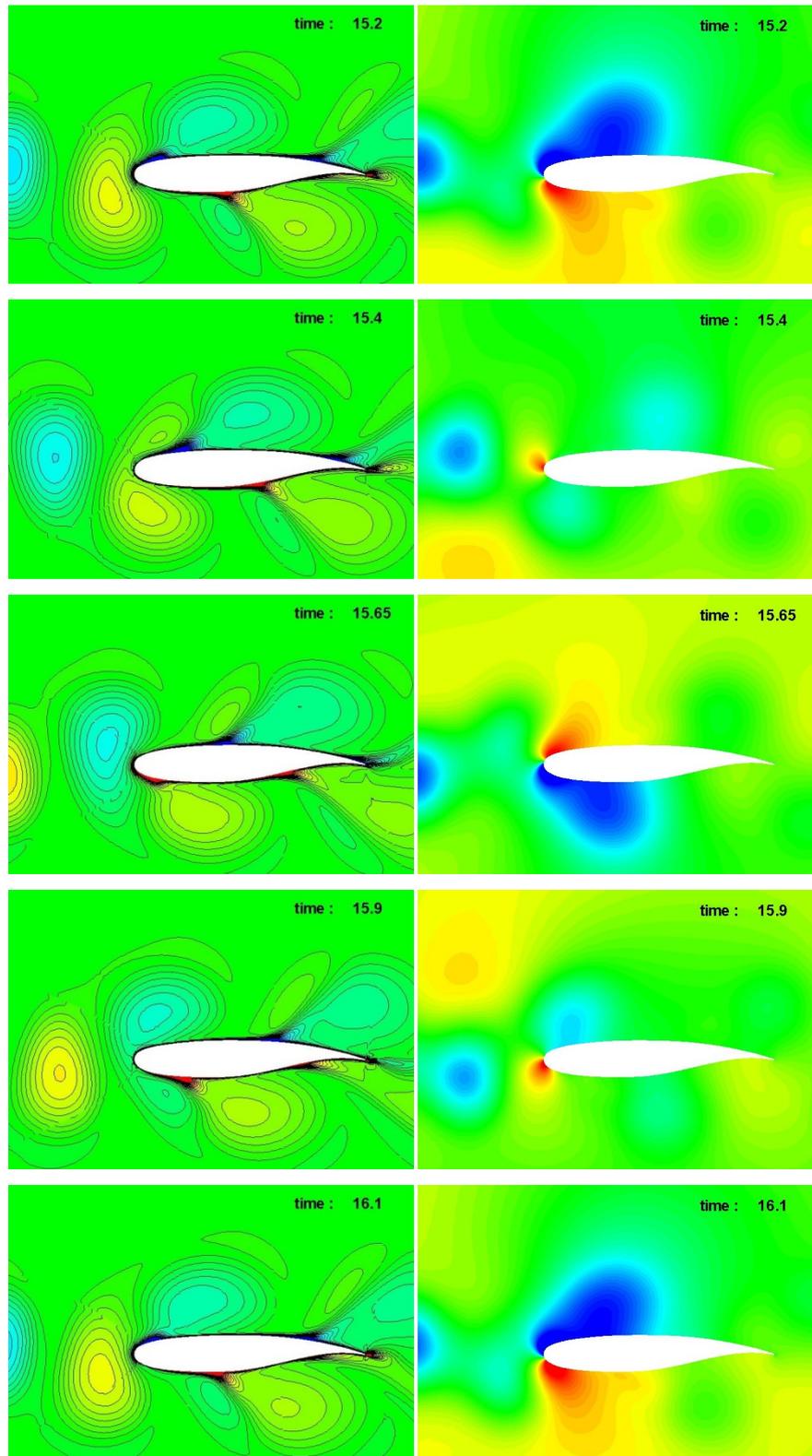


Figure IV-19 : effets de mouvement de sillage d'un cylindre sur l'écoulement autour du profil solide

Ce tourbillon d'un signe positif, passe en dessous du profil et sert à compenser l'aspiration sur la partie supérieure laissée par son précédent. Cela est vérifiée dans la figure 4-20 par l'inversement de la distribution de coefficient de pression. Le passage progressif des tourbillons provoque une diminution de la portance caractérisée par une zone d'aspiration en dessous du profil jusqu'à l'arrivée à une portance minimale ($t=15.65$, $C_p=-0.6$) (point 3). Ce comportement est clairement visible dans la distribution de coefficient de pression sur la surface du profil (**Figure IV-19**). De manière similaire, l'opération se répète en inversant le processus jusqu'à l'arrivée au point 5 qui semble similaire au point 1. Le passage de sillage autour du profil modifie l'incidence de l'écoulement par rapport à la ligne de cambrure de profil. Cette modification de l'incidence relative à l'écoulement fait déplacer la zone d'aspiration du profil en fonction de signe des tourbillons en passage sur le profil.

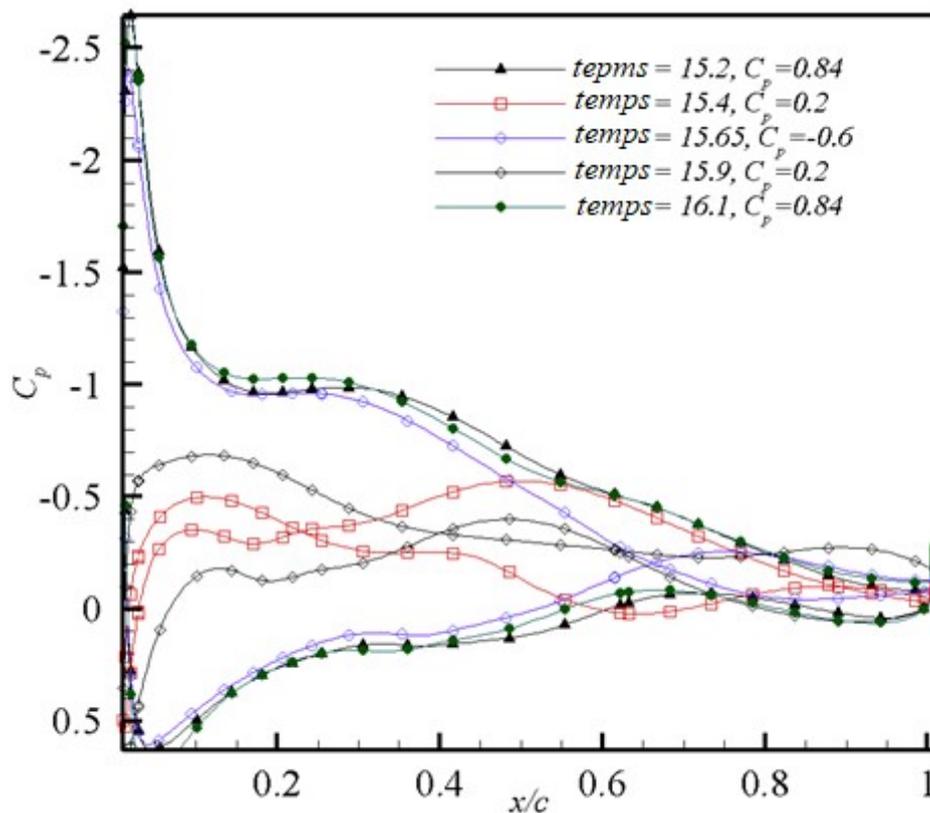


Figure IV-20: distributions des coefficients de pressions

Lorsque la fréquence de détachement des tourbillons est grande, l'énergie ajoutée pour chaque circulation d'un tourbillon au profil par les forces aérodynamiques augmente. À une certaine fréquence, l'amortissement des forces instationnaires peut être insuffisant pour absorber l'augmentation d'énergie des circulations. Comme la matrice poreuse n'a pas montré un effet significatif sur l'atténuation des charges instationnaires, l'attention est attirée sur l'effet d'un événement isolé typique, similaire d'un tourbillon qui arrive soudainement sur le

profil WTEA-TE1. Le comportement oscillatoire périodique observé ne se produirait pas si le profil est soumis aux conditions d'écoulement d'un événement unique. Par conséquent, la section suivante est consacrée à l'étude d'un système de tourbillon isolé qui empiète sur le profil.

IV.4.3 Réaction du profil WTEA-TE1 (cas de la plaque plane)

L'exercice précédent a démontré que lorsqu'une série des tourbillons empiètent sur la surface d'un profil aérodynamique d'une manière successive, la présence d'une matrice poreuse sur la surface ne permet pas d'atténuer les charges aérodynamiques. Afin de vérifier si la matrice poreuse est capable d'interagir avec une charge instationnaire discrète d'une façon à amortir leur amplitude, le cylindre de la configuration précédente a été remplacé par une plaque plane en rotation par rapport son extrémité. Cette configuration représente un événement d'une turbulence soudaine. La rotation de la plaque contre l'écoulement moyen, durant une période prédéfinie (très courte), conduisant à une formation de trois tourbillons distincts à leurs extrémités qui se détachent ensuite et se dirigent vers le profil.

L'effet de la porosité sur les caractéristiques aérodynamiques du profil aérodynamique est l'objet principal de cette étude. Cependant, étant donné que l'on souhaite comprendre l'effet de la porosité sur la réponse d'un profil soumis à une charge instable, l'influence du mouvement de sillage sur le comportement du profil est discuté. Tous les résultats présentés ici ont été générés en utilisant la technique chimère, pour laquelle le maillage autour de la plaque est généré séparément. La technique chimère est très bien adaptée aux simulations où des éléments sont en mouvement relatif. La communication entre les blocs Chimère se fait grâce à l'interpolation. Néanmoins, l'inconvénient majeur de cette technique c'est qu'elle n'est pas conservative. La précision des résultats obtenus à partir d'une simulation numérique dépend grandement de la résolution de maillage, en particulier lorsque les effets visqueux près des parois sont inclus.

a. Effet de maillage

Afin d'évaluer la dépendance de la solution numérique au maillage utilisé, la configuration profil poreux/plaque plane est considérée. Trois niveaux de maillages sont testés. Le premier, un maillage disant de référence, correspondant à un maillage raffiné, est utilisé pour les simulations et il est supposé suffisamment raffiné pour que la solution soit précise. Ce maillage, se compose de 292192 cellules dans le champ de l'écoulement, qui

représente le maillage dominant. Le maillage dominé de la plaque plane qu'est mobile consiste à 21760 cellules ou mailles. Le deuxième cas test, qui correspond à un maillage grossier, est obtenu à partir du cas précédent en supprimant le tiers des cellules de l'ensemble des blocs qui couvrent le domaine. Le troisième cas test, qui représente un maillage dense, est obtenu en ajoutant le tiers des cellules du maillage raffiné à l'ensemble des blocs qui constituent le domaine raffiné.

La nature instable de la portance générée par un profil poreux lorsqu'il est soumis à la convection de sillage créé par la rotation de la plaque plane est illustrée dans la **Figure IV-21**, pour les trois niveaux de maillages décrits auparavant. Le maillage grossier montre une divergence notable par rapport au cas où le maillage raffiné est utilisé tout en conservant la tendance instable du coefficient de portance. Cependant, un faible écart est observé entre les solutions de maillages raffinés et denses qui peuvent être négligeable. Il est conclu que le maillage raffiné est suffisamment dense pour calculer les solutions d'écoulement instationnaire avec une précision raisonnable.

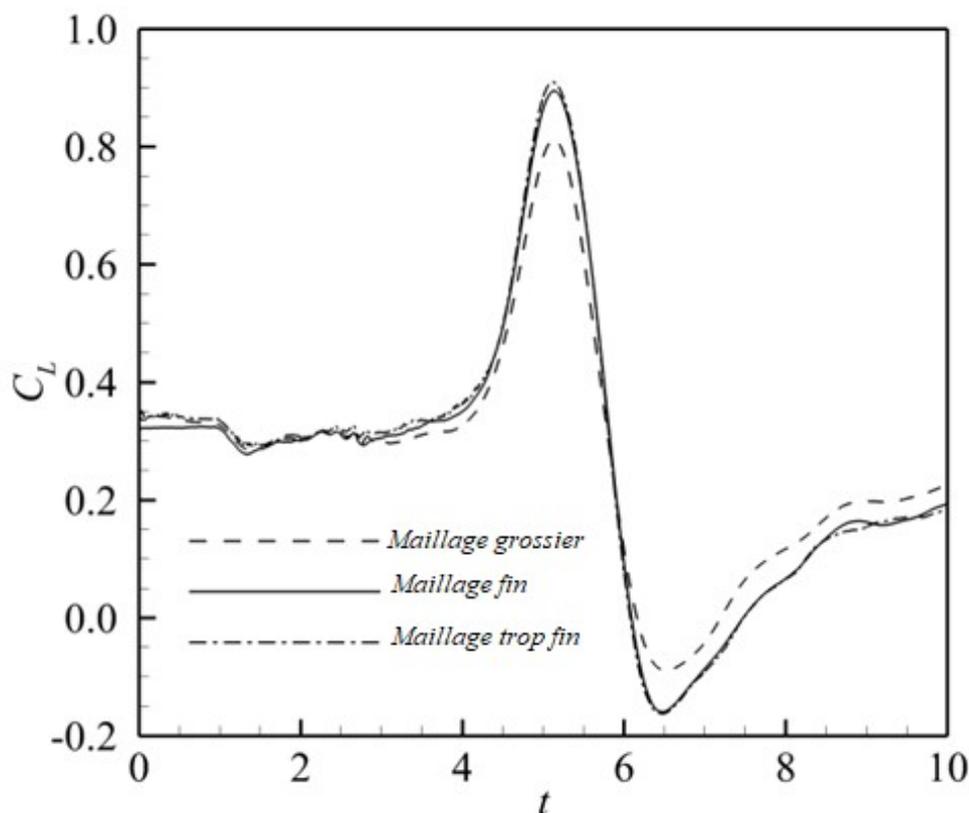


Figure IV-21 : instable de la portance générée par un profil poreux

b. Mouvement de la plaque plane

Le mouvement de la plaque plane est décrit en fixant une période de temps adimensionnel de mouvement de la rotation. Dans ces conditions, le solveur a permis un mouvement prescrit de la plaque mobile par une fonction polynomiale, qui décrit tous les mouvements dépendant du temps (translation et rotation).

Le mouvement relatif de la plaque plane est décrit comme une rotation en rampe autour de son bord d'attaque. La rotation instable est calculée comme suit :

$$\theta(t) = \theta_0 \frac{t}{t_p} \quad \text{IV-1}$$

Où t_p est la période adimensionnelle de demi-rotation de la plaque plane, θ_0 est l'angle de rotation maximale, et t est le temps adimensionnel. Dans la présente simulation, on a pris une période adimensionnelle $t_p = 1,17$ et un angle de rotation $\theta_0 = 180^\circ$. Le choix de la période adimensionnelle influe directement sur la forme des tourbillons générés.

L'application d'une matrice poreuse sur la surface aérodynamique d'une aile fait l'objet, bien sûr, des résultats prévus. Pour la réduction des charges instationnaires dans un événement d'une turbulence soudaine. En relation avec cette contrainte, une configuration acceptable ne devrait pas compromettre les performances du profil aérodynamique. Afin de vérifier les effets d'un événement turbulent soudain, un générateur de tourbillons de forme plaque plane en rotation installé en amont de l'aile est considéré. La plaque pourrait être enclenchée en rotation en effectuant une demi-rotation sur une période de temps donnée. La période de temps de mouvement est très courte, donnant une vitesse de rotation rapide qui changeait rapidement la circulation de l'écoulement, conduisant à la formation de trois tourbillons distincts qui ont ensuite acheminés vers l'aile. Premièrement, une solution stationnaire est obtenue avec zéro incidence de la plaque plane. Cette solution est ensuite utilisée comme condition initial pour la solution instationnaire.

Lorsque le champ d'écoulement instationnaire soit stabilisé, il est demandé à la plaque de réaliser un mouvement de demi-rotation dans une rampe de temps très courte. Pendant le processus de rotation, trois tourbillons distincts sont formés. Les tourbillons sont entraînés en aval de la plaque plane vers l'aile. L'évolution complète d'un cycle de rotation de la plaque, affichée en matière de champ de vorticité, est montrée séquentiellement sur la **Figure IV-22**. Afin d'évaluer l'impact de la porosité sur la repense envers des charges instationnaires, les simulations sont réalisées pour un profil solide et poreux.

Comme le montrent les extraits de vorticités instantanées du champ d'écoulement sur la **Figure IV-22**, lorsque la plaque plane à faire une demi-rotation, une paire de tourbillons se détache et percute les surfaces inférieure et supérieure de l'aile. La nature visqueuse de l'écoulement a la tendance d'amplifier l'interaction entre les tourbillons et la surface solide de l'aile tandis que les tourbillons continus ces trajectoires en traversant l'aile.

Un troisième tourbillon à faible intensité s'éloigne au-dessous de la surface inférieure, son influence n'est pas aussi prononcée que l'effet des deux tourbillons principaux. Pour que l'un des gros tourbillons soit dirigé directement vers le bord d'attaque et percute le profil, une autre configuration est considérée. La position de la plaque plane se déplace verticalement par rapport la corde du profil. Dans ce cas, la plaque plane est décalée d'un quart de la corde au-dessus de ce dernier. Comme représenté sur la **Figure IV-22** à $t = 5$ et sur la **Figure IV-23**, un extrait représentatif, le tourbillon principal est guidé droitement vers le bord d'attaque du profil afin de maximiser l'interaction avec ce dernier. Pour cette situation, deux tourbillons principaux agissaient principalement sur la surface supérieure de l'aile.

L'évolution des trois tourbillons créés par la rotation de la plaque plane de début jusqu'à 180° de rotation avec un incrément de 45° , est illustrée sur la **Figure IV-24**. Juste après le déclenchement de la plaque (à $\theta = 0^\circ$), dans le sens antihoraire, un tourbillon est développé derrière le bord d'attaque de la plaque. Au moment où la plaque continue sa rotation, une couche de cisaillement est formée conduisant à une formation d'un deuxième tourbillon au bord d'attaque (rotation dans le sens horaire), voir les contours de tourbillon instantanés à $\theta = 45^\circ$ et 90° . À la fin de sa course, un troisième tourbillon est formé dû au détachement de la couche de cisaillement, comme on peut le voir à partir que $\theta = 135^\circ$. Les tourbillons sont balayés ensuite de la plaque vers l'aile.

L'effet global de cet engagement entre le système de tourbillons et le profil solide et poreux est surveillé en matière de coefficient pression intégré (force de portance). Les historiques de la portance sont représentés sur la **Figure IV-25(a)** pour la configuration de la plaque plane alignée avec le profil et sur la **Figure IV-25(b)** pour la configuration de la plaque décalée par rapport le profil. La plaque alignée montre un comportement similaire au sillage continu des tourbillons représentés par le cylindre en amont du profil. Lorsque les tourbillons se rapprochent du bord d'attaque, l'aile a commencé de sentir l'effet de la circulation supplémentaire.

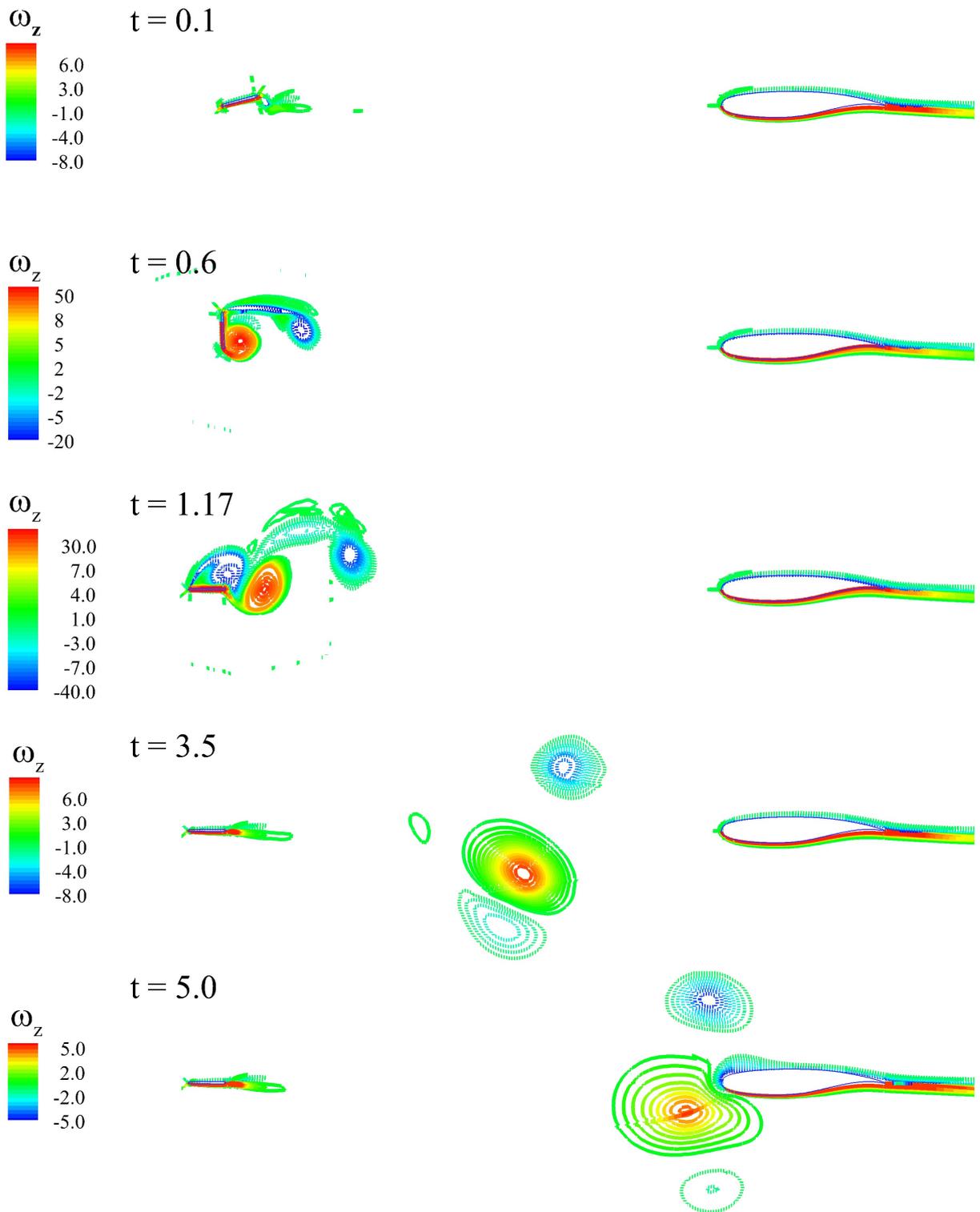


Figure IV-22 : évolution de la plaque en fonction du champ de vorticité

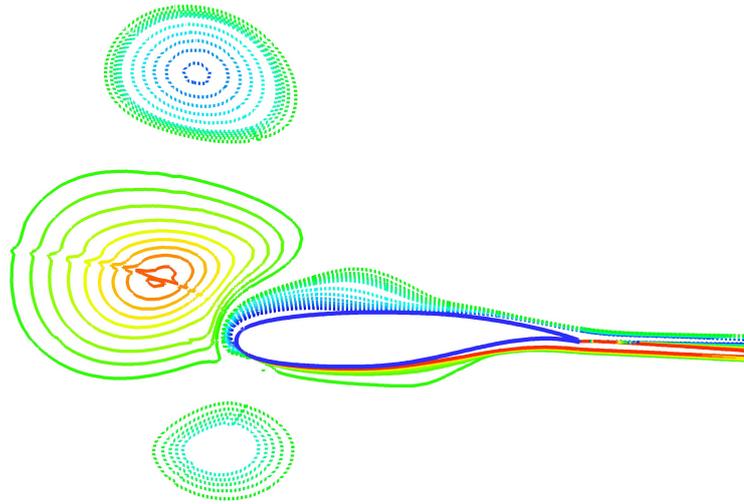


Figure IV-23 : extrait représentatif du tourbillon

Pour le cas aligné où les tourbillons libérés sont alignés avec le profil, l'effet de porosité, tel que représenté sur la **Figure IV-25(a)**, ne semble pas prometteur pour alléger les charges instationnaires. Au premier pic, presque aucune différence entre le profil solide et son homologue poreux. Cependant, au cours du deuxième pic (négative), la porosité a eu un effet inverse sur le coefficient de portance. Elle accentuait l'amplitude de la charge sur le profil.

Cette configuration, les charges ont tendance à être légèrement inférieures à celles du profil solide. Au premier pic, la porosité a commencé de montrer un effet désiré avec une réduction de l'amplitude de la charge de 4,5% et 8% pour les valeurs de porosités de 11% et 22%, respectivement. En augmentant la porosité, le deuxième pic de la charge est devenu plus prononcé, ayant un effet inverse par rapport au premier pic.

Pour la deuxième configuration où la plaque est déplacée par rapport le profil (**Figure IV-25b**), le comportement est presque représentatif de la première configuration. Même dans

Pour d'autres analyses, similaires à la présente étude, Khalid (2008) et Dahdi et al (2011) ont réalisé des simulations sur un profil poreux soumis à l'impact d'un seul tourbillon implanté en amont de l'aile. La porosité a été appliquée sur toute la surface du profil. Pour leur configuration, la porosité est modalisée et appliquée comme condition au limite. Le type de modèle appliqué considérait la matrice poreuse comme un purge de l'écoulement à l'intérieur d'une cavité avec un débit fini en fixant la pression dans la cavité, cette pression été beaucoup plus basse que la pression du l'écoulement. Similaire aux résultats de la présente étude, même en absorbant une bonne fraction de l'énergie d'un tourbillon par l'aspiration d'une partie de l'écoulement, l'effet de porosité joue seulement un rôle faible dans la réduction des charges instationnaires considérées.

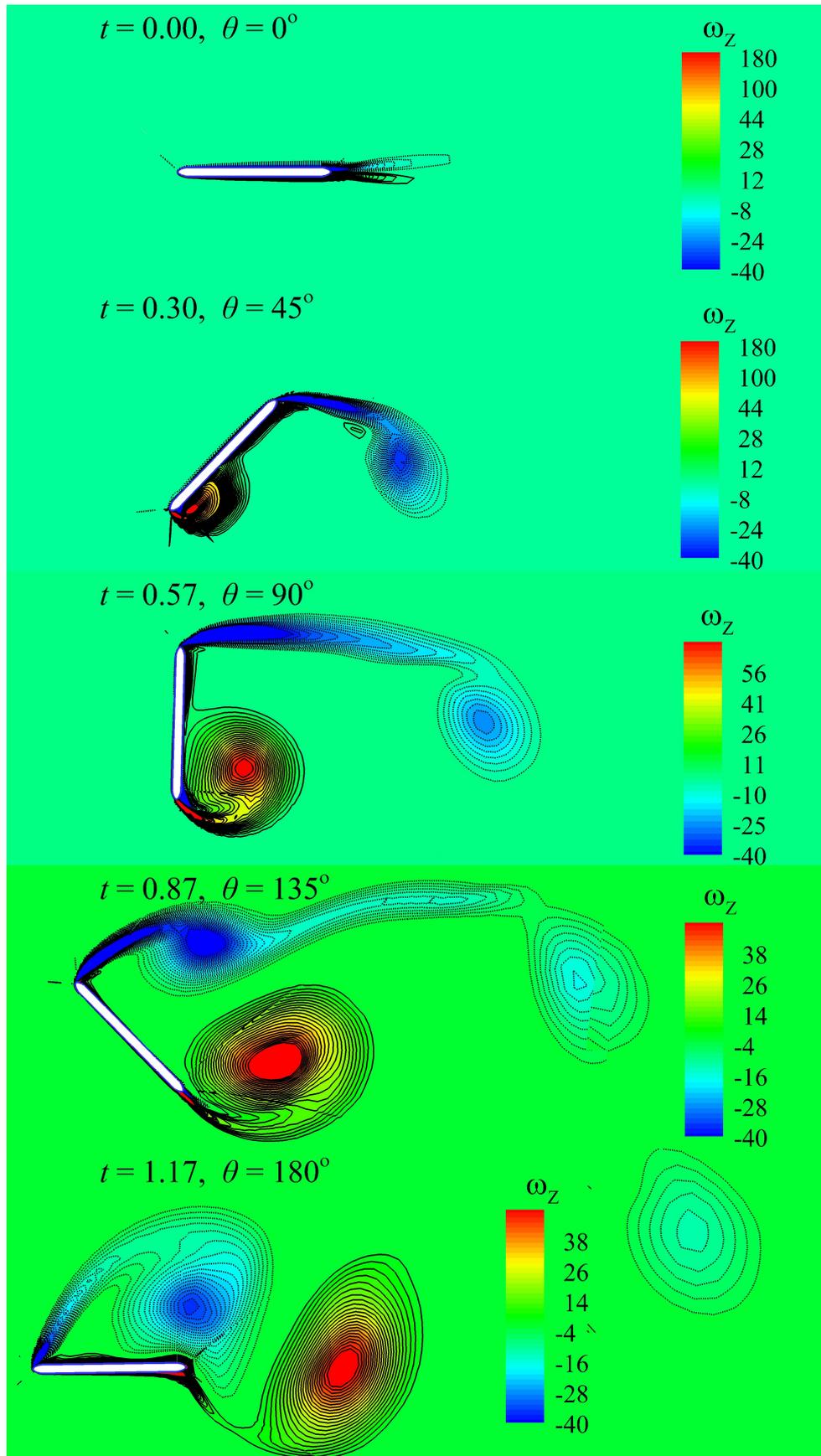
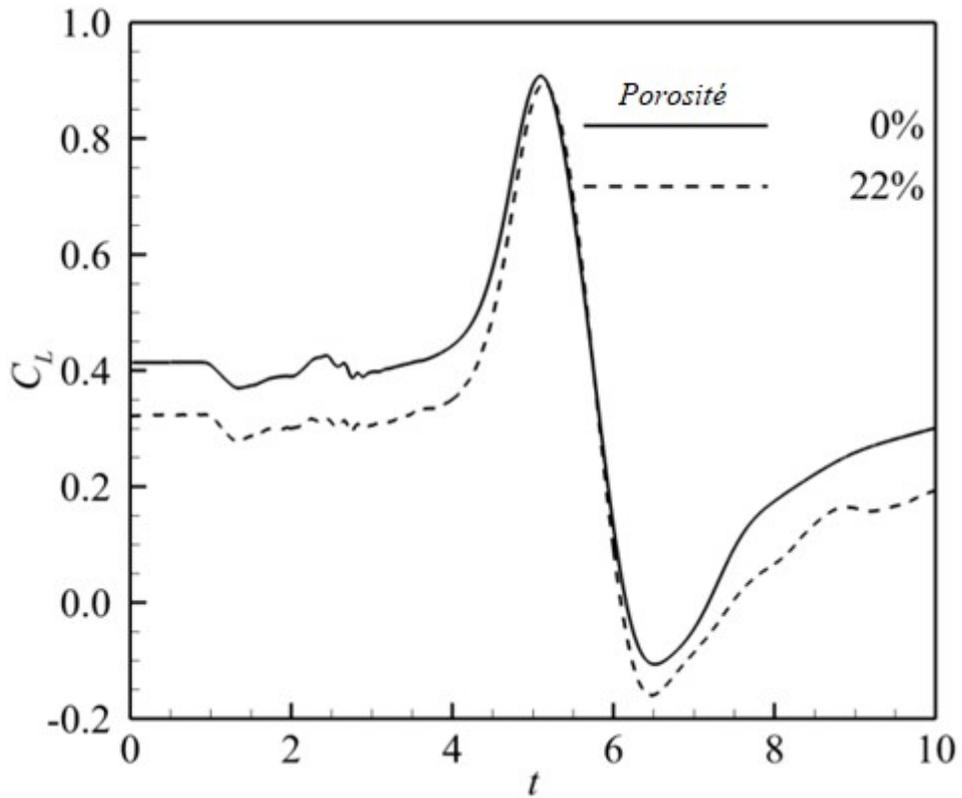
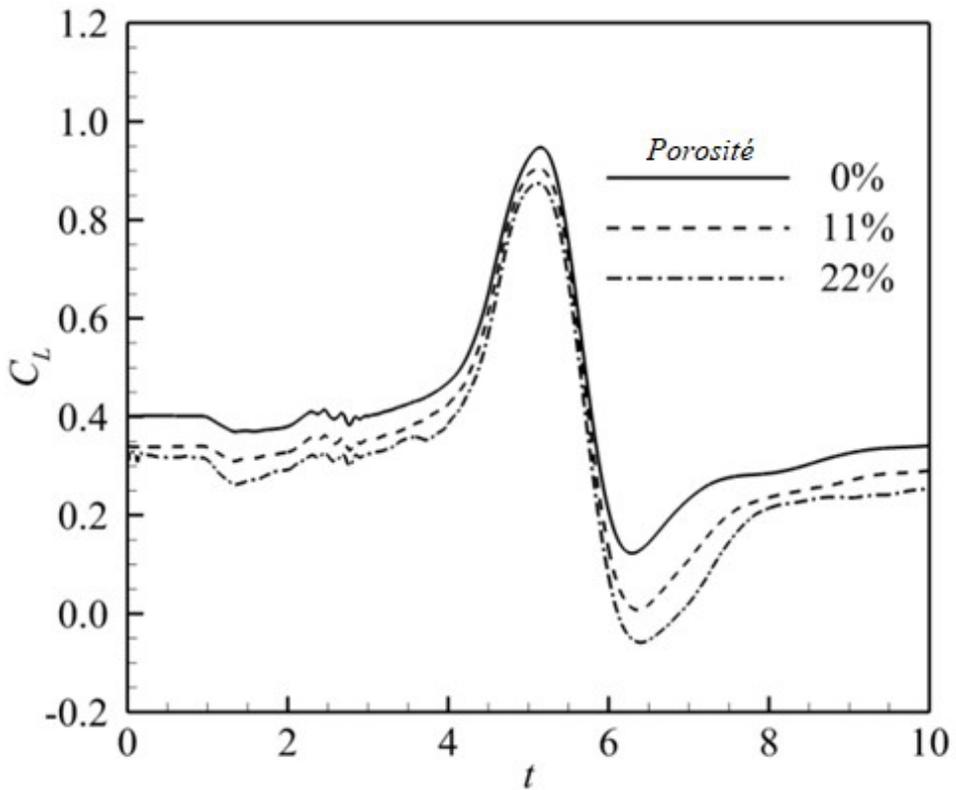


Figure IV-24 : évolution des tourbillons créés par la rotation de la plaque plane



a (tourbillon aligné par rapport le profil)



b (tourbillon d align  avec le profil)

Figure IV-25 :  volution de la portance durant le passage des tourbillons

Conclusion générale

Dans ce travail on a tenté de comprendre l'impact d'une micro-rafale de turbulence soudaine sur les charges aérodynamiques des avions lorsque les ailes sont munies d'une couche poreuse. Cette étude a été effectuée en simulant les écoulements instationnaires sur des profils poreux soumis à des perturbations sous formes de tourbillons. Pour simuler les effets de la turbulence, les deux modèles de Spalart-Allmaras et de Menter SST ont été adoptés. Les tourbillons représentent un effet soudain d'une charge incidente sur l'aile. Deux configurations ont été considérées. Dans la première configuration, les perturbations ont été modélisées en tant qu'un sillage d'un cylindre monté en amont de l'aile. Dans le second modèle, les perturbations ont été simulées sous la forme d'un ensemble des tourbillons distincts créés par la rotation d'une plaque plane installée en amont de l'aile. Dans ces deux configurations, l'écoulement à travers les pores de la surface poreuse et la cavité en dessous a été simulé.

Lorsque l'aile a été soumise à une série de tourbillons en continu, elle a réagi par un comportement oscillatoire presque régulier. La cavité en dessous de la matrice poreuse n'a pas eu une influence sur l'atténuation de ses charges répétitives. Il a été constaté que l'impact d'un tourbillon sur le profil aérodynamique déplace le point de stagnation vers le haut ou vers le bas selon le sens de rotation du tourbillon d'une manière similaire à un profil aérodynamique en palpitation. Un vortex en rotation dans un sens contre une aiguille d'une montre déplace le point de stagnation vers le bas entraînant une augmentation de l'angle d'attaque effective, tandis qu'un tourbillon en rotation dans le sens contraire, déplace le point de stagnation vers le haut entraînant une diminution de l'angle d'attaque effective. Pour la deuxième configuration, lorsque l'aile était empiétée par des tourbillons distincts, dans le cas où la plaque était alignée avec l'aile, la porosité diminuait les charges avant que les tourbillons arrivent au bord d'attaque. L'amplitude maximale de la perturbation lui-même n'a pas été affectée. Pour le cas où la plaque était désalignée par rapport à l'aile, le premier pic créé par les charges a également montré une diminution souhaitable des charges dans des conditions poreuses.

En conclusion générale, il apparaît qu'il faut avoir un mécanisme de soutien pour que l'aile poreuse puisse amortir les perturbations d'une manière significative. Ce mécanisme consiste principalement en un dispositif actif qui peut appliquer un gradient de pression à travers la cavité ou en un dispositif de communication entre les deux cavités de telle sorte que la matrice poreuse absorbe une partie de l'énergie des perturbations incidentes. Cependant, ce modèle de simulation, peut ne pas être une représentation exacte d'une rafale atmosphérique turbulente, où l'intensité des amplitudes est plus prononcée comme un événement réel accompagné d'échelles et de fréquences turbulentes.

Il serait aussi intéressant d'étendre l'étude à un modèle tridimensionnel et l'implantation d'un ou plusieurs modèles de porosité à titre de comparaison et de validation de la simulation directe de la porosité.

Finalement, une étude des effets des modèles des tourbillons, utilisées pour imiter l'effet d'une rafale sur une aile solide et poreuse tel qu'effectuée par Eltayeb et al (2015), est recommandée.

Références Bibliographiques

- Abid R., Vatsa V. N., Johnson A. D., Wedan W. B.** 1989, Prediction of separated transonic wing flows with non-equilibrium algebraic turbulence model, *AIAA Journal*, 28(8):1426-1431.
- Aftosmis M., Gaitonde D., Sean Tavares T.** 1994, On the Accuracy, Stability and Monotonicity of Various Reconstruction Algorithms for Unstructured Meshes. *AIAA Paper* 94-0415.
- Ales P., Pavel H., Petr V.** 2017, Gust Alleviation of Aeroelastic Aircraft Using CFD Simulation. 6th CEAS Air & Space Conference Aerospace Europe.
- Anderson W. K., Thomas J. L., Van Leer B.** 1986, A Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations. *AIAA Journal*, 24(9):1453-1460.
- Aumann P., Bartelheimer W., Bleecke H., Kuntz M., Lieser J., Monsen E., Einfeld B., Fassbender J., Heinrich R., Kroll N., Mauss M., Raddatz J., Reisch U., Roll B., Schwarz T.** 2007, FLOWER installation and user handbook, Institute of Aerodynamics and Flow Technology of the German Aerospace Center (DLR), Doc. Nr. MEGAFLOW-1001.
- Aurn S. M., Siva M. M.** 2008, Unsteady Aerodynamic Observable for Gust Load Alleviation and Flutter Suppression. 26th AIAA Applied Aerodynamics Conference.
- Bardina, J.E., Huang, P.G., Coakley, T.J.** 1997, Turbulence Modeling Validation, Testing, and Development, NASA Technical Memorandum 110446.
- Bahi L., Ross J. M., Nagamatsu H. T.** 1983, Passive shock wave/boundary layer control for transonic airfoil drag reduction, 21st Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, *AIAA Paper* 83-137.
- Baldwin, B. S., Lomax, H.,** 1978, Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows, *AIAA Paper* 78-257.
- Baldwin, B.S., Barth, T.J.** 1990, A one-equation turbulence transport model for high Reynolds number wall-bounded flows, *AIAA Paper* 91-0610.
- Barth T. J., Jespersen D. C.** 1989, The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes. *AIAA Paper* 89-0366.

-
- Bauer S. X. S., Hemsch M. J.** 1992, Alleviation of side force on tangent-ogive forebodies using passive porosity, AIAA Paper 92-2711.
- Bauer S. X. S., Hemsch M. J.** 1994, Alleviation of side force on tangent-ogive forebodies using passive porosity, *Journal of Aircraft*, 31(2): 354-361.
- Beam R. W. et Warming R. F.** 1976. An Implicit Finite Difference Algorithm for Hyperbolic System in Conservation Flow. *Journal of Computational Physics*.
- Beam W. R. et Warming R. F.** 1978. An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations. *AIAA Journal*, 16(4): 393-402.
- Benek J. A., Steger J. L., Dougherty F. C.** 1983, A flexible grid embedding technique with application to the Euler equations, AIAA Paper 83-1944.
- Bekemeyer P., Thormann R., Timme S.** 2017, Rapid gust response simulation of large civil aircraft using computational fluid dynamics. *Royal Aeronautical Journal*. 121(1246): 1795-1807.
- Billman G. M., O'Neil P. J.** 2003, Forebody vortex alleviation device, united states patent, The boeing company, Chicago, US 6612524 B2.
- Blazek J.** 2003, *Computational fluid dynamics: principles and applications*, Elsevier, second edition.
- Boris J. P., Book D. L.** 1973, Flux Corrected Transport: I. SHASTA, A Fluid Transport Algorithm that Works. *Journal of Computational Physics*, 11:38-69.
- Bradshaw P.** 1976, Effect of streamline curvature on turbulence flow, AGARD-AG-169.
- Bush R. H.** 1997, Engine face and screen loss models for CFD applications, 13th Computational Fluid Dynamics Conference, Snowmass village, Colorado, AIAA Paper 97-2076.
- Caughey D. A. et Turkel E.** 1988, Effects of Numerical Dissipation on Finite Volume Solutions of Compressible Flow Problems. AIAA Paper 88-0621.
- Chang KC, Hsieh WD, Chen CS.** 1995, A modified low-Reynolds-number turbulence model applicable to recirculating flow in pipe expansion. *ASME 117*: 417–23.
- Cebeci, T., Smith, A.M.O.,** 1974. *Analysis of turbulent boundary layers*. Academic Press.

-
- Chakrabartty S. K., Dhanalakshmi K.**, 1994, Computation of transonic flows with shock-induced separation using algebraic turbulence models, *AIAA Journal*, 33(10): 979-1981.
- Charles G. S.** 1995, A review of Reynolds stress models for turbulent shear flows, ICASE Report No. 95-15.
- Ching-Jen C., Shenq-Yuh J.** 1997, *Fundamentals of turbulence modeling*, Taylor & Francis, ISBN 1-56032-405-8.
- Crook A.** 2002, Skin-friction estimation at high Reynolds numbers and Reynolds-number effects for transport aircraft, Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research.
- Dadone A., Grossman B.** 1992, Characteristic Based Rotated Upwind Scheme for the Euler Equations. *AIAA Journal*, 30(9): 2219-2226.
- Dahdi B., Khalid M., Mamou M., Nemouchi Z. Benissaad S.** 2011, Investigation of skin porosity damping effect on atmospheric turbulence induced unsteady wing loads, 58th Aeronautic Conference and AGM, Canadian Aeronautics and Space Institute, Montreal, Canada.
- Davis F. S.** 1984, A Rotationally Based Upwind Difference Scheme for the Euler Equations. *Journal of Computational Physics*, 6:65-92.
- Diewert J. S.** 1975. Numerical Simulation of High Reynolds number Transonic Flows. *AIAA Journal*, 13(10): 1354-1359.
- Chakravarthy S. R., Anderson D. A., Salas M. D.** 1980, The Split-Coefficient Matrix Method for Hyperbolic Systems of Gas Dynamics Equations. AIAA Paper 80-0268.
- Coirier W. J., VAN LEER B.** 1991, Numerical Flux Formula for the Euler and Navier-Stokes Equations. II. Progress in Flux Vector Splitting. AIAA Paper 91-1566.
- Courant R., Isaacson E., Reeves M.** 1952, On the Solution of Non-linear Hyperbolic Differential Equations by Finite Differences. *Comm. Pure and App. Math.*, 5:243-255.
- Eltayeb E., Ibrahim A., Khalid M.** 2015, Numerical simulation of surface porosity in presence of wing-vortex interaction, *Aircraft Engineering and Aerospace Technology: An International Journal*, 87(5): 443-453,
- Enquist B., Osher S.** 1980, Stable and Entropy Satisfying Approximation for Transonic Flow Calculations. *Journal of Applied Mathematics and Computation*, 34:45

-
- Frink N., Bonhaus D., Vatsa V., Bauer S., Tinetti A.** 2001, A boundary condition for simulation of flow over porous surfaces, 19th Applied Aerodynamics Conference, Anaheim, California, AIAA Paper 01-2412.
- Fu J. K., Liang S. M.** 1991, A numerical study on drag reduction for turbulent transonic flow over a projectile, AIAA, SAE, ASME, and ASEE 27th Joint Propulsion Conference, Sacramento, California, AIAA Paper 91-2260.
- Fu J. K., Liang S. M.** 1994, Drag reduction for turbulent flows over a projectile: Part I, Journal of Spacecraft and Rockets, 31(1): 85-92.
- Gillan M. A., Cooper R. K.** 1994, Computational analysis of buffet alleviation over a porous airfoil at high angle of attack, 12th Applied Aerodynamics Conference, Colorado Springs, Colorado, AIAA 94-1818.
- Godunov S. K.** 1959, Finite-Difference Method for Numerical Computation of Discontinuous Solution of the Equations of Fluid Dynamics. Matema. Sbornik, 47: 271-306.
- Gustafson B., Sundström A.** 1978, Incompletely Parabolic Problems in Fluid Dynamics. SIAM Journal of Applied Mathematics, 35:343-357.
- Hanel D., Schwane R. et Seider G.** 1987. On the Accuracy of Up-wind Schemes for the Solution of Xavier-Stokes Equations. AIAA Paper 87-1105.
- Hanel D.** 1990, Computation of Compressible Viscous Flows. AGARD-R-764.
- Hanjalik K., Launder B. E.** 1976, Contribution towards a Reynolds-stress closure for low-Reynolds-number turbulence, Journal of fluid mechanics, 74(4): 593-610.
- Hanns F., Muller V.,** Control of Unsteady Aerodynamic Loads Using Adaptive Blowing. Applied Aerodynamics Conference., Atlanta, AIAA Paper 14-2562.
- Harten A.** 1983, High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws. Journal of Computational Physics, 9:357-393.
- Harten A.** 1984, On a Class of High Resolution Total Variation Stable Finite Difference Schemes. SIAM Journal of Numerical Anal, 21:1-23.
- Hirsch C.** 1990, Numerical Computation of Internal and External Flows. Vol. 2, John Wiley and Sons.

-
- Hunter C. A., Viken S. A., Wood R. M., Bauer S. X. S.** 2001, Advanced aerodynamic design of passive porosity control effectors, 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, AIAA Paper 01-249.
- ICEMCFD Package 2011**, <http://www.ansys.com>
- James R. G., Xin Z., Siyang Z.**, 2016, Airfoil-Gust Interactions in Transonic Flow. 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
- Jameson J., Schmidt W., Turkel E.** 1981, Numerical solutions of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time stepping schemes, AIAA paper 81-1259.
- Jameson A., Baker T. B., Weathrill N. P.** 1986. Calculation of Inviscid Transonic Flow Over Complete Aircraft, AIAA Paper 86-0102.
- Jameson J.** 1991, Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings, AIAA Paper 91-1596.
- Joeri F., Lars K., Gerd G., Jan-Willem V. W.**, 2018, Data-driven repetitive control: Wind tunnel experiments under turbulent conditions. *Control Engineering Practice*. 80: 105-115.
- John C. Wyngaard**, 1992, Atmospheric turbulence, *Annual reviews, Fluid mechanics*, 24: 205-33.
- Johnson D. A., King L. S.** 1985, A mathematically simple turbulence closure model for attached and separated turbulent boundary layers, *AIAA Journal*, 23(11): 1684-1692.
- Khalid M.** 2008, Aerodynamic response alleviation studies on airfoils subject to sudden high turbulence environment, CFDS conference, Saskatoon, Saskatchewan.
- Khalid M., Jones D. J.** 1992, Navier-Stokes investigation of blunt trailing-edge airfoils using O grids, *Journal of Aircraft*, 30(5): 797-800.
- Kroll N., Rossow C.C., Schwaborn D., Becker K., Heller G.** 2002, MEGAFLOW-A numerical flow simulation tool for transport aircraft design, ICAS Congress.
- Lambie B., Jain M., Tropea C.**, 2011, Passive Camber Change for Windturbine Load Alleviation. 49th Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition.

-
- Lauder B. E., Spalding D. B.** 1974, The numerical computation of turbulent flows, Computer Methods in applied mechanics and engineering, 3: 269-289.
- Lauder, B. E., Reece, G. J., Rodi, W.** 1975, Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure, Journal of Fluid Mechanics, 68: 537-566.
- Lee S.** 1993, Effect of leading-edge porosity on blade-vortex interaction noise, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, AIAA Paper 93-0601.
- Liang S. M., Fu J. K.** 1994, Drag reduction for turbulent flows over a projectile: Part II, Journal of Spacecraft and Rockets, 31(1): 93-98.
- MacCormack R. W.,** 1969, The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Catering. AIAA Paper 69-345.
- MacCormack R. W.** 1982, A Numerical Method Not Solving the Equations of Compressible Viscous Flow. AIAA Journal, 20(9): 1275-1281.
- Magnus H.** 1996, Turbulence and Transition Modelling (First edition), Kluwer Academic Publishers. ISBN 0792340604.
- Mamou M., Beyers M., Dagdougui H., Hasnaoui M.** 2008, Modelling of unsteady turbulent flows past roughened circular cylinders and airfoils, BBAA VI International Colloquium on Bluff Bodies Aerodynamics and Applications, Milano.
- Marinelli L., Jameson A., Grass O. F.** 1986, A Multigrid Method for the Navier-Stokes Equations. AIAA Paper 86-0208.
- Martintelli L., Jameson A.** 1988, Validation of Multigrid Method for the Reynolds Averaged Equations. AIAA Paper 85-0441.
- Mavriplis, D. J.,** 1991, Algebraic turbulence modeling for unstructured and adaptive meshes, AIAA Journal, 29(12): 2086-2093.
- Menter, F.R.** 1994, Two equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications, AIAA Journal, 32(8): 1598-1605.
- Mineck R. E., Hartwich P. M.** 1996, Effect of full-chord porosity on aerodynamic characteristics of the NACA 0012 airfoil. NASA technical paper 3591.
- Morkovin, M.V.** 1962, Effects of compressibility on turbulent flows, Mécanique de la Turbulence, CNRS, Paris, p. 368.
- Moretti G.** 1979. The lambda-Scheme. Computational Fluids, 7: 191-205.
-

-
- Nicola B., Julie K., Raghavendra K., Mikhail P., Larry K., Aditya C. 2019**, Spatial and temporal variability of turbulence dissipation rate in complex terrain. *ACP*, 19, 4367-4382.
- Osher S., Solomon F.**, 1982, Upwind Difference Schemes for Hyperbolic Systems of Conservation laws. *Mathematics Computation*, 30(158): 339-374.
- Paciorri R., Dieudonne W., Charbonnier J. M., Deconinck H.** 1997, Validation of the Spalart-Allmaras turbulence model for application in hypersonic flows, 28th Fluid Dynamics Conference, AIAA Paper 97-2023.
- Paraschivoiu M.** 1993, Une Méthode Adaptative pour la résolution Exacte des Ondes de Choc et des Discontinuités de Contact. *Mémoire de Maitrise, Ecole Polytechnique de Montréal*.
- Roe P. L.** 1981, Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes, *Journal of computing physics*, 43-357.
- Roe. L.** 1986, Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, 18: 337-365.
- Roe P. L.** 1986, Discrete Models for the Numerical Analysis of Time- Dependent Multidimensional Gas Dynamics. *Journal of Comp. Phys.*, 63:458-476
- Riedel H., Sitzmann M.** 1998, In-flight investigation of atmospheric turbulence, *Aerospace Science and Technology*, 5: 301-319.
- Sarradj E., Geyer T.** 2007, Noise generation by porous airfoils, 13th AIAA/CEASAeroacoustics Conference (28th AIAAAeroacoustics Conference), AIAA Paper 07-3719.
- SaxenaS., Nair M.**, 2002, Implementation and testing of Spalart-Allmaras model in a multi-block code, 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, AIAA Paper 02-835.
- Schlichting H.**, *Boundary Layer Theory*, 4eme edition, McGraw-Hill, New York, 1960.
- Sells C. C. L.** 1980, *Solution of the Euler Equations for Transonic Flow Past lifting Airfoil*. Royal Aircraft Establishment, TR 80065.
- Shakravarthy S., et Osher S.** 1985, A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws. AIAA Paper 85-0363.

-
- Sinha K., Candler G., Martin M.** 2001, Assessment of the k-epsilon turbulence model for compressible flows using direct simulation data, 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.
- Smith, A.M.O., Cebeci, T.,** 1967. Numerical solution of the turbulent boundary layer equations. Douglas aircraft division report DAC 33735.
- Spalart P. R., Allmaras S. R.** 1992, A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, AIAA 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, AIAA Paper 92-0439.
- Steger J. L., Warming R. F.,** 1981, Flux Vector Splitting of the Inviscid Gas Dynamic Equation with Application to Finite Difference Method. Journal of Computational Physics, 40:263-293.
- Swanson R. C. et Turkel E.** 1987, Artificial Dissipation and Central Difference Schemes for the Euler and Navier-Stokes Equations. AIAA Paper 87-1107.
- Sweby P. K.** 1984, High Resolution Schemes Using Flux Limiters for Hyperbolic Conservation laws. SIAM Journal of Num. Anal., 21: 995-1011.
- Tang F. C.** 1985, Wind tunnel test of 16% thick supercritical wind section (WTEA), LTR-HA-5X5/0154, National Research Council Canada, Ottawa, Canada.
- Tennekes H., Lumley J. L.** A first course in turbulence, MIT Press, 1972.
- Tennekes H.** 1978, Turbulent flow in two and three dimensions. Bulletin of the American Meteorological society, 59: 22-28.
- Tinetti A. F.,** 2001, On the use of surface porosity to reduce wake-stator interaction noise, thèse de doctorat en génie mécanique, Hampton, Virginia, USA, 2001.
- Tinetti A. F., Kelly J. J., Bauer S. X. S., Thomas R. H.** 2001, On the use of surface porosity to reduce unsteady lift, AIAA 31st Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Anaheim, California, AIAA Paper 01-2921.
- Tinetti A. F., Kelly J.J., Thomas R. H., Bauer S.X.S.** 2002, Reduction of wake-stator interaction noise using passive porosity, AIAA 40th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, AIAA Paper 02-1036.
- Trepanier J. Y., Zhang H., Reggio M., Paraschivoiu M.** 1992, Periodic Euler and Navier-Stokes Solutions About Oscillating Airfoils. CASI Journal, 38(2):71-75.

-
- Venkatakrishnan V.** 1993, On the Accuracy of Limiters and Conver-
gence to Steady State Solutions. AIAA Paper 93-0880.
- Van Leer B.** 1974, Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme: II. Monotonic
and Conservation Combined in a Second Order Scheme. Journal of computational
Physics: 361-370.
- Van Leer B.** 1979, Towards the Ultimate Conservation Difference Scheme: V. A Second
Order Sequel to Godunov's Method. Journal of Comp. Phys., 32.
- Van Leer B.** 1982, Flux Vector Splitting of the Euler Equations. Lecture Notes in Physics,
170:507-512.
- Van Leer B., Thomas J. L., Roe P.L., Newsome R. W.** 1987, A Comparison of Numerical
Flux Formulas for the Euler and Navier-Stokes Equations. AIAA Paper 87-1104.
- Whitfield D. L., Janus J. M.** 1984, Three dimensional unsteady Euler equations solution
using flux vector splitting, AIAA Paper 84-1552.
- Wilcox D. C.** 1988, Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence
models, AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310.
- Wilcox D. C.** 1991, A half century historical review of the k-omega model, 29th Aerospace
Sciences Meeting, Aerospace Sciences Meetings, AIAA 91-615.
- Wilcox D. C.** 1993, Comparison of two-equation turbulence models for boundary layers with
pressure gradient, AIAA Journal, 31(8): 1414-1421.
- Wilcox D. C.** 1998, Turbulence modeling for CFD, DCW industries, La Canada, California.
- Wilcox D. C.** 2001, Turbulence modeling - An overview, 39th Aerospace Sciences Meeting
and Exhibit, AIAA Paper 01-724.
- Wu Z., Cao Y., Ismail M.** 2019, Gust loads on aircraft. Royal Aeronautical Journal. Volume
123 / Issue 1266 / August 2019. Published online by Cambridge University. 1216-1274.
- Wyngaard J. C.** 1992, Atmospheric turbulence, Annual reviews of fluid mechanics, 1992,
24: 205-33.
- Zhang X., Trépanier J. Y. et Camarero R.** 1996, Revisiting the Streamwise Upwind
Method for the Euler Equations. AIAA Paper 96-0765.
- Zhao Y., Yue C., Hu H.** 2016, Gust Load Alleviation on a Large Transport Airplane.
Journal of Aircraft 53(6):1-15.