



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale du décollement sur profils d'aile : analyse et contrôle

Sébastien A. C. Bourgois

► **To cite this version:**

Sébastien A. C. Bourgois. Etude expérimentale du décollement sur profils d'aile : analyse et contrôle. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Poitiers, 2006. Français. NNT : . tel-00308715

**HAL Id: tel-00308715**

**<https://theses.hal.science/tel-00308715v1>**

Submitted on 31 Jul 2008

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

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

# THÈSE

Pour l'obtention du Grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS**  
FACULTÉ DES SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUÉES  
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)  
*École doctorale* : Sciences pour l'ingénieur  
*Secteur de recherche* : Mécanique des milieux fluides

Présentée par :

**Sébastien BOURGOIS**

---

## ETUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉCOLLEMENT SUR PROFILS D'AILE : ANALYSE ET CONTRÔLE

---

Directeurs de thèse :

**Jean TENSI    Jean-Paul BONNET**

Thèse soutenue le 22 décembre 2006  
Devant la Commission d'Examens

### - JURY -

L. JACQUIN	Professeur École Polytechnique, ONERA, Meudon	Président
A. KOURTA	Chargé de Recherche CNRS, IMFT, Toulouse	Rapporteur
M. STANISLAS	Professeur École Centrale, Lille	Rapporteur
J.-P. BONNET	Directeur de Recherche CNRS, LEA, Poitiers	Examineur
J.-P. ROSENBLUM	Ingénieur, Dassault-Aviation, Saint-Cloud	Examineur
A. SEIFERT	Professeur Université de Tel-Aviv, Israël	Examineur
J. TENSI	Ingénieur de Recherche CNRS, LEA, Poitiers	Examineur
A. TOUYERAS	Ingénieur, SNECMA, Villaroche	Examineur
D. CARUANA	Ingénieur, ONERA, Toulouse	Invité



*A ma famille,  
A mes amis,  
A Marie-Thérèse RIPERT*



*« I think that a particle must have a separate reality independent of the measurements. That is an electron has spin, location and so forth even when it is not being measured. I like to think that the moon is there even if I am not looking at it. »*

Albert EINSTEIN  
1879-1955



# Remerciements

CES travaux ont été effectués à l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, au sein du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA). Cette thèse a été financée par SNECMA Groupe SAFRAN et DASSAULT-Aviation. Je remercie M. Jean-Paul Bonnet, directeur du LEA à mon arrivée en mars 2003, de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire pour y effectuer mes travaux de recherche.

L'encadrement de cette thèse a été assuré par MM. Jean Tensi et Jean-Paul Bonnet que je remercie pour leur collaboration scientifique et leurs conseils au cours de ces trois années. Je les remercie sincèrement pour le temps qu'ils m'ont consacré, pour leurs encouragements et la confiance qu'ils m'ont accordée. J'ai également pu apprécier leurs qualités humaines durant cette période.

Je suis particulièrement reconnaissant envers M. Michel Stanislas, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille et M. Azeddine Kourta, Chargé de Recherches CNRS à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse et surtout d'en être les rapporteurs.

J'exprime également mes remerciements à M. Laurent Jacquin, Professeur chargé de cours à l'Ecole Polytechnique et Directeur de département ONERA-DAFE, M. Jean-Pierre Rosenblum, Ingénieur DASSAULT-Aviation, M. Avraham Seifert, Professeur à l'Université de Tel-Aviv (Israël) et M. Armel Touyeras, Ingénieur SNECMA pour m'avoir fait l'honneur de prendre sur leur temps pour juger de ce travail.

Je tiens à associer à ces remerciements M. Daniel Caruana, Ingénieur à l'ONERA-DMAE de Toulouse, pour avoir répondu positivement à mon invitation à la soutenance de cette thèse.

Mes remerciements s'adressent également aux différents interlocuteurs du Groupe de Recherche « Contrôle Des Décollements », en particulier MM. Guillaume Fournier et Julien Favier pour les nombreux échanges que nous avons entretenus.

Que M. Farrukh Alvi, professeur de l'Université de Tallahassee (Floride, USA), trouve ici toute ma reconnaissance pour nos nombreux échanges dans le cadre de l'*European Forum on Flow Control*.

Je ne saurais oublier M. Emmanuel Sommier qui durant son Master 2 Recherche FAE-ACTA pendant l'année universitaire 2004-2005 a pu apporter une forte valeur

ajoutée au travail présenté dans ce mémoire.

Ces remerciements seraient incomplets si je ne mentionnais pas le service technique du LEA et plus particulièrement MM. François Paillé et Jean-Marc Breux pour leur aide précieuse et leurs conseils dans la réalisation des différentes expériences ; M. Patrice Allary pour son aide lors de la réalisation des différents montages électriques et lors de l'utilisation des différents outils informatiques ; M. Louis Huet pour la conception des maquettes utilisées ; MM. Olivier Delage, Jean-François Caperan et Jean-Pierre Bal pour leur soutien technique et pour le nombre d'heures qu'ils m'ont consacrées devant leurs machines-outils.

Je souhaite également remercier toutes les personnes du LEA que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces années et plus globalement l'ensemble du personnel de l'ENSMA. La joie et la bonne humeur des doctorants et des stagiaires tout au long de ces trois années ont été très agréables. Je tiens à saluer ici mes collègues de bureau Funda Kurtulus (teşekkürler), Wei Long Siau (xièxie), Ramy El Jabi (merci, tabernacle!), Sylvain Aguinaga (milesker), Ignacio María Díez (gracias), Yassine Ruizi (shukran) et Sébastien Courtine pour tous les bons moments passés ensemble.

Je tiens à remercier tout particulièrement et plus intimement des personnes qui me sont plus proches. Je pense bien entendu aux membres de ma famille qui m'ont toujours encouragé durant ces trois années, en particulier ma mère et mes grands-parents. Je remercie également mes amis, qui ont contribué, par leur aide et surtout par leur bonne humeur, à la réussite de cette entreprise. Ils sauront se reconnaître à la lecture de ces quelques lignes.

J'aimerais aussi remercier une personne très particulière qui compte énormément pour moi. Il s'agit d'une merveilleuse jeune femme au tempérament bien affirmé. Elle se prénomme Fabienne et a su rendre mon quotidien plus agréable durant ces trois années de recherche.

# Table des matières

Remerciements	v
Table des matières	vii
Liste des figures	xi
Liste des tableaux	xxiii
Notations	xxv
Introduction générale	1
<b>1 Le phénomène de décollement</b>	<b>11</b>
1.1 La couche limite : définition et propriétés . . . . .	11
1.1.1 La notion de couche limite . . . . .	11
1.1.2 Définition des épaisseurs de la couche limite bidimensionnelle .	11
1.1.3 La couche limite, source de vorticité . . . . .	13
1.2 Le décollement bidimensionnel . . . . .	13
1.2.1 La vorticité . . . . .	13
1.2.2 Description phénoménologique . . . . .	14
1.3 Le décollement tridimensionnel . . . . .	17
1.3.1 Lien entre lignes de courant et lignes de frottement pariétales	18
1.3.2 Etude des points singuliers . . . . .	18
1.3.3 Les lignes et surfaces de décollement . . . . .	20
1.4 Le décollement inertiel . . . . .	21
1.4.1 Mécanisme de formation d'un tourbillon au contournement d'une arête . . . . .	21
1.4.2 Le décollement selon Batchelor . . . . .	22
1.4.3 Le problème de Falkner et Skan . . . . .	22
1.5 Discussion . . . . .	24
1.6 Conclusions . . . . .	24
<b>2 Transition laminaire-turbulent de la couche limite</b>	<b>27</b>
2.1 Couches limites laminaire et turbulente . . . . .	27
2.2 Transition de la couche limite . . . . .	28
2.2.1 Rappels historiques . . . . .	29
2.2.2 Les mécanismes de transition . . . . .	29
2.3 Facteurs influençant la transition . . . . .	32
2.3.1 Effets du nombre de Reynolds . . . . .	32
2.3.2 Effets des gradients de pression . . . . .	33

2.3.3	Effets de la turbulence extérieure et du bruit . . . . .	35
2.3.4	Effets de la courbure de paroi . . . . .	35
2.3.5	Effets des rugosités de paroi . . . . .	36
2.4	Le cas des profils NACA 0015 et ONERA D . . . . .	37
2.4.1	La transition sur le profil NACA 0015 . . . . .	38
2.4.2	La transition sur le profil ONERA D . . . . .	38
2.5	Critère de transition . . . . .	40
2.6	Conclusions . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Revue bibliographique du contrôle des écoulements</b>	<b>43</b>
3.1	Introduction . . . . .	43
3.2	Définition du contrôle . . . . .	44
3.2.1	Classification selon l'énergie consommée . . . . .	44
3.2.2	Classification selon le nombre de Reynolds . . . . .	46
3.2.3	Classification selon l'écoulement . . . . .	47
3.3	Recensement des méthodes de contrôle . . . . .	48
3.3.1	Les adaptateurs mécaniques mobiles . . . . .	48
3.3.2	Les générateurs de tourbillons . . . . .	48
3.3.3	Les actionneurs fluidiques . . . . .	51
3.3.4	Les actionneurs de type « électro-fluido-dynamique » et électro-magnétiques . . . . .	55
3.4	Les paramètres de contrôle . . . . .	57
3.4.1	La fréquence . . . . .	58
3.4.2	L'intensité (niveau d'excitation) . . . . .	63
3.4.3	La position de l'actionneur et l'orientation des injecteurs . . . . .	65
3.5	Conclusions . . . . .	67
<b>4</b>	<b>Configurations et moyens expérimentaux</b>	<b>69</b>
4.1	Dispositif expérimental : les souffleries . . . . .	69
4.1.1	Les souffleries . . . . .	69
4.1.2	Conditions d'écoulement dans la soufflerie Béton . . . . .	70
4.1.3	Positionnement de la maquette dans la veine d'essais . . . . .	70
4.2	Les maquettes . . . . .	73
4.2.1	Le profil NACA 0015 . . . . .	73
4.2.2	La montage « couche de mélange » . . . . .	74
4.2.3	Le profil ONERA D . . . . .	74
4.3	Moyens métrologiques . . . . .	77
4.3.1	Pesées aérodynamiques . . . . .	77
4.3.2	Mesures de répartition de pression statique à la paroi . . . . .	79
4.3.3	Anémométrie fil chaud . . . . .	81
4.3.4	Anémométrie film chaud . . . . .	82
4.3.5	Tomoscopies . . . . .	82
4.3.6	Visualisations pariétales . . . . .	82
4.3.7	Vélocimétrie par images de particules (PIV) . . . . .	83
4.4	Configurations testées . . . . .	84

<b>5</b>	<b>Les actionneurs testés</b>	<b>87</b>
5.1	Les microjets . . . . .	87
5.1.1	Configuration rampe divergente [70] . . . . .	87
5.1.2	Implantation des microjets sur le profil d'aile . . . . .	88
5.2	Le soufflage tangentiel continu . . . . .	92
5.2.1	Essais sur le biseau de bord de fuite d'une plaque plane . . . . .	92
5.2.2	Conception de l'actionneur destiné au profil d'aile . . . . .	93
5.3	L'aspiration . . . . .	95
5.3.1	Essais sur le biseau de bord de fuite d'une plaque plane et le cylindre . . . . .	95
5.3.2	Précisions concernant notre étude . . . . .	97
5.4	Le jet synthétique . . . . .	98
5.4.1	Principe du jet synthétique . . . . .	98
5.4.2	Essais sur le cylindre . . . . .	99
5.4.3	Précisions concernant notre étude . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Contrôle des décollements sur le profil NACA 0015</b>	<b>103</b>
6.1	Etude préliminaire du profil NACA 0015 . . . . .	103
6.1.1	Examen du profil NACA 0015 sous Xfoil . . . . .	103
6.1.2	Etude expérimentale préliminaire du profil de faible allongement	109
6.2	Qualification de l'écoulement autour du profil NACA 0015 . . . . .	115
6.2.1	Caractérisation du profil NACA 0015-Béton d'allongement 7 . . . . .	115
6.2.2	Caractérisation du profil NACA 0015-Visu . . . . .	127
6.3	Contrôle des décollements par utilisation de générateurs de tourbillons	127
6.3.1	Caractérisation de l'actionneur . . . . .	127
6.3.2	Influence des orifices sur les pesées . . . . .	132
6.3.3	Modifications des coefficients aérodynamiques . . . . .	134
6.3.4	Modifications topologiques de l'écoulement . . . . .	134
6.3.5	Influence du coefficient de soufflage . . . . .	135
6.3.6	Analyse des tomographies à faibles nombres de Reynolds . . . . .	139
6.4	Contrôle des décollements par utilisation de jets synthétiques . . . . .	140
6.4.1	Caractérisation des actionneurs . . . . .	140
6.4.2	Analyse des tomographies . . . . .	145
6.4.3	Champs moyens de vitesse . . . . .	146
6.4.4	Analyse des structures de l'écoulement par utilisation de la POD	155
6.5	Conclusions . . . . .	159
<b>7</b>	<b>Etude préliminaire du contrôle d'une couche de mélange</b>	<b>165</b>
7.1	Description générale de la couche de mélange plane . . . . .	165
7.1.1	Définition et description de l'écoulement . . . . .	165
7.1.2	Paramètres caractérisant la couche de mélange . . . . .	167
7.2	Caractérisation de l'écoulement sans contrôle . . . . .	168
7.2.1	Méthodes de mesures utilisées . . . . .	168
7.2.2	Détermination des paramètres de la couche de mélange . . . . .	170
7.2.3	Champs moyens et fluctuations de vitesses . . . . .	172
7.2.4	Mise en évidence des structures cohérentes de l'écoulement . . . . .	178
7.3	Application du contrôle . . . . .	180
7.3.1	Caractérisation de l'actionneur . . . . .	180
7.3.2	Evolution du champ moyen sous les effets du contrôle . . . . .	182
7.3.3	Discussion et analyse . . . . .	188

7.4	Conclusions . . . . .	193
<b>8</b>	<b>Contrôle des décollements sur le profil ONERA D</b>	<b>195</b>
8.1	Etude numérique du profil sous Xfoil . . . . .	195
8.2	Etude expérimentale du profil en transition naturelle . . . . .	198
8.2.1	Pesées aérodynamiques . . . . .	198
8.2.2	Visualisations pariétales . . . . .	199
8.2.3	Analyse des résultats . . . . .	200
8.3	Application du contrôle en transition naturelle . . . . .	202
8.3.1	Contrôle par microjets . . . . .	202
8.3.2	Contrôle par soufflage tangentiel . . . . .	210
8.4	Etude expérimentale du profil en transition déclenchée . . . . .	213
8.4.1	Essais avec carborundum . . . . .	213
8.4.2	Essais effectués par l'ONERA avec une bande de rugosités . . . . .	215
8.4.3	Conclusions sur le déclenchement de la transition . . . . .	217
8.5	Application du contrôle en transition déclenchée . . . . .	217
8.5.1	Contrôle par microjets . . . . .	217
8.5.2	Contrôle par soufflage tangentiel . . . . .	221
8.6	Conclusions . . . . .	223
	<b>Conclusion générale</b>	<b>231</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>231</b>
<b>A</b>	<b>Vélocimétrie par imagerie de particules bidimensionnelle</b>	<b>239</b>
A.1	Principe . . . . .	239
A.2	Mise en œuvre . . . . .	240
A.2.1	L'illumination de l'écoulement . . . . .	240
A.2.2	L'ensemencement . . . . .	241
A.2.3	L'enregistrement des images . . . . .	242
A.3	Traitement des images . . . . .	243
A.3.1	Détermination du déplacement . . . . .	243
A.3.2	Algorithmes de PIV . . . . .	245
<b>B</b>	<b>Mesure de la traînée de profil par exploration de sillage</b>	<b>247</b>
<b>C</b>	<b>Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD)</b>	<b>249</b>
C.1	Formalisme mathématique . . . . .	250
C.2	POD classique et Snapshot POD . . . . .	252
C.3	POD et analyse harmonique . . . . .	254
C.4	Formulation discrète . . . . .	255

# Table des figures

1	Zone de décollement mise en évidence sur la lunette arrière d'une Citroën DS, d'après Werlé [123] . . . . .	2
2	A gauche, décollement sur la surface frontale d'un train à grande vitesse TGV. A droite, tourbillons d'extrados sur « Concorde » en phase d'atterrissage, d'après Werlé [123] . . . . .	3
3	Décollements sur une maquette d'Airbus à faible incidence ( $\alpha = 2.5^\circ$ ) d'après Werlé [123] . . . . .	4
4	Décollement sur un profil d'aile, d'après Prandtl et Tietjens [95] . . .	5
5	Polaires correspondant aux différents types de décollement de couche limite d'après Comolet [29] ( <b>T</b> correspond au décollement turbulent, <b>L</b> au décollement laminaire et <b>Tr</b> à la transition) . . . . .	6
6	Comparaison des courbes de portance de deux profils de même épaisseur et de rayon de courbure de bord d'attaque différent [57] . . . . .	7
7	Evolution de la longueur du bulbe ( $L/\delta_s^*$ ) en fonction de l'incidence pour le profil NACA 64A006 pour un nombre de Reynolds $Re_C = 5.8 \times 10^6$ [114] . . . . .	8
1.1	Conventions de notation de la couche limite . . . . .	12
1.2	Création de vorticité par déformation de la particule fluide sur la paroi, la vorticité est ensuite diffusée vers l'intérieur du fluide [127] . .	14
1.3	Système de coordonnées du problème de couche limite 2D . . . . .	15
1.4	Schématisation de la ligne de courant limite se séparant de la paroi [77]	17
1.5	Le nœud [34] . . . . .	19
1.6	Le foyer [34] et une de ses manifestations dans l'atmosphère en 1995 : le cyclone Luis . . . . .	19
1.7	Le point selle [34] . . . . .	20
1.8	Une ligne et une surface de décollement [34] . . . . .	21
1.9	Visualisation par bulles d'hydrogène du décollement de couche limite sur un dièdre [18] . . . . .	22
1.10	Décollement de l'écoulement sur un angle vif (S) vu par Batchelor [12]	23
2.1	Visualisation de la différence entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent . . . . .	28
2.2	Couche limite se développant sur une plaque plane : passage de l'état laminaire à l'état turbulent . . . . .	28
2.3	Transition de la couche limite sur plaque plane . . . . .	30
2.4	Evolution des caractéristiques lors de la transition sur plaque plane .	32
2.5	écoulement autour d'un cylindre. A gauche, régime laminaire ; à droite, régime turbulent . . . . .	33

2.6	Transition avec gradient de pression sur un profil ONERA D placé dans un écoulement à $Re_C = 3.2 \times 10^5$ [32]. Evolution temporelle de la vitesse pour $y = 0.5mm$ (à gauche). Evolution du spectre d'énergie de la fluctuation longitudinale de vitesse pour $y = 0.5mm$ (à droite) .	34
2.7	Influence de la courbure de paroi sur le nombre de Reynolds de début de transition, d'après Liepman [75, 76]. Formation de tourbillons de Görtler dans une couche limite laminaire sur paroi concave . . . . .	36
2.8	Effet d'une rugosité tridimensionnelle isolée d'après Von Doenhoff et Braslow [35] . . . . .	37
2.9	Lieux des points de décollement, de transition et de recollement sur le profil NACA 0015 [85] . . . . .	38
2.10	Bulbe de décollement laminaire sur le profil ONERA D [16] . . . . .	39
2.11	Influence de la vitesse amont sur les distributions de pression pour le profil ONERA D placé à incidence $8^\circ$ [17] . . . . .	39
2.12	Lieux des points de décollement (D), de transition (T) et de recollement (R) obtenus à partir des distributions de pression et des visualisations pariétales [16] . . . . .	41
3.1	Classification du contrôle selon Gad-el-Hak [48] . . . . .	44
3.2	Générateurs de vortex installés sur un Gloster Javelin FAW.8 (XH992)	45
3.3	Contrôle de la vorticité grâce à des riblets ou des systèmes LEBU . .	45
3.4	Structure d'un MEMS . . . . .	47
3.5	Exemple de géométries possibles de VGM, d'après Ashill <i>et al.</i> ([5] et [6]) . . . . .	49
3.6	Schéma de principe des VGM rétractables développés à l'ONERA / DMSE [37] . . . . .	49
3.7	Les trois modes d'action fluidique possibles. Evolution temporelle de la vitesse du jet . . . . .	51
3.8	Evolution temporelle de la loi de commande, de la réponse du dispositif COTS et de la vitesse du jet en sortie [102] . . . . .	53
3.9	Schéma de l'actionneur Zip développé au LPMO de Besançon dans le cadre du GDR CDD [46, 47] . . . . .	53
3.10	Principe de fonctionnement du générateur de jets synthétiques mis en place par Gilarranz <i>et al.</i> [49] . . . . .	54
3.11	Schéma de principe des sparkjets [25] . . . . .	55
3.12	Schéma de principe de l'actionneur EFDYN . . . . .	55
3.13	Lignes de courant de l'écoulement autour d'un profil NACA 0015 pour $U_\infty = 25m/s$ et pour une incidence $\alpha = 19.8^\circ$ . A gauche, l'écoulement n'est pas contrôlé. A droite, une décharge est appliquée, les paramètres de contrôle étant les suivants : $C_\mu = 2.5\%$ et $F^+ = 0.4$ [86] . . . . .	56
3.14	Principe de fonctionnement de l'actionneur EM, basé sur la force de Lorentz : la force électro-magnétique générée est perpendiculaire à la paroi [19] . . . . .	57
3.15	Définition des grandeurs utilisées dans les Tab. 3.1, 3.2 et 3.3 . . . . .	58
3.16	Schéma du profil NACA 0015 utilisé par Seifert <i>et al.</i> [105] : position des fentes de soufflage . . . . .	62

3.17	Variations du coefficient de portance d'un profil NACA 0015 en fonction de la fréquence d'excitation au bord d'attaque et au niveau du volet de bord de fuite. Le nombre de Reynolds varie entre $0.15 \times 10^6$ et $0.6 \times 10^6$ , le coefficient de soufflage $C_\mu$ est fixé à 0.08% [105] . . . . .	62
3.18	Influence de la fréquence d'un contrôle en bord d'attaque sur le coefficient de portance d'un profil NACA 0015 [50] . . . . .	63
3.19	Comparaison d'un contrôle par jets synthétiques au bord d'attaque d'un profil NACA 0015 (a) et d'un profil NACA 0012 (b) pour deux niveaux d'excitation [51] . . . . .	64
3.20	Comparaison d'un contrôle par jets synthétiques au bord d'attaque et d'un soufflage continu pour (a) un profil NACA 0015 placé à incidence $\alpha = 22^\circ$ et (b) un profil NACA 0012 [51] . . . . .	65
3.21	Mise en évidence par tomographies de l'influence de l'intensité du soufflage dans le cas d'un contrôle par jets synthétiques au bord d'attaque d'un profil d'aile [82] . . . . .	66
3.22	Configuration expérimentale de Smith <i>et al.</i> [111] . . . . .	67
4.1	La Soufflerie Béton de l'ENSMA . . . . .	70
4.2	Distribution de vitesses dans la veine d'essais, dans les plans $x = 1.17m$ (à gauche) et $x = 2.71m$ (à droite) . . . . .	71
4.3	Déviations angulaires (incidence) de l'écoulement dans les plans $x = 1.17m$ (à gauche) et $x = 2.71m$ (à droite) . . . . .	71
4.4	Déviations angulaires (lacet) de l'écoulement dans les plans $x = 1.17m$ (à gauche) et $x = 2.71m$ (à droite) . . . . .	71
4.5	Montage de fixation de l'aile en position horizontale . . . . .	72
4.6	Caractéristiques des plaques de garde . . . . .	73
4.7	Le profil NACA 0015 généré sous Xfoil . . . . .	74
4.8	La configuration « couche de mélange » dans la soufflerie VISU 01 . . . . .	75
4.9	Vue schématique du montage « couche de mélange » . . . . .	75
4.10	Le profil ONERA D généré sous Xfoil . . . . .	75
4.11	La maquette ONERA D . . . . .	76
4.12	Le profil hybride ONERA D / NACA 0012 généré sous Xfoil . . . . .	76
4.13	Comparaison à $Re = 10^6$ des distributions de pression sur le profil hybride ONERA D / NACA 0012 et sur le profil ONERA D à incidence $10^\circ$ . . . . .	77
4.14	Orientation des efforts mesurés . . . . .	78
4.15	Schéma du système d'acquisition . . . . .	79
4.16	Système d'acquisition des pressions statiques pariétales . . . . .	80
5.1	Visualisations pariétales réalisées sans contrôle (à gauche) et avec activation des microjets (à droite) . . . . .	88
5.2	Champs de vitesse moyenne sans contrôle (à gauche) et avec activation de l'actionneur MJ3 (à droite) pour $U_\infty = 40m/s$ . . . . .	89
5.3	Montage du dispositif « microjets » sur un capot amovible (vue intérieure du profil) . . . . .	89
5.4	Contrôle par soufflage tangentiel ( $VR = 5.7$ ) du décollement sur le bord de fuite biseauté d'une plaque plane . . . . .	93
5.5	Schéma de principe de l'actionneur . . . . .	94
5.6	Montage du dispositif « soufflage tangentiel » sur un capot amovible (vue intérieure de la maquette) . . . . .	94

5.7	Profils de vitesse en sortie de l'actionneur de type « jet tangentiel continu » . . . . .	95
5.8	Contrôle par aspiration ( $VR = 4.2$ ) du décollement sur le bord de fuite biseauté d'une plaque plane . . . . .	96
5.9	Contrôle par aspiration du décollement sur un cylindre. A gauche, écoulement non contrôlé. A droite, écoulement contrôlé par aspiration normale à la paroi (position azimutale de la fente $\theta = 105^\circ$ ) . . . . .	97
5.10	Réductions de traînée obtenues grâce au contrôle par aspiration normale à la paroi . . . . .	97
5.11	Principe d'un jet synthétique généré par un piston . . . . .	98
5.12	Visualisation par méthode LIF (Laser Induced Fluorescence) de la paire de tourbillons contra-rotatifs se formant dans le jet, pour différentes distances à l'orifice de sortie (la distance augmente de (a) vers (d)). Le plan des photographies est perpendiculaire à l'axe du jet [24] . . . . .	99
5.13	Champs de vitesse moyens de l'écoulement naturel (à gauche) et de l'écoulement contrôlé (à droite) par soufflage synthétique à une fréquence de $120Hz$ . . . . .	100
5.14	Générateur de jets synthétiques développé au LEA ENSMA . . . . .	101
5.15	Caractéristiques géométriques et courbes de réponse en fréquence et en impédance des haut-parleurs utilisés . . . . .	101
6.1	Calcul du coefficient de frottement pariétal et de l'évolution de la taille du bulbe de transition en fonction du nombre de Reynolds sur le profil NACA 0015 de corde $C = 0.35m$ placé à incidence $\alpha = 15^\circ$ . . . . .	105
6.2	Calcul du coefficient de frottement pariétal sur les maquettes NACA 0015-Béton et NACA 0015-Visu placées à incidence $\alpha = 15^\circ$ . . . . .	106
6.3	Calcul de l'épaisseur de déplacement de la couche limite se développant sur les maquettes NACA 0015-Béton et NACA 0015-Visu placées à incidence $\alpha = 15^\circ$ . . . . .	107
6.4	Calcul de l'influence du nombre de Reynolds sur l'épaisseur de déplacement de la couche limite se développant sur le profil NACA 0015 placé à incidence $\alpha = 15^\circ$ . . . . .	107
6.5	Calcul de l'épaisseur de déplacement de la couche limite sur les maquettes NACA 0015-Béton et NACA 0015-Visu à incidence $\alpha = 12^\circ$ , en transition déclenchée . . . . .	108
6.6	Calcul du coefficient de frottement pariétal sur les maquettes NACA 0015-Béton et NACA 0015-Visu à incidence $\alpha = 12^\circ$ , en transition déclenchée . . . . .	108
6.7	Profil NACA 0015 ( $\lambda = 3$ ) installé, sans plaques de garde, dans la veine de la Soufflerie Béton . . . . .	109
6.8	Visualisations pariétales des décollements sur le profil NACA 0015 ( $\lambda = 3$ ) en transition naturelle à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	110
6.9	Mesures de l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance du profil NACA 0015 en transition naturelle . . . . .	111
6.10	Mesures de l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de traînée du profil NACA 0015 en transition naturelle . . . . .	111
6.11	Visualisations pariétales des décollements sur le profil NACA 0015 ( $\lambda = 3$ ) en transition déclenchée à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	112

6.12	Mesures de l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance du profil NACA 0015 en transition déclenchée . . . . .	112
6.13	Mesures de l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de traînée du profil NACA 0015 en transition déclenchée . . . . .	113
6.14	Effet du déclenchement de transition sur le $C_z(\alpha)$ pour $Re_C = 0.93 \times 10^6$	114
6.15	Effet du déclenchement de transition sur le $C_x(\alpha)$ pour $Re_C = 0.93 \times 10^6$	114
6.16	Modifications apportées au profil NACA 0015 en vue d'augmenter son allongement . . . . .	115
6.17	Installation du profil NACA 0015 ( $\lambda = 7$ ) dans la veine d'essais de la Soufflerie Béton . . . . .	116
6.18	Visualisations pariétales des décollements sur le profil NACA 0015 ( $\lambda = 7$ ) en transition naturelle à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	116
6.19	Visualisations pariétales des décollements sur le profil NACA 0015 ( $\lambda = 7$ ) en transition déclenchée à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	117
6.20	Visualisations pariétales obtenues pour $Re_C = 385000$ et $\alpha = 18.4^\circ$ sur des profils Clark-Y 14% d'allongement 3, 6, 9 et 12 [122] . . . . .	118
6.21	Position du plan où sont réalisées les tomographies . . . . .	118
6.22	Tomographies réalisées dans un plan distant de 66cm de la paroi à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	119
6.23	Distributions de pression autour du profil NACA 0015 en transition déclenchée à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . En haut : $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 12^\circ$ ; en bas : $\alpha = 13^\circ$ et $\alpha = 14^\circ$ . . . . .	120
6.24	Distributions de pression autour du profil NACA 0015 en transition déclenchée à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . En haut : $\alpha = 15^\circ$ et $\alpha = 16^\circ$ ; en bas : $\alpha = 17^\circ$ et $\alpha = 18^\circ$ . . . . .	121
6.25	Distribution schématique des prises de pression statique sur le profil .	121
6.26	Evolution du coefficient de portance du profil NACA 0015 en fonction de l'incidence ([49, 51, 66]) . . . . .	122
6.27	Veine d'essais de la Soufflerie Béton : exploration du sillage de la maquette NACA 0015 . . . . .	123
6.28	Variations de l'épaisseur du sillage $b/C$ et de la vitesse minimale $U_0/U_\infty$ en fonction de l'incidence à une distance $x/C=5$ du bord de fuite . . . . .	123
6.29	Comparaison des profils de vitesse moyenne dans le sillage, à une distance $x/C=5$ du bord de fuite . . . . .	124
6.30	Comparaison des valeurs RMS de la vitesse longitudinale dans le sillage, à une distance $x/C=5$ du bord de fuite . . . . .	125
6.31	Evolution du coefficient de traînée et de la longueur de la zone décollée pour le profil NACA 0015 en fonction de l'incidence . . . . .	125
6.32	Définition du nombre de Strouhal utilisé . . . . .	126
6.33	Energie spectrale du sillage pour $0.5 \leq y/C \leq 0.9$ à une distance $x/C = 5$ du bord de fuite . . . . .	126
6.34	Evolution de l'énergie spectrale du sillage (à une distance $x/C = 5$ du bord de fuite) pour $0 \leq y/C \leq 0.5$ (en haut), pour $0.5 \leq y/C \leq 0.9$ (au milieu) et pour $0.9 \leq y/C \leq 1.4$ (en bas) . . . . .	128
6.35	Veine d'essais de la Soufflerie VISU 01 . . . . .	129
6.36	Tomographies réalisées à mi-envergure à $Re_{C_2} = 0.53 \times 10^6$ . . . . .	130
6.37	Géométrie des actionneurs VGF . . . . .	131
6.38	L'actionneur de type VGF . . . . .	131

6.39	Influence des orifices sur les polaires $C_z(\alpha)$ . Comparaison avec les polaires de référence disponibles dans la littérature ([49], [51] et [66])	133
6.40	Influence des orifices sur les polaires $C_x(\alpha)$	133
6.41	Modifications du coefficient de portance par activation des VGF. Influence du coefficient de soufflage	134
6.42	Modifications du coefficient de traînée par activation des VGF. Influence du coefficient de soufflage	135
6.43	Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle par VGF (à droite) pour $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$	136
6.44	Variations du coefficient de portance en fonction du coefficient de soufflage ( $09^\circ \leq \alpha \leq 12^\circ$ )	137
6.45	Variations du coefficient de portance en fonction du coefficient de soufflage ( $13^\circ \leq \alpha \leq 16^\circ$ )	138
6.46	Influence du coefficient de soufflage sur les polaires $C_z(\alpha)$	138
6.47	Variations du coefficient de traînée en fonction du coefficient de soufflage	139
6.48	Influence du coefficient de soufflage sur les polaires $C_x(\alpha)$	140
6.49	Tomographies réalisées pour l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle par VGF (à droite) pour $Re_{C_2} = 0.2 \times 10^6$	141
6.50	Tomographies réalisées pour l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle par VGF (à droite) pour $Re_{C_2} = 0.4 \times 10^6$	141
6.51	Les haut-parleurs placés sous la peau de la maquette	142
6.52	Evolution temporelle de la vitesse du jet synthétique ( $f = 50Hz$ ) généré par le haut-parleur (mesure par fil chaud sur un orifice d'éjection circulaire ( $\phi = 3mm$ ))	143
6.53	Evolution temporelle de la vitesse du jet synthétique ( $f = 50Hz$ ) généré par le moteur (mesure par fil chaud sur un orifice d'éjection circulaire ( $\phi = 2mm$ ))	144
6.54	Variations d'intensité de la vitesse d'aspiration en fonction de la distance à l'orifice d'éjection de la mesure (mesure par fil chaud sur un orifice d'éjection circulaire ( $\phi = 3mm$ )); jet synthétique généré par les haut-parleurs ( $f = 50Hz$ )	144
6.55	Tomographies réalisées sur le profil NACA0015 placé à incidence $12^\circ$ dans un écoulement à $Re_C = 0.27 \times 10^6$ ; sans contrôle (à gauche), avec contrôle par jets synthétiques opérant à une fréquence $f = 100Hz$ (à droite)	145
6.56	Tomographies réalisées sur le profil NACA0015 placé à incidence $15^\circ$ dans un écoulement à $Re_C = 0.4 \times 10^6$ ; sans contrôle (à gauche), avec contrôle par jets synthétiques opérant à une fréquence $f = 50Hz$ (à droite)	146
6.57	Position et taille des deux champs PIV étudiés	147
6.58	Exemple de ligne singulière observée sur les champs PIV	148
6.59	Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 13^\circ$ et $U_\infty = 6m/s$ ). Contrôle par jets synthétiques mécaniques au travers de trous inclinés $\phi = 3mm$ en $x/C = 20\%$ . En haut : cas sans contrôle; au milieu : contrôle à une fréquence $f = 34Hz$ et $C_\mu = 0.90\%$ ; en bas : contrôle à une fréquence $f = 50Hz$ et $C_\mu = 1.94\%$	149

6.60	Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 14^\circ$ et $U_\infty = 6m/s$ ). Contrôle par jets synthétiques mécaniques au travers de trous inclinés $\phi = 3mm$ en $x/C = 20\%$ . En haut : cas sans contrôle; au milieu : contrôle à une fréquence $f = 34Hz$ et $C_\mu = 0.90\%$ ; en bas : contrôle à une fréquence $f = 50Hz$ et $C_\mu = 1.94\%$ . . . . .	150
6.61	Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 15^\circ$ et $U_\infty = 6m/s$ ). Contrôle par jets synthétiques mécaniques au travers de trous inclinés $\phi = 3mm$ en $x/C = 20\%$ . En haut : cas sans contrôle; au milieu : contrôle à une fréquence $f = 34Hz$ et $C_\mu = 0.90\%$ ; en bas : contrôle à une fréquence $f = 50Hz$ et $C_\mu = 1.94\%$ . . . . .	151
6.62	Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 13^\circ$ et $U_\infty = 4m/s$ ). Contrôle par jets synthétiques (générés par haut-parleurs) au travers de trous $\phi = 2mm$ (perpendiculaires à la paroi) en $x/C = 70\%$ . En haut : cas sans contrôle; en bas : contrôle à une fréquence $f = 100Hz$ et $C_\mu = 3.70\%$ . . . . .	152
6.63	Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 14^\circ$ et $U_\infty = 4m/s$ ). Contrôle par jets synthétiques (générés par haut-parleurs) au travers de trous $\phi = 2mm$ (perpendiculaires à la paroi) en $x/C = 70\%$ . En haut : cas sans contrôle; en bas : contrôle à une fréquence $f = 100Hz$ et $C_\mu = 3.70\%$ . . . . .	153
6.64	Profils de vitesse moyenne obtenus sur le profil NACA 0015 en variant la fréquence de contrôle (jet synthétique mécanique au travers de trous circulaires $\phi = 3mm$ placés en $x/C = 20\%$ ). $U_\infty = 6m/s$ , les profils sont tracés pour deux positions. En haut : $x/C = 21\%$ ; en bas : $x/C = 92\%$ . . . . .	154
6.65	Champs moyens de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour le profil non contrôlé placé à incidence $\alpha = 14^\circ$ dans un écoulement à $Re_C = 2.0 \times 10^5$ . . . . .	156
6.66	Champs moyens de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour le profil placé à incidence $\alpha = 14^\circ$ dans un écoulement à $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$ avec déploiement des actionneurs ( $f = 40Hz$ ) . . . . .	156
6.67	Niveaux d'énergie associés à chaque mode de la décomposition par POD; à gauche, profil non contrôlé; à droite, profil avec activation des haut-parleurs ( $f = 40Hz$ ) . . . . .	157
6.68	Champs moyens de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux deux premiers modes de la décomposition par POD pour le profil placé à incidence $\alpha = 14^\circ$ dans un écoulement à $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$ : à gauche, sans contrôle; à droite, avec déploiement des actionneurs ( $f = 60Hz$ ) . . . . .	159
6.69	Profils de vitesse moyenne pour le profil placé à incidence $\alpha = 14^\circ$ dans un écoulement à $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$ : en haut à gauche, $50mm$ en amont de l'actionneur; en haut à droite, $30mm$ en aval de l'actionneur; en bas, $100mm$ en aval de l'actionneur . . . . .	160

6.70	Champs moyens de vitesse longitudinale et distributions d'énergie cinétique turbulente pour le profil placé à incidence $\alpha = 14^\circ$ dans un écoulement à $Re_{C_2} = 1.6 \times 10^5$ : à gauche, sans contrôle; à droite, avec déploiement des actionneurs ( $f = 40Hz$ ) . . . . .	160
6.71	Champs moyens de vitesse longitudinale et distributions d'énergie cinétique turbulente pour le profil placé à incidence $\alpha = 15^\circ$ dans un écoulement à $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$ : à gauche, sans contrôle; à droite, avec déploiement des actionneurs ( $f = 100Hz$ ) . . . . .	161
6.72	Analogie entre les deux configurations d'écoulement, la couche de cisaillement sur le profil NACA 0015 en incidence et le montage « couche de mélange » . . . . .	163
7.1	Visualisation des structures primaires créées par un écoulement d'hélium à $10m/s$ (en haut) et un écoulement de nitrogène à $3.78m/s$ (en bas) [22] . . . . .	166
7.2	Reconstitution tridimensionnelle des structures de la couche de mélange plane [74] . . . . .	166
7.3	Schématisation de l'épaisseur de vortacité . . . . .	168
7.4	Schématisation de la plaque plane et positionnement des deux champs PIV traités . . . . .	169
7.5	Profils de vitesse longitudinale mesurés au droit de l'actionneur, obtenus pour différentes vitesses $U_1$ de l'écoulement rapide . . . . .	170
7.6	Comparaison des profils de vitesse longitudinale obtenus par sondages au tube de Pitot et par PIV . . . . .	171
7.7	Champ moyen de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente pour $U_1 = 1.2m/s$ (fenêtre POD n°1) . . . . .	172
7.8	Champ moyen de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente pour $U_1 = 1.8m/s$ (fenêtre POD n°1) . . . . .	173
7.9	Champ moyen de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente pour $U_1 = 2.6m/s$ (fenêtre POD n°1) . . . . .	173
7.10	Champ moyen de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente pour $U_1 = 2.6m/s$ (fenêtre POD n°2) . . . . .	174
7.11	Evolution des profils moyens de vitesse longitudinale . . . . .	175
7.12	Représentation en variable de similitude des profils moyens de vitesse longitudinale . . . . .	175
7.13	Evolution longitudinale de l'épaisseur de vortacité $\delta_\omega$ et de $y_{1/2}$ , pour $x$ compris entre $-105mm$ et $208mm$ . . . . .	176
7.14	Interprétation schématique de l'accélération mesurée dans la région basse vitesse de la couche de mélange . . . . .	177
7.15	Fluctuations de vitesse longitudinale en $x = -230mm$ , $x = 20mm$ et $x = 208mm$ . $U_1$ est fixée à $2.6m/s$ . . . . .	177
7.16	Champ moyen de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour un écoulement rapide de vitesse $U_1 = 2.6m/s$ (fenêtre POD n°1) . . . . .	179
7.17	Champ moyen de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour un écoulement rapide de vitesse $U_1 = 2.6m/s$ (fenêtre POD n°2) . . . . .	179
7.18	Evolution temporelle de la vitesse à la sortie d'un orifice pour deux fréquences du jet synthétique : à gauche, $f = 60Hz$ ; à droite, $f = 100Hz$ . . . . .	180

7.19	Images Schlieren de deux jets synthétiques caractérisés par un même nombre de Reynolds ( $Re_d = 2200$ ) et par : (a) un nombre de Strouhal $St = 0.07$ , (b) un nombre de Strouhal $St = 0.01$ , d'après Smith et Swift [109] . . . . .	181
7.20	Champs moyens de vitesse longitudinale et distributions d'énergie cinétique turbulente pour $U_1 = 2.6m/s$ (fenêtre POD n°1) : à gauche, sans contrôle ; à droite, activation des jets synthétiques ( $f = 60Hz$ ) .	182
7.21	Comparaison des profils moyens de vitesse longitudinale ( $x = -230mm$ , $x = 20mm$ et $x = 208mm$ ) sans contrôle et avec activation des jets synthétiques ( $f = 60Hz$ ). $U_1$ est fixée à $2.6m/s$ . . . . .	183
7.22	Champs moyens de vitesse longitudinale et distributions d'énergie cinétique turbulente pour $U_1 = 1.2m/s$ (fenêtre POD n°1) : à gauche, sans contrôle ; à droite, activation des jets synthétiques ( $f = 60Hz$ ) .	184
7.23	Profils moyens de vitesse longitudinale ( $x = -230mm$ , $x = 20mm$ et $x = 208mm$ ) pour $U_1 = 1.2m/s$ : sans contrôle et avec activation des jets synthétiques ( $f = 60Hz$ ) . . . . .	185
7.24	Effet d'une variation de la fréquence de contrôle sur les profils moyens de vitesse longitudinale issus de la fenêtre POD n°2 : en haut à gauche, $x = -20mm$ ; en haut à droite, $x = 50mm$ ; en bas : $x = 100mm$ . $U_1$ est fixée à $2.6m/s$ . . . . .	186
7.25	Effet d'une variation de la fréquence de contrôle sur les profils moyens de vitesse longitudinale issus de la fenêtre POD n°2 : en haut à gauche, $x = -20mm$ ; en haut à droite, $x = 50mm$ ; en bas : $x = 100mm$ . $U_1$ est fixée à $1.8m/s$ . . . . .	187
7.26	Superposition de la trajectoire d'un jet continu dans un écoulement transverse (d'après Hasselbrink et Mungal [53]) aux distributions d'énergie cinétique turbulente obtenues avec un contrôle activé à $f = 60Hz$ pour $U_1 = 1.2m/s$ (à gauche) et $U_1 = 2.6m/s$ (à droite) . . . .	189
7.27	Visualisation par tomographie de l'interaction entre un jet continu à $U_{jet}/U_1 = 3$ et la couche de mélange. $U_1$ est fixée à $6.2m/s$ , l'écoulement de référence est donné à gauche . . . . .	189
7.28	Visualisation par tomographie de l'interaction entre un jet continu à $U_{jet}/U_1 = 8$ et la couche de mélange. $U_1$ est fixée à $6.2m/s$ , l'écoulement de référence est donné à gauche . . . . .	190
7.29	Structure d'un jet isolé dans un écoulement transverse, d'après Hasselbrink et Mungal [53] . . . . .	190
7.30	Champ moyen de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour un écoulement rapide de vitesse $U_1 = 2.6m/s$ , avec activation des jets synthétiques à $f = 60Hz$ (fenêtre POD n°1) . . . . .	191
7.31	Niveaux d'énergie associés à chaque mode de la décomposition par POD pour la couche de mélange non contrôlée et la couche de mélange avec activation des jets synthétiques ( $f = 60Hz$ ). La vitesse de l'écoulement rapide est de $U_1 = 2.6m/s$ . . . . .	192
7.32	Champs de vitesse associés aux trois premiers modes de la décomposition par POD pour un écoulement rapide de vitesse $U_1 = 2.6m/s$ : à gauche, sans contrôle ; à droite, avec activation des jets synthétiques à $f = 60Hz$ (fenêtre POD n°1) . . . . .	192

8.1	Distributions de pression autour du profil à une incidence $\alpha = 7.7^\circ$ pour $Re_C = 10^6$ . . . . .	196
8.2	Distributions de pression autour du profil à une incidence $\alpha = 10^\circ$ pour $Re_C = 10^6$ . . . . .	197
8.3	Influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance . . . . .	198
8.4	Influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de tangage . . . . .	199
8.5	Mise en place des plaques de garde sur le profil (vue de dessus) . . . . .	200
8.6	Visualisations pariétales des décollements sur le profil ONERA D en transition naturelle à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	201
8.7	Visualisations pariétales ( $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ ) des décollements de couche limite en transition naturelle sur le profil ONERA D placé à incidence $\alpha = 10^\circ$ (à gauche) et $\alpha = 11^\circ$ (à droite) . . . . .	202
8.8	Evolution du $C_z$ avec contrôle par microjets à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	203
8.9	Evolution du $C_x$ avec contrôle par microjets à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	204
8.10	Evolution du $C_z$ avec contrôle par microjets à $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$ . . . . .	205
8.11	Evolution du $C_x$ avec contrôle par microjets à $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$ . . . . .	205
8.12	Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle (à droite) pour une incidence $\alpha = 14^\circ$ et pour un nombre de Reynolds $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	206
8.13	Illustration schématique du système tourbillonnaire provoqué par un jet circulaire dans un écoulement transverse [90] . . . . .	207
8.14	La maquette et les micro-cylindres introduits dans les orifices des microjets . . . . .	208
8.15	Effets des micro-cylindres sur le coefficient de portance pour un nombre de Reynolds $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	209
8.16	Effets des micro-cylindres sur le coefficient de traînée pour un nombre de Reynolds $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	209
8.17	Séquence de contrôle en réduisant la vitesse de soufflage jusqu'à l'obtention du recollement . . . . .	210
8.18	Effets du soufflage tangentiel sur le coefficient de portance à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	211
8.19	Effets du soufflage tangentiel sur le coefficient de traînée à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	212
8.20	Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle (à droite) pour une incidence $\alpha = 13^\circ$ et pour un nombre de Reynolds $Re_{C_1} = 0.7 \times 10^6$ . . . . .	212
8.21	Visualisations pariétales des décollements sur le profil ONERA D en transition déclenchée à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . Hauteur des rugosités de carborundum : 23 microns (à gauche), 45 microns (au centre), 88 microns (à droite) . . . . .	214
8.22	Visualisations pariétales des décollements sur le profil ONERA D en transition déclenchée à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . Hauteur des rugosités de carborundum : 300 microns . . . . .	215
8.23	Modifications des courbes de portance résultant du déclenchement de transition (carborundum de taille $300\mu m$ ) . . . . .	216
8.24	Modifications des courbes de traînée résultant du déclenchement de transition (carborundum de taille $300\mu m$ ) . . . . .	216
8.25	Caractéristiques de la rugosité « C » . . . . .	217
8.26	Evolution du $C_z$ avec contrôle par microjets à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	218
8.27	Evolution du $C_x$ avec contrôle par microjets à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	219

8.28	Evolution du $C_z$ avec contrôle par microjets à $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$ . . .	219
8.29	Evolution du $C_x$ avec contrôle par microjets à $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$ . . .	220
8.30	Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle (à droite) pour une incidence $\alpha = 12^\circ$ et pour un nombre de Reynolds $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	220
8.31	Effets du soufflage tangentiel sur le coefficient de portance à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	221
8.32	Effets du soufflage tangentiel sur le coefficient de traînée à $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	222
8.33	Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle (à droite) pour une incidence $\alpha = 12^\circ$ et pour un nombre de Reynolds $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . . . . .	222
8.34	Tomographies réalisées sur le profil NACA 0015-Visu placé à incidence $\alpha = 15^\circ$ dans un écoulement à $Re_{C_2} = 0.5 \times 10^6$ . A gauche, écoulement sans contrôle. A droite, application d'une décharge (tension $U = 23kV$ et fréquence $f = 1kHz$ ) créant un vent ionique orienté dans le sens de l'écoulement [65] . . . . .	229
A.1	Configuration expérimentale de mesure par PIV (d'après Raffel <i>et al.</i> [96]) . . . . .	240
A.2	Fonction d'auto-corrélation a), Fonction d'intercorrélation b) (d'après Raffel <i>et al.</i> [96]) . . . . .	243
B.1	Notations utilisées . . . . .	247



# Liste des tableaux

1.1	Comparaison des rayons de courbure au bord d'attaque des différentes maquettes . . . . .	25
3.1	Contrôle des décollements sur profils d'aile : résumé de la revue bibliographique (1/3) . . . . .	59
3.2	Contrôle des décollements sur profils d'aile : résumé de la revue bibliographique (2/3) . . . . .	60
3.3	Contrôle des décollements sur profils d'aile : résumé de la revue bibliographique (3/3) . . . . .	61
4.1	Erreurs de mesure des efforts dans le cas $Re_C = 0.93 \times 10^6$ et $\alpha = 10^\circ$ (efforts exprimés en daN, moments exprimés en daN.m) . . . . .	79
4.2	Erreurs dues à la dépression de la veine d'essais . . . . .	80
4.3	Estimation des erreurs relatives par mesure des fluctuations de tension . . . . .	81
4.4	Composition générale du banc de mesure PIV. Eléments par configurations de mesures . . . . .	83
5.1	Mesures des pressions statiques au bord d'attaque du profil ONERA D . . . . .	91
5.2	Caractéristiques de fonctionnement de l'actionneur « microjets » . . . . .	91
6.1	Calcul des valeurs de $Re_{\theta_k}$ pour les deux configurations expérimentales . . . . .	106
6.2	Valeurs du coefficient de soufflage des VGF installés sur la maquette NACA 0015-Béton en fonction de la pression d'alimentation de l'actionneur . . . . .	129
6.3	Valeurs du coefficient de soufflage du jet synthétique en fonction de la fréquence de l'actionneur (piloté par le moteur) . . . . .	143
6.4	Valeurs du coefficient de soufflage du jet synthétique en fonction de la section de sortie de l'actionneur (piloté par le haut-parleur) . . . . .	145
6.5	Les différentes configurations étudiées . . . . .	147
7.1	Paramètres de la couche de mélange . . . . .	170
7.2	Niveaux maximum des tensions de Reynolds pour une couche de mélange plane . . . . .	178
7.3	Caractérisation du jet synthétique : variation de la vitesse pic et de la vitesse RMS en fonction de la fréquence des haut-parleurs . . . . .	181
8.1	Grandeurs caractéristiques de la couche limite du profil ONERA D données par Xfoil Pour $Re_C = 10^6$ et $\alpha = 10^\circ$ . . . . .	197
8.2	Gain en portance obtenu avec les microjets pour $VR = 7.83$ et $C_\mu = 0.57\%$ ( $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ ) . . . . .	203

8.3	Gain en portance obtenu avec les microjets pour $VR = 7.83$ et $C_\mu = 0.574\%$ ( $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ ) . . . . .	218
-----	--	-----

# Notations

## Paramètres de l'écoulement et grandeurs aérodynamiques

$C_D$	Coefficient de dissipation
$C_f$	Coefficient de frottement pariétal
$C_m$	Coefficient de tangage
$C_p$	Coefficient de pression pariétale
$C_x$	Coefficient de traînée
$C_z$	Coefficient de portance
$C_{z,max}$	Coefficient de portance maximal
$\Delta C_x$	Variation de traînée
$\Delta C_z$	Variation de portance
$P$	Pression statique
$P_\infty$	Pression statique à l'infini amont
$\tau$	Contrainte de cisaillement
$U$	Vitesse instantanée
$u, v, w$	Composantes du vecteur vitesse instantanée dans le repère (x,y,z)
$u', v', w'$	Fluctuations du vecteur vitesse instantanée dans le repère (x,y,z)
$U_e$	Vitesse locale à l'extérieur de la couche limite
$U_k$	Vitesse dans la couche limite non perturbée à une distance $y=k$ de la paroi
$U_\infty$	Vitesse à l'infini amont
$Tu$	Taux de turbulence
$\omega$	Vorticité

## Paramètres géométriques

$\alpha$	Incidence
$C$	Corde de la maquette
$k$	Hauteur de la rugosité
$\kappa$	Courbure de la paroi
$L$	Envergure de la maquette
$\lambda$	Allongement de la maquette
$r$	Rayon de courbure de la paroi
$S_{alaire}$	Surface alaire
$s$	Abscisse curviligne
$x, y, z$	Système de coordonnées cartésiennes de position
$x_k$	Position longitudinale de la rugosité
$X_{BF}$	Distance de l'actionneur au bord de fuite
$X_B$	Longueur du bulbe de décollement

## Propriétés du fluide

$\mu$	Coefficient de viscosité dynamique
$\nu$	Coefficient de viscosité cinématique
$\rho$	Masse volumique
$\rho_\infty$	Masse volumique à l'infini amont

## Caractéristiques des couches limites

$\delta$	Épaisseur de couche limite telle que $U/U_e = 0.99$
$\delta_1$ ou $\delta^*$	Épaisseur de déplacement
$\delta^{**}$	Épaisseur de densité
$\theta$ ou $\delta_2$	Épaisseur de quantité de mouvement
$\theta^*$	Épaisseur d'énergie cinétique
H	Facteur de forme
$H^*$	Facteur de forme d'énergie cinétique
$H^{**}$	Facteur de forme de densité

## Paramètres de contrôle

$C_\mu$	Coefficient de soufflage
$f$	Fréquence du soufflage instationnaire (pulsé ou synthétique)
$F^+$	Fréquence de soufflage adimensionnée par $X_{BF}$ et $U_\infty$
$U_j$	Vitesse en sortie d'actionneur
$VR$	Rapport entre la vitesse en sortie d'actionneur et la vitesse à l'infini amont
$\Delta$	Duty cycle

## Nombres adimensionnés

$M$	Nombre de Mach
$Re$	Nombre de Reynolds
$St$	Nombre de Strouhal

## Opérateurs

$\bar{g}$	Moyenne temporelle de la grandeur $g$
$g'$	Fluctuation de la grandeur $g$
$\partial g / \partial t$	Dérivée partielle de la grandeur $g$
$dg / dt$	Dérivée particulaire de la grandeur $g$

**Abréviations**

APU	Auxiliary Power Unit
CCD	Charged Couple Device
DHES	Direct Heat Exhaust System
DNS	Direct Numerical Simulations
EFDYN	Electro-Fluido-Dynamique
EM	Electro-magnétique
HP	Haut-parleur
IMFT	Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
LEA	Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques
LEBU	Large Eddy Break Up
PIV	Particle Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PVGJ	Pulsed Vortex Generator Jets
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes Simulation
RMS	Root Mean Square
TS	Tollmien-Schlichting
VGF	Générateurs de tourbillons fluidiques
VGM	Générateurs de tourbillons mécaniques



# Introduction générale

## Le décollement : un problème récurrent en aérodynamique

En général, quand un objet est placé dans un écoulement, les filets fluides épousent la surface du corps : ils « collent » à la paroi. Dans certaines circonstances, ces filets peuvent se détacher de la paroi, c'est ce qu'on appelle le décollement. Ce décollement, causé par un gradient de pression positif ou par une rupture géométrique de la paroi, influence fortement les performances aérodynamiques. Source d'instationnarité, il peut notamment provoquer des nuisances sonores ou être à l'origine de vibrations de la structure : il a globalement des effets pénalisants sur le rendement aérodynamique des véhicules.

De fait, le décollement est un phénomène qu'on cherche à éviter sauf cas précis comme par exemple dans le cas de l'utilisation d'aérofreins sur les ailes d'avion<sup>1</sup>. Mais dans la plupart des cas, l'objectif est bien de réduire voire d'éliminer les décollements.

Le phénomène est omniprésent sur de nombreuses configurations d'écoulement autour des véhicules de transport. Sur la géométrie complexe d'une voiture, il existe de nombreux éléments qui exigent des soins particuliers pour minimiser l'effet des décollements (surface frontale du véhicule, lunette arrière ...). A titre d'exemple la Fig. 1 montre la zone de décollement située sur la lunette arrière d'une Citroën DS [123].

Le décollement de la couche limite, qui concerne tous les types de transport (notamment automobile, ferroviaire ou aéronautique) comme illustré sur les Fig. 1 et 2, est un phénomène très difficile à prédire compte tenu de sa sensibilité à divers paramètres. Pour autant, les enjeux du contrôle des décollements étant multiples (économiques, technologiques et environnementaux) et concernant aussi bien les secteurs civils que militaires, ils sont d'une grande actualité.

---

<sup>1</sup> L'action des aérofreins augmente la traînée et diminue la portance ce qui permet de raccourcir les distances d'atterrissage.

## Les enjeux du contrôle des décollements

L'expression « contrôle d'un écoulement » désigne l'ensemble des opérations qui consistent à modifier les propriétés de l'écoulement pour l'amener à un état souhaité. Cette action, en général appliquée au voisinage de la paroi, peut être par exemple une adjonction de masse fluide, d'énergie ou de quantité de mouvement. Le contrôle vise la plupart du temps à éliminer ou à retarder le décollement de la couche limite.

Dès 1904, Prandtl a exposé plusieurs expériences de contrôle d'écoulement [94]. Il a été notamment le premier à étudier l'effet d'aspiration de la couche limite autour d'un cylindre. Depuis cette époque, de nombreuses méthodes de contrôle des écoulements ont été proposées. Des dispositifs de soufflage et d'aspiration continus ont été expérimentés et employés sur des avions de série. Sur le Lockheed F-104, l'air comprimé est injecté au niveau des volets, ce qui permet une réduction de la vitesse d'atterrissage de 50km/h environ. Sur le MiG-21, de la même manière, de l'air est prélevé sur la turbine et injecté au niveau des volets pour réduire la vitesse d'atterrissage de 40km/h. Mais ces systèmes nécessitent un réseau de conduites complexe, lourd, ainsi que des compresseurs additionnels. Aujourd'hui, sur un avion de ligne (Fig. 3), des dispositifs comme les becs mobiles et les volets de type Fowler sont utilisés pour accroître les performances mais ils sont chers, lourds et nécessitent un entretien régulier.

Si la majeure partie des études du siècle dernier concernait des écoulements laminaux aux géométries simples, les progrès techniques des trois dernières décennies ont permis la fabrication et la validation de processus de contrôle plus complexes. Parallèlement, des progrès sensibles ont été réalisés sur la prédétermination du phénomène de décollement, ce qui a conduit à l'optimisation de forme des corps placés dans les écoulements pour en garantir les performances. Toutefois, un pas supplémentaire doit maintenant être franchi en adoptant une gestion dynamique de ce problème.

Les enjeux du contrôle d'écoulements en aéronautique concernent aussi bien le secteur civil que militaire.

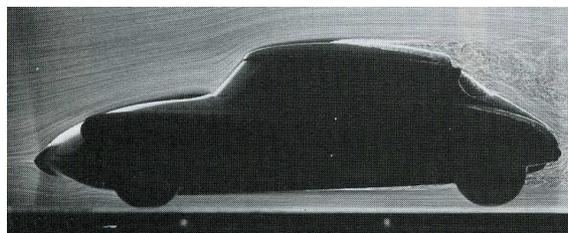


FIG. 1 – Zone de décollement mise en évidence sur la lunette arrière d'une Citroën DS, d'après Werlé [123]

- Dans le secteur civil, les enjeux sont essentiellement économiques. Une diminution de 10% de la traînée d'un avion civil entraîne une réduction de la consommation en carburant de 50 millions de litres durant le cycle de vie de l'appareil [54]. McLean *et al.* estiment qu'une simplification des bords mobiles et des volets couplée à l'utilisation de jets synthétiques permettrait une réduction du poids d'un Boeing 737-700 de 2.87% et une réduction des coûts de fonctionnement de 0.74% [33]. Gomes, Crowther et Wood ont estimé la puissance électrique nécessaire au contrôle sur un Airbus A321. Dans le cas d'un contrôle qui remplacerait les fentes de bord d'attaque par des jets synthétiques, la puissance électrique consommée au décollage serait de 200kW pour 1653 actionneurs par aile, ce qui représente 70% de la puissance électrique que peut fournir le générateur de puissance auxiliaire (APU). Dans le cas d'actionneurs placés sur les volets de bord de fuite afin d'améliorer leurs performances, la puissance électrique consommée serait de 70kW pour 213 actionneurs par aile, ce qui représente 30% de la puissance de l'APU [33]. Ces chiffres montrent que dans l'état actuel des choses, la puissance électrique nécessaire à un contrôle par jets synthétiques est d'ores et déjà compatible avec l'utilisation sur un avion de ligne.

Les enjeux sont également environnementaux, les directives émises par la Commission Européenne concernant la pollution et les nuisances sonores autour des aéroports étant de plus en plus sévères. Une réduction de la traînée va de pair avec une réduction de la consommation et une diminution des émissions polluantes.

- Dans le domaine militaire, les enjeux sont davantage technologiques et axés sur les performances : on peut par exemple citer la réduction des distances d'atterrissage et de décollage mais la furtivité et la rapidité d'exécution en sont les principaux objectifs. Dès lors, les détections radar et infrarouge ou la manœuvrabilité des avions de combat deviennent des enjeux hautement stratégiques et on comprend tout l'intérêt du contrôle des écoulements.

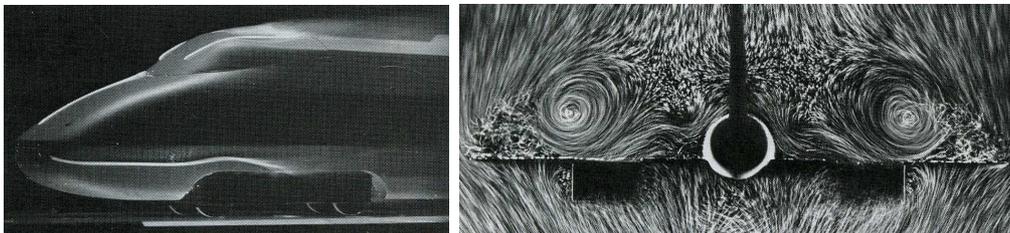


FIG. 2 – A gauche, décollement sur la surface frontale d'un train à grande vitesse TGV. A droite, tourbillons d'extrados sur « Concorde » en phase d'atterrissage, d'après Werlé [123]

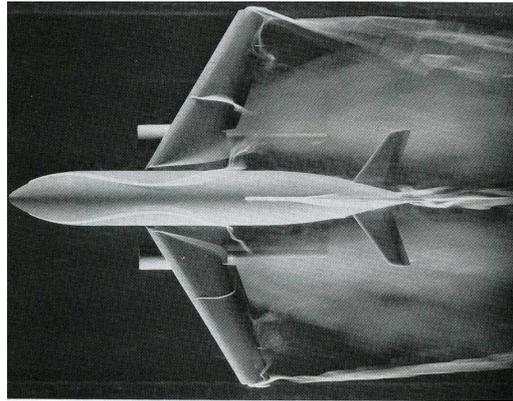


FIG. 3 – Décollements sur une maquette d'Airbus à faible incidence ( $\alpha = 2.5^\circ$ ) d'après Werlé [123]

## Cadre de l'étude

Cette thèse de doctorat s'inscrit dans le cadre du Groupement de Recherche CNRS « Contrôle Des Décollements » (GDR 2502) dont les travaux ont pour but une amélioration des performances et des rendements de systèmes industriels. Les enjeux sont multiples et concernent l'amélioration des performances des véhicules terrestres et aériens : il s'agit par exemple de l'augmentation de la portance, de la diminution de la traînée (donc de la consommation), de l'amélioration des mélanges, de la stabilité et des échanges thermiques, de la diminution de la pollution et des nuisances sonores. L'amélioration du confort en est aussi une conséquence directe.

La mission du GDR est de fournir des protocoles de contrôle efficaces et pratiques pour améliorer les performances notamment aérodynamiques, la sécurité et les rendements et pour réduire les nuisances de type salissures et bruits. Le GDR privilégie l'étude de situations où interviennent à la fois des effets tridimensionnels et des grands nombres de Reynolds, représentatifs des cas industriels. Il s'agit en priorité du problème du décollement, des structures tourbillonnaires et des conséquences qui en découlent. Toutes les voies d'analyse sont mises à profit : calculs, essais, théorie des systèmes dynamiques, contrôle optimal.

Le GDR a pour ambition une approche complète des décollements. Pour que cette action soit ciblée et efficace, les différents protagonistes se sont focalisés sur trois montages expérimentaux génériques mais représentatifs des phénomènes physiques cités plus haut : une maquette représentant un véhicule générique « corps de Ahmed », un profil d'aile et un divergent lisse modulable.

Le « corps de Ahmed » permet d'étudier les effets de géométrie, l'écoulement d'arrière corps, les sillages de corps épais, les effets de vents latéraux et répond en priorité aux attentes des industries automobiles et ferroviaires.

Le profil d'aile (Fig. 4) conduit à l'analyse des effets d'incidence, des décollements de bord de fuite et de bord d'attaque, des sillages et doit principalement amener des réponses aux attentes des industries aéronautiques.

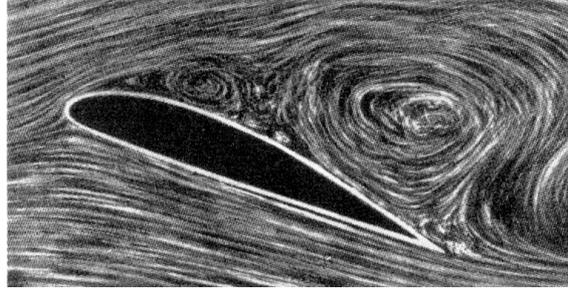


FIG. 4 – Décollement sur un profil d'aile, d'après Prandtl et Tietjens [95]

Le diffuseur fait l'objet d'une étude d'aérodynamique interne et a été mis en place pour répondre aux problèmes des motoristes.

L'étude présentée dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre des travaux sur le profil. Elle concerne deux configurations, l'ONERA D et le NACA 0015 placés dans un écoulement subsonique. Pour chacun des profils, une caractérisation de leur comportement en soufflerie précédera une campagne d'essais de contrôle. L'efficacité des actionneurs et des capteurs existants ou de ceux qui seront développés dans le cadre du présent GDR sera traitée. On examinera finement l'action de ces éléments en analysant l'écoulement dans leur voisinage proche et on quantifiera les effets plus globaux sur le profil considéré. On passera en revue les techniques « passives » et « actives » : des générateurs de tourbillons mécaniques, des générateurs de tourbillons fluidiques, des MEMS, des micro jets (soufflage, aspiration, jet synthétique ...) seront implantés sur les maquettes et testés.

Des collaborations transversales ont été mises en place entre le Laboratoire d'Études Aérodynamiques (LEA), l'ONERA, le CNRS et des sociétés ou universités étrangères compétentes en matière de développement de dispositifs de contrôle (*Florida A&M University, Tel Aviv University, Manchester University et Monash University* dans le cadre de l'*European Forum on Flow Control - EFFC*). Le LEA a été chargé d'étudier les performances de différents actionneurs, soit fournis par ces organismes externes, soit développés en interne par le laboratoire, dans le cadre du contrôle des décollements de la couche limite autour d'un profil d'aile.

## Comportement des profils vis à vis du décollement

Comolet [29] donne un descriptif des phénomènes de décollement des couches limites sur des profils bidimensionnels qui sont classés en trois catégories : épais, moyens et minces.

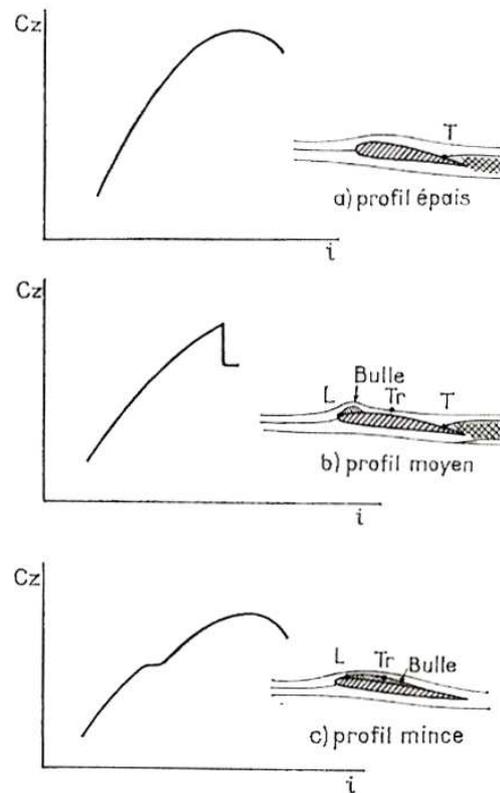


FIG. 5 – Polaires correspondant aux différents types de décollement de couche limite d'après Comolet [29] (**T** correspond au décollement turbulent, **L** au décollement laminaire et **Tr** à la transition)

Dans le cas de la Fig. 5-a (profil épais), le décollement de la couche limite s'amorce au bord de fuite puis remonte vers le bord d'attaque lorsque l'incidence augmente provoquant ainsi le décrochage progressif de l'aile. Le profil NACA 0015 que nous étudierons au chapitre 6 présente ce type de comportement aérodynamique.

Dans le cas de la Fig. 5-b (profil moyen), un bulbe de type « bulbe court » apparaît au voisinage du bord d'attaque. La dimension de ce bulbe varie très peu avec l'incidence jusqu'à ce qu'il explose et rejoigne le décollement au bord de fuite provoquant ainsi un décrochage brutal.

Dans le cas de la Fig. 5-c (profil mince), le bulbe de type « bulbe long », qui se forme au voisinage du bord d'attaque, s'étire avec l'incidence jusqu'à rejoindre le bord de fuite. Ce phénomène est plus progressif et offre un décrochage plus doux.

Cette description n'est pas exhaustive. Nous verrons ainsi que le profil ONERA D peut associer plusieurs de ces régimes d'écoulement. En fait, le comportement d'un profil dépend de nombreux paramètres, non seulement de son épaisseur relative mais aussi de la position de son épaisseur maximale, de son rayon de courbure au bord

d'attaque, de sa cambrure, du nombre de Reynolds, de la rugosité de la paroi ou encore du taux de turbulence de l'écoulement externe. Dans leur ouvrage, Hoerner et Borst [57] indiquent que l'épaisseur relative ne suffit pas à déterminer le régime de décrochage. La Fig. 6 montre en effet que deux profils de même épaisseur peuvent présenter un décrochage de type « bulbe court » (pour le bord d'attaque épais) ou de type « bulbe long » (pour le bord d'attaque effilé).

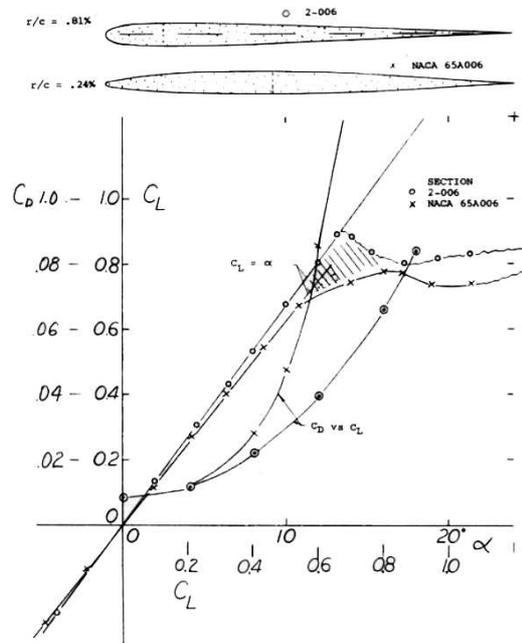


FIG. 6 – Comparaison des courbes de portance de deux profils de même épaisseur et de rayon de courbure de bord d'attaque différent [57]

Le nombre de Reynolds est un paramètre particulièrement important. Selon Tani [114], le régime « bulbe court » n'apparaît que pour une certaine plage de ce nombre. A une incidence fixée, si le nombre de Reynolds est trop faible, la couche limite peut décoller sans recoller. S'il est trop grand, il est possible que la couche limite devienne turbulente avant le point de décollement laminaire théorique. La couche limite reste donc attachée et on n'observe pas de bulbe laminaire.

Il est également possible d'observer le passage d'un régime « bulbe court » à un régime « bulbe long » lorsque l'incidence augmente. La Fig. 7 montre l'augmentation brutale de la longueur du bulbe ( $L$ ) à  $5^\circ$  d'incidence.  $\delta_s^*$  représente l'épaisseur de déplacement au point de décollement.

## Organisation du document

Ce mémoire se décline en huit chapitres.

Le **chapitre 1** développe les aspects théoriques du phénomène de décollement. Il

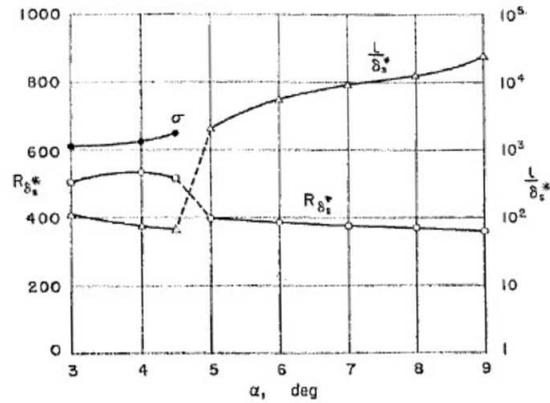


FIG. 7 – Evolution de la longueur du bulbe ( $L/\delta_s^*$ ) en fonction de l'incidence pour le profil NACA 64A006 pour un nombre de Reynolds  $Re_C = 5.8 \times 10^6$  [114]

constitue un des supports pour notre étude, en particulier pour l'analyse topologique des écoulements que nous serons amenés à considérer. Les différents types de décollements - bidimensionnel, tridimensionnel et inertiel - y sont abordés.

Le **chapitre 2** propose une synthèse des connaissances actuelles sur la transition laminaire-turbulent de la couche limite. Quelques outils d'analyse sont également présentés dans la seconde section de ce chapitre. Le dernier paragraphe est consacré aux différentes méthodes de contrôle de la transition existantes à ce jour.

Une revue bibliographique du contrôle des décollements est effectuée dans le **chapitre 3**. Après avoir défini une classification des principales méthodes de contrôle, nous dresserons un recensement des actionneurs rencontrés lors de la recherche bibliographique. Cette dernière partie développe également quelques exemples d'études effectuées sur des voilures.

Le **chapitre 4** présente l'ensemble des configurations d'écoulement et de contrôle étudiées lors de nos travaux. Une description des installations, des maquettes et des outils métrologiques nécessaires pour mener à bien cette étude est également présentée.

Une présentation et une qualification des actionneurs développés au laboratoire et testés au cours de cette étude sont proposées dans le **chapitre 5** : microjets, soufflage tangentiel continu, aspiration et jets synthétiques.

Une grande partie de ce mémoire de thèse est consacrée, dans le **chapitre 6**, à l'étude détaillée du contrôle sur le profil NACA 0015. Une qualification détaillée de l'écoulement est menée dans une première partie. L'objectif est de vérifier que les écoulements de référence et le comportement aérodynamique du profil sont conformes aux résultats disponibles dans la littérature. Différents dispositifs de

contrôle sont alors testés sur la maquette dans une seconde partie (générateurs de tourbillons fluidiques et jets synthétiques).

Dans le **chapitre 7**, une comparaison est développée entre la nappe de décollement sur un profil et une couche de mélange au-dessus d'une plaque plane équipée d'actionneurs de type jets synthétiques. L'objectif de cette partie est de s'affranchir de certains paramètres (gradient de pression longitudinal, effets d'incidence ...) en simplifiant la géométrie étudiée de manière à faciliter la compréhension physique des mécanismes de contrôle. Dans ce but, une étude des champs de vitesse obtenus par vélocimétrie par images de particules (PIV) et une extraction des structures cohérentes de l'écoulement grâce à une décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) sont proposées.

Nous nous attachons, dans le **chapitre 8**, à adapter certains dispositifs de contrôle (en particulier les microjets et le soufflage tangentiel par fente) sur un profil ONERA D qui, contrairement au NACA 0015 est le siège de décollements rapidement fixés au bord d'attaque. Dans cette partie, la procédure suivie est la même que celle décrite pour le profil NACA 0015 dans le chapitre 6.

Les principaux résultats de cette étude sont regroupés dans la **conclusion** et accompagnés d'une discussion sur les perspectives envisagées.

L'**annexe A** est consacrée à une description succincte de la méthode de mesure par vélocimétrie par images de particules, utilisée à plusieurs reprises lors de cette étude.

Dans l'**annexe B**, nous rappelons le principe de calcul de la traînée de profil à partir des explorations de sillage.

Le formalisme mathématique de la décomposition orthogonale aux valeurs propres est abordé dans l'**annexe C**.



# Chapitre 1

## Le phénomène de décollement

Ce chapitre traite du phénomène de décollement de la couche limite. Après avoir introduit la notion de couche limite, nous nous intéresserons plus précisément aux aspects théoriques des décollements bi et tridimensionnels. Une attention particulière sera apportée à la description topologique des décollements. Les informations présentées dans ce chapitre seront utilisées comme support pour l'interprétation de nos résultats expérimentaux traités par la suite.

### 1.1 La couche limite : définition et propriétés

#### 1.1.1 La notion de couche limite

Lorsqu'un fluide se déplace autour d'un obstacle, les champs de vitesse et de pression sont perturbés par ce dernier. La couche limite est la zone de fluide contiguë à la paroi, dans laquelle se produit l'accommodation entre la vitesse nulle en paroi et la pleine vitesse locale du fluide libre. De nombreuses propriétés de l'écoulement (frottement, transferts thermiques et présence éventuelle de décollements) dépendent de cette couche limite. Le concept de couche limite fut introduit pour la première fois par Prandtl en 1904 [94]. Il permet de livrer une interprétation à bon nombre de phénomènes que la théorie des fluides parfaits ne suffisait à expliquer.

#### 1.1.2 Définition des épaisseurs de la couche limite bidimensionnelle

Pour étudier l'écoulement dans la couche limite, on utilise le système de coordonnées curvilignes qui suit le périmètre de la section droite d'un obstacle cylindrique. La position d'un point M dans la couche limite est définie par son ordonnée  $y$  comptée sur la normale PM à la paroi (Fig. 1.1) et par l'abscisse curviligne  $x$  du point P, comptée suivant le périmètre à partir du point O. La vitesse en M a pour seules composantes  $u$  et  $v$ .

Sur la surface, en  $y = 0$ ,  $u = v = 0$  et, par convention, on définit l'**épaisseur de couche limite**  $\delta$  comme correspondant à une composante  $u$  égale à  $0.99 U_e$ ,  $U_e$

étant la composante de la vitesse du fluide libre à l'aplomb de P.

On admet que la composante  $v$  est partout petite devant  $u$  et que les dérivées par rapport à  $x$  sont petites devant celles par rapport à  $y$  : ce sont les hypothèses de couche limite.

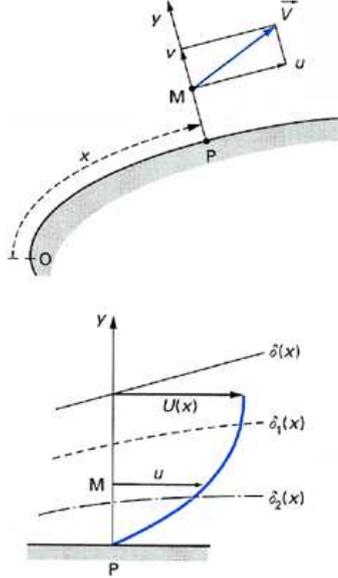


FIG. 1.1 – Conventions de notation de la couche limite

Il est d'usage d'introduire deux autres épaisseurs :

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \simeq \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy$$

appelée **épaisseur de déplacement**, et :

$$\theta = \int_0^\infty \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \simeq \int_0^\delta \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy$$

appelée **épaisseur de quantité de mouvement**. Pour cette grandeur, on trouve également la notation  $\delta_2$ .

On définit également le **facteur de forme**  $H$  :

$$H = \delta_1 / \theta$$

qui a des valeurs différentes suivant que la couche limite est laminaire ou turbulente.

Les propriétés de la couche limite dépendent de son état laminaire ou turbulent, lequel est lui-même lié au nombre de Reynolds. Ce nombre sans dimension, représentant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, est défini de la façon suivante :

$$Re_D = \frac{U \times D}{\nu}$$

où  $U$  [ $m.s^{-1}$ ] représente la vitesse du fluide,  $\nu$  [ $m^2.s^{-1}$ ] sa viscosité cinématique et  $D$  [ $m$ ] la dimension caractéristique la plus pertinente de l'écoulement considéré (par exemple, le diamètre pour une conduite de section circulaire ou encore l'abscisse depuis le bord d'attaque pour une plaque plane).

### 1.1.3 La couche limite, source de vorticité

D'après la définition du nombre de Reynolds donnée au paragraphe précédent, un écoulement à grand nombre de Reynolds sera caractérisé par la prépondérance des forces d'inertie, ce qui conduit à négliger les forces visqueuses dans les équations du mouvement et à traiter le fluide comme un fluide parfait.

Dans ce cas, l'écoulement est régi par les équations d'Euler qui ne permettent pas de satisfaire simultanément la condition de vitesse uniforme à l'infini amont et la condition de non-glisement sur la paroi de l'obstacle. Il existe donc près de la paroi une région dans laquelle la vitesse passe de 0 sur la paroi à la vitesse de l'écoulement de fluide parfait à une distance de l'ordre de  $Re^{-1/2}$  de la paroi : il s'agit de la notion de couche limite que nous avons introduite dans la partie 1.1.2.

La couche limite se comporte donc comme une source de vorticité (Batchelor [12], Lighthill [77]), laquelle ainsi crée peut être transmise à l'écoulement extérieur par le biais des décollements. L'étude des décollements revient donc à considérer les différentes voies de transmission de la vorticité à l'écoulement du fluide parfait. En effet, dans le cadre d'écoulement en fluide parfait, il découle du théorème de Kelvin qu'il n'existe ni sources ni puits de vorticité à l'intérieur du fluide.

On peut distinguer deux types de décollement :

- le décollement provoqué par un gradient de pression, comme c'est le cas sur un profil placé en incidence,
- le décollement provoqué par une singularité géométrique ou décollement inertiel.

Le décollement induit par un gradient de pression, qui nous intéresse directement pour cette étude, sera présenté, dans un premier temps, dans les parties concernant le décollement bi et tridimensionnel. Nous présenterons ensuite quelques éléments relatifs au décollement inertiel, celui-ci ayant fait l'objet d'une étude dans le chapitre 5, dans lequel une qualification des différents dispositifs de contrôle envisagés est proposée. Nous terminerons ce chapitre par une discussion permettant de nuancer la classification en deux catégories présentée ; nous verrons en effet que la notion de « décollement inertiel » n'est pas reconnue de manière universelle.

## 1.2 Le décollement bidimensionnel

### 1.2.1 La vorticité

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, c'est dans la région de couche limite que la vorticité est crée. Celle-ci est définie mathématiquement en tout point du fluide par le rotationnel de la vitesse  $\omega = rot(U)$ . Lighthill [77] propose une définition plus physique : la vorticité est, en tout point du fluide, proportionnelle à

la quantité de mouvement angulaire d'une particule fluide sphérique infinitésimale centrée sur le point considéré. La vorticité est ainsi générée par le changement de direction des axes principaux de la particule fluide.

Considérons une particule fluide sphérique centrée sur la paroi (Fig. 1.2). La condition de non-glissement à la paroi empêche tout mouvement de translation et de rotation de la particule. Soumise à un cisaillement, celle-ci va donc subir une déformation et se changer en ellipsoïde : ses axes principaux subissent une rotation, ce qui, d'après la définition précédente, génère de la vorticité.

La vorticité créée va être transmise de la paroi à l'intérieur de la couche limite par diffusion visqueuse. Mais l'inertie de l'écoulement extérieur empêche la vorticité de diffuser au-delà de cette région.

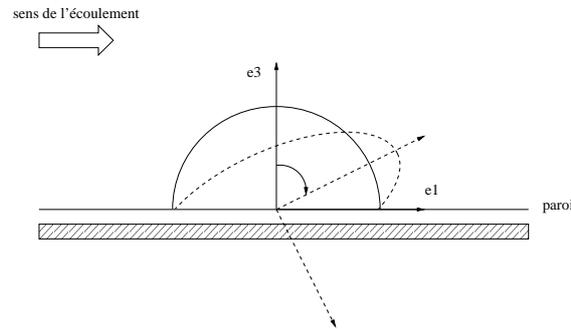


FIG. 1.2 – Création de vorticité par déformation de la particule fluide sur la paroi, la vorticité est ensuite diffusée vers l'intérieur du fluide [127]

Etudions maintenant comment cette vorticité peut quitter la région de couche limite.

### 1.2.2 Description phénoménologique

La relation entre vitesse et vorticité est donnée dans la couche limite par l'approximation de Prandtl, le vecteur  $\omega$  orienté est selon la direction Y (Fig. 1.3) et est donné par la relation :

$$(1.1) \quad \omega = \frac{\partial u}{\partial z} + \kappa u$$

$\kappa$  désignant la courbure de la paroi.

Le système de coordonnées sur une paroi courbe est curviligne. L'effet de courbure s'exprime par l'intermédiaire du terme  $\kappa u$ . Ce terme est négligé si on considère que l'épaisseur de couche limite est petite devant le rayon de courbure ( $\kappa^{-1}$ ). Au contraire, si la courbure est importante, le terme  $\kappa u$  tient alors une place prépondérante dans la répartition de vorticité dans la couche limite. Lighthill [77] propose le raisonnement suivant :

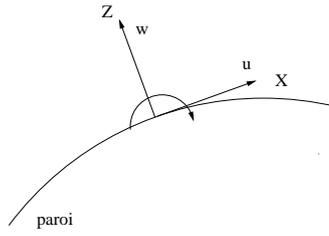


FIG. 1.3 – Système de coordonnées du problème de couche limite 2D

Désignons par  $V$  la vorticité totale pour l'épaisseur de couche limite :

$$(1.2) \quad V = \int_0^\delta \omega dz$$

En utilisant l'approximation précédente, nous pouvons remarquer que  $V$  coïncide avec la vitesse de l'écoulement extérieur  $U_e$  :

$$(1.3) \quad V = \int_0^\delta \frac{\partial u}{\partial z} dz = u(\delta) - u(0) \simeq U_e$$

La vorticité autour du corps est donc liée à la vitesse de l'écoulement extérieur. Dans la même approximation, le taux de convection de la vorticité totale par unité de longueur est donné par :

$$(1.4) \quad \int_0^\delta u \cdot \omega \cdot dz = \int_0^\delta u \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \cdot dz = \int_0^\delta \frac{\partial(u^2/2)}{\partial z} \cdot dz = \frac{1}{2}(u(\delta) - u(0))^2 = \frac{1}{2}V^2$$

La variation de ce flux selon  $x$  ne peut être due, en régime permanent, qu'à la création de nouvelle vorticité. Le taux de création de cette vorticité est donc :

$$(1.5) \quad \frac{d(V^2/2)}{dx} = V \cdot \frac{dV}{dx} = VV'$$

La paroi se comporte donc comme une source répartie de vorticité avec un taux de création égal à  $VV'$ . Nous voyons ainsi que le ralentissement de l'écoulement extérieur ( $V' \leq 0$ ) a pour conséquence une soustraction de vorticité à la paroi ; l'épaisseur de couche limite augmente, ce qui tend à diminuer  $\omega$  jusqu'à ce que celui-ci s'annule.

Analysons le comportement de la couche limite lorsque  $\omega \rightarrow 0$ . La répartition de vorticité induit en proche paroi, toujours d'après Lighthill, une vitesse tangentielle  $\omega_w z$  et une vitesse normale  $-\frac{1}{2}\omega'_w z^2$ .

L'écoulement dans la couche limite se fait parallèlement à la paroi. Le débit passant entre la première ligne de courant et la paroi est donc :

$$(1.6) \quad \int_0^z u dz = \int_0^z \omega_w z dz = \frac{1}{2} \omega_w z^2 = \epsilon$$

$\epsilon$  est une constante qui désigne le volume fluide (par unité de longueur en envergure) compris entre la ligne de courant et la paroi. La conservation du débit implique une variation modérée de  $z$  selon  $\sqrt{\frac{2\epsilon}{\omega_w}}$  sauf lorsque  $\omega_w$  tend vers 0. L'approximation de couche limite n'est alors plus valable, la couche limite devenant « épaisse ». Pour appréhender le comportement de la couche limite lorsque  $\omega_w$  tend vers 0, développons  $u(x,z)$  en série de Taylor au voisinage de  $z=0$ .

$$(1.7) \quad u(x, z) = u(x, 0) + z \cdot \frac{\partial u}{\partial z}(x, 0) + \frac{z^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}(x, 0) + \mathcal{O}(z^3)$$

Les équations de couche limite sur paroi courbe donnent [77] :

$$(1.8) \quad \frac{1}{\mu} \frac{dp_w}{dx} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \kappa \frac{\partial u}{\partial z}$$

En reportant cette expression dans le développement de Taylor de  $u(x, z)$  et en intégrant de la même manière que précédemment, nous obtenons, entre la première ligne de courant et la paroi, un débit égal à :

$$(1.9) \quad \frac{1}{2} \omega_w z^2 + \frac{1}{6} \left( \frac{1}{\mu} p'_w - \kappa \omega_w \right) z^3 = \epsilon$$

La limite de cette expression quand  $\epsilon$  tend vers 0 conduit, grâce à un développement limité, à une ligne de courant limite qui forme un angle avec la surface<sup>1</sup> égal à :

$$(1.10) \quad \vartheta = \arctan\left(\frac{v}{u}\right) = \arctan\left(\frac{dy}{dx}\right) = \arctan\left(\frac{3\mu\omega'_w}{p'_w}\right)$$

Le ligne de courant la plus proche de la paroi quitte donc celle-ci, c'est le phénomène de décollement (Fig. 1.4). On appelle point de décollement un point de la surface où  $\omega = 0$  et  $\omega' < 0$ . A l'inverse, les points où  $\omega = 0$  et  $\omega' > 0$  sont appelés points d'attachement.

Les mêmes critères peuvent être énoncés en termes de contrainte pariétale. En effet, il suffit de s'apercevoir que, dans le cadre de l'approximation de Prandtl, la contrainte pariétale s'exprime selon 1.11 pour affirmer  $\tau = 0$  au point de décollement.

$$(1.11) \quad \tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial z}$$

<sup>1</sup> Oswatitsch [91] retrouve le même résultat en raisonnant uniquement sur les contraintes pariétales.

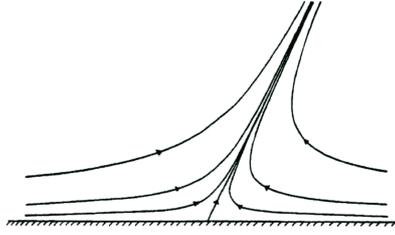


FIG. 1.4 – Schématisation de la ligne de courant limite se séparant de la paroi [77]

Le décollement se caractérise donc en écoulement bidimensionnel par une contrainte nulle à la paroi. Il est à noter que le critère précédent est écrit dans l'approximation de couche limite et est appliqué à un endroit où cette approximation n'est plus valable. Il faut donc comprendre ce critère comme une condition d'arrêt des calculs de couche limite.

### 1.3 Le décollement tridimensionnel

Dans ce paragraphe et à l'aide de l'étude portant sur la couche limite bidimensionnelle de la partie précédente, nous allons étudier les conditions du décollement tridimensionnel. Le passage à la couche limite tridimensionnelle induit deux effets qui sont absents dans le cas bidimensionnel :

- la convergence ou la divergence de lignes de courant de l'écoulement parallèle à la surface,
- la courbure de ces mêmes lignes de courant sous l'effet par exemple d'un gradient de pression latéral.

Ces deux effets donnent aux décollements des structures très différentes. Pour appréhender le décollement, considérons le débit à travers un tube de courant de hauteur  $z$ , basé sur la paroi et délimité par deux lignes de frottement pariétal. Les lignes de frottement pariétal sont des lignes de courant limites très proches de la paroi comme nous le verrons au paragraphe suivant.

Le débit à travers un tel tube est :

$$(1.12) \quad \frac{1}{2}\omega_w z^2 h = \epsilon$$

avec  $h$  distance entre les deux lignes de frottement.

Cette expression met en évidence le fait que  $z$  puisse augmenter fortement, non seulement lorsque  $\omega$  tend vers 0 mais aussi lorsque  $h$  devient très petit, ce qui traduit une convergence des lignes de frottement pariétal. Ces lignes de frottement convergent en des points singuliers où  $\omega = 0$ . En effet, deux lignes de frottement ne peuvent se couper que si  $\tau = 0$  et donc si  $\omega = 0$ . Le type de point singulier est alors caractérisé par la manière dont convergent les lignes de frottement pariétal. L'étude de la structure de l'écoulement autour du corps est donc intimement liée aux lignes de frottement sur la paroi du corps. Intéressons-nous donc de plus près à ce lien.

### 1.3.1 Lien entre lignes de courant et lignes de frottement pariétales

Si l'on considère un mouvement de fluide incompressible, l'équation d'une ligne de courant peut s'exprimer par :

$$(1.13) \quad \frac{dx}{dt} = \nu(x)$$

avec  $x$  vecteur position,  $\nu$  vitesse au point  $x$

Le système autonome ainsi défini admet des solutions régulières, sauf peut-être en un nombre fini de points critiques où  $\nu = 0$ . Une paroi solide, du fait de la condition d'adhérence, constitue donc une surface critique pour l'équation (1.13).

Wu *et al.* [126] proposent le changement de variable suivant :

$$(1.14) \quad s = \frac{1}{\mu} \int_0^t z dt$$

avec  $z$  distance à la paroi et  $\mu$  viscosité dynamique du fluide.

Le système devient alors :

$$(1.15) \quad \frac{dx}{ds} = \frac{\mu}{z} \nu(x)$$

Cette équation définit les mêmes solutions que l'équation (1.13), mais nous avons, à présent, sur la paroi :

$$(1.16) \quad \frac{dx}{ds} = \tau(x)$$

avec  $\tau$  frottement pariétal

Les lignes de frottement pariétal apparaissent donc comme des lignes de courant limites sur la paroi. Nous avons alors un lien direct entre l'écoulement proche de la paroi et le spectre des lignes de frottement pariétal sur celle-ci. L'étude des lignes de frottement revêt ainsi un intérêt majeur dans la compréhension des structures tridimensionnelles autour du corps.

### 1.3.2 Etude des points singuliers

Le champ de lignes de frottement pariétal étant défini par le système autonome (1.13), la donnée de la position et de la nature des points singuliers (ceux où la contrainte s'annule) suffit pour caractériser le champ. Les points singuliers peuvent être classés en deux catégories [77] :

- les points nœuds (dont deux sous-familles : les nœuds et les foyers),

– les points selles

La distinction entre les différents types de points singuliers se fait mathématiquement par le signe du Jacobien du système d'équations différentielles définissant les lignes de frottement pariétal. Un résultat important pour la suite est que les points selles sont des points singuliers d'ordre 1 (seule la contrainte pariétale s'annule) et les nœuds sont des points singuliers d'ordre supérieur (la contrainte pariétale s'annule ainsi qu'au moins sa dérivée première).

### Les nœuds

Le nœud est un point commun à une infinité de lignes de frottement ; toutes ces lignes sont tangentes à une même droite. Il se comporte soit comme une source de contraintes pariétales ou de vorticité : on parle alors de nœud d'attachement (le fluide vient impacter la paroi) ; soit comme un puits de contraintes pariétales : on parle alors de nœud de décollement (Fig. 1.5).

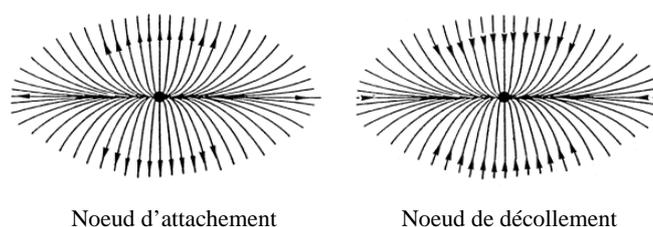


FIG. 1.5 – Le nœud [34]

Le foyer diffère du nœud par le fait que les lignes de frottement n'ont pas de tangentes communes. Elles s'enroulent en spirale autour du foyer (Fig. 1.6). La distinction attachement/décollement est la même que pour les nœuds.

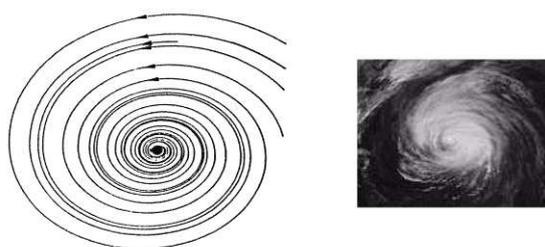


FIG. 1.6 – Le foyer [34] et une de ses manifestations dans l'atmosphère en 1995 : le cyclone Luis

### Les points selles

Le point selle n'est travers   que par deux lignes particulières (Fig. 1.7). Toutes les autres lignes de frottement pariétal ne passent pas par le point singulier. Le point

selle assure la compatibilité de tous les points singuliers entre eux.

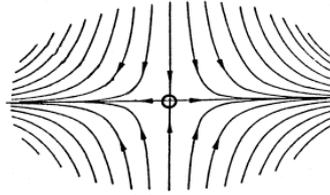


FIG. 1.7 – Le point selle [34]

Dans le cas d'un écoulement tridimensionnel avec décollement, la présence de points singuliers s'accompagne de lignes particulières nommées lignes de décollement. Si la classification des points singuliers précédemment exposée fait l'unanimité, il n'en est pas de même en ce qui concerne les lignes de décollement et plus généralement les surfaces de décollement.

### 1.3.3 Les lignes et surfaces de décollement

La nature même des lignes et surfaces de décollement est soumise à controverse. Maskell propose que les lignes de décollement soient en fait des enveloppes de lignes de frottement pariétal. Ce point de vue a été mis en défaut par Wu qui invoque la régularité des équations de Navier-Stokes dans le cadre des écoulements décollés, ce qui exclut la possibilité de lignes singulières.

Hornung *et al.* [58] définissent quant à eux les lignes de décollement comme des lignes de bifurcation.

Lighthill [77] définit une ligne de décollement comme une ligne de frottement pariétal débutant à un point selle et se terminant en un nœud. C'est cette définition complétée par Wu [126] que nous allons développer. Afin d'obtenir une cohérence entre la définition des surfaces et des lignes de décollement, Wu propose les définitions suivantes :

- une surface de décollement est une surface de courant dont toutes les lignes de courant partent d'un point critique du champ des contraintes pariétales,
- l'intersection de cette surface avec la paroi donne une ligne de décollement (intersection à prendre dans le sens du passage à la limite).

Une propriété purement cinématique essentielle des lignes de décollement peut se déduire des définitions précédentes : une ligne de décollement est une ligne de frottement pariétal entre deux points singuliers successifs. Dans le cas bidimensionnel, cette ligne dégénère en un point où la contrainte pariétale s'annule.

A partir de ces définitions rencontrées dans la littérature, nous pouvons distinguer deux types de décollement : les décollements ouverts et les décollements fermés (Lighthill [77], Wu *et al.* [126]). Un décollement est de type fermé si le point singulier de départ de la ligne de décollement est un point d'ordre 1 (donc un point selle), alors qu'un décollement sera de type ouvert si le point singulier de départ est

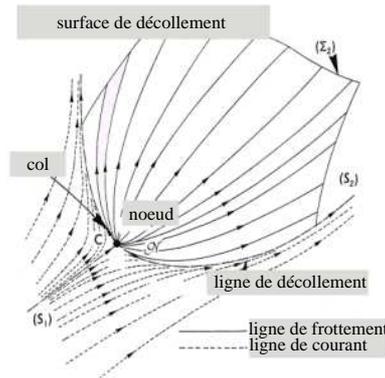


FIG. 1.8 – Une ligne et une surface de décollement [34]

d'ordre supérieur (nœud ou foyer). Les décollements de type ouvert vont autoriser la transmission de la vorticité de la paroi vers l'écoulement extérieur. Les décollements fermés s'organisent plutôt sous forme de bulbe avec possibilité de r -attachement à la paroi ; la vorticité reste alors confinée dans le bulbe.

L'identification des différentes lignes de décollement ainsi que leur type permet de remonter à l'agencement des surfaces de décollement autour de la paroi, et ainsi de séparer les différentes structures existantes dans l'écoulement autour du corps.

Expérimentalement, ces lignes et points singuliers peuvent être mis en évidence par des visualisations pariétales. Les points de décollement se caractériseront par une accumulation d'enduit pariétal.   l'inverse, les points d'attachement seront repérés par une absence d'enduit.

Dans le paragraphe suivant, nous évoquons brièvement le cas des décollements dits inertiels, même si ce type de décollement ne nous intéresse pas directement dans cette étude.

## 1.4 Le décollement inertiel

Nous avons été confrontés à ce type de décollement très ponctuellement au cours de cette étude, lors de la validation de techniques de contrôle fluidiques sur une plaque plane présentant un biseau de bord de fuite (ce point sera abordé au chapitre 5). Le biseau constitue une singularité géométrique à l'origine d'un décollement. Les mécanismes régissant ce type de décollement sont-ils les mêmes que dans le cas d'un décollement par gradient de pression ?

### 1.4.1 Mécanisme de formation d'un tourbillon au contournement d'une arête

Si l'on considère en fluide réel la période d'établissement du courant autour d'un corps présentant une arête plus ou moins vive, le contournement s'effectue d'une manière presque parfaite pour les très faibles vitesses au début de l'écoulement ;

les forces de viscosité sont prépondérantes devant les forces d'inertie. A l'arête, la vitesse de l'écoulement passe par un maximum pour ensuite diminuer rapidement ; il en résulte un fort gradient positif de pression statique ; par suite, le décollement se produit sur l'arête avec courant de retour (Fig. 1.9). Le tourbillon qui se forme à l'arête est grossi par le fluide du courant de retour ; il se détache et est emporté vers l'aval tandis qu'un autre tourbillon se forme à nouveau. Aux vitesses plus élevées, le détachement des tourbillons est tellement fréquent, que leur succession dans l'espace constitue une couche de discontinuité de vitesse.

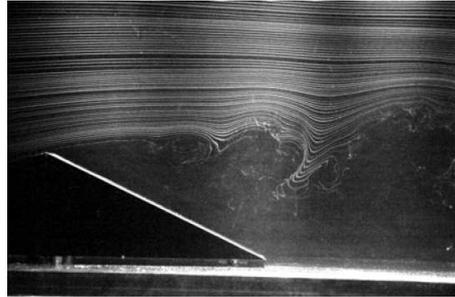


FIG. 1.9 – Visualisation par bulles d'hydrogène du décollement de couche limite sur un dièdre [18]

### 1.4.2 Le décollement selon Batchelor

L'idée courante dans le cadre d'écoulements à grands nombres de Reynolds est que la singularité géométrique fixe le décollement. Ainsi, d'après Batchelor [12], la seule possibilité de comportement de l'écoulement arrivant sur un angle vif est le décollement tangentiel à l'écoulement amont (Fig. 1.10). L'écoulement extérieur ne subit alors pas de décélération avant le décollement comme dans le cas du décollement par gradient de pression : la discontinuité de la paroi peut être assimilée à la ligne de décollement pour l'écoulement. Néanmoins, Batchelor émet une réserve par rapport à cette configuration : « L'écoulement se séparera au niveau de la discontinuité de la paroi solide, à moins que le changement de direction des tangentes soit petit ». Il existerait donc une possibilité pour l'écoulement de contourner l'angle vif sans décoller. Cette affirmation est corroborée par la modélisation en triple couche de la couche limite au passage de l'angle réalisée par Stewartson [112]. Cette modélisation nous indique que l'écoulement peut contourner l'angle vif sans décoller jusqu'à des angles de l'ordre de  $Re^{-1/4}$ . Le nombre de Reynolds est ici basé sur la longueur de plaque plane avant l'angle.

### 1.4.3 Le problème de Falkner et Skan

Un autre type d'approche pouvant venir à l'esprit est le modèle de Falkner et Skan qui, pour des valeurs négatives du paramètre  $m$ , décrit un écoulement au passage d'un angle vif.

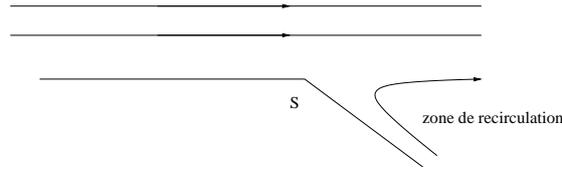


FIG. 1.10 – Décollement de l'écoulement sur un angle vif (S) vu par Batchelor [12]

Les solutions de Falkner et Skan partent de l'hypothèse que l'écoulement extérieur est de la forme  $U = x^m$ , ce qui simule un écoulement bidimensionnel potentiel sur un angle égal à  $\pi\beta$  avec  $m = \beta/(2 - \beta)$ . En écrivant  $U = x^m$ , les équations de couche limite se simplifient et permettent d'aboutir à une équation différentielle ne faisant apparaître que la fonction  $f(\eta)$  :

$$\eta = y \left[ \frac{U(1+m)}{2x\nu} \right]^{\frac{1}{2}} \quad u = U.f'(\eta)$$

$$(1.17) \quad f''' + f.f'' + \beta(1 - f'^2) = 0$$

Conditions limites pour une paroi fixe :

$$f(0) = f'(0), \quad f'(\eta) \rightarrow 1 \text{ pour } \eta \rightarrow \infty$$

Dans le cas  $\beta < 0$ , il existe plusieurs familles de solution :

- les solutions mises en évidence par Falkner, Skan et Hartree qui convergent vers la solution de Blasius lorsque  $\beta \rightarrow 0$ ,
- les solutions de Stewartson qui, pour  $\beta \rightarrow 0$ , admettent une épaisseur de déplacement infinie, ce qui est alors identifiée comme une zone décollée. Ces solutions autorisent de plus un écoulement retour.

Pour les deux types de famille, les profils de vitesse admettent un point d'inflexion. De plus, pour une valeur de  $\beta$  égale à  $-0.1988$ , la contrainte pariétale est nulle sur toute la paroi de la deuxième plaque plane : c'est la limite de décollement.  $\beta$  correspond alors à un angle d'environ  $15^\circ$ .

Il est à noter que l'angle (point pour lequel  $x = 0$ ) est un point singulier de l'équation (1.17). De ce fait, les solutions trouvées ne sont valables qu'à partir de  $0^+$ . L'équation de Falkner et Skan ne simule donc pas le passage de l'angle, mais plutôt le gradient de pression imposé par l'écoulement extérieur si celui-ci contourne l'angle sans décoller. La limite de  $\beta = -0.1988$  est alors la limite du décollement par gradient de pression. En pratique, le décollement inertiel se produit bien avant, ce qui ne permet pas d'observer les profils théoriques donnés par Falkner et Skan. Nous pouvons dégager deux caractéristiques essentielles des décollements inertiels :

- la discontinuité de la contrainte pariétale en direction et en norme au passage de la ligne de décollement,
- l'absence de ralentissement de l'écoulement extérieur en amont du décollement.

## 1.5 Discussion

La classification précédente n'est pas reconnue de façon universelle, la distinction proposée entre les deux types de décollement est donc à nuancer. Courtine [30] a montré qu'il est possible de mettre en évidence un changement de la topologie de la zone décollée et une variation de la position du décollement en fonction des paramètres géométriques de la maquette, notamment de la courbure  $\kappa$ .

Si  $\kappa = \mathcal{O}(1)$  une approche de type couche limite permet, dans le cas d'un écoulement bidimensionnel, de prévoir la position du décollement sous conditions d'un gradient de pression adverse connu. En revanche, si  $\kappa = \mathcal{O}(1/\delta)$  les équations de la couche limite cessent d'être valides. Proche du décollement, le gradient de pression imposé empêche la détermination de l'allure de l'écoulement à proximité du point de séparation et au-delà. C'est pourquoi Sychev [113] suppose que le gradient de pression imposé est asymptotiquement petit pour  $Re \rightarrow \infty$ . Le gradient de pression adverse proche de la paroi responsable du décollement est alors auto-induit par le décollement lui-même.

Considérons deux cas limites : celui de la plaque plane ( $\kappa = 0$ ) et celui d'une arête vive épaisse ( $\kappa = \infty$ ). Si  $\kappa = 0$  et en présence d'un gradient de pression adverse, la position du décollement s'approche du bord d'attaque de la plaque lorsque  $Re \rightarrow \infty$ . La distance diminue comme  $Re^{-1/9}$ . Si  $\kappa = \infty$ , le décollement est fixé au voisinage de l'arête et se rapproche de celle-ci par l'aval.

Pour  $\kappa < \mathcal{O}(Re^{1/8})$ , la distance du point de décollement par rapport à sa position dans la limite  $Re \rightarrow \infty$  diminue comme  $Re^{-1/16}$ . Enfin, pour  $\kappa \sim \mathcal{O}(Re^{1/8})$ , l'auto-induction du gradient de pression est compensée par la courbure de la surface. Dans ces conditions, il existe des gradients de pression perpendiculaires à la surface pour compenser les forces centrifuges et conditionnant ensuite le gradient de pression adverse près de la paroi. L'approche triple couche de Sychev n'est plus valide. Il apparaît donc clairement qu'une variation du rayon de courbure d'un corps émoussé peut couvrir plusieurs régimes différents.

Pour les maquettes testées dans cette étude, le Tab. 1.1 indique que les courbures de paroi les plus défavorables (c'est-à-dire les plus grandes, au bord d'attaque) sont supérieures d'au moins un ordre de grandeur à  $\mathcal{O}(Re^{1/8})$ . La courbure influe donc très peu sur la position du décollement et si on se place dans le cas d'un écoulement laminaire, stationnaire et bidimensionnel, le profil d'aile en incidence peut être assimilé en première approximation à une plaque plane soumise à un gradient de pression.

## 1.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons abordé le phénomène de décollement d'un point de vue théorique. Nous avons vu en particulier que, dans un écoulement, la couche limite se comporte comme une source de vorticité et que la vorticité cr ee peut être transmise à l'écoulement extérieur par l'intermédiaire des décollements.

Nous avons par ailleurs montré que les lignes de frottement pariétal peuvent être

Maquette	Courbure au BA ( $m^{-1}$ )	$Re^{1/8}$
ONERA D-Béton	208	5.6
ONERA D-Visu	54	4.6
NACA 0015-Béton	116	5.6
NACA 0015-Visu	41	4.6

TAB. 1.1 – Comparaison des rayons de courbure au bord d’attaque des différentes maquettes

assimilées à des lignes de courant limites sur la paroi. Dès lors, il est possible d’établir un lien entre l’écoulement proche de la paroi et le spectre des lignes de frottement pariétal sur celle-ci. L’étude de ces lignes de frottement revêt donc un intérêt majeur dans la compréhension des structures tridimensionnelles de l’écoulement.

Ainsi, les réflexions de ce chapitre vont nous permettre d’interpréter la trace en paroi des écoulements. En effet, nous utiliserons largement durant cette étude la technique de visualisation par enduits visqueux pariétaux, technique qui sera exposée dans la partie 4.3.6.

La distinction entre les décollements induits par gradient de pression et les décollements inertiels est plus complexe qu’il n’y paraît. Nous avons montré que compte tenu des rayons de courbure mis en jeu sur les maquettes testées, la couche limite sur les profils étudiés a les mêmes propriétés générales que celle des plaques planes.



## Chapitre 2

# Transition laminaire-turbulent de la couche limite

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la couche limite est le domaine de l'écoulement situé au voisinage d'un corps immergé dans un fluide. Les conditions de la transition laminaire-turbulent ont un rôle déterminant sur les caractéristiques de la couche limite assez loin en aval. Or, les paramètres de contrôle de l'écoulement et, en particulier, le dimensionnement des actionneurs dépendent des propriétés locales de la couche limite. Il est donc indispensable d'étudier en détail la transition de la couche limite si l'on souhaite achever un contrôle efficace des décollements.

### 2.1 Couches limites laminaire et turbulente

L'emploi d'un traceur (filet de colorant dans un liquide ou de fumée dans un gaz) permet de révéler l'état - laminaire ou turbulent - de l'écoulement. Si les filets de traceurs se déplacent parallèlement et gardent leur individualité propre, on parle d'écoulement laminaire. Si le nombre de Reynolds augmente, le filet reste encore rectiligne sur une certaine longueur, puis s'estompe ; le traceur se diffuse rapidement dans tout le fluide : l'écoulement est alors turbulent. La différence entre les deux régimes est illustrée sur la Fig. 2.1 par les volutes de la fumée d'une cigarette.

Il en est de même si on s'intéresse à la couche limite. L'expérience montre qu'une couche limite laminaire ne peut s'étendre sur une longueur infinie. Soumise à des instabilités (turbulence, aspérités de la paroi ...), la couche limite laminaire va devenir turbulente après une zone de transition dont l'étendue dépend de plusieurs facteurs : taux de turbulence du courant amont, nombre de Reynolds, état de surface de la maquette ou encore gradient de pression statique.

Ce passage à l'état turbulent a plusieurs conséquences. Le coefficient de frottement de l'obstacle est augmenté par rapport au cas laminaire. Le mélange et, par conséquent, le transfert de chaleur sont également accrus. La couche limite turbulente, qui s'épaissit plus rapidement que la couche limite laminaire (Fig. 2.2), résiste par ailleurs beaucoup mieux aux gradients de pression adverses. Enfin, les propriétés acoustiques de la couche limite se trouvent modifiées par la transition :



FIG. 2.1 – Visualisation de la différence entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent

ainsi, en régime turbulent, un bruit de « roulement » caractéristique est audible grâce à un stéthoscope placé en paroi.

## 2.2 Transition de la couche limite

En général, le mécanisme de transition de l'état laminaire à l'état turbulent est le résultat d'une réponse non-linéaire de la couche limite à des perturbations. Ces dernières ont différentes origines qui peuvent être le taux de turbulence de l'écoulement libre, l'état de surface (rugosités) ou encore les vibrations. Depuis les expériences réalisées par Reynolds en 1883, les phénomènes d'instabilité de l'écoulement laminaire et la transition vers la turbulence ont maintenu un intérêt constant en mécanique des fluides. Cet intérêt provient du fait que des quantités aérodynamiques telles que la portance ou la traînée dépendent de la transition. Des critères empiriques sont principalement utilisés pour prédire cette transition.

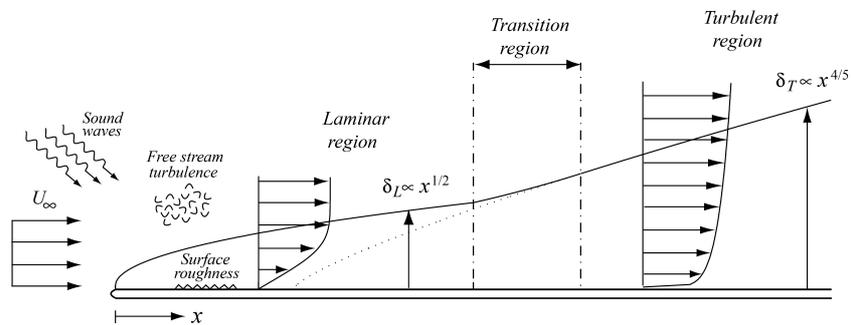


FIG. 2.2 – Couche limite se développant sur une plaque plane : passage de l'état laminaire à l'état turbulent

En fonction du but recherché, on peut chercher à privilégier un écoulement laminaire ou, au contraire, un écoulement turbulent. Par exemple, maintenir la laminarité de l'écoulement sur une voilure permet de réduire la traînée de frottement mais également d'augmenter l'efficacité des ailerons. Dans le cas d'une dérive, un écoulement laminaire sera synonyme de meilleure efficacité de la gouverne de direction et donc d'une manœuvrabilité accrue de l'appareil. Au contraire, on cherchera à déclencher la turbulence si l'on souhaite augmenter le mélange (par exemple, pour des applications de type « moteurs ») ou obtenir une couche limite plus résistante aux décollements.

### 2.2.1 Rappels historiques

En 1887, Rayleigh émit l'idée que la turbulence provenait de l'instabilité de l'écoulement laminaire du fait de la croissance de petites perturbations régulières se déplaçant dans la couche limite laminaire. Il établit qu'une condition nécessaire d'instabilité était l'existence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse moyenne.

C'est en 1883 que Reynolds introduisit le nombre portant aujourd'hui son nom et mit en évidence l'existence de deux régimes, laminaire et turbulent.

En 1904, Orr et Sommerfeld établirent les bases mathématiques de la théorie de la stabilité linéaire incompressible et aboutirent à l'équation de stabilité portant leurs noms en donnant aux perturbations une forme d'onde sinusoïdale.

En 1921, Prandtl mit en évidence l'effet déstabilisant de la viscosité. L'instabilité menant à la transition débute avec la croissance de perturbations sinusoïdales dont l'existence fut mise en évidence par Schubauer et Skramstad pour des écoulements incompressibles.

En 1929, Tollmien [117] élaborait une théorie complète de l'instabilité de couche limite. Ensuite, Schlichting [103] calcula l'amplification totale des fréquences les plus instables. Les expériences de Schubauer et Skramstad démontrèrent que les ondes de Tollmien-Schlichting constituaient la première étape du processus de transition.

En 1938, Küchemann développa la première théorie de stabilité linéaire en compressible. Lees et Lin en 1948 apportèrent une contribution théorique importante en utilisant une théorie asymptotique et déduisirent des équations en fluide parfait des résultats fondamentaux reliés au « point d'inflexion généralisé ». Le principe consiste à introduire de petites perturbations sinusoïdales dans les équations d'état, de continuité, de moment et d'énergie linéarisées afin de calculer le rang des fréquences instables.

### 2.2.2 Les mécanismes de transition

Lorsque le nombre de Reynolds dépasse une certaine valeur critique, on observe une transition de la couche limite laminaire vers la turbulence. Durant cette phase de transition, les propriétés de la couche limite évoluent comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1. Le phénomène est mis en évidence sur une plaque plane sur la Fig. 2.3. On observe, pour le nombre de Reynolds critique  $Re_c = 5 \times 10^5$ , un changement de l'épaisseur de couche limite qui passe d'une loi d'évolution en  $x^{1/2}$  (couche limite

laminaire) à une loi en  $x^{4/5}$  (couche limite turbulente). D'autre part, au-dessus du nombre de Reynolds critique  $Re_c$  (basé sur  $x$ , distance au bord d'attaque), des fluctuations turbulentes apparaissent dans la couche limite et intensifient les échanges de quantité de mouvement. La pente du profil de vitesse au voisinage de la paroi augmente en entraînant un accroissement de la contrainte pariétale.

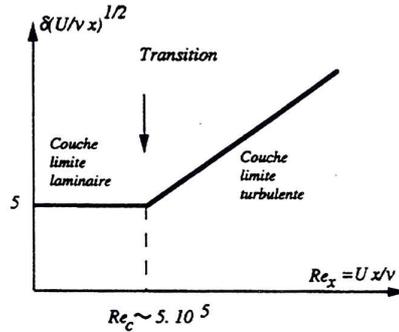


FIG. 2.3 – Transition de la couche limite sur plaque plane

Laburthe, qui étudie les phénomènes transitionnels dans des écoulements bi et tridimensionnels, rappelle que la transition est un phénomène naturel qui apparaît dans la couche limite [72]. La zone de transition délimite deux régions de l'écoulement aux caractéristiques bien distinctes :

- la partie laminaire, située en amont de la transition où les particules présentent des trajectoires prévisibles que l'on peut suivre individuellement,
- la partie turbulente, en aval de la transition, où l'écoulement est plus désordonné.

La transition vers la turbulence se déroule généralement en plusieurs étapes :

- des ondes d'instabilités de faible amplitude apparaissent d'abord dans l'écoulement laminaire,
- ces ondes se déforment et les lignes de vorticité associées à ces perturbations adoptent une forme de fer à cheval et sont progressivement étirées par l'écoulement,
- cette structure donne naissance à des instabilités secondaires. Des régions turbulentes ou « spots turbulents » apparaissent en aval,
- la croissance puis la fusion de ces structures conduit à l'écoulement turbulent dit pleinement développé.

Les ondes d'instabilités peuvent avoir différentes origines : amplification, au sein de la couche limite, de perturbations provenant de l'écoulement extérieur, état de surface ou vibrations de la paroi [8]. Lorsque ces perturbations possèdent initialement une amplitude faible, elles excitent les modes propres de la couche limite et prennent la forme d'ondes convectées vers l'aval qui finissent par éclater en turbulence. Si les perturbations initiales ont une amplitude importante, la turbulence apparaît rapidement à l'issue de phénomènes non-linéaires. Ce mécanisme, le *bypass*, ne peut être traité que par des critères empiriques.

Arnal [4] a également mené des études sur la transition de la couche limite. Il a montré que les perturbations responsables du passage à l'état turbulent peuvent être des ondes stationnaires (tourbillons de Görtler) ou progressives (instabilités de Tollmien-Schlichting).

De nombreux auteurs se restreignent aux phénomènes linéaires qui représentent néanmoins plus de 75% de la couche limite bidimensionnelle laminaire évoluant vers un état transitionnel puis turbulent. Les résultats obtenus par la théorie linéaire permettent une bonne approche pour cerner l'apparition de la transition. C'est la seule méthode utilisant les résultats de calculs de stabilité qui donne la position de la transition.

La réceptivité de la couche limite aux perturbations extérieures est un élément important du processus de transition. Initialement, les perturbations extérieures sont transformées en instabilités internes de la couche limite et prennent ainsi la forme d'ondes appelées ondes de Tollmien-Schlichting (TS).

Dans des écoulements relativement calmes, l'amplitude initiale de ces ondes est insuffisante pour provoquer une transition immédiate. Les ondes TS doivent d'abord s'amplifier dans la couche limite pour déclencher des effets non-linéaires caractéristiques de processus de transition. De nombreuses études expérimentales ont révélé que l'extension de la région d'amplification et par conséquent la localisation du point de transition dépendent fortement non seulement de l'amplitude et du spectre des perturbations extérieures mais aussi de leur nature physique.

Les observations expérimentales indiquent clairement que le processus de transition est sensible non seulement aux vibrations de parois et aux champs acoustiques mais aussi qu'il est fortement affecté par la turbulence de l'écoulement libre. Le rôle joué par ces différents paramètres rend très difficile la modélisation rigoureuse du mécanisme de transition.

La transition sur plaque plane est l'une des plus documentées [32]. L'évolution de l'écoulement moyen  $y$  est caractérisée par la déformation progressive du profil de vitesse et par une diminution corrélative du facteur de forme  $H$  : sa valeur de 2.59 en régime laminaire chute à 1.4 en régime turbulent établi. Par ailleurs, le coefficient de frottement pariétal  $C_f$  augmente rapidement et l'épaisseur de quantité de mouvement croît. Au contraire, l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  n'évolue pas de façon monotone. L'évolution de ces différents paramètres est représentée sur la Fig. 2.4.

Les configurations d'écoulement auxquelles nous sommes confrontés dans cette étude sont plus complexes qu'un simple écoulement sur plaque plane. De nombreux paramètres susceptibles d'influencer la transition interviennent dans nos expériences. On peut ainsi citer :

- les gradients de pression longitudinaux qui apparaissent avec la mise en incidence des profils d'aile,
- le taux de turbulence de l'écoulement lié aux souffleries,
- la géométrie des maquettes. Le bord d'attaque des profils présente en effet des rayons de courbure très faibles et on peut dès lors s'interroger sur les effets de la courbure de la paroi,
- l'état de surface des profils. La précision de l'usinage des maquettes ou encore les irrégularités de surface induites par la présence de parties amovibles et de

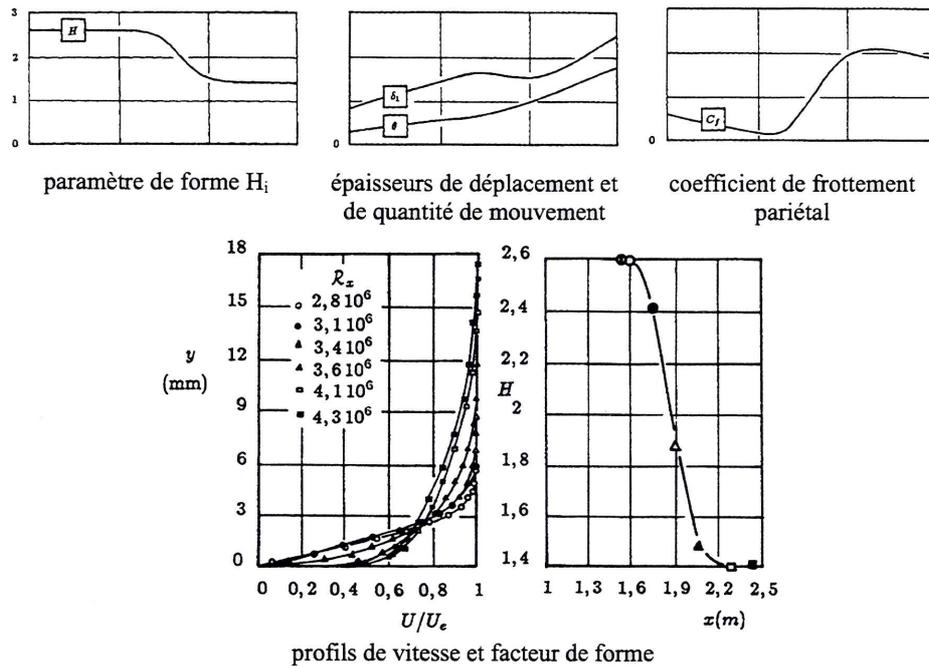


FIG. 2.4 – Evolution des caractéristiques lors de la transition sur plaque plane

raccords ont sans doute un effet sur la transition.

Nous allons développer dans le paragraphe suivant l'influence de chacun de ces paramètres sur les mécanismes de transition. Pour une telle étude, un soin particulier est accordé au montage, le découplage des différents paramètres étant primordial. Par exemple, les expériences destinées à étudier les effets d'un gradient de pression sont menées en présence d'un taux de turbulence extérieur très faible, les maquettes utilisées devant en outre présenter une paroi aussi lisse que possible.

## 2.3 Facteurs influençant la transition

### 2.3.1 Effets du nombre de Reynolds

Comme nous l'avons vu précédemment, le nombre de Reynolds est le paramètre de contrôle de la transition : au-delà d'une certaine valeur critique, la couche limite laminaire devient turbulente. Trivialement, si le nombre de Reynolds de l'écoulement croît, le point de transition de la couche limite se déplace donc vers l'amont. Ceci est illustré sur la Fig. 2.5 par l'écoulement autour d'un cylindre circulaire de diamètre  $D$ . Pour les faibles nombres de Reynolds ( $Re_D \leq 4.5 \times 10^5$ ), la couche limite est laminaire et décolle à un azimuth de  $80^\circ$  par rapport au point d'arrêt amont. Pour des nombres de Reynolds plus élevés, la couche limite, plus résistante au gradient de pression du fait de son passage à l'état turbulent, ne décolle qu'à un azimuth de  $120^\circ$ . De la même façon, sur un profil, l'état de la couche limite peut être variable et

va conditionner des décollements différents en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement.

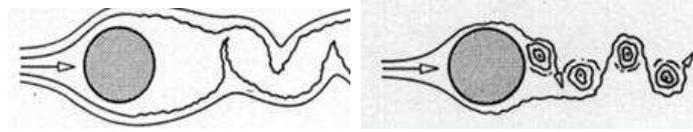


FIG. 2.5 – Écoulement autour d'un cylindre. A gauche, régime laminaire ; à droite, régime turbulent

### 2.3.2 Effets des gradients de pression

De manière générale, un gradient de pression positif a pour effet d'avancer le point de début de transition et de réduire l'étendue de la région de transition. La transition a lieu à un nombre de Reynolds plus faible que dans une configuration d'écoulement sans gradient de pression.

La couche limite laminaire peut décoller sous l'effet d'un gradient de pression suffisamment élevé. Dans certaines conditions, la transition qui s'ensuit permet à la couche limite de recoller. Il se forme alors un bulbe de décollement. Cet aspect très important nous concerne directement pour cette étude. Comme nous le verrons par la suite, les bulbes sont fréquents au voisinage du bord d'attaque des profils d'aile, en particulier les profils pour lesquels un pic de survitesse élevé apparaît avec l'incidence.

Les observations expérimentales des effets d'un gradient de pression sur la transition ont essentiellement été réalisées pour des configurations d'écoulement présentant un gradient de pression positif. Elles montrent que la formation et le développement des ondes TS restent similaires à ce qui était observé dans le cas de la plaque plane (sans gradient de pression) à la différence près que les ondes TS ont une amplitude plus forte.

L'intensité du gradient de pression conditionne le développement ultérieur de ces instabilités. Si celui-ci est modéré, les phénomènes sont qualitativement les mêmes que sur une plaque plane. En revanche, lorsque la couche limite laminaire est au voisinage du décollement avant que la transition n'ait pris place ou dans le cas de bulbes de transition, la description est différente. Les ondes restent d'abord assez longtemps bidimensionnelles, elles sont ensuite perturbées mais de façon très régulière : chacune des ondes est pratiquement modifiée par la même perturbation.

Le spectre de puissance de la vitesse (Fig. 2.6) fait ainsi apparaître un pic bien marqué correspondant aux ondes TS ; on observe ensuite le développement d'un spectre de raies avec des harmoniques et des sous-harmoniques du fondamental. Le passage à la turbulence se réalise donc sans qu'il y ait vraiment, comme dans le cas de la plaque plane, formation aléatoire et intermittente de spots turbulents. La visualisation par fumée d'un bulbe de transition révèle la formation périodique

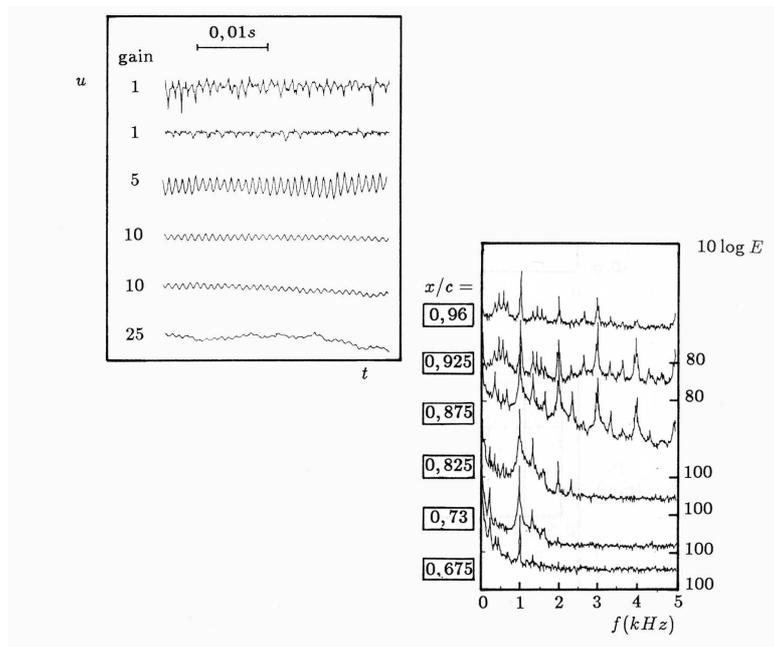


FIG. 2.6 – Transition avec gradient de pression sur un profil ONERA D placé dans un écoulement à  $Re_C = 3.2 \times 10^5$  [32]. Evolution temporelle de la vitesse pour  $y = 0.5mm$  (à gauche). Evolution du spectre d'énergie de la fluctuation longitudinale de vitesse pour  $y = 0.5mm$  (à droite)

de structures tourbillonnaires dont l'axe est parallèle à l'envergure. Les structures s'apparient d'abord régulièrement puis se désagrègent pour engendrer la turbulence.

### 2.3.3 Effets de la turbulence extérieure et du bruit

Les souffleries utilisées dans le cadre de cette étude présentent un taux de turbulence intrinsèque qu'il est nécessaire de quantifier. Le taux de turbulence longitudinale de la soufflerie Béton est de 0.5%, celui de la soufflerie VISU 01 est évalué à  $Tu = 2\%$ .

En présence d'un taux de turbulence de l'écoulement extérieur plus élevé, le début de la transition se produit à un nombre de Reynolds plus faible. A titre d'exemple, sur une plaque plane, pour un taux de turbulence de :

$$Tu = \sqrt{\frac{\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle}{3U_e^2}} = 0.2\%$$

le nombre de Reynolds  $Re_x$  du début de transition est de l'ordre de  $Re_x = 2.5 \times 10^6$ . Pour  $Tu = 1\%$ , il vaut  $Re_x = 0.8 \times 10^6$  et, pour  $Tu = 2\%$ , il n'est plus que de  $Re_x = 0.1 \times 10^6$  [32].

Le spectre de la turbulence joue un rôle important et le taux de turbulence lui-même ne suffit pas à caractériser l'effet sur la transition, notamment à faible taux de turbulence. En effet, aux faibles taux de turbulence, la perturbation est souvent un mélange de turbulence et de perturbations acoustiques. Dans le premier cas, il s'agit de variation de vitesse tridimensionnelle, rotationnelle, s'étalant sur un large spectre alors que le bruit est une onde irrotationnelle plus ou moins plane. Si la fréquence excitatrice est dans la gamme des ondes naturelles instables de la couche limite, on observe une avancée très prononcée de la transition. Si le taux de turbulence de l'écoulement extérieur est trop élevé, il semble que les instabilités naturelles (ondes TS) aient un rôle beaucoup moins important.

### 2.3.4 Effets de la courbure de paroi

Etant donné que nous considérons des maquettes de forme convexe, nous devons étudier l'incidence d'une courbure de la paroi sur le nombre de Reynolds de transition. D'après les expériences de Liepman [75, 76], l'effet de la courbure de paroi sur la transition est faible. Ainsi, pour un écoulement à vitesse constante et pour des rayons de courbure  $r$  tels que  $\frac{\delta_1}{r} = 0.0026$ , le nombre de Reynolds de transition est pratiquement inchangé par rapport au cas de la paroi plane. Par contre, dans le cas d'une paroi concave des effets significatifs sont observés.

D'une façon générale, sur une paroi concave, la transition se produit à un nombre de Reynolds plus faible que sur une paroi plane. D'après les expériences de Liepman, le processus de transition est le même que sur paroi plane tant que  $\frac{\delta_1}{|r|} < 0.00013$ . Si  $\frac{\delta_1}{|r|} > 0.0013$ , il se forme un système de paires de tourbillons contrarotatifs longitudinaux appelés tourbillons de Görtler. Entre les valeurs  $\frac{\delta_1}{|r|} > 0.00013$  et  $\frac{\delta_1}{|r|} < 0.0013$ , un passage progressif de l'instabilité de type TS à celle de type Görtler est observé.

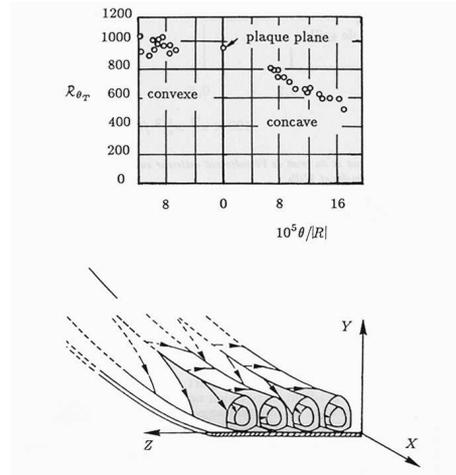


FIG. 2.7 – Influence de la courbure de paroi sur le nombre de Reynolds de début de transition, d’après Liepman [75, 76]. Formation de tourbillons de Görtler dans une couche limite laminaire sur paroi concave

Les tourbillons de Görtler induisent des vitesses secondaires et une variation transversale importante des profils de vitesses, ce qui conduit à des conditions favorables à l’instabilité de l’écoulement.

### 2.3.5 Effets des rugosités de paroi

La paroi n’est jamais parfaitement lisse ; elle comporte soit des aspérités qui correspondent à une ondulation moyenne, soit des accidents locaux susceptibles d’introduire un gradient local de pression et d’amener le décollement du fluide de la paroi.

La paroi des maquettes testées en soufflerie présente des irrégularités de surface telles que des têtes de rivets ou des raccords imparfaits entre deux parties mobiles. De façon globale, l’effet des rugosités de paroi est d’avancer la transition, c’est-à-dire de la provoquer à un nombre de Reynolds plus faible. Toutefois, il existe une taille critique de rugosité en dessous de laquelle la position de la transition reste inchangée. Lorsque la rugosité a une taille adéquate (paragraphe 2.5), le point de début de transition est situé au voisinage immédiat de la rugosité locale mais si la taille de rugosité est trop forte, on observe un surépaississement de la couche limite ; assez loin en aval, tout se passe alors comme si la transition était déplacée en amont des rugosités.

Les expériences fondamentales destinées à préciser le mécanisme de la transition ont été réalisées avec des géométries simples. Klebanoff et Tidstrom [68] ont étudié l’influence d’une rugosité bidimensionnelle créée par un fil de section circulaire collé à la paroi perpendiculairement à l’écoulement. Le rôle du fil dans le processus de transition est de modifier localement l’écoulement en provoquant un décollement de sorte que la couche limite ne retrouve ses caractéristiques de plaque plane lisse qu’à

une certaine distance à l'aval du fil. Il s'ensuit que la transition est avancée jusqu'à un point tel que si les conditions de déstabilisation sont suffisantes (en plaçant par exemple un fil de taille importante) le point de transition se situe au voisinage du fil. Klebanoff et Tidstrom indiquent également que le mécanisme d'instabilité est du type ondes de TS.

Des essais ont été réalisés pour déterminer l'évolution de la position de la transition lorsque l'on modifie les paramètres du problème. Ils ont montré que si l'on augmente la vitesse ou le diamètre du fil, la transition se déplace régulièrement vers l'amont. Dans le cas d'une rugosité tridimensionnelle (bille collée à la paroi ou élément de cylindre circulaire par exemple), le mouvement de la transition est beaucoup plus brutal. Il existe un nombre de Reynolds au-dessous duquel il n'y a pas d'effet sur la transition et au-dessus duquel la transition se place au voisinage immédiat de la rugosité. Dans ce cas, il se forme derrière la rugosité un secteur de turbulence dont l'angle au sommet est d'environ 10 à 15° (Fig. 2.8). On définit un nombre de Reynolds  $Re_k = \frac{U_k k}{\nu}$  où  $U_k$  est la vitesse dans la couche limite non perturbée à la distance  $y = k$  de la paroi. Pour un élément sphérique, le nombre de Reynolds de transition  $Re_k$  est de l'ordre de 500 à 600. Dans le cas d'éléments de formes différentes, la Fig. 2.8 donne la valeur de  $Re_k$  qui provoque la transition.

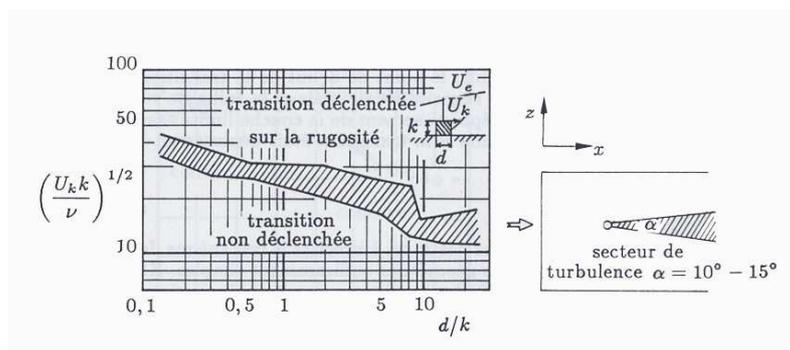


FIG. 2.8 – Effet d'une rugosité tridimensionnelle isolée d'après Von Doenhoff et Braslow [35]

## 2.4 Le cas des profils NACA 0015 et ONERA D

Le nombre de Reynolds critique des profils testés (NACA 0015 et ONERA D), évalué à  $Re_c = 10^6$ , est de l'ordre de grandeur de celui des essais dans la Soufflerie Béton, ce qui va nous conduire, pour fixer la configuration, à déclencher artificiellement la transition dès le bord d'attaque. Dans la Soufflerie VISU, les nombres de Reynolds sont d'environ  $10^5$ , c'est-à-dire inférieurs d'un facteur 10 aux nombres de Reynolds critiques des profils étudiés.

### 2.4.1 La transition sur le profil NACA 0015

La transition sur le profil NACA 0015 est relativement peu documentée. De nombreux auteurs évoquent l'existence d'une région de décollement ou « bulbe de transition » en proche bord d'attaque mais peu parmi eux le caractérisent avec précision, ce qui nous a conduit à utiliser le logiciel Xfoil pour évaluer sa position et son extension ; ce point sera développé au paragraphe 6.1.1.

Dans le cas d'un bulbe de transition, la transition de la couche limite laminaire se produit après le décollement. Le changement d'état de la couche limite aboutit à un recollement : il se forme alors une zone de recirculation fermée qu'on peut visualiser par l'utilisation d'enduits visqueux pariétaux (paragraphe 6.1.2)

Quelques caractéristiques du bulbe de transition sur le profil NACA 0015 sont néanmoins fournies expérimentalement par Gilarranz *et al.* [49] ou par Mish et Devenport [85].

Pour les essais de Mish et Devenport [85], les vitesses d'écoulement correspondent à des nombres de Reynolds  $Re_C = 1.17 \times 10^6$ , proches de ceux que nous avons testés dans la Soufflerie Béton. Le taux de turbulence de l'écoulement est relativement élevé ( $Tu = 4\%$ ), ce qui implique que la transition est décalée vers l'amont par rapport à nos essais ultérieurs. A une incidence de  $16^\circ$ , les auteurs estiment la position du point de transition à  $x/C = 4\%$  ; si l'incidence du profil est portée à  $20^\circ$ , le point de transition recule à  $x/C = 5\%$ . Les lieux des points de décollement, de transition et de recollement sont reportés pour différentes incidences sur la Fig. 2.9.

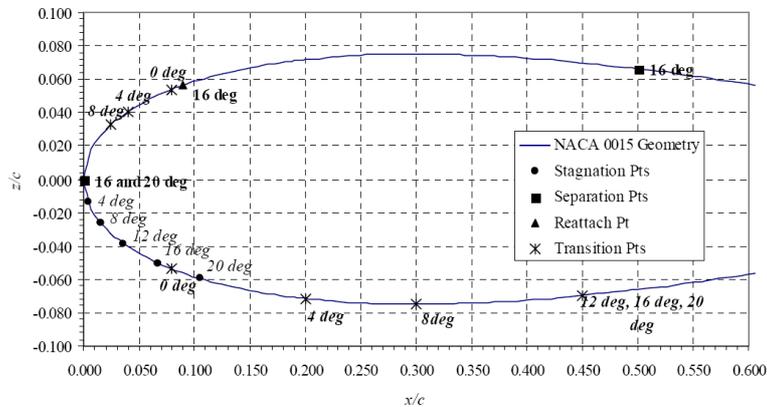


FIG. 2.9 – Lieux des points de décollement, de transition et de recollement sur le profil NACA 0015 [85]

### 2.4.2 La transition sur le profil ONERA D

Les procès-verbaux d'essais de l'ONERA [15, 16, 17] documentent de façon très détaillée le phénomène de transition sur le profil ONERA D. Celui-ci se traduit par la présence d'un bulbe de transition en proche bord d'attaque. Ce bulbe pouvant être mis en évidence au moyen de visualisations pariétales est schématisé sur

la Fig. 2.10. Les essais ont été réalisés dans des conditions semblables à celles de notre configuration expérimentale, sur un profil présentant un bon état de surface et disposé dans une soufflerie dont le taux de turbulence est évalué à  $Tu = 1.5\%$ .

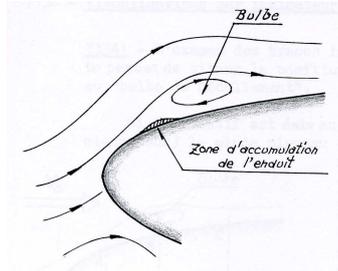


FIG. 2.10 – Bulbe de décollement laminaire sur le profil ONERA D [16]

Le « plateau » isobare relevé sur les distributions de pression pariétale (Fig. 2.11) est également un bon indicateur de la présence d'un bulbe. Le début du plateau marque le point de décollement, la limite aval de ce plateau coïncide avec la ligne de transition; enfin, le point de recollement, frontière aval du bulbe, correspond à une diminution accusée du gradient de pression adverse.

On constate également, sur la Fig. 2.11, que la taille du bulbe dépend fortement du nombre de Reynolds de l'écoulement. A une incidence de  $8^\circ$ , pour un nombre de Reynolds de  $0.75 \times 10^6$  ( $U_\infty = 15m/s$ ), le bulbe s'étend sur une région  $1.7\% \leq x/C \leq 4.8\%$ ; pour un nombre de Reynolds de  $2 \times 10^6$  ( $U_\infty = 40m/s$ ), son étendue se limite approximativement à la région  $1.9\% \leq x/C \leq 2.4\%$ .

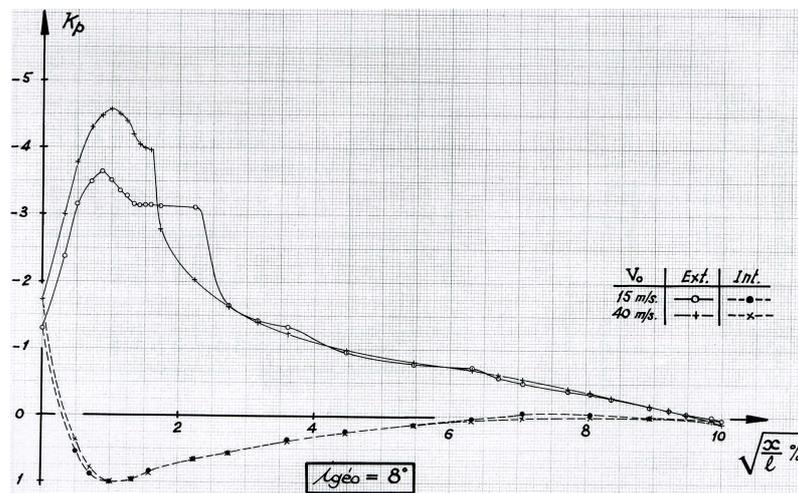


FIG. 2.11 – Influence de la vitesse amont sur les distributions de pression pour le profil ONERA D placé à incidence  $8^\circ$  [17]

Les essais montrent par ailleurs que le comportement aérodynamique du profil ONERA D change radicalement à partir d'un nombre de Reynolds de  $10^6$ . Pour

$Re_C \leq 10^6$ , le profil est caractérisé par un régime « bulbe long » : l'étendue du bulbe de décollement augmente avec l'incidence ; pour  $Re_C \geq 10^6$ , un régime « bulbe court » s'installe (l'étendue du bulbe diminue alors avec l'incidence). En termes de portance, le régime « bulbe long » se traduit par un décrochage aérodynamique très progressif alors que le phénomène est plus brutal pour le régime « bulbe court ». Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans le chapitre 8.

La Fig. 2.12 indique une diminution de la largeur du bulbe de décollement à mesure que la vitesse et la valeur absolue du coefficient de pression pariétale au bord d'attaque croissent. On observe également une remontée du bulbe vers le bord d'attaque en fonction de ces mêmes paramètres.

## 2.5 Critère de transition

Le déclenchement de la transition par l'ajout de rugosités en paroi permet d'éviter de procéder aux essais tantôt dans des conditions de couches limites laminaires, tantôt dans des conditions de couches limites turbulentes.

La position des points de transition sur le profil ONERA D n'a pas été précisément établie mais pour les incidences supérieures à  $8^\circ$ , la transition de la couche limite se produit pour  $x/C \leq 2\%$  [17]. Des essais menés au LEA indiquent par ailleurs que, sur le profil NACA 0015, la transition naturelle a lieu pour  $x/C \leq 5\%$ . Cette position varie bien entendu avec l'incidence et le nombre de Reynolds de l'écoulement.

D'un point de vue pratique, dans le but de fixer la transition à une position donnée, nous avons eu recours à un déclenchement artificiel de la transition par ajout d'une bande rugueuse en proche bord d'attaque des maquettes. L'utilisation d'éléments de rugosités 2D ou 3D permet en effet, conformément à ce qui a été dit au paragraphe précédent, de déclencher prématurément la transition de la couche limite. Le problème consiste à définir correctement la hauteur et la position de ces rugosités.

Mc Cauley *et al.* [26] ont défini une taille de rugosité critique en dessous de laquelle la rugosité n'a plus d'influence sur la position de la transition. Lorsqu'elle est dépassée, la transition se déplace vers l'amont et atteint la rugosité.

A partir d'expériences réalisées sur une plaque plane, Arnal [3] arrive aux mêmes conclusions. Le déclenchement de la transition sur la plaque n'est effectif que sous certaines conditions :

- la taille  $k$  des rugosités doit être de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de déplacement de la couche limite  $\delta_k^*$  en  $x_k$  (position longitudinale de la bande rugueuse),
- le nombre de Reynolds  $Re_{\theta_k}$ , basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite  $\theta_k$  en  $x_k$ , doit être supérieur à une valeur critique établie à 200.

**Ce critère de transition est adopté pour nos essais ; il nous permettra de déterminer la taille et la position des rugosités à appliquer à nos profils de manière à avoir un déclenchement effectif de la transition.**

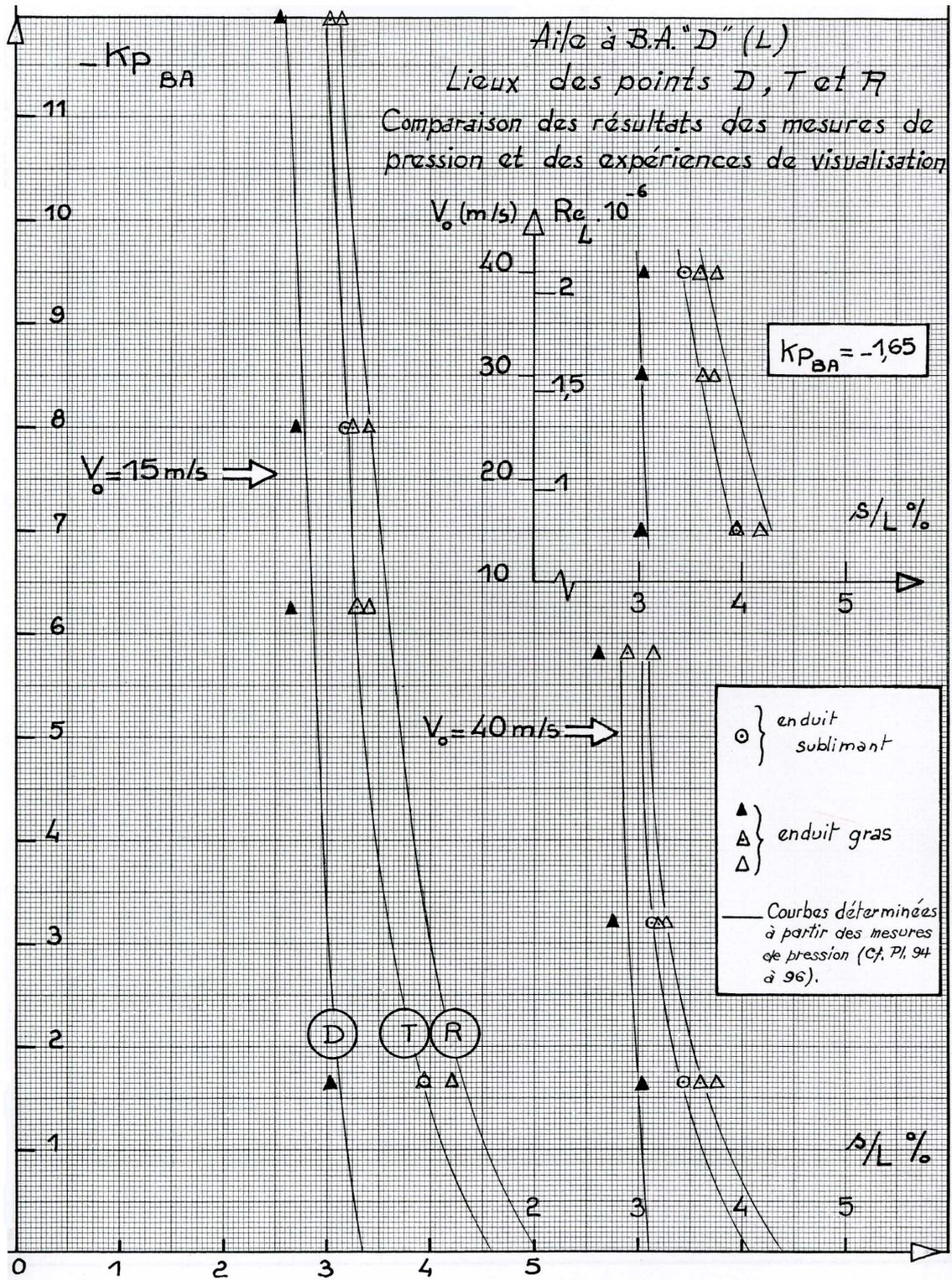
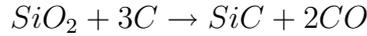


FIG. 2.12 – Lieux des points de décollement (D), de transition (T) et de recollement (R) obtenus à partir des distributions de pression et des visualisations pariétales [16]

Les rugosités utilisées sont des grains de carborundum. Le carborundum est le nom courant du siliciure de carbone que l'on trouve sous forme de poudre à différents degrés de finesse. De formule chimique SiC, il s'obtient en chauffant, dans un four électrique, un mélange de silice et de carbone :



Presque aussi dur que le diamant, il est réfractaire (fondant vers 2500°C) et très inerte chimiquement à froid. Seul le fluor l'attaque. Il est utilisé pour la réalisation de matériaux abrasifs (meules, papiers abrasifs, dallages) ou comme revêtement réfractaire des fours.

## 2.6 Conclusions

Une des problématiques de l'étude est de connaître les caractéristiques de la couche limite sur laquelle nous agissons par l'intermédiaire du dispositif de contrôle des décollements. Il est particulièrement important d'avoir des informations sur l'état - laminaire ou turbulent - de la couche limite car les conditions de la transition ont un rôle déterminant sur les propriétés de celle-ci.

Les mécanismes de transition dépendent de nombreux paramètres auxquels nous serons confrontés dans notre étude (nombre de Reynolds, taux de turbulence de l'écoulement, état de surface, courbure de la paroi, gradient de pression ...).

En outre, au vu des résultats présentés dans ce chapitre, il apparaît nécessaire de fixer la transition en amont du contrôle, notre objectif étant d'agir sur le décollement de la couche limite et non sur les mécanismes de transition. Les véritables effets des actionneurs et leur efficacité en termes de contrôle des décollements ne pourront être évalués de manière satisfaisante qu'une fois cette condition remplie.

Pour cela, l'étude bibliographique, complétée par quelques essais en transition naturelle de la couche limite, nous a permis de préciser la position du point de transition sur les profils NACA 0015 et ONERA D pour la gamme de nombres de Reynolds envisagée ; cette information est déterminante pour le positionnement des rugosités sur l'aile car placées trop en aval, celles-ci deviennent inopérantes puisque la transition naturelle s'est alors déjà produite.

Dans le but de fixer le point de transition à une position donnée, nous avons choisi le critère de transition établi par Arnal [3] et fournissant la hauteur des rugosités à placer en paroi à partir de l'épaisseur de déplacement de la couche limite. Ce critère sera appliqué à nos différentes configurations.

# Chapitre 3

## Revue bibliographique du contrôle des écoulements

Après avoir donné, dans une première partie, une définition précise du contrôle des écoulements, nous proposons au lecteur un recensement des diverses stratégies de contrôle existantes. Nous nous attacherons ici à répertorier les avantages et inconvénients de chaque actionneur. Ce chapitre ne consiste pas pour autant à dresser une liste exhaustive de tous les systèmes de contrôle pouvant être mis en place, mais il permet de mieux situer les types d'actionneurs utilisés au cours de cette étude parmi les différentes catégories existantes. Nous terminerons l'exposé par une revue bibliographique des paramètres de contrôle grâce à laquelle nous essaierons de mettre en évidence les paramètres optimaux.

### 3.1 Introduction

Le contrôle des écoulements suscite de nombreux intérêts car il répond à des exigences industrielles : amélioration de la sécurité des vols, de la manœuvrabilité, augmentation du rayon d'action, réduction de la consommation de carburant. Les enjeux sont donc considérables et ces objectifs industriels peuvent se traduire en objectifs d'aérodynamicien : augmentation de portance, réduction de traînée (de pression ou de frottement), recul de l'incidence de décrochage. Ces améliorations ne peuvent généralement pas toutes être acquises en même temps. Toute la difficulté du contrôle est alors de choisir le bon compromis et d'optimiser les performances de l'écoulement. Une couche limite laminaire, par exemple, induit une traînée de frottement plus faible qu'une couche limite turbulente. Cependant, cette dernière résiste mieux aux décollements. Ainsi, dans une configuration de couche limite laminaire décollée, la traînée de pression visqueuse est beaucoup plus importante que si la couche limite turbulente, dans la même configuration, était restée collée.

Si le contrôle « actif » (consommateur d'énergie) est un domaine de recherche attractif, les applications opérationnelles de ce contrôle n'ont pas encore révélé de bénéfices indiscutables. En effet, le gain apporté en augmentation de  $C_z$  ou diminution de  $C_x$  doit être comparé à ce que nécessite l'actionneur en énergie (fluidique,

mécanique ou électrique), mais également au coût de sa fabrication, de son encombrement, de son poids et de sa maintenance. Ces contraintes peuvent expliquer que ces systèmes ne soient pas encore « populaires » dans l'industrie. Selon Poisson-Quinton [92], auteur de nombreux travaux sur le contrôle des écoulements, les applications de la plupart de ces concepts ont été jusqu'ici décevantes, faute d'une collaboration indispensable entre chercheurs et ingénieurs dès le stade de l'avant-projet de l'avion. La recherche doit donc prouver que le contrôle « actif » est une étape incontournable de l'évolution de l'aéronautique.

## 3.2 Définition du contrôle

### 3.2.1 Classification selon l'énergie consommée

Gad-El-Hak [48] présente une classification du contrôle basé sur le mode de fonctionnement de l'actionneur. L'actionneur est le dispositif mécanique, pneumatique, électrique ou acoustique destiné à interagir avec l'écoulement pour lui donner le comportement souhaité. Il distingue deux grandes stratégies de contrôle : le **contrôle passif** et le **contrôle actif**.

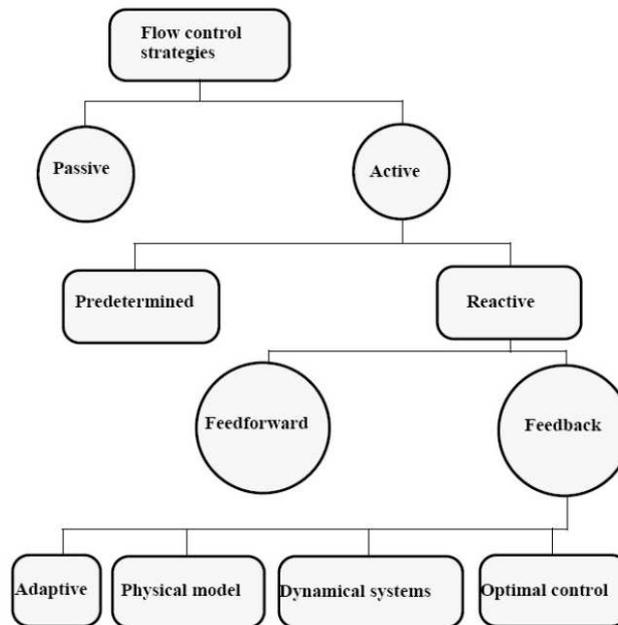


FIG. 3.1 – Classification du contrôle selon Gad-el-Hak [48]

Dans le cas du contrôle passif, le dispositif n'utilise pas d'apport extérieur d'énergie. Il peut être très basique comme par exemple la forme du profil qui définit un gradient de pression. Ce gradient peut être favorable à une couche limite laminaire ( $dP/dx < 0$ ) sur une grande partie de la corde ou peut, au contraire, être volontairement défavorable ( $dP/dx > 0$ ) pour provoquer une transition vers une couche

limite turbulente. Le dispositif peut aussi être constitué de parties amovibles comme les volets hypersustentateurs de bord d'attaque ou de bord de fuite qui permettent d'augmenter la traînée tout en retardant le décrochage lors des phases d'atterrissage. Il existe aussi des dispositifs plus complexes destinés, soit à provoquer les transitions ou retarder les décollements de la couche limite comme les générateurs de vortex (Fig. 3.2), soit à réduire la traînée de frottement des couches limites turbulentes comme les « riblets » et les systèmes « Large Eddy Break Up » (LEBU) (Fig. 3.3). Les *riblets* sont des surfaces striées dans le sens de l'écoulement, qui orientent la couche limite turbulente dans une direction longitudinale afin de réduire le cisaillement transversal. Les systèmes LEBU sont des dispositifs destinés à casser les grandes structures de la couche limite turbulente. Ces deux systèmes permettent d'obtenir des réductions de traînée de 7 à 8%.



FIG. 3.2 – Générateurs de vortex installés sur un Gloster Javelin FAW.8 (XH992)



FIG. 3.3 – Contrôle de la vorticit e gr ace à des riblets ou des syst emes LEBU

Dans le cas du contr ole actif, le dispositif n ecessite un apport ext erieur d'énergie. Il peut s'agir d'une énergie :

- pneumatique : soufflage, aspiration, jets pulsées, jets synth etiques,
- m ecanique : parois mobiles, volets, becs,
-  lectrique : plasma froid (effet couronne)

Le contr ole actif est lui-m eme subdivisée en deux cat egories. **Le contr ole pr ed etermin e** qui s'effectue sans regard sur l' etat de l'écoulement et **le contr ole r eactif** qui permet d'agir en fonction de l' etat de l'écoulement.

Pour ce dernier type de strat egie de contr ole, il est n ecessaire d'utiliser des dispositifs actifs pouvant être ajustées en temps r eel. Dans cette configuration l'actionneur est pilotée à l'aide d'une boucle de contr ole qui g ere son action. Cette

boucle est constituée de capteurs, situés dans l'écoulement, qui fournissent des indications instantanées sur son comportement. Ensuite, ces informations sont traitées en temps réel par un ordinateur qui détermine le réglage adéquat de l'actionneur afin d'améliorer certains aspects de l'écoulement (retarder le décollement ...).

Deux modes de fonctionnement sont alors possibles : la boucle ouverte (*feedforward*) ou la boucle fermée (*feedback*), selon l'agencement des capteurs et des filtres. En boucle fermée, on impose au système une valeur consigne du paramètre mesuré et le système va annuler l'écart par rapport à cette valeur en pilotant l'actionneur. La fonction de transfert de ce système peut être obtenue par quatre méthodes différentes :

- **adaptative**, basé sur l'utilisation d'algorithmes visant à optimiser certains paramètres sans prendre en compte l'aspect physique du phénomène et les équations de Navier-Stokes,
- **modèle physique** où l'on procède à une simulation d'un contrôle physique. Ce procédé est utilisé seulement lorsque la physique du phénomène est bien connue,
- **système dynamique non linéaire**, pour lequel le phénomène de turbulence est décomposé en plusieurs modes dynamiques. Le but du contrôle est de stabiliser ces modes,
- **contrôle optimal**. Il s'agit du contrôle le plus rigoureux et le plus proche des équations de Navier-Stokes. Cependant, la théorie du contrôle optimal nécessite beaucoup d'informations et ne peut être employée que dans des cas simples.

Mettre en place une boucle de contrôle réactif n'est pas chose aisée. La principale difficulté est de fournir des informations pertinentes sur l'état de l'écoulement en temps réel dans le cas d'applications expérimentales, voire industrielles (nombre de capteurs, positionnement ...).

### 3.2.2 Classification selon le nombre de Reynolds

Gad-El-Hak [48] propose également une classification qui permet d'orienter le choix d'un dispositif en fonction du nombre de Reynolds. Cette classification, qui aborde essentiellement les configurations d'écoulements collés, est basée sur **l'état de la couche limite** ; l'application du contrôle vise à réduire **la traînée de frottement**. Gad-El-Hak distingue plusieurs plages de nombres de Reynolds :

- $Re_x < 10^6$  : couche limite laminaire. Le frottement de la couche limite laminaire peut être réduit par aspiration ou soufflage,
- $10^6 < Re_x < 4 \times 10^6$  : transition fortement probable. Le but est alors de retarder au maximum cette transition au moyen de dispositifs de contrôle actif ou passif,
- $Re_x > 4 \times 10^6$  : couche limite turbulente établie. Le but du contrôle est de réduire la traînée de frottement de cette couche limite turbulente.

Dans cette dernière plage de nombres de Reynolds, on peut distinguer une sous-classification du contrôle :

- le contrôle du champ de vitesse moyen (modifications géométriques, *riblets*, soufflage/aspiration par des orifices de tailles conventionnelles),
- le contrôle d'échelles ciblées de la turbulence. Ce dernier cas comprend le filtrage des grandes échelles (LEBU) et les micro-systèmes électromécaniques appelés MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems). Certains d'entre eux sont par exemple destinés à supprimer le phénomène de *bursting*, décrit par Robinson [100], qui se produit dans la région tampon de la couche limite et qui serait responsable de 80% des contraintes de cisaillement. Il s'agit d'un réseau de capteurs microscopiques associés à des micro cavités qui aspirent le fluide de basse vitesse en région de proche paroi.

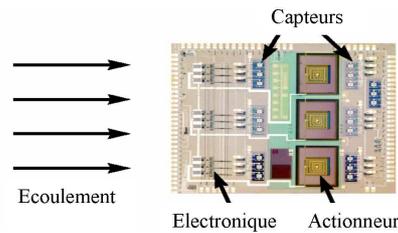


FIG. 3.4 – Structure d'un MEMS

### 3.2.3 Classification selon l'écoulement

Poisson-Quinton [92] propose une classification reposant sur trois catégories d'écoulement : l'écoulement potentiel, l'écoulement visqueux et l'écoulement tourbillonnaire. Cette approche concerne principalement **la gestion par voie fluide des décollements**.

- Le contrôle de l'écoulement potentiel agit sur la portance et la traînée de pression en fluide parfait. Il a pour objectif de modifier la circulation autour de l'aile ou de l'aéronef. A l'ONERA, en 1948, des expériences de soufflage au bord de fuite d'un volet ont montré que la portance augmentait avec l'intensité du soufflage. Cet effet de volet fluide est appelé effet « jet flap ». La poussée vectorielle, qui consiste à orienter la direction des gaz en sortie de réacteur, contribue également au contrôle de la circulation.
- Le contrôle de l'écoulement visqueux agit sur la traînée de frottement et permet de conserver autant que possible les caractéristiques de l'écoulement théorique potentiel. Le décollement de la couche limite sur l'extrados d'une aile crée une zone de recirculation sur la paroi qui annule la dépression due à la vitesse de l'écoulement potentiel. Il en résulte une perte subite de portance. Les méthodes actuelles de contrôle passif mises en place pour éviter ce phénomène sont les volets à fente qui provoquent un soufflage naturel de l'extrados. Les méthodes actives reposent par exemple sur le soufflage tangentiel ou sur une action de type « jet synthétique ».
- Le contrôle des écoulements tourbillonnaires permet d'accroître la portance dans certaines configurations. Les tourbillons créés par les apex des ailes en

flèche aux grandes incidences engendrent des survitesses et des dépressions portantes. Des dispositifs de soufflage destinés à créer de la vorticité sur le nez du fuselage permettent d'accroître la manoeuvrabilité des avions de chasse aux incidences élevées.

### 3.3 Recensement des méthodes de contrôle

Dans cette partie, nous effectuons une revue des méthodes de contrôle des écoulements. Cette liste, bien que n'étant pas exhaustive et se limitant au contrôle sur voilures, permet néanmoins de mettre en perspective la diversité des moyens existants.

D'une manière générale, on peut distinguer deux types de procédés :

- les parties mécaniques mobiles mises en place pour augmenter la portance en modifiant la courbure de la ligne moyenne ou en augmentant la surface de la voilure. Ces dispositifs permettent de modifier le gradient de pression et la circulation autour de l'aile,
- les actionneurs agissant directement sur la couche limite de manière à retarder la position des décollements (*vortex generators*, actionneurs fluidiques).

Ces deux types d'action sont complètement différents en termes de phénomènes physiques mis en jeu mais la finalité est identique, à savoir augmenter les performances aérodynamiques de l'aile.

#### 3.3.1 Les adaptateurs mécaniques mobiles

Historiquement, les premiers dispositifs de contrôle des écoulements recensés sont les dispositifs mécaniques. Il peut par exemple s'agir de becs de bord d'attaque ou de volets de bord de fuite. Ces dispositifs hypersustentateurs utilisent les effets de courbure de la ligne moyenne du profil. On peut distinguer les hypersustentateurs qui intéressent le profil tout entier et ceux localisés soit au bord d'attaque, soit au bord de fuite. Ces deux derniers sont en général conjugués et ont une double fonction, car une fois sortis, ils augmentent la portance mais également la traînée, qui est utilisée comme frein aérodynamique lors des phases d'atterrissage.

Ces dernières années, avec le développement des technologies MEMS, les dispositifs mécaniques se retrouvent souvent sous la forme d'actionneurs piézo-électriques interagissant avec les couches limites se développant sur les profils. Ils sont constitués de fines lames dont l'extrémité est déplacée par un champ électrique ne nécessitant que très peu d'énergie. L'amplitude (inférieure au millimètre) et la direction de la partie libre de la lame sont directement liées au voltage imposé. La gamme de fréquence de ce type d'actionneur est assez large, et est généralement adaptée à la fréquence propre des écoulements considérés.

#### 3.3.2 Les générateurs de tourbillons

Une autre technique pour contrôler les décollements sur un profil consiste à insérer dans la couche limite des générateurs de tourbillons ou *vortex generators*

(VG) qui favorisent leur recollement en aval. Ces générateurs peuvent être de deux types. Il peut s'agir de générateurs de tourbillons mécaniques ou encore des générateurs de tourbillons fluidiques.

Les **générateurs de tourbillons mécaniques** ou *mechanical vortex generators* (VGM) ont des géométries variées. Ce sont des lames minces qui affleurent à la surface du profil et viennent interagir avec la couche limite et induire le recollement.

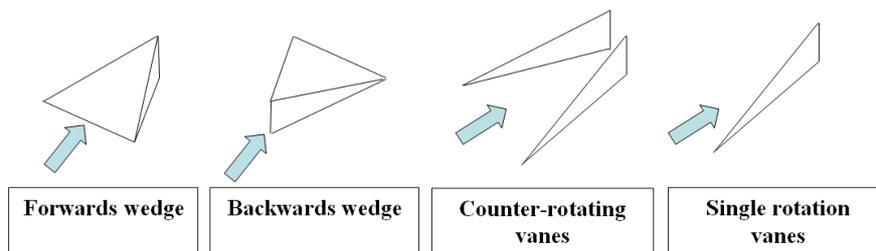


FIG. 3.5 – Exemple de géométries possibles de VGM, d'après Ashill *et al.* ([5] et [6])

Contrairement aux adaptateurs mécaniques mobiles présentés dans le paragraphe 3.3.1, ces dispositifs présentent une géométrie fixe et s'ils s'avèrent très efficaces pour contrôler les décollements et améliorer les coefficients aérodynamiques d'un profil [5] ou encore pour supprimer le *buffeting* [23], ils présentent l'inconvénient de ne pouvoir être désactivés. Ils peuvent donc être à l'origine d'une traînée supplémentaire indésirable et pénalisante. Pour remédier à ce problème, une nouvelle génération de VGM dits « rétractables » a vu le jour. L'ONERA / DMSE a développé un actionneur fonctionnant sur ce principe (Fig. 3.6).

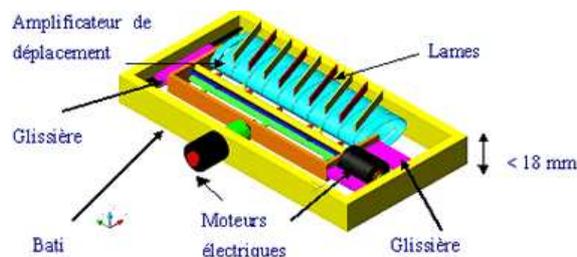


FIG. 3.6 – Schéma de principe des VGM rétractables développés à l'ONERA / DMSE [37]

Ce système peut être installé à l'intérieur d'une aile et permet d'insérer dans la couche limite des lames minces parallèles de hauteur variant entre  $0.1\text{mm}$  et  $2\text{mm}$  et espacées de  $10\text{mm}$ . Des micro-moteurs pas à pas commandables via une carte d'interface et un programme de commande permettent de déplacer les peignes qui déforment les éléments elliptiques sélectionnés et font affleurer les lames. Afin de s'assurer que les peignes et les lames ont le déplacement requis, le système est équipé de deux capteurs capacitifs permettant de repérer la position de l'équipage mobile par rapport au bâti par rapport auquel il se déplace grâce à deux glissières.

On rencontre deux types de **générateurs de tourbillons fluidiques** ou *fluidic vortex generators* (FVG ou VGF); ces actionneurs peuvent être à **soufflage continu** ou à **soufflage pulsé** (ou *pulsed vortex generator jets*, PVGJ). Le principe de fonctionnement des VGF découle de celui des VGM, l'axe des jets est incliné par rapport à la paroi (angle d'incidence) et par rapport à la direction de l'écoulement (angle de lacet) de manière à générer une vorticité similaire à celle induite par les VGM. En fonction de l'agencement des orifices des VGF, il est courant d'utiliser les termes de dispositifs co-rotatifs (angle de lacet constant  $\beta$ ) ou contra-rotatifs (angle de lacet alterné  $+\beta$  et  $-\beta$ ).

Une action pulsée force périodiquement l'écoulement à une fréquence caractéristique et constitue une solution technologique moins coûteuse, en termes d'énergie [79, 83], qu'un contrôle continu étant donné que le débit de fluide injecté dans l'écoulement est plus faible. Toutes choses égales par ailleurs (paramètres géométriques et pression d'alimentation de l'actionneur), le coefficient de soufflage sera réduit par utilisation d'un soufflage pulsé. D'autre part, pulser le soufflage permet de tirer profit des temps de réponse de l'écoulement. De façon très schématique, il est en effet possible de déduire des temps caractéristiques de recollement (après activation du contrôle) et de redécollement (après désactivation du contrôle) une fréquence minimale de soufflage permettant de maintenir en permanence l'état collé de l'écoulement.

En termes d'efficacité, la comparaison entre les deux modes d'action - continu et pulsé - est délicate puisqu'elle peut être réalisée pour des configurations mettant en jeu des débits égaux ou des vitesses (rapport  $VR$ )   gales.    débit fixé, la revue bibliographique réalisée par Kostas *et al.* indique une nette augmentation d'efficacité du contrôle par utilisation de jets pulsés. Ce résultat est néanmoins à nuancer car, à débit constant, pour une même configuration d'écoulement, un PVGJ présentera un rapport  $VR$  plus élevé qu'un VGF continu. Dès lors, il est nécessaire d'introduire un autre paramètre, le *duty cycle*  $\Delta$  c'est-à-dire le rapport entre la durée de soufflage et la période de fonctionnement de l'actionneur, pour caractériser le PVGJ.

Kostas *et al.* [69] ont montré que le taux de cisaillement, mesuré en paroi grâce à des films chauds, augmente de manière monotone avec  $\Delta$ . Il augmente également sous les effets d'une augmentation du rapport de vitesses  $VR$ . Par ailleurs, les auteurs ont montré que les dispositifs contra-rotatifs induisent des taux de cisaillement plus élevés que les dispositifs co-rotatifs fonctionnant dans les mêmes conditions.

Certains auteurs comme Johari *et al.* [56] ou Tilman *et al.* [115] ont également montré que le fait de « pulser » les jets augmente leur efficacité. En effet, un PVGJ génère un tourbillon dont la circulation moyenne  $\Gamma$  a une intensité double de celle induite par un dispositif à soufflage continu fonctionnant à débit équivalent [115].

L'efficacité de ces dispositifs est conditionnée par la trajectoire du vortex qu'ils génèrent. Une intensité de soufflage trop faible ( $VR \leq 2$ ) aura peu d'effets. Sur un profil de type NACA 65-006 en flèche, McManus *et al.* [84] ont montré que le coefficient de portance augmente de manière monotone avec la vitesse des jets dès lors que le rapport  $VR$  est supérieur à deux. Cependant, cette tendance n'est plus valable pour des vitesses de jets trop fortes; Tilman *et al.* ont en effet montré sur un profil NACA 4412 qu'une augmentation trop importante du rapport  $VR$  aboutit

à une dissipation prématurée de la vorticité et à une perte d'efficacité des jets. Idéalement, pour une efficacité maximale, les jets doivent rester confinés dans la couche limite pour assurer une bonne persistance de la vorticité.

### 3.3.3 Les actionneurs fluidiques

Le principe de fonctionnement des dispositifs fluidiques repose sur l'utilisation d'un écoulement secondaire contrôlant l'écoulement principal. On distingue les actionneurs fluidiques « continus » et les actionneurs de type instationnaire. Depuis une dizaine d'années, l'étude des dispositifs fluidiques « instationnaires » a rencontré un engouement certain auprès de la communauté scientifique et industrielle. En effet, ces actionneurs accroissent les possibilités d'utilisation et offrent plus de maniabilité (*on/off*). Deux modes d'action sont possibles : d'une part, les jets pulsés et, d'autre part, les jets synthétiques<sup>1</sup>, caractérisés par un débit massique moyen nul. Ces différents modes d'action fluidique possibles sont reportés sur la Fig. 3.7 décrivant, dans chaque cas, l'évolution temporelle de la vitesse du jet.

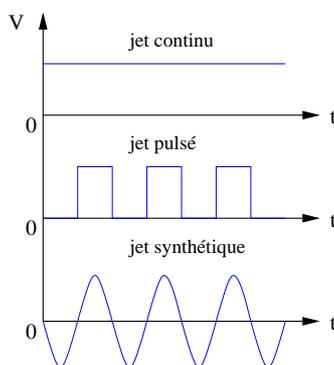


FIG. 3.7 – Les trois modes d'action fluidique possibles. Evolution temporelle de la vitesse du jet

#### Les actionneurs fluidiques « continus »

Quel que soit le type d'injecteur utilisé, pour ce mode de contrôle, l'action - c'est-à-dire le soufflage ou l'aspiration - est continue. Les premières études d'aspiration et de soufflage [10] de la couche limite remontent à 1930 environ. Il s'agit le plus souvent de résultats obtenus sur des profils très épais (pour des raisons d'aménagements intérieurs à la maquette). Ces études ont été poursuivies pendant la Seconde Guerre Mondiale, en particulier par les allemands sur des formes d'ailes en flèche. Elles ont donné lieu à quelques réalisations poussées jusqu'aux essais en vol.

Le jet fluide, issu d'une **fente de soufflage** convenablement orientée par rapport à la paroi, agit de plusieurs manières :

<sup>1</sup> La désignation d'actionneurs ZNMF (Zero Net Mass Flux) est également répandue pour ce type de dispositifs.

- il communique de l'énergie cinétique à la couche limite qu'il réactive, supprimant ainsi le décollement,
- il agit sur l'écoulement potentiel en accélérant, de proche en proche, les couches fluides extérieures, d'où un accroissement de la circulation, à égalité d'incidence,
- il donne lieu à un effet de réaction qui engendre une composante propulsive et une composante sustentatrice si la quantité de mouvement de l'air soufflé est inclinée par rapport à la vitesse à l'infini.

Pour obtenir l'effet recherché par le soufflage, il faut communiquer au jet une vitesse non seulement supérieure à celles des différents filets de la couche limite au droit de l'actionneur, mais également supérieure à la vitesse locale de l'écoulement potentiel [98]. Plus récemment, Viswanath *et al.* [119] ont montré qu'il était possible de rattacher une couche limite décollée grâce à un soufflage tangentiel à l'intérieur du bulbe de décollement.

Le mode d'action de la **fente d'aspiration** est différent. La fente permet d'aspirer la couche limite ralentie par la viscosité. Si l'aspiration est suffisante, le décollement peut être supprimé. Elle agit en outre sur l'écoulement potentiel en donnant naissance à des survitesses en amont qui augmentent la circulation. Des simulations numériques [62] ont montré que, pour une aspiration perpendiculaire à la paroi en proche bord d'attaque, des rapports de vitesses  $VR$  compris entre 1 et 20% permettent d'améliorer les performances aérodynamiques d'un profil NACA 0012.

Le soufflage est plus facilement applicable que l'aspiration. Du fait des pressions élevées, les conduites sont plus faciles à loger dans l'aile et les pertes de charge sont plus faibles. Par ailleurs, l'obturation des orifices d'aspiration (par des insectes, des particules en suspension dans l'air ...) constitue un autre point délicat en termes d'avionnabilité.

### Les actionneurs fluidiques « instationnaires »

Contrairement aux jets synthétiques dont le principe de fonctionnement pose souvent, comme nous le verrons plus loin, des difficultés de conception, les actionneurs de type « **jets pulsés** » sont une technologie bien maîtrisée et la tendance actuelle est à la miniaturisation de ces dispositifs par utilisation de composants MEMS. Dans leur bilan consacré au développement d'actionneurs au Centre de Recherche de la NASA à Langley, Schaeffler *et al.* [102] évoquent un actionneur COTS (*Commercial Off-The-Shelf*) de type jet pulsé dont la fréquence peut être ajustée entre 5 et 200 Hz. Le *duty-cycle* est également variable (compris entre 20 et 100%) ainsi que les amplitudes des vitesses en sortie (pouvant atteindre la vitesse du son). Les mesures par anémométrie fil chaud réalisées sur ce jet pulsé (Fig. 3.8) indiquent que le signal est de type créneau et que les temps de réponse de l'actionneur sont de l'ordre du centième de seconde.

Les caractéristiques de cet actionneur (en particulier, le temps de réponse, l'amplitude des vitesses et la fréquence) remplissent le cahier des charges pour que celui-ci puisse être utilisé dans des conditions de vol. Avec le développement des technologies MEMS, ces dernières années ont connu l'émergence et le développement de micro-

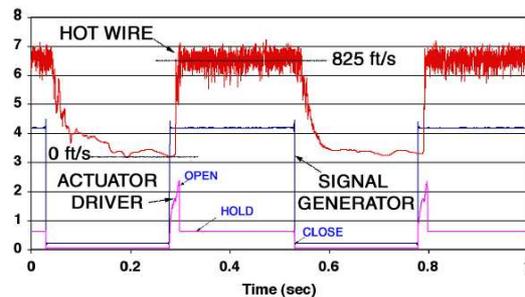


FIG. 3.8 – Evolution temporelle de la loi de commande, de la réponse du dispositif COTS et de la vitesse du jet en sortie [102]

actionneurs (Fig. 3.9) dont les premiers essais de qualification et d'utilisation en soufflerie [46, 47] sont encourageants. Les caractéristiques de l'actionneur s'avèrent satisfaisantes ; en revanche, certaines améliorations doivent être apportées en termes de robustesse.

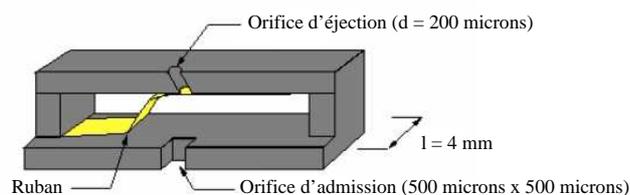


FIG. 3.9 – Schéma de l'actionneur Zip développé au LPMO de Besançon dans le cadre du GDR CDD [46, 47]

Les **jets synthétiques** représentent la stratégie de contrôle la plus utilisée dans la littérature récente. Plusieurs solutions technologiques sont envisageables pour la conception de tels dispositifs, chacune d'entre elles présentant ses propres qualités et inconvénients. L'excitation acoustique est un exemple de jet synthétique mais il est également possible d'utiliser des systèmes mécaniques (principe du piston se déplaçant dans une cavité) ou encore des systèmes piézo-électriques.

- **Les dispositifs acoustiques** utilisent principalement des haut-parleurs et offrent une large gamme de fréquence d'excitation de l'écoulement. L'utilisation de haut-parleurs implique généralement des calculs de dimensionnement de la cavité dans laquelle ils sont logés de manière à augmenter les vitesses produites en sortie d'orifices en adaptant la fréquence de résonance du haut-parleur à la fréquence de Helmholtz de la cavité. Cette augmentation peut être considérable, celle-ci atteignant 290% dans les travaux de Bales [9]. Les essais utilisant une excitation acoustique ont, pour la plupart, été réalisés à des nombres de Reynolds très faibles [51] ; il est donc possible que ce type de dispositif déclenche la transition de la couche limite. Par ailleurs, les ni-

veaux sonores requis pour aboutir à un contrôle efficace des décollements sont très élevés (156  $dB$  dans le cas de Ahuja *et al.* [1]), ce qui rend difficilement envisageable toute application pratique.

- De nombreux auteurs (Gilarranz *et al.* [49], Hites *et al.* [55], Soria *et al.* [67], Rao *et al.* [97], Seifert et Pack [107]) font le choix d'utiliser « **des systèmes mécaniques** » pour générer les jets synthétiques. Ces dispositifs présentent l'avantage de produire des amplitudes d'oscillation importantes qui dépendent peu de la fréquence de l'actionneur, comme c'est le cas pour les mécanismes piézo-céramiques par exemple. Ce découplage fréquence-amplitude rend plus aisées les études paramétriques. Par ailleurs, ces dispositifs sont souvent logés à l'intérieur des modèles, ce qui impose des maquettes de grande taille ou des systèmes mécaniques compacts. Inclure le générateur de jets synthétiques à l'intérieur du profil (Fig. 3.10) permet de réduire les pertes de charge en éliminant tout raccord pneumatique superflu. La gamme de fréquences offerte par ces systèmes est plus réduite que pour les actionneurs de type acoustique ou piézo-électrique mais autorise néanmoins l'utilisation de fréquences de quelques centaines de hertz.

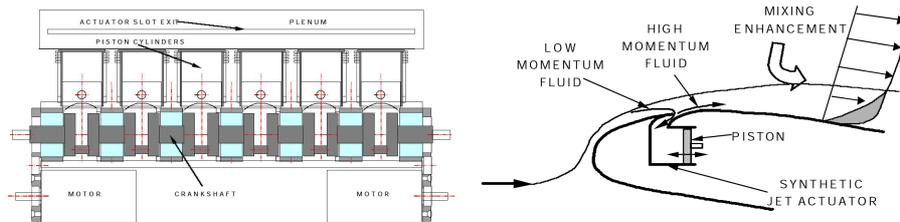


FIG. 3.10 – Principe de fonctionnement du générateur de jets synthétiques mis en place par Gilarranz *et al.* [49]

- **Les dispositifs piézo-électriques** sont une autre alternative pour générer des jets synthétiques. La fréquence de résonance des disques piézo-électriques, typiquement de l'ordre du  $kHz$  [28], est en général bien au-delà des fréquences typiques des écoulements à contrôler, ce qui constitue l'inconvénient majeur de tels systèmes. Il est évidemment possible de les utiliser sur une large gamme de fréquences mais les performances de l'actionneur, en termes de vitesse, chutent rapidement dès lors que la fréquence d'utilisation diffère trop de la fréquence de résonance. Ces dispositifs ont été testés avec succès à faibles nombres de Reynolds, sur des micro-drones [87] en souffleries, ou numériquement, à des nombres de Reynolds plus représentatifs des conditions de vol [36].
- Récemment, un nouveau type de jet synthétique à hautes vitesses d'éjection, le *sparkjet*, a été mis au point [52]. Ne contenant pas de parties mécaniques, ce micro-actionneur est capable de délivrer des jets d'une vitesse comprise entre 600 et 950  $m/s$  à des fréquences de plusieurs centaines de hertz. Le principe de fonctionnement, décrit sur la Fig. 3.11, repose sur le chauffage d'un petit volume d'air contenu dans la cavité de l'actionneur par l'intermédiaire d'une décharge électrique entre deux électrodes. Les performances de ce type d'ac-

tionneur, dont l'ONERA développe actuellement un prototype [25], sont prometteuses et rendent envisageables des applications de contrôle sur des couches limites supersoniques. Les caractéristiques des *sparkjets* sont séduisantes ; leur principal intérêt est qu'ils ne nécessitent pas de systèmes mécaniques souvent très coûteux en énergie.

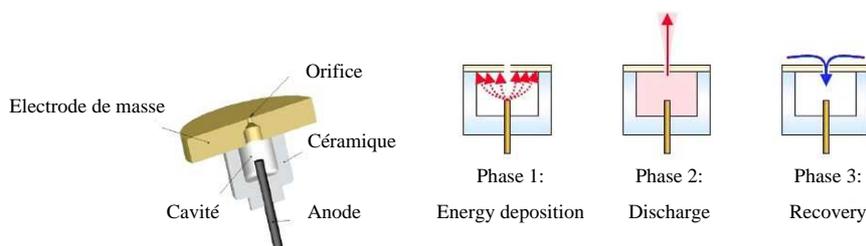


FIG. 3.11 – Schéma de principe des sparkjets [25]

### 3.3.4 Les actionneurs de type « électro-fluido-dynamique » et électro-magnétiques

On distingue les actionneurs de type « électro-fluido-dynamique » (EFDYN), encore appelés actionneurs de type « plasma », et les actionneurs électro-magnétiques (EM).

Les dispositifs de type « plasma » reposent sur l'effet couronne qui consiste à imposer un champ électrique important entre deux électrodes de façon à générer un plasma de surface. Dans certaines conditions, le champ induit un vent ionique au voisinage de la paroi. On distingue plusieurs types de décharge, selon l'intensité du courant et la puissance électrique. Le régime souvent utilisé lors de ces études [71] est le régime stable, dit *high spot*, caractérisé par des effets lumineux, une intensité  $I \leq 3mA$  par mètre d'électrode et une puissance  $P \simeq 2kW$  par mètre carré de plasma. Le comportement et la nature de la décharge *high spot* dépendent des conditions atmosphériques, de la géométrie des électrodes et du matériau sur lequel le plasma froid est créé. L'interdépendance de ces paramètres est complexe et mal connue à ce jour. Par exemple, l'effet de l'humidité relative de l'air dans le cas d'une paroi en plexiglass est inversé lorsque la paroi est en verre.

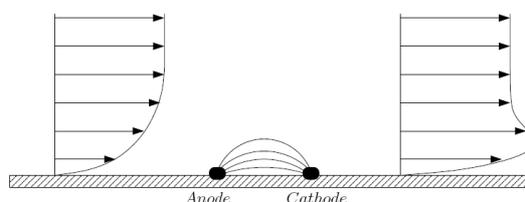


FIG. 3.12 – Schéma de principe de l'actionneur EFDYN

Pour des configurations où l'écoulement présente naturellement un décollement au bord de fuite (rampe inclinée de  $15^\circ$ , profil épais en incidence), il a été prouvé qu'il est possible de piloter le décollement grâce à ces méthodes. La Fig. 3.13 illustre cette efficacité : lors de la mise en route de l'actionneur EFDYN, le décollement de couche limite est retardé de manière importante.

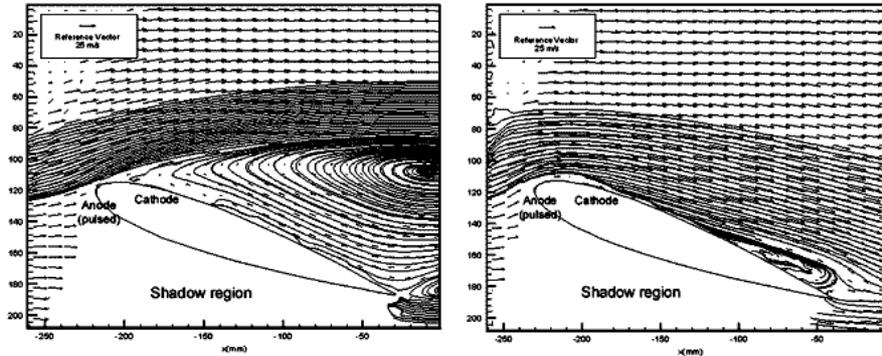


FIG. 3.13 – Lignes de courant de l'écoulement autour d'un profil NACA 0015 pour  $U_\infty = 25\text{m/s}$  et pour une incidence  $\alpha = 19.8^\circ$ . A gauche, l'écoulement n'est pas contrôlé. A droite, une décharge est appliquée, les paramètres de contrôle étant les suivants :  $C_\mu = 2.5\%$  et  $F^+ = 0.4$  [86]

Les performances aérodynamiques du profil s'en trouvent alors considérablement modifiées. Post et Corke [93] établissent un recollement complet de la couche limite sur un profil NACA 66-018 pour des incidences allant jusqu'à  $8^\circ$  au-delà de l'incidence de décrochage. L'augmentation subséquente de la finesse  $C_z/C_x$  est chiffrée à 400%. Ce gain s'explique pour deux raisons :

- la portance est augmentée jusqu'à une certaine valeur seuil au-delà de laquelle tout apport de puissance complémentaire ne provoque pas d'augmentation significative de la portance ;
- la traînée diminue linéairement avec l'amplitude de l'actionneur, même au-delà de la saturation en portance.

Pour ces études, les nombres de Reynolds traités restent faibles, de l'ordre de  $10^5$ , la limitation provenant essentiellement du fait que la vitesse du vent ionique créé par l'actionneur EFDYN excède difficilement  $8\text{m/s}$ , valeur faible comparée aux vitesses en vol.

Les actionneurs EM imposent, quant à eux, d'agir dans un milieu conducteur (eau de mer par exemple). L'agencement des électrodes permet de générer une force électro-magnétique dans le sens de l'écoulement [121] ou encore perpendiculairement à la paroi [19]. Dans les deux cas, la force créée peut favoriser le recollement de la couche limite, ou du moins, prévenir son décollement.

Sur une plaque plane, les expériences de Weier *et al.* [121] mettent en évidence une forte accélération de l'écoulement en proche paroi de la plaque si l'intensité des forces électro-magnétiques appliquées est suffisamment importante. Un retard du décollement est par conséquent observé dans le cas de la plaque plane en incidence.

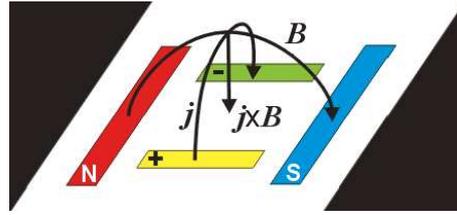


FIG. 3.14 – Principe de fonctionnement de l'actionneur EM, basé sur la force de Lorentz : la force électro-magnétique générée est perpendiculaire à la paroi [19]

### 3.4 Les paramètres de contrôle

Le contrôle des décollements étant une thématique très en pointe depuis plusieurs années, de nombreuses données, expérimentales et numériques, sont disponibles dans la littérature. Passer en revue l'ensemble des articles traitant du contrôle s'avérerait bien trop long et fastidieux tant les champs d'application sont vastes. C'est pourquoi nous nous proposons de mener, dans cette partie, une revue « sélective » des articles relatifs au contrôle des décollements sur des profils d'aile, à la manière de Greenblatt *et al.* [51]. Une partie du bilan dressé par Greenblatt *et al.* est reprise et complétée dans le but d'extraire les aspects communs à chacune des études présentées. Nous nous attacherons en particulier à mettre en évidence les paramètres de contrôle optimaux et à comparer les gains, en termes de performances aérodynamiques, apportés par chaque système.

Les tableaux 3.1, 3.2 et 3.3 contiennent une sélection représentative d'expériences et de simulations consacrées au contrôle des décollements sur des profils d'aile. Dans la mesure du possible, les données des différents auteurs ont été uniformisées. Les paramètres de contrôle sont donc les suivants :

- localisation de l'actionneur :  $x/C$ ,
- fréquence adimensionnée :  $F^+ = (f_{\text{contrôle}} \times X_{BF})/U_\infty$ ,
- intensité :  $C_\mu = 2 \times (S_{\text{actionneur}}/S_{\text{ref}}) \times (VR)^2$

La corde du profil est notée  $C$  et  $x$  désigne la distance au bord d'attaque. La fréquence de l'actionneur est notée  $f_{\text{contrôle}}$ ,  $X_{BF}$  désigne la distance entre l'actionneur et le bord de fuite de l'aile.  $S_{\text{actionneur}}$  désigne la surface totale des orifices d'éjection de l'actionneur,  $S_{\text{ref}}$  une surface de référence (pour un profil, on peut par exemple choisir la surface alaire) et  $VR$  le rapport entre la vitesse en sortie d'actionneur et la vitesse de l'écoulement amont. Pour cette dernière définition, il existe des variantes où la vitesse de référence est celle au droit de l'actionneur, celle-ci pouvant atteindre 2 à 2.5 fois la vitesse amont de l'écoulement.

Sont reportées dans les tableaux différentes informations concernant les essais : nombre de Reynolds, fréquence réduite  $F^+$ , intensité  $C_\mu$  et position  $x/C$  du contrôle, gains aérodynamiques obtenus (augmentation de portance) et pour lesquels les deux grandeurs,  $\Delta C_{z,\text{max}}$  et  $\Delta C_z$ , sont définies sur la Fig. 3.15.

Ces tableaux indiquent que les études traitent d'une grande variété de profils, néanmoins les profils épais ( $e/c \geq 15\%$ ) sont davantage représentés. Une autre

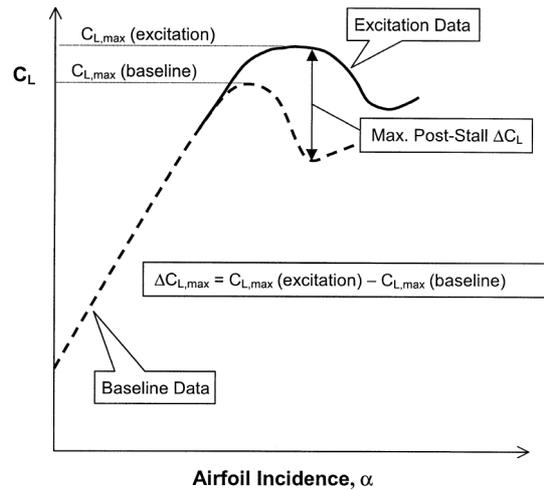


FIG. 3.15 – Définition des grandeurs utilisées dans les Tab. 3.1, 3.2 et 3.3

constatation immédiate est que la quasi-totalité des essais ont été réalisés pour des faibles nombres de Reynolds ( $Re_C \leq 10^6$ ). Par ailleurs, dans la plupart des cas, l'actionneur est placé en proximité du bord d'attaque ( $x/C \leq 10\%$ ).

### 3.4.1 La fréquence

Nous sommes confrontés à la difficulté de l'adimensionnement de  $F^+$ . Certains auteurs utilisent la corde comme longueur adimensionnante ( $F^+ = f \times C/U_\infty$ ), d'autres font apparaître l'incidence du profil ( $F^+ = f \times C \sin\alpha/U_\infty$ ) dans la définition de  $F^+$ . Il semblerait que l'on tend à s'accorder sur la définition suivante :

$$F^+ = (f_{controle} \times X_{BF})/U_\infty$$

$X_{BF}$  désignant la distance entre l'actionneur et le bord de fuite de l'aile.

Cependant, pour une certaine catégorie de profils, le choix de  $X_{BF}$  comme longueur de référence peut être inadapté, la longueur du bulbe de décollement  $X_B$  s'avère alors être une bonne alternative.

S'ajoutent à cette première difficulté, les implications en termes pratiques pour la mise en œuvre en soufflerie du soufflage instationnaire. On se heurte en fait aux limitations technologiques des actionneurs. En effet, compte tenu des tailles des maquettes, pour une fréquence adimensionnée donnée, les fréquences physiques mises en jeu sur nos maquettes seront supérieures d'au moins un ordre de grandeur à celles appliquées sur une voilure à échelle 1.

Dans la plupart des études, les fréquences réduites optimales  $F^+$  sont comprises entre 0.3 et 4. Certains auteurs, en particulier Amitay *et al.* [2] et Smith *et al.* [111] suggèrent néanmoins que le contrôle à des fréquences réduites plus élevées ( $F^+ = 10$  ou  $F^+ = 20$ ) peut être efficace. L'effet du paramètre  $F^+$  sur le coefficient de portance

TAB. 3.1 – Contrôle des décollements sur profils d'aile : résumé de la revue bibliographique (1/3)

Auteur(s)	Profil	Re ( $\times 10^6$ )	$F^+$	Intensité	Dist. x/C (%)	$\Delta C_{z,max}$ (%)	$\Delta C_z$ après décolchage (%)
<b>SOUFFLAGE SYNTHETIQUE</b>							
Viets <i>et al.</i> [118]	-	0.1	0.4,0.5	Élément mécanique tournant	19.5	-	-
Huang <i>et al.</i> [61]	-	0.034	0.94	115db en sortie de fente	15	30	140
Neuberger [51]	$\frac{3}{4}$ NACA 0015	0.2-0.4	0.4-2.6	Ruban vibrant :	10-20	42	86
Wyganski [89]	Wortmann	0.2	0.3-1.8	$u'/U_\infty = 0.5 - 5\%$	10-60	9.4	70
Bar Sever [11]	LRN(1)-1010	0.15	0.7-2.7	Fil oscillant (amplitude dépendant de la fréquence)	-1	12	39
Hsiao <i>et al.</i> [59]	NACA 63 <sub>3</sub> -018	0.3	0.1-10	65dB en sortie de fente	1.25	3	47
Chang <i>et al.</i> [27]	NACA 63 <sub>3</sub> -018	0.3	1.4	Fente $C_\mu = 0.02\%$	1.25	22	83
		0.3	4.0	Fente $C_\mu = 0.01\%$	1.25	22	83
Seifert <i>et al.</i> [104]	IAI P255	0.2	2	« Flaperon »	8	8.4	140
	NACA 0015 (w/flap)	0.15	2	$C_\mu = 0.8\%$	75	63	68
Zhou <i>et al.</i> [128]		0.66	1	Volet de bord d'attaque	0	-	70
Hsiao <i>et al.</i> [60]	NACA 63 <sub>3</sub> -018 incidences élevées	0.31	0.35-0.5		1.25	-	30
Seifert <i>et al.</i> [105]	NACA 0015	0.3	0.6	$C_\mu = 0.1\%$	0	21	92
Darabi [51]	Profil avec volet	0.3-0.9	2	$C_\mu = (3.2, 2.7)\%$	0	63	90
	PR8-40(IAI)	0.17	1.75	$C_\mu = 0.015\%$	70	40	50
	E214F	0.2	0.57	$C_\mu = 0.3\%$	70	10	10
	SPCA-1	0.15	2	$C_\mu = 0.8\%$	75	60	110

Auteur(s)	Profil	Re ( $\times 10^6$ )	$F^+$	Intensité	Dist. x/C (%)	$\Delta C_{z,max}$ (%)	$\Delta C_z$ après décrochage (%)
Erk <i>et al.</i> [40]	FX 61-184	0.25	54-81	160dB en sortie de fente	2	-	40
Smith <i>et al.</i> [111]	Cyl. + NACA	0.3	10.1	Deux fentes $C_\mu = 0.17\%$	6	120	240
Seifert et Pack [107]	NACA 0015	31	0.7-2.1	$C_\mu = (0.27, 0.05)\%$	10	15	47
	NACA 0015	-	-	$C_\mu = 0.05\%$	70	-	-
Seifert <i>et al.</i> [106]	PR8-40-SE(IAI)	0.5	1.2	Eléments piezo $u'/U_\infty = 20\%$	41	22	36
Naveh <i>et al.</i> [88]	NACA 0015	0.16	0.45	$C_\mu = 0.1\%$	66	30	50
Amitay <i>et al.</i> [2]	Cyl. + NACA	0.31	10,15,20	$C_\mu = 0.18\%$	6	120	240
Courty <i>et al.</i> [31]	NACA 0012	0.4	4	Fente tang. synthétique	4.2	25	-
	et OAT 15	-	-	$C_\mu = 0.5\%$	-	-	-
Hites <i>et al.</i> [55]	NACA 0015	-	1	Jets synthétiques $C_\mu = 0.02\%$	0,10,75	80	-
Mc.Cormick [82]	-	0.5	1.3	Jets synthétiques $C_\mu = 0.5\%$	4	25	-
Gilarranz <i>et al.</i> [49]	NACA 0015	0.9	1	Jets synthétiques	12	80	40
	-	-	-	$u'/U_\infty = 2.3$	-	-	-
Morel-Fatio <i>et al.</i> [87]	Micro-drône	0.15-0.28	1	Eléments piezo $C_\mu = 0.01\%$	25	6	-

TAB. 3.2 – Contrôle des décollements sur profils d'aile : résumé de la revue bibliographique (2/3)

Auteur(s)	Profil	Re ( $\times 10^6$ )	$F^+$	Intensité	Dist. x/C (%)	$\Delta C_{z,max}$ (%)	$\Delta C_z$ après décrochage (%)
Donovan <i>et al.</i> [36]	NACA 0015	1.2	1	Jets synthétiques $C_\mu = 0.07\%$	0	-	29
	NACA 0012	8.5	1	Jets synthétiques $C_\mu = 0.05\%$	1.5	-	27
Wang et Stoffel [120]	NACA 63 <sub>3</sub> -018	0.3	1.5-2	Jets synthétiques $u'/U_\infty = 1$	0	-	74
<b>SOUFFLAGE PULSE</b>							
Magill et McManus [79] McManus et Magill [83]	NACA 65 – 0006	1.1-2.2	1	PVGJ $U_{jet}/U_\infty = 4$	9	7	5
<b>SOUFFLAGE CONTINU</b>							
Viswanath <i>et al.</i> [119]	Ogive (partie arrière courbe)	2.3	-	Soufflage tangentiel $U_{jet}/U_\infty = 1.55$	Elimination de la région décollée par soufflage dans le bulbe		

TAB. 3.3 – Contrôle des décollements sur profils d'aile : résumé de la revue bibliographique (3/3)

d'un profil NACA 0015 (Fig. 3.16) est donné sur la Fig. 3.17. Deux types de contrôle y sont testés, un soufflage synthétique au bord d'attaque (pour un angle de déflexion nul du volet de bord de fuite) et un soufflage synthétique au niveau du volet de bord de fuite, celui-ci étant braqué à  $\delta = 20^\circ$ .

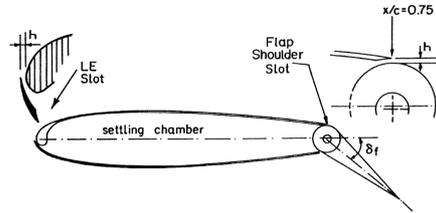


FIG. 3.16 – Schéma du profil NACA 0015 utilisé par Seifert *et al.* [105] : position des fentes de soufflage

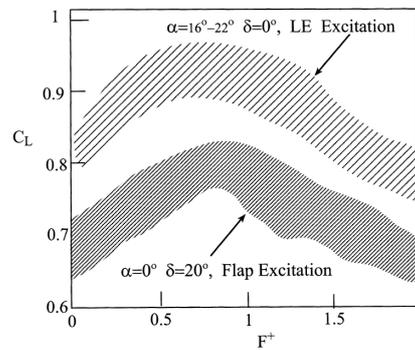


FIG. 3.17 – Variations du coefficient de portance d'un profil NACA 0015 en fonction de la fréquence d'excitation au bord d'attaque et au niveau du volet de bord de fuite. Le nombre de Reynolds varie entre  $0.15 \times 10^6$  et  $0.6 \times 10^6$ , le coefficient de soufflage  $C_\mu$  est fixé à 0.08% [105]

La Fig. 3.17 indique que la gamme d'excitations les plus efficaces est approximativement  $0.5 \leq F^+ \leq 1.0$ . pour ce profil. On constate également que l'efficacité du contrôle ne dépend pas du nombre de Reynolds, même pour  $Re_C = 0.15 \times 10^6$ , ce qui indique que l'état de la couche limite en amont n'affecte pas de manière significative la valeur de  $F^+$  optimum. Une gamme de fréquences plus large,  $0.5 \leq F^+ \leq 10$ , est présentée, pour le même profil, sur la Fig. 3.18 pour deux valeurs différentes de  $C_\mu$ . L'observation précédente est confirmée : des fréquences  $F^+ = \mathcal{O}(10)$  n'ont aucun effet sur la valeur du coefficient de portance.

Bien que traitant d'un profil différent (aile équipée d'un bec de bord d'attaque), les travaux de Zhou *et al.* [128] permettent d'aboutir à un résultat similaire. L'efficacité du contrôle (en termes de  $\Delta C_z$ ), maximale pour une fréquence  $F^+ = 1$ , diminue graduellement pour s'annuler lorsque  $F^+$  est de l'ordre de 10. Une augmentation de

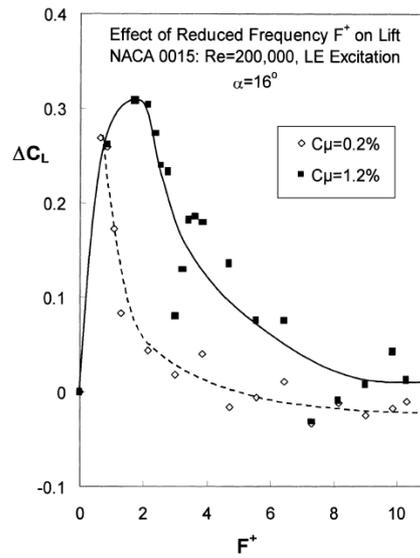


FIG. 3.18 – Influence de la fréquence d’un contrôle en bord d’attaque sur le coefficient de portance d’un profil NACA 0015 [50]

$C_\mu$  a pour effet d’agrandir la bande de fréquences efficaces ( $0.5 \leq F^+ \leq 3$ ) mais le comportement général demeure inchangé.

Les simulations numériques de Wang *et al.* [120] corroborent ces informations. Les calculs RANS, utilisant un modèle de turbulence  $k - \epsilon$ , menés sur un profil NACA 63<sub>3</sub> – 018 indiquent qu’au-delà d’une fréquence optimale  $1.5 \leq F^+ \leq 2$ , les coefficients aérodynamiques de l’aile ne sont que peu affectés par le contrôle.

### 3.4.2 L’intensité (niveau d’excitation)

Les tableaux 3.1, 3.2 et 3.3 indiquent que les amplitudes optimales de contrôle se situent approximativement dans une gamme  $0.01\% \leq C_\mu \leq 3\%$ . Traduites en termes de vitesses, pour des tailles « raisonnables » d’orifices de contrôle (typiquement de l’ordre de  $1mm$ ), ces valeurs indiquent que l’actionneur doit pouvoir délivrer des vitesses comprises entre 10 et 300% de la vitesse de l’écoulement.

En général, une fois la fréquence de contrôle établie pour une valeur seuil (minimale) du coefficient de soufflage  $C_\mu$ , toute augmentation d’intensité supplémentaire n’aura que peu d’effets sur la valeur de  $\Delta C_{z,max}$ . Pour illustrer cette affirmation, deux exemples sont donnés pour les profils NACA 0015 et NACA 0012 sur la Fig. 3.19.

Sont reportées sur cette figure les polaires de chaque profil pour l’écoulement non contrôlé et pour deux intensités de soufflage ( $C_\mu = 0.1\%$  et  $C_\mu = 1.3\%$ ). La valeur du  $C_{z,max}$  est augmentée pour les deux ailes mais les effets les plus importants s’observent sur les gains de portance  $\Delta C_z$  après le décrochage. On note également qu’augmenter le coefficient  $C_\mu$  d’un ordre de grandeur n’aboutit qu’à une augmentation de 20% du  $C_{z,max}$ .

Une comparaison du  $\Delta C_{z,max}$  obtenu grâce à une excitation périodique et un

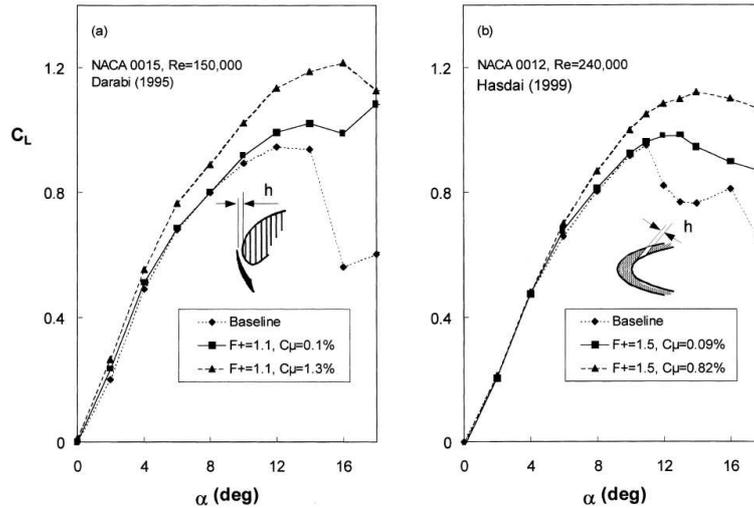


FIG. 3.19 – Comparaison d'un contrôle par jets synthétiques au bord d'attaque d'un profil NACA 0015 (a) et d'un profil NACA 0012 (b) pour deux niveaux d'excitation [51]

soufflage continu au bord d'attaque est proposée pour les deux profils sur la Fig. 3.20. Pour des  $C_\mu \leq 2\%$ , le soufflage continu n'a pas d'effets bénéfiques notables sur la portance ; au contraire, dans le cas du profil NACA 0012, il peut même la dégrader. A l'opposé, une simple excitation périodique à  $C_\mu \simeq 0.01 - 0.1\%$  permet un gain de portance important.

Dans certains cas, l'efficacité du contrôle diminue avec le  $C_\mu$ . Comme on peut le noter sur la Fig. 3.20, dans le cas du profil NACA 0015 contrôlé à  $F^+ = 0.6$ , le gain de portance sature pour  $C_\mu = 0.08\%$  et décroît si l'intensité du soufflage dépasse cette valeur.

Pour le NACA 0012,  $C_{z,max}$  augmente de manière monotone avec l'amplitude d'excitation mais les effets du contrôle périodique se rapprochent de ceux du soufflage continu pour  $C_\mu \geq 3\%$ .

Les effets d'une augmentation de  $C_\mu$ , à fréquence fixe, ont été illustrés sur un profil d'aile grâce à des tomographies par McCormick [82]. Ces visualisations sont reportées sur la Fig. 3.21. On observe que :

- pour  $C_\mu = 0$ , l'écoulement est décollé ; on note une émission de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement,
- pour  $C_\mu = 0.5\%$ , trois tourbillons sont convectés le long de la corde du profil, leur fréquence est imposée par la fréquence de l'actionneur,
- pour  $1\% \leq C_\mu \leq 1.5\%$ , l'écoulement est attaché, ce qui correspond au mode de fonctionnement optimal du contrôle,
- pour  $4\% \leq C_\mu \leq 6.8\%$ , le sens de rotation des structures tourbillonnaires est inversé, le coefficient de soufflage est trop élevé.

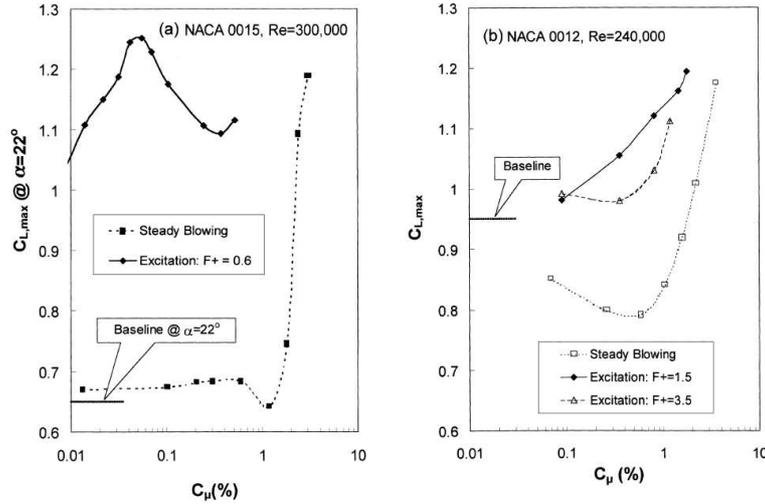


FIG. 3.20 – Comparaison d’un contrôle par jets synthétiques au bord d’attaque et d’un soufflage continu pour (a) un profil NACA 0015 placé à incidence  $\alpha = 22^\circ$  et (b) un profil NACA 0012 [51]

### 3.4.3 La position de l’actionneur et l’orientation des injecteurs

Dans la grande majorité des cas, le contrôle doit être appliqué à proximité du point de décollement. Néanmoins, il n’existe pas de règle générale précisant la position relative du contrôle (légèrement en aval ou plutôt en amont) par rapport au point de décollement. Il apparaît qu’une excitation imposée à proximité du bord d’attaque ( $x/C \leq 10\%$ ) est efficace pour une grande variété de profils (voir Tab. 3.1, 3.2 et 3.3).

Hsiao *et al.* [59] ont étudié les effets d’un soufflage périodique sur un profil épais NACA 63<sub>3</sub>-018 pour plusieurs incidences après le décrochage. La position de l’actionneur varie entre  $x/C = 1.25\%$  et  $x/C = 13.75\%$ . L’augmentation de portance  $\Delta C_z$  est maximale pour un contrôle placé en proche bord d’attaque ( $x/C = 1.25\%$ ) alors même que les décollements naissent au bord de fuite du profil. Ce gain est divisé par deux si l’actionneur est positionné à  $x/C = 6.25\%$  et s’annule pour un contrôle à  $x/C = 13.25\%$ . Etant donné les incidences élevées de la configuration, on suppose que le décollement de couche limite se produit en proche bord d’attaque, ce qui amène à la conclusion qu’un actionneur est plus efficace s’il est placé en amont des décollements.

Kumar et Alvi [70] aboutissent à des conclusions similaires à partir d’expériences réalisées sur une rampe divergente. Plusieurs rangées d’actionneurs (de type micro-jets) réparties sur la rampe sont activées individuellement en fonction de la position du décollement. Les essais indiquent que l’efficacité du contrôle augmente si l’action est proche du décollement. Un coefficient de soufflage minimal est requis lorsque l’actionneur placé directement en amont du décollement est activé. Nous reviendrons

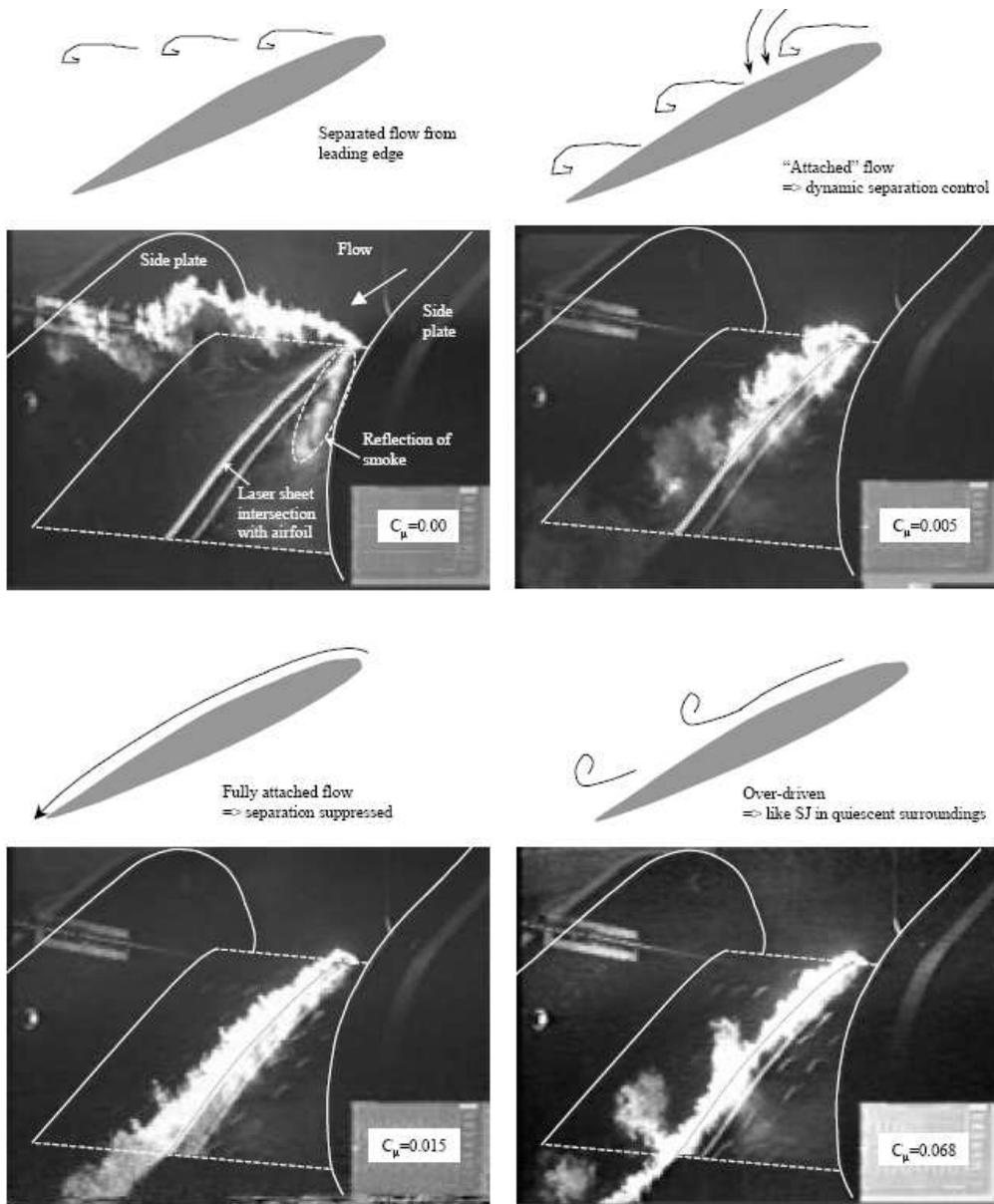


FIG. 3.21 – Mise en évidence par tomographies de l'influence de l'intensité du soufflage dans le cas d'un contrôle par jets synthétiques au bord d'attaque d'un profil d'aile [82]

plus longuement sur ces résultats au paragraphe 5.1.1 ; les conclusions relatives au positionnement optimal de l'actionneur seront en effet reprises dans le cadre de l'étude sur le profil ONERA D.

Un autre paramètre pouvant être modifié est l'orientation du jet synthétique. Hsiao *et al.* varient l'angle d'incidence de la fente entre  $160^\circ$  (presque directement dans le sens de l'écoulement à incidence nulle) et  $100^\circ$  (presque verticalement) sans observer d'effets notables sur les valeurs de portance mesurées.

Les travaux de Smith *et al.* [111], basés sur un profil d'aile obtenu à partir d'un cylindre caréné (Fig. 3.22), sont intéressants dans la mesure où ils permettent de découpler les paramètres « position » et « angle de soufflage ». La position de la fente varie grâce à une simple rotation du cylindre (c'est-à-dire du bord d'attaque du profil) autour de son axe principal alors que son angle par rapport à la surface de la maquette est maintenu constant. Ils observent que, dans une gamme comprise entre  $x/C = 1\%$  (intrados) et  $x/C = 10\%$  (extrados), la position de la fente n'a qu'une légère influence sur la finesse  $C_z/C_x$  du profil.

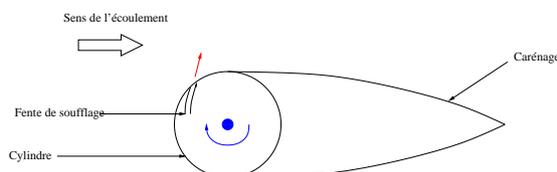


FIG. 3.22 – Configuration expérimentale de Smith *et al.* [111]

Même si de nombreux angles de contrôle apparaissent dans la littérature (soufflage tangentiel à  $0^\circ$ , soufflage oblique à  $45^\circ$ , soufflage à  $90^\circ$  perpendiculaire à la paroi et même soufflage à contre-courant), il existe peu d'articles dans lesquels sont étudiés les effets d'une variation de l'angle de soufflage sur une configuration donnée. En fait, le jet en sortie des actionneurs étant rabattu par l'écoulement transverse, l'angle initial est peu important. Expérimentalement, excepté grâce à certains artifices de conception [111], la difficulté de mise en place d'une telle étude paramétrique réside essentiellement dans le fait qu'à chaque angle de soufflage doit correspondre un actionneur, voire une maquette.

## 3.5 Conclusions

Il apparaît au travers de ce chapitre que de nombreux systèmes de contrôle ont été étudiés à ce jour. Les besoins actuels de l'industrie aéronautique tendent plutôt vers des systèmes amovibles, de conception relativement simple et peu énergétiques en termes de coût de contrôle. De ce fait, les dispositifs fluidiques semblent les plus appropriés aux revendications des constructeurs. L'étude bibliographique des paramètres de contrôle optimaux montre, par ailleurs, que des progrès sont à réaliser en termes de conception d'actionneurs : une grande majorité de ceux utilisés actuel-

lement ne satisfont pas pleinement aux cahiers des charges établi par les aérodynamiciens.

Les actionneurs utilisés pour nos différentes configurations ne permettent pas de tester les paramètres de contrôle optimaux mis en évidence par cette revue bibliographique. Le système mécanique testé autorise des fréquences de fonctionnement comprises entre 20 et 120Hz alors que la bande passante des haut-parleurs présentés au paragraphe 5.4 est de [150Hz ;20kHz]. A titre d'exemple, pour un actionneur placé au bord d'attaque, la plage de fréquences  $[f_1 ; f_2]$  à balayer serait comprise entre :

- pour la Soufflerie Visu,  $F^+ = \frac{f_1 \times 1.00}{6} = 1 \Rightarrow f_1 = 6Hz$
- et, pour la Soufflerie Béton,  $F^+ = \frac{f_2 \times 0.35}{50} = 1 \Rightarrow f_2 = 142Hz$

Cette limitation existe aussi pour les vitesses de contrôle, en particulier dans la Soufflerie Béton ; nous ne disposons pas, à l'heure actuelle, d'actionneurs capables de générer des jets de vitesse  $U_{jet} = 3 \times U_\infty = 180m/s$  à une fréquence de  $170Hz$ .

Les coefficients de soufflage effectivement appliqués à nos différentes configurations (tous types d'actionneurs et de maquettes confondus) sont compris entre 0.03% et 3.7%, ce qui est tout a fait compatible avec la plage de  $C_\mu$  optimaux obtenue à partir de la revue d'articles.

Le dernier paramètre, le positionnement de l'actionneur par rapport au décollement est sans doute le moins contraignant même si, comme nous le verrons au chapitre 8 pour le profil ONERA D, l'implantation d'un dispositif de contrôle en proche bord d'attaque n'est pas chose aisée (compte tenu des faibles rayons de courbure et de la faible épaisseur du profil dans cette région).

# Chapitre 4

## Configurations et moyens expérimentaux

Ce chapitre est relatif à la présentation des outils expérimentaux ayant permis la réalisation de cette étude. Les installations et les différentes maquettes testées sont décrites dans les deux premières parties. Sont ensuite détaillés les divers outils métrologiques mis en œuvre. Enfin, une synthèse des essais réalisés est présentée dans une dernière partie.

### 4.1 Dispositif expérimental : les souffleries

#### 4.1.1 Les souffleries

L'ensemble des essais présentés dans ce mémoire ont été réalisés dans la Soufflerie Béton et la soufflerie de visualisation VISU 01 du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques dans les locaux de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers.

La Soufflerie Béton (Fig. 4.1) est une soufflerie à retour dont l'encombrement total est de  $45 \times 15m^2$  pour une hauteur de  $7m$ . Les dimensions confortables de sa veine d'essais ( $2.4 \times 2.6 \times 6m^3$ ) autorisent l'emploi de maquettes de taille importante. Elle est équipée d'un moteur de vitesse  $1500tr.min^{-1}$  d'une puissance de  $250kW$  entraînant une hélice six pâles par l'intermédiaire d'un réducteur. L'hélice, d'un diamètre de  $5m$ , a une vitesse de rotation constante d'environ  $517tr.min^{-1}$ . Le calage (variable) en incidence des pâles permet les variations de vitesse de l'écoulement dans la veine (vitesse maximale  $U_{max} = 60m.s^{-1}$ ). La chambre de tranquillisation est équipée d'un nid d'abeilles (maille carrée de  $50mm$  de côté) et de deux grillages (mailles carrées de  $6$  et  $4mm$  de côté). Le rapport de contraction entre la section de la chambre de tranquillisation et la section de la veine d'essais est de l'ordre de sept. Par ailleurs, des grilles de respiration placées en sortie de veine permettent de maintenir la veine à pression atmosphérique.

La Soufflerie VISU 01 est une soufflerie de type Eiffel. La longueur de la veine d'essais ( $7.3m$ ) représente environ 50% de la longueur totale de la soufflerie ( $14.4m$ ).

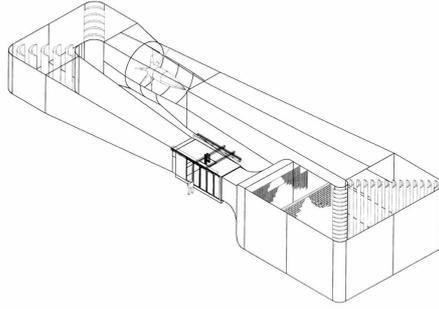


FIG. 4.1 – La Soufflerie Béton de l'ENSMA

La chambre de tranquillisation, équipée de trois filtres, a pour section  $2.5 \times 2.5m^2$  ; le rapport de contraction est de quatre. La veine d'essais, de section  $1.25 \times 1.25m^2$ , est caractérisée par une excellente accessibilité optique, les parois latérales et supérieure en verre rendant possibles des visualisations dans des plans verticaux et horizontaux. Cette soufflerie permet d'atteindre des vitesses maximales de l'ordre de  $10m.s^{-1}$  grâce à un faux-plancher équipant la veine et réduisant sa hauteur à  $0.9m$ . L'inconvénient majeur de cette soufflerie est son taux de turbulence relativement élevé (quelques pour cent). Comme nous l'avons montré dans la partie 2.3, le début de la transition des couches limites se développant sur les profils testés dans cette soufflerie risque de se trouver notablement avancé.

La Soufflerie Béton permet des approches quantitatives tandis que la Soufflerie VISU 01 permet de davantage s'intéresser à la physique des écoulements (approches explicatives), ceci pour des nombres de Reynolds comparables, ce qui rend particulièrement intéressante l'utilisation conjointe de ces deux souffleries.

### 4.1.2 Conditions d'écoulement dans la soufflerie Béton

Les caractéristiques de l'écoulement dans la soufflerie Béton ont été établies grâce à une sonde cinq trous dont les mesures ont été complétées par des sondages fil chaud. Ont été mesurés en particulier le taux de turbulence et la déviation angulaire de l'écoulement. Les plans de sondage sont situés à une distance de  $1.17m$  et  $2.71m$  de l'entrée de la veine d'essais.

Dans le plan  $x = 2.71m$ , qui sera notre plan de travail, les sondages mettent en évidence de faibles fluctuations de vitesse longitudinale, de l'ordre de  $0.5\%$  (Fig. 4.2). La déviation angulaire de l'écoulement est, quant à elle, inférieure à  $1^\circ$  aussi bien en lacet qu'en incidence sur une majeure partie du plan de sondage (Fig. 4.3 et 4.4).

### 4.1.3 Positionnement de la maquette dans la veine d'essais

Les pesées d'efforts aérodynamiques ont été effectuées sur la balance placée sous le plancher de la veine d'essais de la Soufflerie Béton. Cette configuration, où l'axe est verticale, n'est pas adaptée à la réalisation de visualisations pariétales. La progression de l'enduit pariétal sous l'effet du soufflage de l'écoulement est en effet

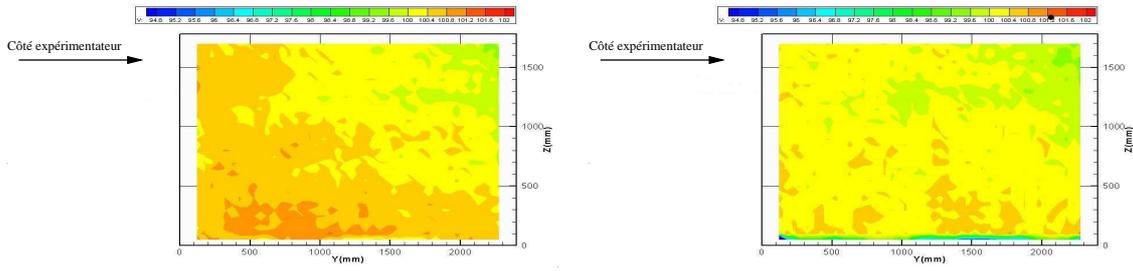


FIG. 4.2 – Distribution de vitesses dans la veine d'essais, dans les plans  $x = 1.17m$  (à gauche) et  $x = 2.71m$  (à droite)

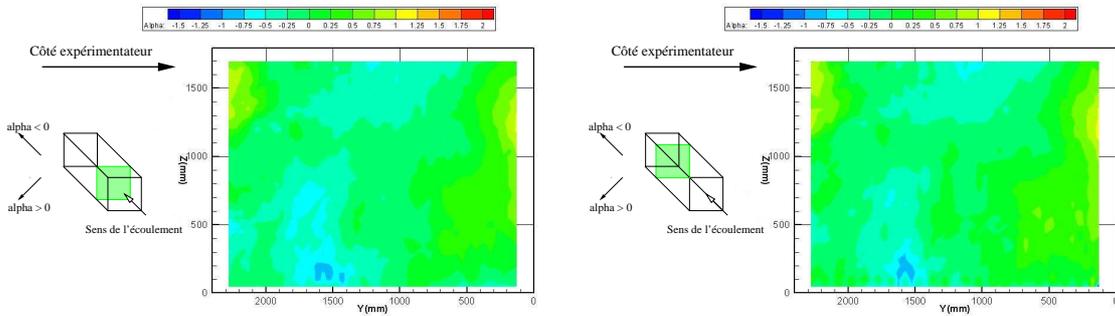


FIG. 4.3 – Déviation angulaire (incidence) de l'écoulement dans les plans  $x = 1.17m$  (à gauche) et  $x = 2.71m$  (à droite)

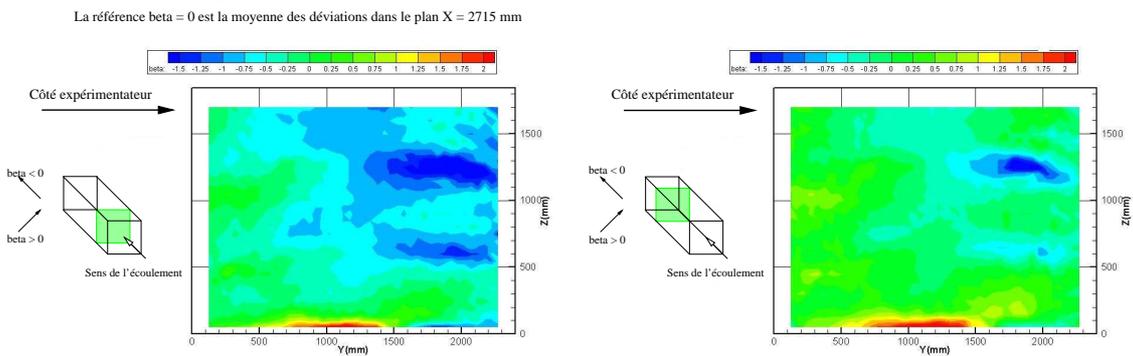


FIG. 4.4 – Déviation angulaire (lacet) de l'écoulement dans les plans  $x = 1.17m$  (à gauche) et  $x = 2.71m$  (à droite)

fortement influencée par la gravité, ce qui fausse en quelque sorte la visualisation.

Pour cette raison, une nouvelle disposition de l'aile a été étudiée. Il s'agissait alors de concevoir un dispositif permettant de maintenir horizontal l'axe de aile tout en autorisant le réglage de l'incidence. Pour garantir la solidité du système et la stabilité en cas de vibrations, un bloc de béton armé conique à base rectangulaire a été coulé et mis en place à l'extérieur de la veine (Fig. 4.5). Le mât de la maquette est alors vissé directement sur un plateau diviseur de machine outil. Ce système, qui offre une solidité suffisante, permet de varier l'incidence de la maquette.

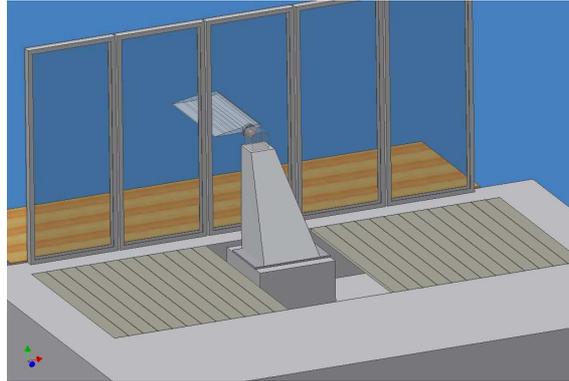


FIG. 4.5 – Montage de fixation de l'aile en position horizontale

Les deux dispositions de l'aile n'offrent pas un écoulement bidimensionnel voire même symétrique. En effet, le bout d'aile équipé de la fixation est très proche de la paroi ( $5mm$ ). L'autre extrémité baigne librement dans l'écoulement et génère un tourbillon. De plus, la couche limite qui se développe sur la paroi de la veine d'essais atteint une hauteur de  $8cm$  au niveau du profil. Des plaques de garde biseautées ont donc été ajoutées sur la maquette (Fig. 4.6). La première permet de « sortir » de la couche limite ; la seconde permet de limiter les effets du tourbillon marginal et de tendre vers une configuration symétrique pour la partie de l'écoulement située entre les plaques. Les plaques ne doivent pas être trop grandes car elles génèrent elles aussi des couches limites qui peuvent perturber l'écoulement. La taille des plaques qui a été retenue est indiquée sur la Fig. 4.6. Au-delà de cette taille, le gain en portance acquis par l'effet bidimensionnel est très faible.

Cette solution géométrique destinée à améliorer les caractéristiques bidimensionnelles de l'écoulement offre néanmoins un inconvénient à prendre en compte pour les pesées. Les efforts mesurés par la balance correspondent en effet à l'ensemble de trois écoulements :

- 15% de l'envergure, à l'emplanture de la maquette, où une couche limite se développe sur la paroi de la veine,
- 70% de l'envergure où un écoulement plus homogène s'établit entre les deux plaques de garde,
- 15% de l'envergure où le bout de l'aile génère un tourbillon marginal.

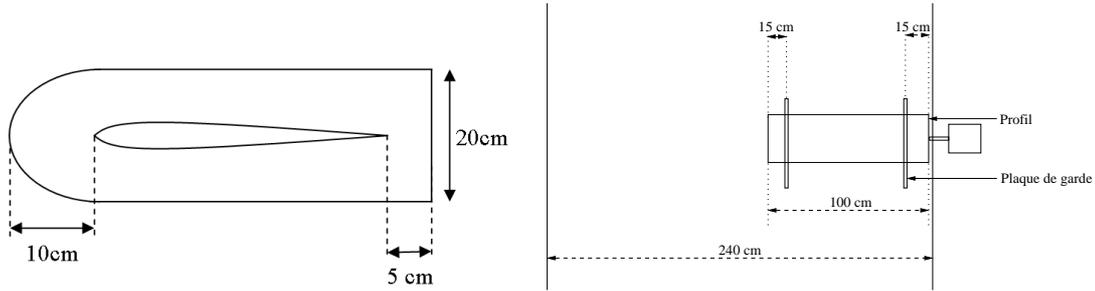


FIG. 4.6 – Caractéristiques des plaques de garde

## 4.2 Les maquettes

Les maquettes utilisées sont de deux types : deux profils d'aile (le profil NACA 0015 présentant des décollements de bord de fuite et le profil ONERA D caractérisé par des décollements de bord d'attaque) et une plaque plane au-dessus de laquelle se développe un écoulement de type « couche de mélange ». Le programme Xfoil évoqué dans cette partie et utilisé à plusieurs reprises, en particulier pour étudier les distributions de pression sur les maquettes, sera brièvement présenté au chapitre 6.

### 4.2.1 Le profil NACA 0015

#### Maquette à échelle 1

La maquette NACA 0015, usinée au LEA-CEAT, est fabriquée en dural. Ce profil a une corde  $C$  de  $0.35m$  et une envergure  $L$  de  $1m$  ; il est équipé d'un capot d'extrados amovible ( $13\% \leq x/C \leq 86\%$ ) sous lequel peuvent être logés les actionneurs. L'épaisseur maximale de l'aile est de  $5.25cm$  en  $x/C = 30\%$ , ce qui libère un volume relativement confortable pour l'implantation des actionneurs. Quarante-deux prises de pression statique sont distribuées autour du profil à mi-envergure. Les faibles épaisseurs et rayons de courbure du bord d'attaque nous ont contraints à adopter une répartition différente dans cette région : les prises de pression n'ayant pu être usinées selon une corde, les perçages ont été réalisés selon un demi-cercle. Par ailleurs, des évidements cylindriques ont été pratiqués selon l'envergure de manière à pouvoir amener dans la partie creuse de la maquette les tubes de raccordement « Tygon<sup>®</sup> » pour les mesures de pression statique et les alimentations pneumatiques ou câbles électriques nécessaires au fonctionnement des actionneurs. Cette maquette portera la désignation **NACA 0015-Béton**.

#### Maquette à échelle 3

Une seconde maquette à échelle 3 a été conçue pour la soufflerie de visualisation. Ce profil, de corde  $C = 1m$  et d'envergure  $L = 1m$  n'est pas instrumenté mais permet toutefois l'implantation d'actionneurs. L'aile, fabriquée en bois recouvert d'une peau

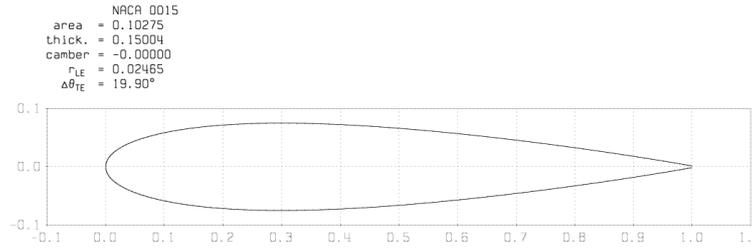


FIG. 4.7 – Le profil NACA 0015 généré sous Xfoil

de PVC de  $2\text{mm}$  d'épaisseur, a été utilisée à plusieurs reprises lors de campagnes PIV et de tomographies. Cette maquette aura l'appellation **NACA 0015-Visu**.

### 4.2.2 La montage « couche de mélange »

Une plaque plane a été utilisée dans la soufflerie de visualisation pour les essais sur la configuration « couche de mélange » (Fig. 4.8). Celle-ci, composée de trois parties, a une corde totale de  $1028\text{mm}$ , une envergure de  $1025\text{mm}$  et une épaisseur de  $57\text{mm}$ . Le bord d'attaque, profilé de manière à s'affranchir de la présence éventuelle d'un bulbe de décollement susceptible de modifier l'état de la couche limite sur la plaque, a une longueur de  $185\text{mm}$ . La partie centrale de la plaque, d'épaisseur constante, a une longueur de  $630\text{mm}$ . Le biseau de bord de fuite est un dièdre d'une longueur de  $213\text{mm}$  et formant un angle  $\delta = 15^\circ$  avec l'horizontale (Fig. 4.9).

L'actionneur utilisé pour cette configuration est de type jet synthétique. Des orifices circulaires de diamètre  $2\text{mm}$  sont répartis tous les centimètres selon une envergure, à  $600\text{mm}$  du bord d'attaque. A l'intérieur de la maquette sont logés des haut-parleurs, directement collés sous la peau de la plaque.

Une plaque séparatrice d'épaisseur  $4\text{mm}$  marque la frontière entre l'écoulement extérieur de vitesse  $U_1$  et l'écoulement de vitesse  $U_2$  se développant au voisinage de la plaque plane. Celle-ci présente un bec de bord d'attaque de longueur  $40\text{mm}$  dont le calage en incidence permet d'éviter la formation de bulbe de décollement qui pourrait perturber le développement de la couche de mélange. La plaque séparatrice a une longueur de  $800\text{mm}$  ; un filtre de maille  $1.6\text{mm}$  est fixé entre le bord d'attaque de la plaque plane et la face inférieure de la plaque séparatrice (Fig. 4.8).

### 4.2.3 Le profil ONERA D

#### Maquette à échelle 1

La maquette ONERA D, en résine époxy, a été réalisée à partir d'un moule disponible à l'ONERA. Le profil ONERA D (Fig. 4.10) fait partie d'une famille de profils qui ont été calculés dans les années 60 à l'ONERA de manière à présenter des répartitions de vitesse à incidence nulle caractérisées un pic de survitesse au voisinage du bord d'attaque (*peaky profile*).

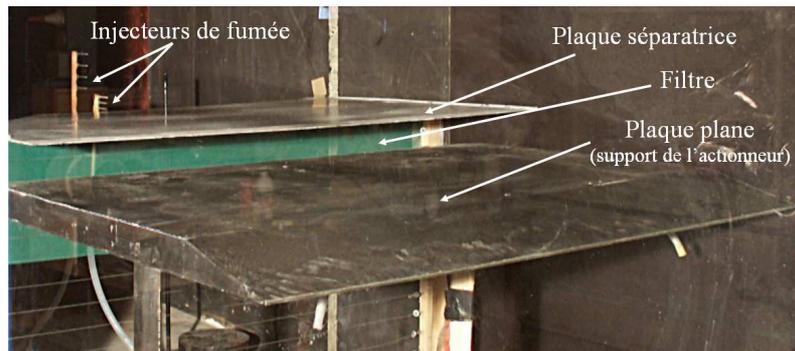


FIG. 4.8 – La configuration « couche de mélange » dans la soufflerie VISU 01

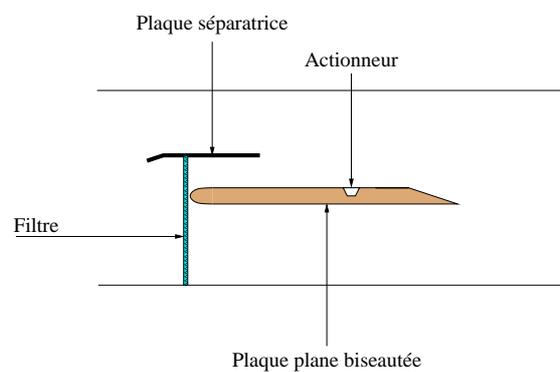


FIG. 4.9 – Vue schématique du montage « couche de mélange »

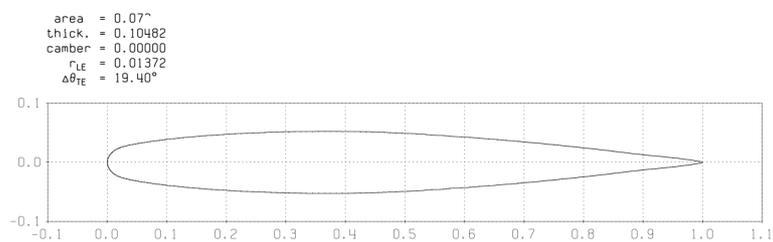


FIG. 4.10 – Le profil ONERA D généré sous Xfoil

Ce profil a une corde  $C$  de  $0.35m$  et une envergure  $L$  de  $1m$  ; il est équipé d'un bord d'attaque amovible (70% de l'envergure, 40% de la corde extradados, 10% de la corde intrados) dans lequel peuvent être logés les actionneurs (Fig. 4.11). Un mât, traversant le profil de part en part, à 40% de la corde permet de fixer l'aile sur la balance aérodynamique par l'intermédiaire d'une bride de fixation. Quarante-et-une prises de pression statique sont percées dans une couronne en dural AU4G à mi-envergure. Un logement est par ailleurs prévu en proche bord de fuite pour l'installation d'un capteur de pression instationnaire. Nous désignerons cette maquette **ONERA D-Béton**.

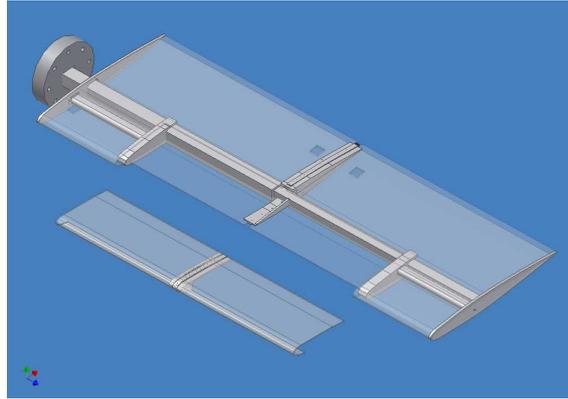


FIG. 4.11 – La maquette ONERA D

### Maquette à échelle 3

En complément du profil précédent, une seconde maquette (Fig. 4.12) a été conçue de manière à présenter un bord d'attaque à échelle 4 dans le but de réaliser des visualisations par tomographie dans la soufflerie VISU 01.

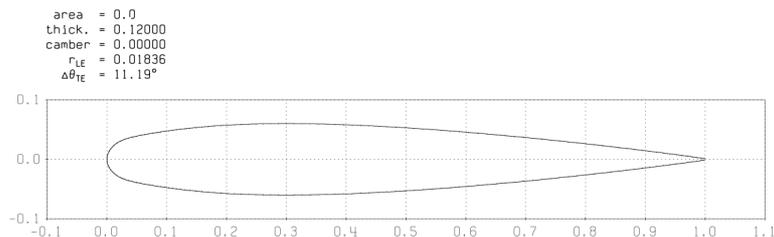


FIG. 4.12 – Le profil hybride ONERA D / NACA 0012 généré sous Xfoil

Compte tenu de la section de la veine d'essais, placer une maquette ONERA D à échelle 4 (c'est-à-dire de corde  $140cm$ ) en incidence aurait induit un blocage considérable. Un profil « hybride » d'un mètre de corde a donc été fabriqué. Ce profil a été généré comme suit :

- de 0 à 14% de corde, un profil ONERA D,
- de 14 à 100%, un profil NACA 0012.

Le raccordement à 14% a été réalisé de manière à maintenir la continuité du profil en épaisseur et en pente. Cette maquette sera désignée **ONERA D-Visu**. Une comparaison des deux profils, faite sous Xfoil, met en évidence un comportement aérodynamique et des distributions de pression similaires (Fig. 4.13), le pic de sur-pression au bord d'attaque demeurant néanmoins supérieur sur le profil ONERA D. Des comparaisons réalisées à différentes incidences indiquent une bonne concordance entre les distributions de pression.

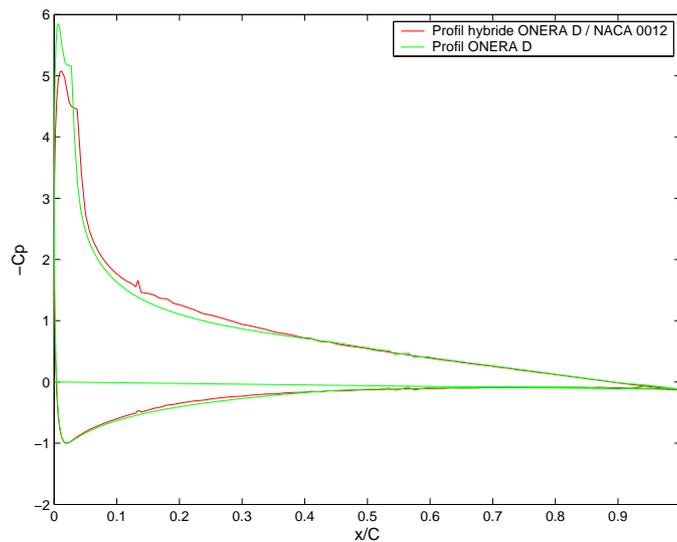


FIG. 4.13 – Comparaison à  $Re = 10^6$  des distributions de pression sur le profil hybride ONERA D / NACA 0012 et sur le profil ONERA D à incidence  $10^\circ$

## 4.3 Moyens métrologiques

Cette section présente les outils de mesures qui ont permis de mener à terme cette étude. Outre les outils classiques couramment utilisés (pesées, distributions de pression statique, tomoscopies, anémométrie), une attention plus spécifique est accordée à la technique de mesure du champ de vitesse par vélocimétrie par images de particules.

### 4.3.1 Pesées aérodynamiques

#### Description du dispositif

Les efforts aérodynamiques exercés sur la maquette ont été mesurés grâce à une balance de paroi située sous la veine d'essais. Elle est constituée de deux panneaux.

Le panneau inférieur est fixe tandis que le panneau supérieur est relié à la maquette. Ces deux panneaux sont pourvus de six dynamomètres équipés de jauges de contraintes à fil résistant qui mesurent six composantes d'efforts. La combinaison des jauges permet de calculer les efforts :

- la jauge T fournit la traînée  $R_x$  de la maquette,
- les jauges D1 et D2 donnent accès à  $R_y$ , et donc la portance de la maquette,
- les jauges P1, P2 et P3 donnent  $R_z$ , et donc la dérive de la maquette,
- les jauges P1 et P2 donnent  $M_x$  et donc le moment de roulis de la maquette,
- la jauge P3 donne  $M_y$  et donc le moment de lacet de la maquette,
- la jauge D2 donne  $M_z$  et donc le moment de tangage de la maquette.

Les moments sont calculés par rapport au point de zéro aérodynamique qui est l'intersection entre l'axe de fixation de la maquette et le plan horizontal contenant les axes de symétrie des jauges D1, D2 et T.

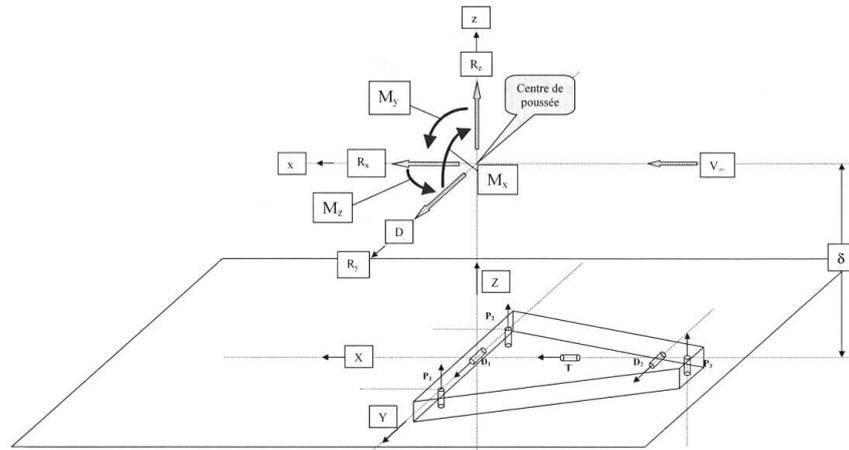


FIG. 4.14 – Orientation des efforts mesurés

### Précision des mesures

La fonction de transfert entre les efforts mesurés et les tensions délivrées est donnée par une matrice dont les coefficients sont obtenus par étalonnage (dernier étalonnage en janvier 2003). La précision de cet étalonnage n'étant pas connue, nous allons nous limiter à l'étude de la précision de la mesure par rapport à cette référence.

L'acquisition des données est effectuée avec une carte de 16 bits offrant, pour une gamme de  $\pm 5V$ , une résolution de  $10/2^{16} = 0.15mV$ . Pour une tension d'alimentation des ponts de jauges de  $E = 3V$  (valeur communément utilisée), les fluctuations des tensions en sortie des jauges présentent des écarts maximaux de  $0.5mV$ . L'erreur liée à la précision de la carte d'acquisition est donc négligeable devant l'erreur due aux fluctuations du signal, soit  $1mV$ . En inversant la matrice de la fonction de transfert et en la multipliant par un vecteur tension de composantes  $1mV$ , on

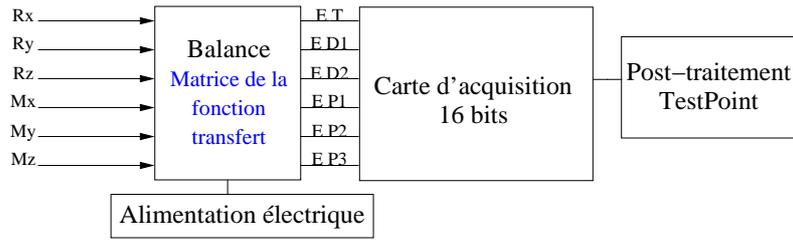


FIG. 4.15 – Schéma du système d'acquisition

obtient, dans le Tab. 4.1, les erreurs de mesure sur les forces ainsi que les erreurs relatives.

Efforts/Moments	Rx	Ry	Rz	Mx	My	Mz
Erreur de mesure	0.01253	0.02498	0.06835	0.02606	0.01857	0.01064
Mesure	2.3	23.3	0.3	1.36	1.8	19
Erreur relative	0.54%	0.11%	22.78%	1.92%	1.03%	0.06%

TAB. 4.1 – Erreurs de mesure des efforts dans le cas  $Re_C = 0.93 \times 10^6$  et  $\alpha = 10^\circ$  (efforts exprimés en daN, moments exprimés en daN.m)

Ainsi, les erreurs relatives sont plus importantes pour les grandeurs les plus faibles. Les grandeurs qui nous intéressent en priorité, la portance ( $R_y$ ) et la traînée ( $R_x$ ), bénéficient de faibles erreurs relatives.

### 4.3.2 Mesures de répartition de pression statique à la paroi

#### Description du dispositif

Les prises de pression statique sont reliées, par l'intermédiaire de tubes en Tygon, à des boîtiers conditionneurs possédant chacun six capteurs de pression (Fig. 4.16). Ces boîtiers convertissent la pression en tension électrique. Ce système offre une mesure de pression moyenne tout autour du profil. L'information électrique est ensuite transmise à une carte d'acquisition 64 voies dotée d'un convertisseur analogique numérique 12 bits. Cette carte CAN transforme le signal analogique provenant des capteurs en un signal numérique qui peut être traité par informatique. L'acquisition et le traitement des données sont effectués par un programme sous Testpoint. Celui-ci offre une possibilité de programmation qui nous permet d'avoir directement accès aux données qui nous intéressent, ici les coefficients de pression.

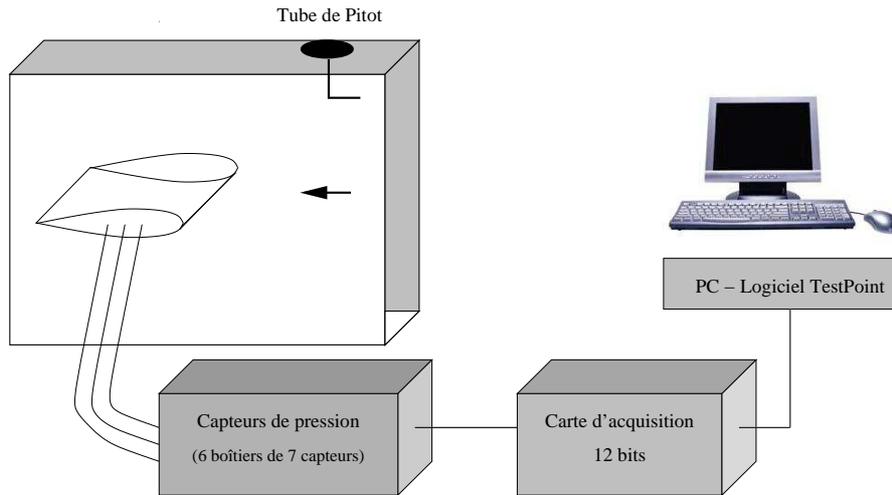


FIG. 4.16 – Système d'acquisition des pressions statiques pariétales

### Précision des mesures

Par définition, nous avons :

$$C_p = \frac{P - P_\infty}{1/2\rho U_\infty^2} = \underbrace{\frac{P - P_{atm}}{1/2\rho U_\infty^2}}_{\text{Grandeur mesurée par les capteurs}} + \underbrace{\frac{P_{atm} - P_\infty}{1/2\rho U_\infty^2}}_{\text{Ecart systématique sur le } C_p}$$

Les erreurs de mesure ont donc deux origines, soit :

- une erreur systématique sur le  $C_p$

A l'aide d'un manomètre Furness, dont l'incertitude de calibration est inférieure à 0.3% pour la gamme de pression considérée, nous mesurons la différence de pression  $P_{atm} - P_\infty$ . Ceci permet en outre de vérifier la validité de l'hypothèse selon laquelle la veine d'essais est à pression atmosphérique.

$U_\infty$	$P_{atm} - P_\infty$	Erreur sur le $C_p$
20 m/s	14.72 Pa	+0.060
30 m/s	49.05 Pa	+0.050
60 m/s	83.39 Pa	+0.039

TAB. 4.2 – Erreurs dues à la dépression de la veine d'essais

- une erreur de mesure liée aux capteurs

Nous avons :

$$\frac{dC_p}{C_p} = \underbrace{\frac{d(P - P_\infty)}{P - P_\infty}}_{\text{Erreur sur la pression statique}} + \underbrace{\frac{d(\rho U_\infty^2 / 2)}{\rho U_\infty^2 / 2}}_{\text{Erreur sur la pression dynamique}}$$

Pour des vitesses de l'ordre de  $40m/s$ , l'erreur du tube de Pitot sur la mesure de la pression dynamique est de 1%. Des mesures de fluctuations de tension en sortie des boîtiers ont été effectuées pour deux pressions (la plus défavorable pour l'erreur de mesure étant la pression atmosphérique). Les tensions de sortie étant traitées par une carte d'acquisition 12 bits (pour une gamme de tensions en entrée  $\pm 5V$ ), la résolution est de  $10/2^{12} = 2.5mV$ .

<b>Pression statique relative (Pa)</b>	0	-980
<b><math>C_p</math> correspondant</b>	0	-1
<b>Tension de sortie (mV)</b>	200	2600
<b>Fluctuations de tension (mV)</b>	$\pm 2$	$\pm 12$
<b>Erreur avec la carte d'acquisition (mV)</b>	6.5	26.5
<b>Erreur relative sur la pression statique</b>	3.25%	1.00%
<b>Erreur relative sur la pression dynamique</b>	1.00%	1.00%
<b>Erreur totale sur le <math>C_p</math></b>	4.25%	2.00%

TAB. 4.3 – Estimation des erreurs relatives par mesure des fluctuations de tension

Les fluctuations ainsi que la résolution de la carte créent une erreur beaucoup moins importante lorsque la pression s'éloigne de la pression atmosphérique. Lorsque le coefficient de pression passe en-dessous de  $-1$ , l'erreur totale devient inférieure à 2%.

### 4.3.3 Anémométrie fil chaud

L'anémométrie à fil chaud a été mise en œuvre par King depuis 1914. Cette technique, utilisée soit à courant constant soit à température constante, repose sur le transfert de chaleur autour d'un fil chauffé par un circuit électrique. En effet, on place dans un écoulement un fil porté par effet Joule à une température supérieure à la température de cet écoulement. Il se produit alors un échange de chaleur par convection. La température d'équilibre du fil est déterminée par la mesure de sa résistance, elle est fonction de la puissance Joule dissipée et de la vitesse du fluide. La température du fil (et donc sa résistance  $R_w$ ) doit être gardée constante. L'électronique mesure donc la variation de courant nécessaire pour garder la température du fil constante et ce courant est transformé en tension à la sortie d'un pont de Wheatstone. La puissance dissipée par effet Joule par la résistance  $R_w$  dans l'écoulement est la même que la quantité de chaleur arrachée par unité de temps par le fluide environnant. Contrairement à la mesure de vitesse par PIV, la mesure par fil chaud est une mesure locale et intrusive. Elle possède cependant un avantage de taille, à savoir une excellente résolution temporelle, contrairement à la PIV, et permet donc de mesurer très finement les fluctuations de notre écoulement.

Pour notre étude, l'anémométrie fil chaud (à température constante) a permis des mesures de vitesse en sortie d'actionneurs ainsi que des analyses spectrales des fluctuations de vitesse longitudinale dans le sillage des maquettes. Lors des mesures, le fil chaud a été étalonné en vitesse grâce à une soufflerie d'étalonnage.

#### 4.3.4 Anémométrie film chaud

Cette technique de mesure est très proche de l'anémométrie fil chaud, à la différence que le fil n'est plus dans l'écoulement, mais collé sur la paroi de la maquette via un substrat, d'où le terme de film. La puissance nécessaire pour maintenir le film à sa température n'est plus directement liée au transfert de chaleur par convection comme dans le cas du fil chaud ; d'autres facteurs entrent en compte. Le film est sensible aux températures induisant une variation de sa résistance. La température du film dépend :

- du flux de chaleur par conduction dans le substrat et dans le support sur lequel il est collé,
- du flux par convection,
- de la production par effet Joule dans le film,
- du stockage de capacité calorifique dans le film.

Des mesures liées à l'écoulement pariétal par anémométrie film chaud ont été entreprises dans notre étude du décollement de la couche limite. Ce phénomène est caractérisé par un brusque changement de comportement du signal de mesure. Pour de plus amples détails sur la technique, le lecteur pourra par exemple se référer aux travaux de Mathis [80].

#### 4.3.5 Tomoscopies

La tomoscopie de l'écoulement par plan laser permet une mise en évidence des décollements, des tourbillons et des zones turbulentes. Réalisées principalement dans la Soufflerie VISU 01 sur les profils à échelle 3, les tomoscopies ont permis de compléter notre compréhension des mécanismes de recollement.

L'injection de fumée est réalisée grâce à un embout d'éjection conique (diamètre de base 9mm, longueur 4cm, diamètre d'éjection 3mm) placé quelques centimètres en amont du bord d'attaque. Le système d'injection est relié à un générateur de fumée *CFTaylor Compact* alimenté par une bouteille de  $CO_2$  comprimé. Un anémomètre à affichage numérique *Schiltknecht MiniAir 2* permet un réglage précis de la vitesse d'écoulement dans la veine d'essais.

Le profil est éclairé à mi-envergure depuis la partie supérieure de la veine par une nappe laser. La source laser (*Laser Spectra Physics*) est conduite par fibre optique qui présente plusieurs avantages en termes de transmission (faible atténuation, très grande bande passante, faible poids et grande souplesse). Enfin, une caméra rapide (de fréquence maximale 1000 images/seconde pour une résolution de  $1024 \times 1024$  pixels) placée face à la paroi latérale de la veine permet de filmer le plan laser. Les images sont ensuite traitées par un PC dédié.

#### 4.3.6 Visualisations pariétales

Des visualisations pariétales par enduits visqueux sont réalisées. Cette technique, lorsqu'elle est correctement employée, permet la visualisation des lignes de décollement et de recollement. Dans le cas de nos essais, la maquette était peinte en

noir puis enduite d'une substance composée d'huile de lin, de bichromate de plomb et d'acide oléique. L'acide oléique a pour but de faciliter la dissolution des pigments de bichromate de plomb dans l'huile afin d'obtenir un mélange uniformément jaune. L'enduit visqueux est ensuite appliqué sur la maquette à l'aide d'un vaporisateur sous pression. Cette technique révèle le décollement et le recollement, conformément à ce qui a été énoncé au chapitre 1.

### 4.3.7 Vélocimétrie par images de particules (PIV)

Apparue au début des années 1980, la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) a fait l'objet de développements considérables surtout depuis 1990, notamment en ce qui concerne la caractérisation d'écoulements turbulents instationnaires. La PIV est une méthode de mesure de vitesse non-intrusive, instantanée et bidimensionnelle.

La technique de mesure par PIV a été utilisée à plusieurs reprises tout au long de cette étude. En effet, deux campagnes de mesures PIV 2 composantes (écoulement sur le profil NACA 0015 : 2D2C-NACA et couche de mélange plane : 2D2C-CdM) ont été effectuées.

Nous présentons ici une brève description de la chaîne d'acquisition utilisée. Le principe de mesure par PIV n'est pas présenté ici car la PIV a servi uniquement d'outil de mesure, et n'a fait l'objet d'aucun développement. On pourra se référer à l'annexe A pour plus de détails sur le principe de mesure par PIV.

Bien que l'étude compte deux campagnes de mesure par PIV, le banc utilisé est identique pour chacune d'entre elles. Seules quelques spécificités liées à la configuration de mesure choisie varient. La chaîne de mesure utilisée est de type *Lavision*. Les éléments la constituant sont récapitulés dans le tableau 4.4, pour chacune des campagnes.

Caractéristiques du banc PIV	2D2C-NACA	2D2C-CdM
Laser Nd-Yag, double cavité, 2*30 mJ, 1 à 20 Hz, $\lambda=532\text{nm}$ ( <i>Quantel</i> ) :	× (1)	× (1)
Caméra CCD Flowmaster, double trame, 4096 niveaux de gris (12 bits - 20 Hz - $\Delta t = 60\mu\text{s}$ ) :		
· Résolution : 1376 × 1040	× (2)	× (1)
· Objectif : 28 mm (grand angle)	× (1)	× (1)
· Objectif : 50 mm	× (1)	× (1)
Logiciel <i>Davis 7.0 (Lavision)</i> :	× (1)	× (1)

TAB. 4.4 – Composition générale du banc de mesure PIV. Eléments par configurations de mesures

La taille des fenêtres de mesure est ajustable en fonction des phénomènes physiques étudiés. Celle-ci dépend de la distance caméra/nappe laser et de l'objectif choisi. Il est à noter que d'autres paramètres sont à prendre en compte pour

déterminer la taille du maillage final, comme la résolution de la caméra utilisée et la taille de la fenêtre d'interrogation lors du calcul des vecteurs.

Le temps entre deux couples d'impulsions laser est souvent limité par la cadence de la caméra (classiquement  $f = 30Hz$ ). Par ailleurs, il convient de régler le temps entre deux pulses laser suivant les échelles temporelles de l'écoulement étudié. Le choix de cet intervalle de temps est directement lié à la vitesse de l'écoulement et à la résolution spatiale de la taille de la fenêtre d'interrogation retenue pour le calcul des corrélations. Il faut trouver un compromis entre un temps suffisamment long pour obtenir un déplacement significatif des particules et un temps relativement court pour garder suffisamment de particules présentes lors de la première exposition.

Le choix du nombre de réalisations  $N$  à acquérir est fonction de l'erreur minimale souhaitée. Pour nos essais,  $N = 400$  est un bon compromis entre temps de calcul pour le traitement des données et précision des mesures.

Le générateur de fumée utilisé pour l'ensemencement (identique à celui utilisé pour les tomographies) est basé sur une mise en pression d'un réservoir d'huile de glycérine. Ce système donne une granulométrie moyenne des particules comprise entre 0.1 et 5  $\mu m$ . L'ensemencement est introduit en amont des maquettes grâce à un peigne d'injection, le diamètre des injecteurs étant de 3mm.

Le calcul des champs de vecteurs est réalisé en *multi pass* en utilisant une taille décroissante de la fenêtre d'interrogation (une passe en  $64 \times 64$  pixels et deux passes en  $32 \times 32$  pixels). Le taux de recouvrement choisi est de 75%. Enfin, un filtre médian est appliqué lors du *post-processing*.

## 4.4 Configurations testées

L'étude porte sur trois configurations principales, chacune d'entre elles comportant plusieurs séries d'expériences. Une synthèse des différents essais effectués lors de cette étude est proposée dans cette partie. Nous indiquerons par ailleurs les objectifs de chacune de ces campagnes.

### 1. Profil NACA 0015

- *Maquette NACA 0015-Béton*. Une première série d'essais sur une aile d'allongement 3 permet de qualifier le profil grâce à des pesées et des visualisations pariétales. A ces résultats s'ajoutent des tomographies, des mesures de pression statique pariétale et des explorations de sillage réalisées en complément sur une aile d'allongement 7. Cette deuxième configuration est par ailleurs retenue pour l'implantation des actionneurs de type « générateurs de tourbillons fluidiques ».
- *Maquette NACA 0015-Visu*. Les essais sur la maquette à échelle 3 ont été réalisés dans le but de mieux appréhender les mécanismes de recollement. Dans cette optique, une campagne PIV a permis de caractériser les effets de deux types d'actionneurs : le soufflage synthétique tangentiel en amont des décollements et le soufflage synthétique normal à la paroi dans la zone de couche limite décollée.

2. **Montage « couche de mélange »**. Dans le but de simplifier la géométrie de travail et de s'affranchir de certains paramètres (gradient de pression longitudinal, effets d'incidence . . .) inhérents au profil d'aile, cette série d'expériences porte sur une couche de mélange se développant au-dessus d'une plaque plane. L'étude porte sur l'interaction entre cette couche de mélange et le jet issu d'un actionneur, de type jet synthétique normal à la paroi, placé sur la plaque plane. Les moyens d'investigation pour cette configuration incluent essentiellement la PIV mais aussi les tomographies.
3. **Profil ONERA D**
  - *Maquette ONERA D-Béton*. Seront testés sur ce profil deux types d'actionneurs : les microjets et le soufflage tangentiel continu. L'objectif est de transposer certaines des techniques de contrôle, à l'efficacité prouvée sur le profil NACA 0015, à la maquette ONERA D caractérisée par des décollements de bord d'attaque.
  - *Maquette ONERA D-Visu*. Comme pour la configuration 1, la maquette à échelle 3 permet d'obtenir une approche de la physique du contrôle grâce à des tomographies à basse vitesse.



# Chapitre 5

## Les actionneurs testés

DANS ce chapitre est développée une présentation des actionneurs testés durant cette étude. Une brève étude bibliographique et une qualification de chacun des dispositifs de contrôle sont proposées dans cette partie.

### 5.1 Les microjets

Les microjets ont été testés sur le profil ONERA D (chapitre 8). La conception de l'actionneur à partir des capots amovibles de la maquette a été effectuée avec la participation de Farrukh Alvi<sup>1</sup>. Cet actionneur a été testé expérimentalement par Alvi *et al.* sur une rampe, étude au cours de laquelle il a été possible de démontrer le potentiel d'efficacité des microjets. Nous reviendrons sur ces essais dans un premier temps.

L'étude préliminaire des profils d'aile utilisés nous a par ailleurs permis de localiser la position des décollements de la couche limite, paramètre déterminant pour l'implantation de l'actionneur. Nous aborderons cet aspect dans une seconde partie.

#### 5.1.1 Configuration rampe divergente [70]

Les microjets ont été testés sur une rampe divergente de type « Stratford » [64]. Le choix de cette configuration s'explique pour deux raisons : il s'agit d'une géométrie simple autorisant l'estimation de la position du décollement en écoulement laminaire ; en outre, une comparaison des résultats est possible avec le NASA Langley Research Center dans la mesure où une géométrie similaire y a été étudiée dans le but de caractériser l'efficacité de diverses techniques de contrôle des décollements [64].

Pour ces essais, l'actionneur est constitué de trois rangées de microjets (MJ1 à MJ3) placées à différentes distances longitudinales du début de la rampe. Chaque rangée est constituée de 60 microjets de diamètre  $400\mu m$  orientés verticalement, c'est-à-dire à  $90^\circ$  par rapport à la corde. Les expériences ont été réalisées pour des

---

<sup>1</sup> Professeur (Florida A & M University and Florida State University, Tallahassee, Floride) invité au LEA de juin à novembre 2004.

vitesse amont comprises entre 10 et 50 m/s et pour différents coefficients de soufflage  $C_{\mu}$ , la règle étant qu'une seule des trois rangées de microjets est activée à la fois. Pour plus de détails relatifs à cette étude, le lecteur pourra se référer à l'article de Kumar *et al.* [70]

Les visualisations pariétales (Fig. 5.1) révèlent de manière claire la présence d'un bulbe de décollement caractérisé par un écoulement retour. L'activation de l'actionneur MJ3 élimine complètement la zone de décollement. La Fig. 5.2 donne la composante longitudinale du champ de vitesse moyen pour  $U_{\infty} = 40 \text{ m/s}$  dans le plan situé à mi-envergure. Sans contrôle, un écoulement décollé caractérisé par des vitesses longitudinales négatives est observé en proche paroi. L'activation des microjets fait disparaître cette poche de décollement grâce à un apport de quantité de mouvement. L'écoulement est alors totalement recollé. D'autre part, une comparaison des champs de vitesse RMS (non présentée ici), suggère une réduction importante des instabilités liées au décollement (« flapping ») consécutivement à l'activation des microjets.

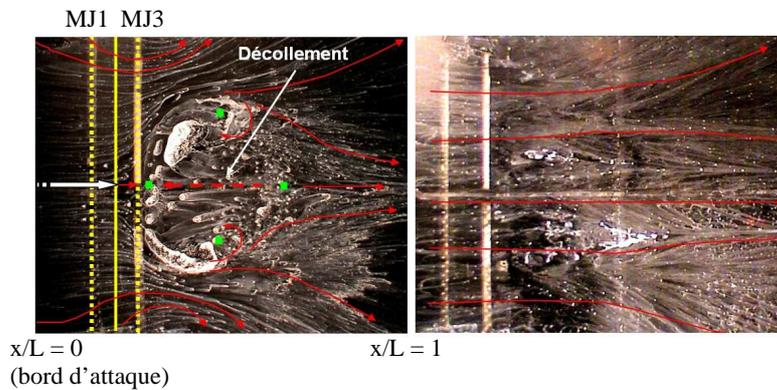


FIG. 5.1 – Visualisations pariétales réalisées sans contrôle (à gauche) et avec activation des microjets (à droite)

Les résultats obtenus dans cette étude indiquent que les microjets semblent efficaces pour éliminer les décollements. Un des paramètres importants déterminant l'efficacité du contrôle est la position de l'actionneur. En effet, le recollement est d'autant plus aisément obtenu que la rangée de microjets activée est proche de la ligne de décollement.

Etant donné la relative simplicité de mise en œuvre d'un tel actionneur, nous avons choisi d'installer une rangée de microjets sur le profil d'aile ONERA D. La partie suivante décrit plus en détails la conception du dispositif destiné à ce profil ; une caractérisation des performances des microjets y est également proposée.

### 5.1.2 Implantation des microjets sur le profil d'aile

Le dispositif de soufflage des microjets est constitué de :

- quatre-vingt deux orifices cylindriques de diamètre 0.4 mm répartis tous les

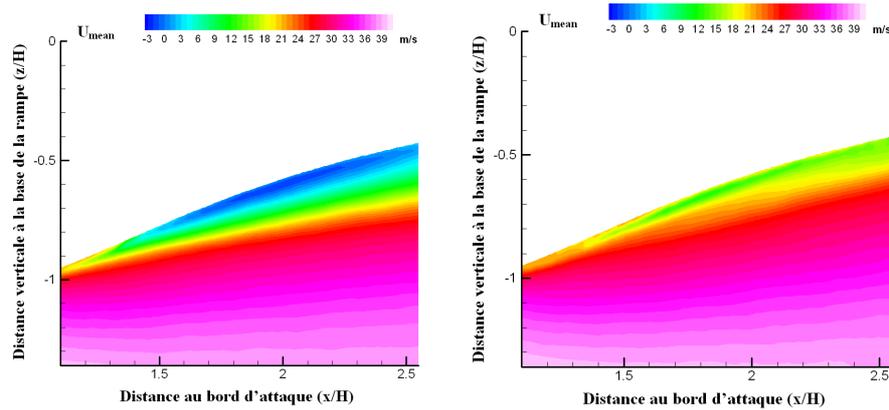


FIG. 5.2 – Champs de vitesse moyenne sans contrôle (à gauche) et avec activation de l'actionneur MJ3 (à droite) pour  $U_\infty = 40\text{m/s}$

5mm de part et d'autre de la couronne de prises de pression (située à mi-envergure de l'aile),

- deux chambres de tranquillisation étanches destinées à obtenir des vitesses d'éjection uniformes sur l'envergure de la maquette,
- une tuyauterie d'arrivée d'air, reliée à un distributeur sur chaque demi-envergure, réalisant trois points d'entrée d'air dans la chambre de tranquillisation.

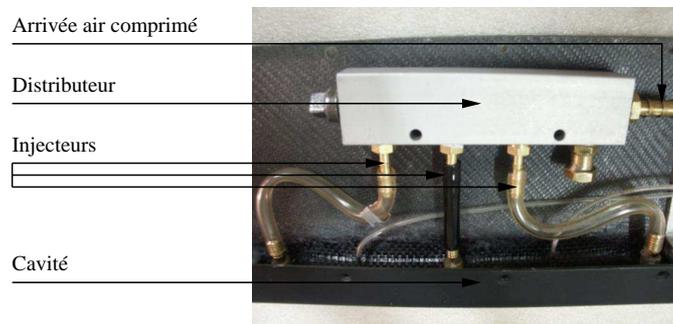


FIG. 5.3 – Montage du dispositif « microjets » sur un capot amovible (vue intérieure du profil)

Dans le cas du profil ONERA D-Béton, les microjets ont été positionnés à une abscisse curviligne de 10mm ( $x/C = 1.5\%$ ) par rapport au bord d'attaque géométrique. Les trous ont été percés perpendiculairement à la corde, l'orifice présente donc en pratique une géométrie ovale. Pour des raisons purement techniques d'accessibilité, ils ne recouvrent que 40% de l'envergure totale de la maquette. Ils sont espacés de 45mm au centre de la maquette en raison de la présence de la couronne de prises de pression statique.

Pour nos expériences, la pression d'alimentation  $P_m$  de l'actionneur est mesurée à l'extérieur de la maquette à l'aide d'un manomètre-détendeur. La pression statique

dans la chambre de tranquillisation est mesurée en quatre points de l'envergure ( $P_0^1$ ,  $P_0^2$ ,  $P_0^3$  et  $P_0^4$ ) par un manomètre à affichage digital. A cause des pertes de charge liées notamment aux raccords pneumatiques utilisés, la pression  $P_m$  lue sur le manomètre à l'extérieur de la veine d'essais est supérieure à la pression statique  $P_0$  dans la chambre de tranquillisation.

En première approximation, nous pouvons supposer que l'orifice cylindrique des microjets joue le rôle de col lors de l'écoulement de la chambre de tranquillisation vers l'extérieur. Désignons par  $P_p$  la pression de l'écoulement potentiel au voisinage de l'orifice. Lorsque la différence de pression  $P_0 - P_p$  sera suffisante, le col sera sonique.

Notons  $Pt_0$  la pression totale dans la chambre de tranquillisation, et  $Pt_j$  la pression totale du microjet. L'écoulement est isentropique de la chambre jusqu'à l'orifice d'éjection d'où conservation de la pression totale :

$$Pt_0 = Pt_j,$$

La vitesse est nulle dans la cavité d'où :

$$Pt_0 = P_0,$$

Ainsi :

$$Pt_j = P_0$$

Lorsque l'orifice devient sonique, le nombre de Mach est de 1 et, si on note  $P_j$  la pression statique du microjet :

$$P_j/Pt_j = 0.5283,$$

Ce qui nous donne :

$$P_0 = P_j/0.5283$$

Jusqu'au blocage sonique, nous avons :

$$P_j = P_p$$

Ainsi, pour avoir une vitesse d'éjection sonique, il faut nécessairement que :

$$P_0 \geq P_p/0.5283$$

Les résultats des mesures de pression effectuées à l'aide des prises de pression statique figurent dans le Tab. 5.1.

La pression la plus faible est obtenue pour une incidence de  $10^\circ$ . Il faut donc au moins :

$$P_0 \geq 97070/0.5283 = 1.84bar$$

Lorsque la pression  $P_0$  a dépassé cette valeur critique, on a soit un faisceau de détente, soit un choc. L'écoulement n'est plus isentropique et  $P_j \neq P_p$ . Comme  $P_p$  est voisin de la pression atmosphérique (tableau ci-dessous), nous prendrons désormais  $P_p = 10^5 Pa$ .

Incidence (°)	$-C_p$	$P_p$ (bar)
0	0.3	1.01
3	1.09	1.00
6	2.11	0.99
9	3.38	0.98
10	3.94	0.97
11	1.28	1.00
12	1.13	1.00
13	0.63	1.01

TAB. 5.1 – Mesures des pressions statiques au bord d'attaque du profil ONERA D

En utilisant la définition du débit :

$$m' = \rho_j A_j U_j = (P_j / r T_j) A_j M \sqrt{\gamma r T_j} = P_j A_j M \sqrt{\gamma / r T_j}$$

Et celle de la quantité de mouvement :

$$m' U_j = P_j A_j M^2 \gamma$$

Il résulte que :

– si le col est sonique ( $M = 1$ ), on a :

$$m' = 0.5283 P_0 A_j \sqrt{\gamma / 0.833 r T_0} \text{ et } m' U_j = 0.5283 P_0 A_j \gamma$$

– si le col n'est pas sonique, on a :

$$m' = P_p A_j M \sqrt{\gamma / r T_p} \text{ et } m' U_j = P_p A_j M^2 \gamma$$

Avec :

$$P_j / P t_j = P_p / P t_0 = P_p / P_0,$$

les tables d'écoulement isentropique nous donnent le nombre de Mach au col  $M_c$  correspondant à ce rapport de pression. Ce nombre de Mach nous donne enfin le rapport  $T_j / T t_j$ . L'ensemble des résultats est reporté dans le Tab. 5.2.

Pression dans la cavité (bar)					Débit ( $m^3/s$ )	$P_j / P t_j$	$U_j$ (m/s)	$C_\mu$
$P_0^1$	$P_0^2$	$P_0^3$	$P_0^4$	$P_0^{moyen}$				
1.30	1.28	1.29	1.30	1.29	$2.607 \times 10^{-3}$	0.7729	212.7	0.162%
1.67	1.67	1.70	1.70	1.69	$3.784 \times 10^{-3}$	0.593	308.8	0.341%
2.08	2.09	2.13	2.13	2.11	$5.135 \times 10^{-3}$	0.5283	313.2	0.469%
2.50	2.53	2.55	2.56	2.53	$6.169 \times 10^{-3}$	0.5283	313.2	0.563%

TAB. 5.2 – Caractéristiques de fonctionnement de l'actionneur « microjets »

Le coefficient de soufflage, est défini par :

$$C_\mu = \frac{m' U_j}{\frac{1}{2} \rho_\infty S_{ref} U_\infty^2}$$

## 5.2 Le soufflage tangentiel continu

Le soufflage tangentiel est testé sur le profil ONERA D (chapitre 8). Nous présentons dans une première partie quelques résultats relatifs à l'introduction de ce type de contrôle via une fente sur le bord de fuite biseauté d'une plaque plane. Dans cette partie, nous évaluons en particulier le temps nécessaire au recollement complet (resp. au redécollement) de l'écoulement sur le biseau consécutivement à l'activation du contrôle (resp. la désactivation du contrôle). Disposer de cette information revêt un grand intérêt dans la perspective d'une approche instationnaire du contrôle (le soufflage pulsé par exemple) car il est possible de déduire des temps de réponse de l'écoulement une fréquence minimale de soufflage permettant de maintenir en permanence l'état collé de l'écoulement. Pour cette étude, nous n'avons pas mesuré les temps de réponse des actionneurs. Nous les supposons négligeables devant les temps de réponse de l'écoulement ; cette hypothèse semble justifiée dans le cas du soufflage continu mais nécessiterait d'être vérifiée dans le cas du contrôle par aspiration présenté au paragraphe 5.3.

### 5.2.1 Essais sur le biseau de bord de fuite d'une plaque plane

Ce type d'actionneur a été étudié au LEA ENSMA sur une plaque plane équipée d'un biseau de bord de fuite [21]. Le but de l'expérience était de contrôler le décollement inertiel provoqué par une singularité géométrique, le biseau de bord de fuite de la plaque. Bien que les mécanismes de décollement de la couche limite ne soient pas les mêmes que pour un profil d'aile, cette expérience avait également pour objectif de déterminer l'influence de certains paramètres de contrôle, en particulier la vitesse de soufflage. Pour cela, deux paramètres ont été utilisés, un temps adimensionné  $t^*$  et un rapport de vitesses  $VR$ , définis par :

$$t^* = \frac{U_\infty \times t}{L_{\text{biseau}}} \quad \text{et} \quad VR = \frac{U_j}{U_\infty}$$

où  $L_{\text{biseau}}$  désigne la longueur du biseau ( $L_{\text{biseau}} = 0.22m$ ),  $U_j$  la vitesse en sortie d'actionneur et  $t$  le temps. L'instant  $t = t^* = 0$  est donné par l'activation de l'actionneur. Par ailleurs, la plaque plane a une longueur  $L = 1m$  et le biseau forme un angle  $\delta = 15^\circ$ .

Les tomographies réalisées à basse vitesse dans la Soufflerie VISU ( $U_\infty = 0.6m/s$  soit  $Re_L = 3.43 \times 10^4$ ) mettent en évidence le recollement provoqué par l'activation du dispositif. La Fig. 5.4 présente le recollement de l'écoulement sur le biseau par soufflage tangentiel pour une vitesse amont  $U_\infty = 0.43m/s$  ( $Re_L = 2.46 \times 10^4$ ) et un rapport  $VR$  de 5.7. Les temps de recollement sont très faibles : le recollement complet (troisième image de la séquence) est observé pour un temps  $t_1^* = 0.51$ . Après désactivation du soufflage, le redécollement intervient après un temps  $t_2^*$  de l'ordre de  $3.5 \times t_1$ .

L'actionneur a également été testé avec succès dans la Soufflerie Béton pour des vitesses d'écoulement plus importantes, de l'ordre de  $40m/s$  ( $Re_L = 2.74 \times 10^6$ )

pour un rapport  $VR$  de l'ordre de 1.5. Même si les vitesses de contrôle peuvent sembler élevées, les débits mis en jeu sont très faibles, ce qui rend ce type de contrôle particulièrement intéressant.

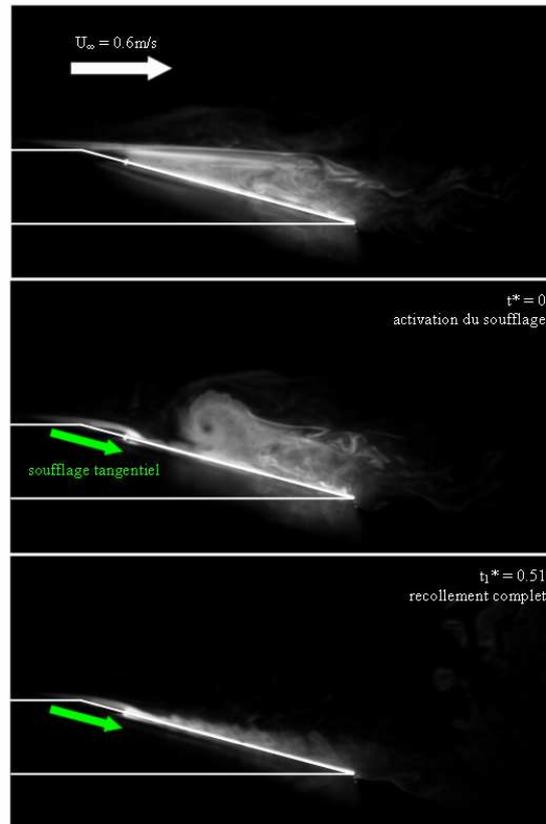


FIG. 5.4 – Contrôle par soufflage tangentiel ( $VR = 5.7$ ) du décollement sur le bord de fuite biseauté d'une plaque plane

### 5.2.2 Conception de l'actionneur destiné au profil d'aile

Comme il l'a été montré précédemment, il est possible de contrôler les décollements de couche limite grâce à un soufflage tangentiel localisé en aval de la ligne de décollement. Compte tenu de la position de ces décollements et du faible rayon de courbure des profils d'aile en proche bord d'attaque, il est en effet délicat d'implanter l'actionneur en amont des décollements. Le schéma de principe de l'actionneur est donné sur la Fig. 5.5.

Une fine plaque métallique affleurant la maquette permet de rabattre le jet sortant d'une fente perpendiculaire à la paroi. Par conséquent, il faut noter que la présence de l'actionneur engendre une déformation locale du profil par la présence d'un « plat » et d'une « marche ». Une pâte à vide malléable a été appliquée sur le profil pour adoucir ces discontinuités dont les effets seront étudiés sur le profil

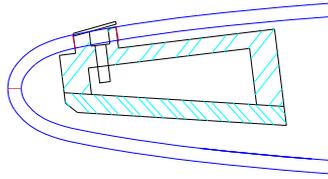


FIG. 5.5 – Schéma de principe de l'actionneur

ONERA D-Béton en désactivant le soufflage et en observant les différences de comportement par rapport au profil équipé d'un capot dépourvu d'actionneur. Pour la maquette ONERA D, la position effective du jet tangential est située à une abscisse curviligne  $s = 2.8\text{cm}$  ( $x/C = 6.5\%$ ) du bord d'attaque géométrique de la maquette.

De la même manière que les microjets, l'actionneur « fente de soufflage tangential » est composé de :

- deux fentes tangentielles d'épaisseur  $0.5\text{mm}$ ,
- deux chambres de tranquillisation étanches,
- une tuyauterie d'arrivée d'air reliée à un distributeur sur chaque demi-envergure réalisant quatre points d'entrée d'air dans la chambre de tranquillisation.

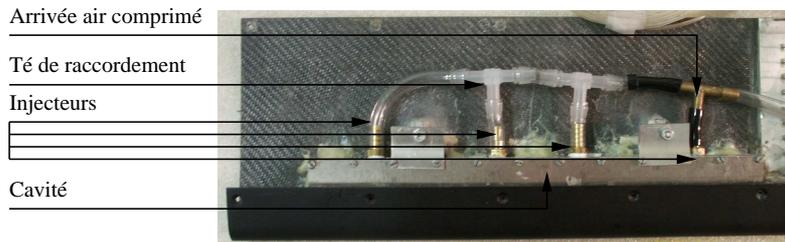


FIG. 5.6 – Montage du dispositif « soufflage tangential » sur un capot amovible (vue intérieure de la maquette)

L'expérience que nous avons de ce type d'actionneur montre qu'il est difficile d'obtenir un profil de vitesse uniforme en sortie de fente, ce qui justifie la présence des chambres de tranquillisation. Un relevé de vitesses (obtenu grâce à un tube de Pitot) en sortie de fente, pour une pression d'alimentation de  $2\text{bar}$ , est donné sur la Fig. 5.7. Par convention, on désigne par « Fente 1 » la fente située du côté emplanture de la maquette.

Les répartitions de vitesse obtenues témoignent de la difficulté d'obtention d'un soufflage uniforme le long des fentes ; malgré les diverses précautions prises, il n'a pas été possible d'améliorer davantage ces profils de vitesse. Par ailleurs, le faible encombrement de l'actionneur - imposé par l'épaisseur de la maquette en proche bord d'attaque - contraint à l'utilisation de tubes de diamètre réduit induisant des pertes de charge importantes et de fait, des vitesses relativement faibles en sortie.

D'après la littérature, les vitesses moyennes obtenues en sortie de fente, de l'ordre de  $60\text{m/s}$  pour une pression d'alimentation de  $3\text{bar}$  au manomètre-détendeur sont néanmoins suffisantes pour des vitesses d'écoulement à l'infini inférieures ou égales à  $40\text{m/s}$  ( $VR = 1.5$ ). Pour des vitesses de soufflerie supérieures, la vitesse du jet tangentiel serait inadaptée au contrôle parce qu'insuffisante. La pression d'alimentation a été limitée à  $3\text{bar}$  de manière à ne pas rompre les branchements pneumatiques à l'intérieur de la maquette. Pour une vitesse d'écoulement de  $40\text{m/s}$  et une pression d'alimentation de l'actionneur de  $3\text{bar}$ , le coefficient de soufflage  $C_\mu$  est de l'ordre de  $0.6\%$ .

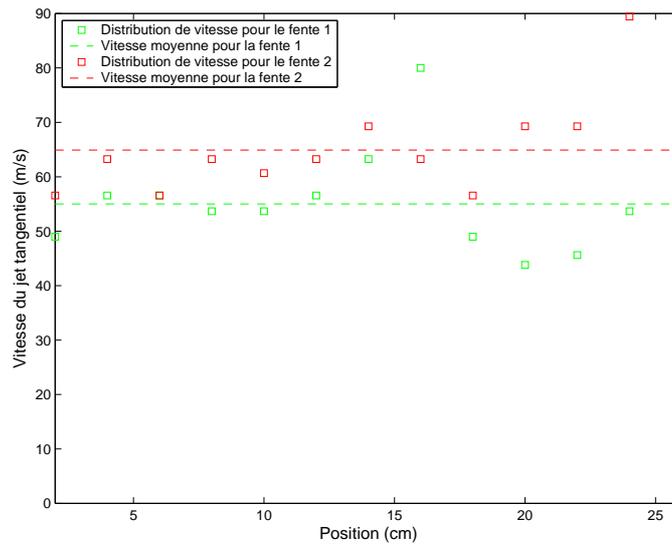


FIG. 5.7 – Profils de vitesse en sortie de l'actionneur de type « jet tangentiel continu »

## 5.3 L'aspiration

### 5.3.1 Essais sur le biseau de bord de fuite d'une plaque plane et le cylindre

Une série de mesures comparables a été effectuée en remplaçant le soufflage tangentiel par une aspiration le long de la fente. Cette technique de contrôle, relativement simple à mettre en place, a été testée à plusieurs reprises au LEA ENSMA sur des configurations académiques comme le biseau de bord de fuite d'une plaque plane et le cylindre.

Dans le cas du bord de fuite biseauté de la plaque plane [21], les tomographies réalisées à basse vitesse ( $U_\infty = 0.6\text{m/s}$ , soit  $Re_L = 3.43 \times 10^4$ ) permettent d'apprécier l'efficacité d'une aspiration au travers d'une fente perpendiculaire à la paroi (Fig. 5.8). Néanmoins, les temps caractéristiques de recollement sont considérablement plus longs que dans le cas du soufflage tangentiel. Si nous reprenons les

notations définies au paragraphe 5.2, le recollement complet de l'écoulement n'est observé qu'après un temps  $t_1^* = 7.5$ . Le temps de redécollement est évalué à  $3 \times t_1^*$ .

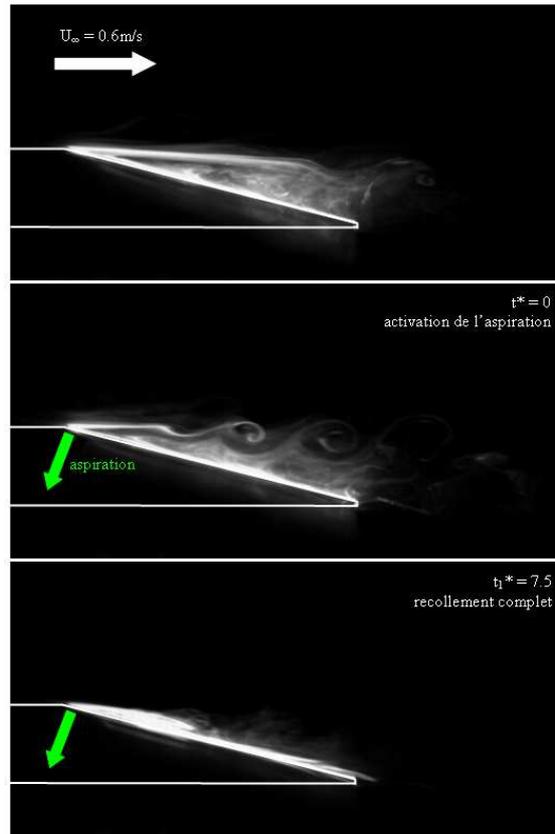


FIG. 5.8 – Contrôle par aspiration ( $VR = 4.2$ ) du décollement sur le bord de fuite biseauté d'une plaque plane

Mis en place à travers une fente (d'épaisseur  $e = 2mm$ ) sur un cylindre (de diamètre  $D = 50mm$ ), le contrôle par aspiration permet une réduction considérable de la traînée [44]. La Fig. 5.9 présente les champs de vitesse moyens autour du cylindre. L'écoulement a lieu de la gauche vers la droite, la zone d'ombre dans le coin supérieur gauche des champs PIV correspond à l'ombre portée par le cylindre. La position azimutale de la fente est prise par rapport à la référence  $\theta = 0^\circ$  correspondant au point d'arrêt amont de l'écoulement sur le cylindre.

A gauche, l'écoulement non contrôlé est caractérisé par une zone de recirculation symétrique présentant un double enroulement tourbillonnaire. L'application du contrôle à une position azimutale de  $\theta = 105^\circ$ , sur la figure de droite, permet de retarder le décollement de la couche limite et ainsi de réduire la taille de cette région qui perd par ailleurs son caractère symétrique. Pour ces essais, les vitesses d'aspiration en sortie de fente sont de l'ordre de la vitesse de l'écoulement incident ( $VR \simeq 1$ ).

Une des conséquences de cette observation est la réduction de la traînée induite par le cylindre. Lorsque la fente est positionnée à  $90^\circ$ , un coefficient de soufflage très

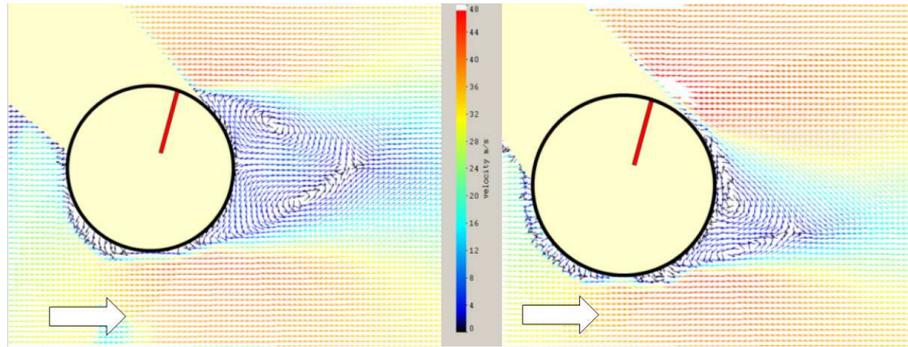


FIG. 5.9 – Contrôle par aspiration du décollement sur un cylindre. À gauche, écoulement non contrôlé. À droite, écoulement contrôlé par aspiration normale à la paroi (position azimutale de la fente  $\theta = 105^\circ$ )

faible, de l'ordre de 0.2% suffit à réduire de 35% le coefficient de traînée (Fig. 5.10). Le contrôle à une position azimutale de  $\theta = 97.5\%$  autorise les plus fortes diminutions de traînée; la traînée peut ainsi être divisée par deux. Les réductions de traînée obtenues en fonction de la position azimutale du contrôle et du coefficient de soufflage sont reportées sur la Fig. 5.10. Comme il a été montré au paragraphe 3.4.2, on constate qu'au-delà d'une certaine intensité de soufflage, on n'obtient que peu d'efficacité supplémentaire en augmentant  $C_\mu$ .

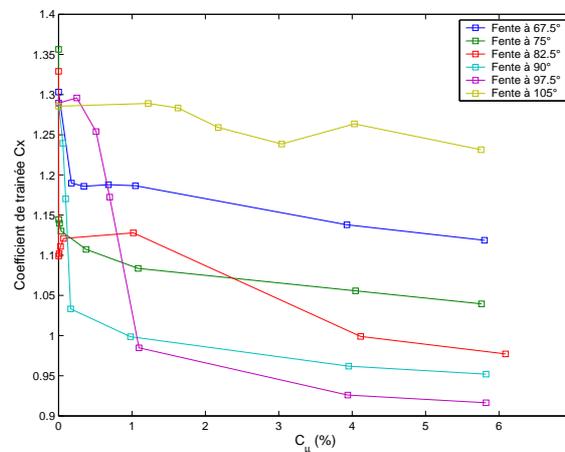


FIG. 5.10 – Réductions de traînée obtenues grâce au contrôle par aspiration normale à la paroi

### 5.3.2 Précisions concernant notre étude

Pour notre étude, un simple aspirateur industriel est utilisé pour « alimenter » les actionneurs. Un réseau étanche de tubes en Tygon permet d'amener la dépression jusqu'à l'orifice d'aspiration sur la maquette. La principale difficulté de ce type de

montage réside dans le fait que, contrairement au soufflage où l'on peut augmenter la pression génératrice pour contre-balancer les pertes de charge des tubulures, il est bien sûr impossible d'excéder une dépression de  $1\text{bar}$  (c'est-à-dire le vide) dans le cas de l'aspiration. D'où la nécessité de soigner l'étanchéité du montage et de réduire au maximum les pertes de charge pour maintenir à un niveau correct les vitesses d'aspiration en sortie d'actionneur.

## 5.4 Le jet synthétique

Ce type d'action a été appliqué sur le profil NACA 0015 (chapitre 6). Après avoir, dans un premier temps, décrit le principe du jet synthétique, nous nous intéresserons à une de ses applications, le contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre [20]. Quelques précisions seront enfin apportées quant aux deux types de générateur de jets synthétiques utilisés dans le cadre de cette étude.

### 5.4.1 Principe du jet synthétique

Un type particulier de jets, le jet synthétique, a été développé lors des dernières années et suscite un grand intérêt. On utilise cette fois des actionneurs de type électrodynamique (haut-parleurs) ou piézo-électrique placés dans une cavité pour obtenir une succession de phases de soufflage et d'aspiration. On peut aussi plus simplement utiliser le principe du piston et générer le jet synthétique par des moyens mécaniques (Fig. 5.11). Le jet moyen qui en résulte a alors la particularité de ne pas introduire de fluide supplémentaire dans l'écoulement, autrement dit son débit moyen est nul. Actuellement, de nombreux efforts de miniaturisation de ces systèmes d'actionneurs sont menés avec l'apparition de la technologie MEMS dans le développement des jets synthétiques.

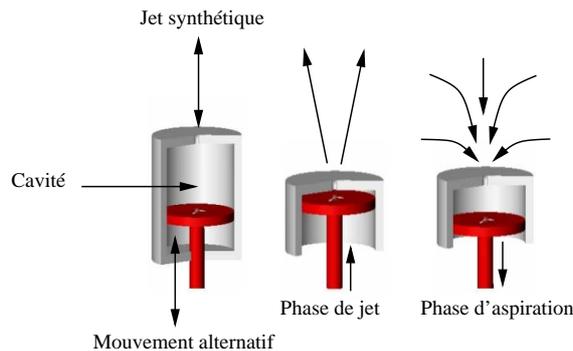


FIG. 5.11 – Principe d'un jet synthétique généré par un piston

Lors de la phase de soufflage, de durée finie, le fluide expulsé principalement selon l'axe du jet (noté  $x$ ), crée des couches de vorticités qui s'enroulent progressivement de part et d'autre de l'orifice, en une paire de tourbillons contra-rotatifs (Fig. 5.12).

Lorsque la phase d'aspiration commence, la paire de tourbillons, expulsée au cycle précédent, est déjà suffisamment loin pour ne pas être affectée par le mouvement de rappel du fluide qui a lieu sur les côtés de l'orifice (dont nous notons  $h$  le diamètre). Au cours d'un cycle, le flux de masse moyen est donc nul mais il existe un mouvement moyen qui résulte essentiellement du mouvement induit par les paires de tourbillons successives. Les tourbillons générés ne sont pas convectés passivement mais contrôlent réellement toute la dynamique du jet.

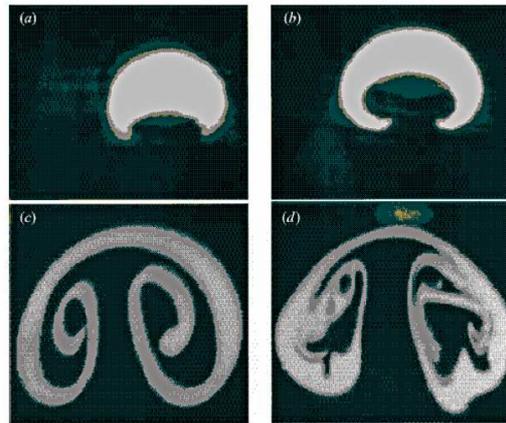


FIG. 5.12 – Visualisation par méthode LIF (Laser Induced Fluorescence) de la paire de tourbillons contra-rotatifs se formant dans le jet, pour différentes distances à l'orifice de sortie (la distance augmente de (a) vers (d)). Le plan des photographies est perpendiculaire à l'axe du jet [24]

La viscosité du fluide provoque une diminution de l'intensité des tourbillons, puis de la turbulence à petite échelle achève leur dissipation [81]. On remarque que la présence de deux paires de tourbillons successives dans le mouvement moyen du jet synthétique n'est obtenue que lorsque la paire la plus éloignée est déjà presque complètement dissipée. On distingue trois zones dans l'évolution des paires de vortex contra-rotatifs :

- la formation des vortex dans la zone proche de l'orifice,
- leur advection laminaire puis un ralentissement au début de la phase d'aspiration de l'actionneur qui correspond à leur transition vers la turbulence. A ce stade, la paire de vortex devient similaire à un écoulement de jet puisque son mouvement est alors confondu au mouvement moyen,
- l'émergence d'un jet pleinement turbulent.

Comparé à un jet continu classique, qui est pleinement développé autour de  $x/h > 40$ , le jet synthétique apparaît plus rapidement turbulent, autour de  $x/h > 10$ .

### 5.4.2 Essais sur le cylindre

Comme l'aspiration, le contrôle par jets synthétiques, développé au laboratoire, a été testé sur le cylindre. La Fig. 5.13 présente les lignes de courant du champ de

vitesse moyen pour deux configurations. Dans le cas non contrôlé, une région de recirculation comportant deux cellules contra-rotatives, se développe en aval du cylindre. La longueur de cette zone est de l'ordre de grandeur du diamètre du cylindre. L'application du contrôle par jets synthétiques à travers deux fentes positionnées à des azimuts  $\theta = \pm 112.5^\circ$  permet de réduire considérablement la taille de la zone de recirculation. La fréquence du jet est fixée à  $120\text{Hz}$ , valeur correspondante au nombre de Strouhal de 0.2 classiquement connu pour un cylindre. A cette fréquence, la vitesse pic mesurée en sortie de fente est proche de la vitesse amont de l'écoulement, soit  $30\text{m/s}$ .

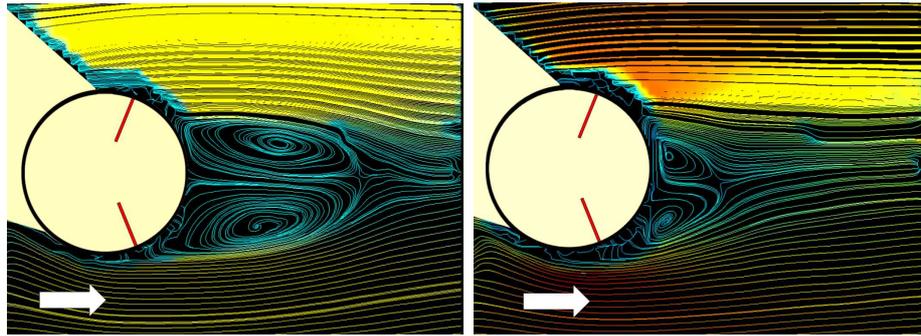


FIG. 5.13 – Champs de vitesse moyens de l'écoulement naturel (à gauche) et de l'écoulement contrôlé (à droite) par soufflage synthétique à une fréquence de  $120\text{Hz}$

### 5.4.3 Précisions concernant notre étude

Les jets synthétiques utilisés dans notre étude sont de deux types, électrodynamiques ou mécaniques (générés par un piston). Nous disposons au LEA ENSMA de deux générateurs de jets mécaniques, extérieurs aux maquettes auxquelles on transmet le signal par voie pneumatique (tube rigide) :

- le premier, généralement utilisé pour nos essais, permet d'explorer une gamme de fréquences comprises entre 0 et  $120\text{Hz}$  ; les vitesses pic atteignent  $50\text{m/s}$  (pour une surface d'éjection équivalente à quelques  $\text{cm}^2$ )
- le second, dont un schéma de principe est reporté sur la Fig. 5.14, est prometteur car il permet d'atteindre des vitesses de  $100\text{m/s}$  pour des fréquences de l'ordre de  $300\text{Hz}$  (la surface d'éjection étant égale à plusieurs  $\text{cm}^2$ ). La rotation du moteur entraîne, via un système d'engrenages présentant un rapport de multiplication  $r = 3$ , le déplacement de trois cylindrées, reliées à une même sortie. Les trois pistons sont en phase : leur point mort haut (ou bas) est atteint simultanément. Néanmoins, certaines difficultés inhérentes à ce prototype (lubrification difficile entraînant l'éjection de gouttelettes d'huile en sortie d'actionneur, surchauffe ...) ont limité son utilisation.

Les haut-parleurs utilisés dans le cas des jets synthétiques de type électrodynamique sont des « medium ». Leur taille (Fig. 5.15) leur permet d'être logés directement à l'intérieur des maquettes. Leur bande passante est de  $[150\text{Hz}-20\text{kHz}]$ ,

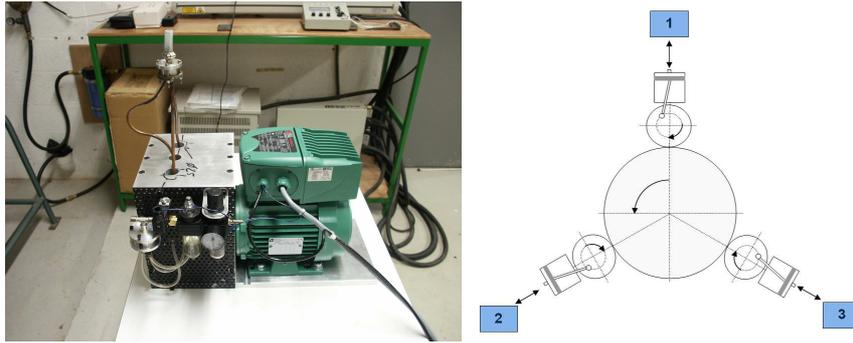


FIG. 5.14 – Générateur de jets synthétiques développé au LEA ENSMA

des mesures fil chaud montrent cependant qu'il est possible d'obtenir un signal de sortie à partir d'une fréquence de  $20\text{Hz}$ .

**Remarque :** Nous verrons plus loin que l'utilisation des haut-parleurs se fera pour des fréquences inférieures à leur fréquence nominale minimum, ce qui expliquera une certaine dégradation des signaux. Ce choix est guidé par la nécessité de se situer dans la gamme des fréquences caractéristiques des écoulements, typiquement quelques dizaines de hertz.

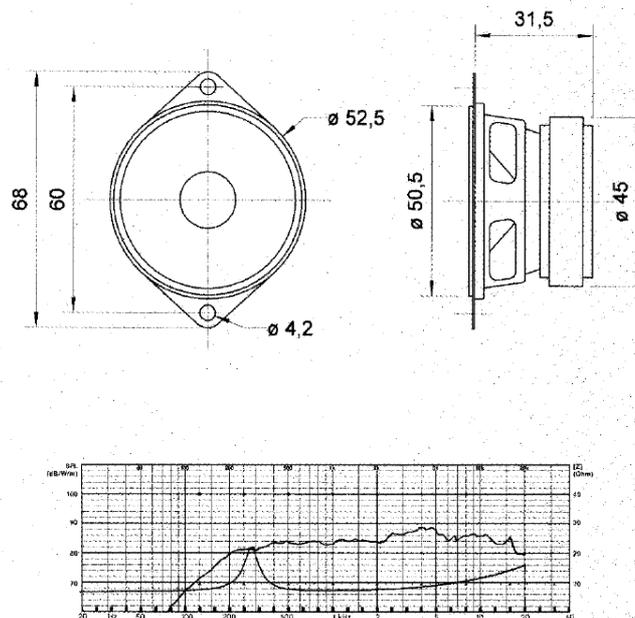


FIG. 5.15 – Caractéristiques géométriques et courbes de réponse en fréquence et en impédance des haut-parleurs utilisés

La caractérisation de ces actionneurs, qui dépend des paramètres géométriques (diamètre de l'orifice d'éjection, longueur de tube utilisée) des différents montages sera présentée plus loin, pour chaque configuration testée.



# Chapitre 6

## Contrôle des décollements sur le profil NACA 0015

Dans ce chapitre, nous étudions différents dispositifs de contrôle que nous allons appliquer à un profil épais symétrique NACA 0015. Nous effectuerons d'abord quelques calculs sous Xfoil dans le but d'estimer les tailles de couches limites se développant sur les deux maquettes existantes. Ces calculs seront complétés par une série d'essais préliminaires permettant de vérifier leur validité. Les deux paragraphes suivants seront dédiés à la qualification de l'écoulement autour de l'aile non contrôlée : nous caractériserons en particulier la position des décollements de couche limite et évaluerons les polaires du profil. Les résultats obtenus par activation du contrôle seront discutés dans les paragraphes 6.3 et 6.4.

### 6.1 Etude préliminaire du profil NACA 0015

Dans la gamme de nombres de Reynolds considérée, le comportement du profil NACA 0015 s'apparente à celui d'un profil épais voire d'un profil moyen (cf. introduction). Une étude préalable de l'écoulement non contrôlé autour du profil est nécessaire pour caractériser la position et l'évolution des décollements en fonction de l'incidence et pour mettre en évidence la présence éventuelle d'un bulbe de transition. Le recours au logiciel Xfoil permet de quantifier les ordres de grandeur des couches limites se développant sur l'aile.

#### 6.1.1 Examen du profil NACA 0015 sous Xfoil

Le programme Xfoil, largement répandu dans le monde de l'aéromodélisme, a été utilisé pour établir les ordres de grandeur des paramètres de la couche limite. Sa simplicité d'utilisation et sa rapidité d'exécution en font un outil très pratique que nous avons privilégié pour nos calculs préliminaires. Pour autant, il convient de garder à l'esprit que ce code présente de nombreuses limites d'utilisation.

## Présentation du logiciel Xfoil

Développé en 1986, Xfoil est un logiciel basé sur le code ISES [38] qui permet de calculer, en incompressible, les répartitions de pression autour d'un profil. Le calcul en fluide parfait est basé sur une méthode de singularités grâce à une répartition d'éléments de vorticité sur la surface du profil. Les équations sont fermées au bord de fuite par une condition explicite de Kutta. Xfoil dispose par ailleurs d'un modèle de fluide visqueux permettant le calcul des paramètres de la couche limite et du sillage. Ce modèle est basé sur deux équations globales, l'équation de la quantité de mouvement et une équation obtenue par combinaison de cette dernière avec l'équation d'énergie cinétique :

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\xi} + (2 + H + M_e^2) \cdot \frac{\theta}{u_e} \cdot \frac{du_e}{d\xi} &= \frac{C_f}{2} \\ \theta \cdot \frac{dH^*}{d\xi} + (2H^{**} + H^*(1 - H)) \cdot \frac{\theta}{u_e} \cdot \frac{du_e}{d\xi} &= 2C_D - H^* \cdot \frac{C_f}{2} \end{aligned}$$

$(\xi, \eta)$  est le système de coordonnées de la couche de cisaillement ;  $H^*$  désigne le facteur de forme d'énergie cinétique  $H^* = \theta^*/\theta$  et  $H^{**}$  le facteur de forme de densité  $H^{**} = \delta^{**}/\theta$ ,  $\theta^*$  désignant l'épaisseur d'énergie cinétique et  $\delta^{**}$  désignant l'épaisseur de densité :

$$\begin{aligned} \theta^* &= \int (\rho u / \rho_e u_e) [1 - (u^2 / u_e^2)] d\eta \\ \delta^{**} &= (u / u_e) [1 - (\rho / \rho_e)] d\eta \end{aligned}$$

$C_D$  est le coefficient de dissipation défini par :

$$C_D = \frac{1}{\rho_e u_e^3} \int \tau \left( \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) d\eta$$

avec  $\tau$  contrainte de cisaillement

Enfin,  $C_f$  est le coefficient de frottement pariétal :

$$C_f = \frac{2\tau_{paroi}}{\rho_e u_e^2}$$

Ce système est fermé soit par un modèle laminaire basé sur des profils de vitesse de type Falkner et Skan, soit par un modèle turbulent utilisant les formulations du coefficient de frottement et du profil de vitesse de Swafford. Les calculs de fluide parfait et de fluide visqueux sont couplés et interagissent à la frontière des deux domaines. Le système d'équations est résolu par une méthode de Newton qui offre une convergence rapide. La transition de la couche limite est prise en compte avec un critère d'amplification spatiale des ondes de Tollmien-Schlichting en  $e^N$ . Ce logiciel est également capable de prédire l'apparition d'un bulbe de décollement de taille modeste à condition que la répartition des singularités soit assez fine dans la zone considérée. Rappelons toutefois que Xfoil présente un résultat exclusivement bidimensionnel.

### Analyse du profil NACA0015 sous Xfoil

Les calculs préliminaires réalisés sous Xfoil nous permettent de déterminer les caractéristiques de la couche limite se développant sur le profil NACA 0015. Ces calculs portent à la fois sur la maquette de corde  $C_1 = 0.35m$  (maquette NACA 0015-Béton) testée dans la Soufflerie Béton et sur la maquette de corde  $C_2 = 1m$  (maquette NACA 0015-Visu) testée dans la soufflerie de visualisation. Les conditions nominales de fonctionnement des souffleries (soit  $U_\infty = 40m/s$  pour la Soufflerie Béton et  $U_\infty = 8m/s$  pour la soufflerie de visualisation) correspondent respectivement à des nombres de Reynolds de  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$  et de  $Re_{C_2} = 0.53 \times 10^6$ .

Nous constatons, sur la Fig. 6.1, présentant l'influence du nombre de Reynolds de l'écoulement sur le coefficient de frottement pariétal, la présence d'un bulbe de transition en proche bord d'attaque. Nous disposons donc d'une première information utile sur la position de la bande rugueuse de carborundum qui assurera le déclenchement de transition. En effet, s'il apparaît que la longueur du bulbe diminue avec le nombre de Reynolds, le point de décollement est indépendant de la vitesse de l'écoulement et se situe à une position  $x/C = 1.2\%$ . La Fig. 6.2 indique la position du bulbe de transition sur les deux maquettes dans les conditions nominales de fonctionnement des souffleries. Les rugosités devront ainsi être placées en amont de cette position. La largeur de la bande est par ailleurs fixée à 1% de la corde soit  $3.5mm$  pour la maquette NACA 0015-Béton et 0.5% de la corde soit  $5mm$  pour la maquette NACA 0015-Visu.

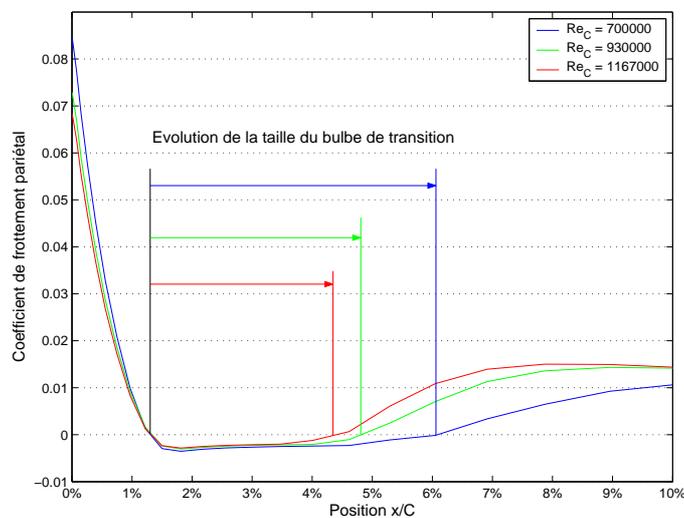


FIG. 6.1 – Calcul du coefficient de frottement pariétal et de l'évolution de la taille du bulbe de transition en fonction du nombre de Reynolds sur le profil NACA 0015 de corde  $C = 0.35m$  placé à incidence  $\alpha = 15^\circ$

Il ne reste donc qu'à déterminer la taille de la rugosité. Compte tenu de la Fig. 6.3, présentant l'épaisseur de déplacement de la couche limite se développant sur les deux maquettes placées à  $15^\circ$  d'incidence, nous choisirons :

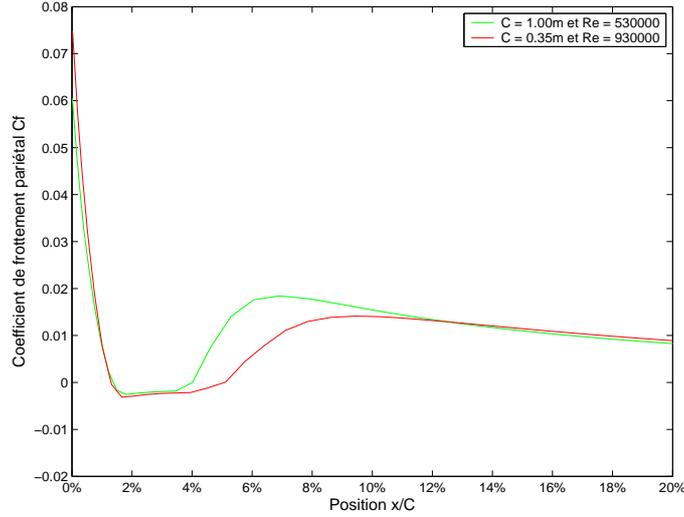


FIG. 6.2 – Calcul du coefficient de frottement pariétal sur les maquettes NACA 0015-Béton et NACA 0015-Visu placées à incidence  $\alpha = 15^\circ$

- pour la maquette NACA 0015-Béton, une taille de rugosité de  $88\mu m$ , correspondant à l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  de la couche limite en  $x/C = 0.4\%$  sur le profil,
- pour la maquette NACA 0015-Visu, une taille de rugosité de  $300\mu m$ , correspondant à l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  de la couche limite en  $x/C = 1\%$  sur le profil.

A ces positions, les nombres de Reynolds  $Re_{\theta_k}$ , basés sur les épaisseurs de quantité de mouvement  $\theta_k$  de la couche limite sont donnés dans le tableau 6.1. On note que les valeurs de  $Re_{\theta_k}$  sont supérieures à la valeur critique retenue de 200 ; les conditions du déclenchement de la transition respectent donc bien les critères adoptés au paragraphe 2.5.

Maquette NACA 0015	Position $x/C$ (%)	Vitesse locale $U_e/U_\infty$	Nombre de Reynolds $Re_{\theta_k}$
Béton	0.4%	2.72	232
Visu	1.0%	2.8	208

TAB. 6.1 – Calcul des valeurs de  $Re_{\theta_k}$  pour les deux configurations expérimentales

Une variation du nombre de Reynolds de l'écoulement affectera peu l'efficacité du déclenchement de transition étant donné la faible influence de ce paramètre sur la valeur de  $\delta_1$  en proche bord d'attaque (Fig. 6.4).

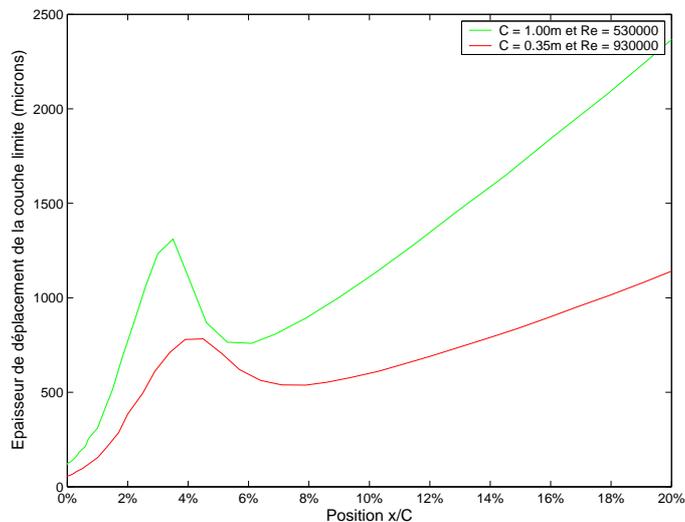


FIG. 6.3 – Calcul de l'épaisseur de déplacement de la couche limite se développant sur les maquettes NACA 0015-Béton et NACA 0015-Visu placées à incidence  $\alpha = 15^\circ$

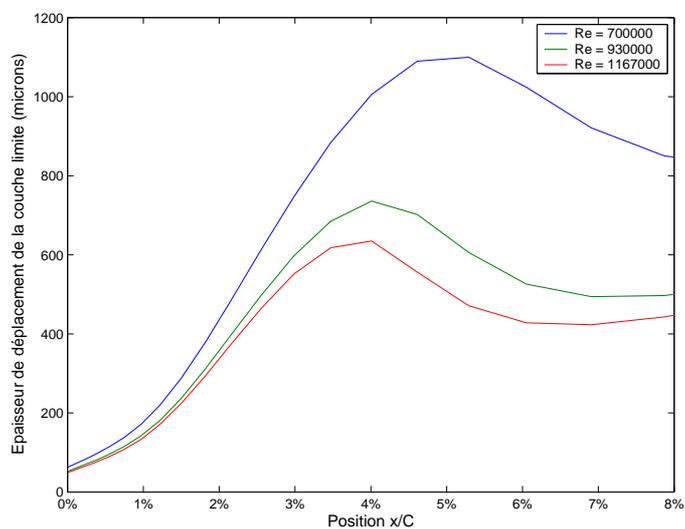


FIG. 6.4 – Calcul de l'influence du nombre de Reynolds sur l'épaisseur de déplacement de la couche limite se développant sur le profil NACA 0015 placé à incidence  $\alpha = 15^\circ$

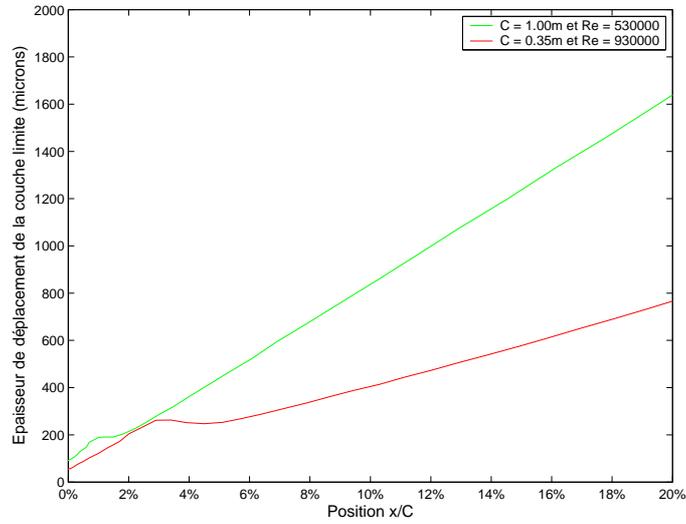


FIG. 6.5 – Calcul de l'épaisseur de déplacement de la couche limite sur les maquettes NACA 0015-Béton et NACA 0015-Visu à incidence  $\alpha = 12^\circ$ , en transition déclenchée

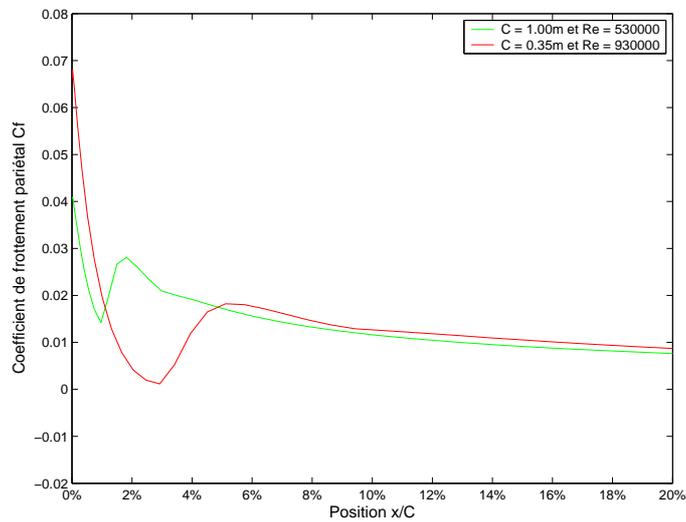


FIG. 6.6 – Calcul du coefficient de frottement pariétal sur les maquettes NACA 0015-Béton et NACA 0015-Visu à incidence  $\alpha = 12^\circ$ , en transition déclenchée

### 6.1.2 Etude expérimentale préliminaire du profil de faible allongement

Les résultats numériques sont validés et complétés par des essais sur la maquette NACA 0015-Béton d'allongement 3. Le choix de cette configuration est lié aux limitations imposées par la balance aérodynamique de la Soufflerie Béton (décrite au paragraphe 4.3.1). Sa gamme de mesure en portance autorise des efforts maximum de  $100daN$ .

En choisissant une aile de surface  $S_{\text{aile}} = C \times L = 0.35m^2$ , une vitesse amont  $U_\infty = 60m/s$  et un coefficient de portance maximal  $C_{z,max} = 1.2$ , l'effort de portance maximal est évalué à :

$$F_{z,max} = \frac{1}{2} \times \rho \times S_{\text{aile}} \times U_\infty^2 \times C_{z,max} = 92.6daN$$

La balance de la Soufflerie Béton est donc tout à fait adaptée aux pesées d'efforts aérodynamiques s'exerçant sur la maquette d'allongement 3 ; ces pesées sont réalisées avec l'aile en position verticale. Pour les besoins des visualisations, le profil est déplacé et fixé en position horizontale (Fig. 6.7). Par ailleurs et conformément au descriptif du montage expérimental (paragraphe 4.1), les deux plaques de garde sont disposées sur la maquette de manière à réduire les effets tridimensionnels.



FIG. 6.7 – Profil NACA 0015 ( $\lambda = 3$ ) installé, sans plaques de garde, dans la veine de la Soufflerie Béton

#### Essais en transition naturelle de la couche limite

La progression en incidence des décollements à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$  est donnée sur la Fig. 6.8. Les premiers décollements apparaissent au bord de fuite à une incidence de  $15^\circ$  pour s'étaler progressivement vers le bord d'attaque. A une incidence de  $18^\circ$ , les décollements recouvrent la totalité de l'extrados. La ligne d'accumulation jaune présente sur l'ensemble des visualisations indique la présence du bulbe de transition (paragraphe 1.3) déjà mis en évidence par le calcul Xfoil. Une estimation

de l'étendue du bulbe, effectuée à partir de ces visualisations indique une bonne précision des calculs. D'après les visualisations, à une incidence  $\alpha = 15^\circ$ , le bulbe s'étend entre  $x/C = 1.5\%$  et  $x/C = 4.5\%$ , ce qui est en conformité avec le calcul du coefficient de frottement pariétal donné en Fig. 6.1.

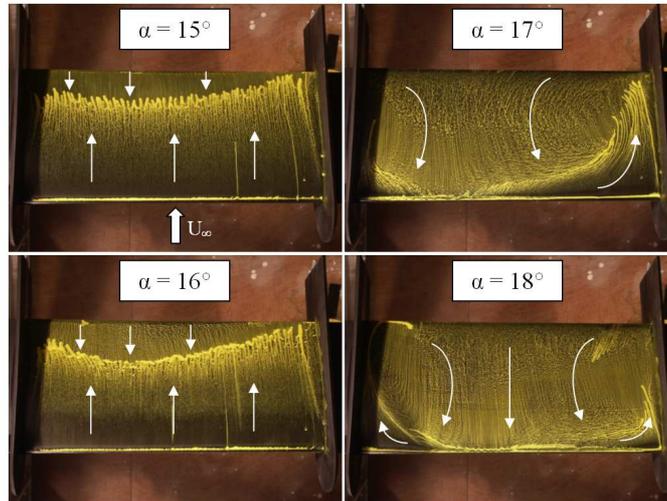


FIG. 6.8 – Visualisations pariétales des décollements sur le profil NACA 0015 ( $\lambda = 3$ ) en transition naturelle à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

Les pesées (Fig. 6.9 et Fig. 6.10) indiquent que, dans la gamme de vitesses testées, l'incidence de décrochage ( $\alpha = 17^\circ$ ) est indépendante du nombre de Reynolds.

Ces essais en transition naturelle, bien que ne présentant que peu d'intérêt pour l'application du contrôle, indiquent néanmoins que le programme Xfoil prédit correctement la position du bulbe de décollement.

### Essais en transition déclenchée de la couche limite

La progression en incidence des décollements à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$  est donnée sur la Fig. 6.11. Les premiers décollements apparaissent au bord de fuite à une incidence de  $14^\circ$  et s'étalent progressivement vers le bord d'attaque. Le bulbe de transition que nous avons pu mettre en évidence en transition naturelle disparaît, ce qui conforte notre choix des caractéristiques du déclenchement de transition. L'évolution des décollements, plus lente qu'en transition naturelle, fait également apparaître des effets tridimensionnels plus importants.

Les pesées (Fig. 6.12 et Fig. 6.13) révèlent que le décrochage a lieu aux alentours de  $\alpha = 15^\circ$  et intervient donc plus tôt qu'en transition naturelle.

Une comparaison des pesées effectuées en transition naturelle et en transition déclenchée est donnée sur les Fig. 6.14 et 6.15. On peut s'étonner d'une perte de sustentation d'environ 12% lorsque la transition est déclenchée mais Timmer et Schaffarczyk [116] ou encore Lasauskas [73] font les mêmes observations respectivement sur des profils DU 97-W-300 et LAP92-131/15. Dans les expériences de Timmer

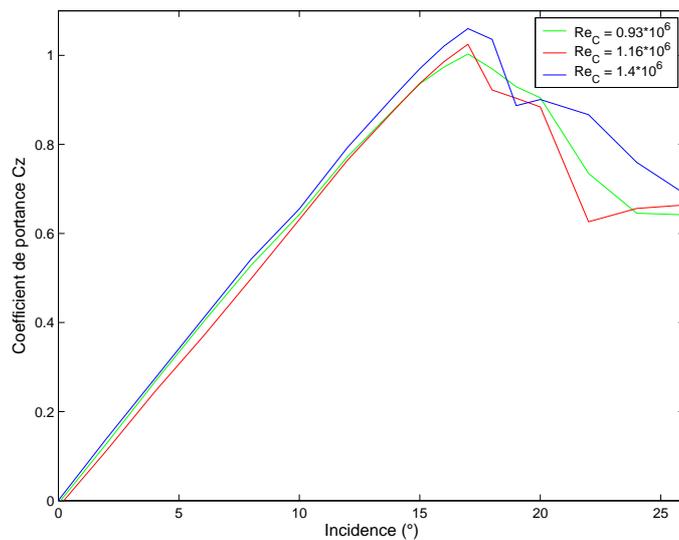


FIG. 6.9 – Mesures de l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance du profil NACA 0015 en transition naturelle

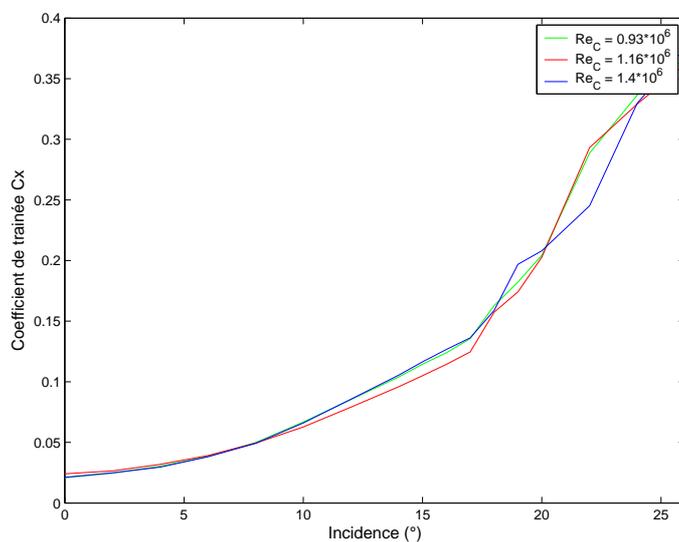


FIG. 6.10 – Mesures de l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de traînée du profil NACA 0015 en transition naturelle

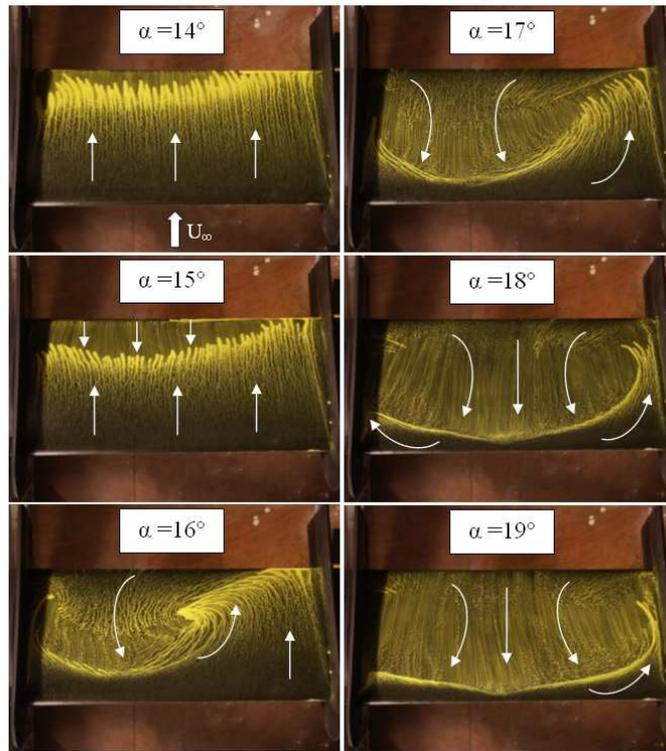


FIG. 6.11 – Visualisations pariétales des décollements sur le profil NACA 0015 ( $\lambda = 3$ ) en transition déclenchée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

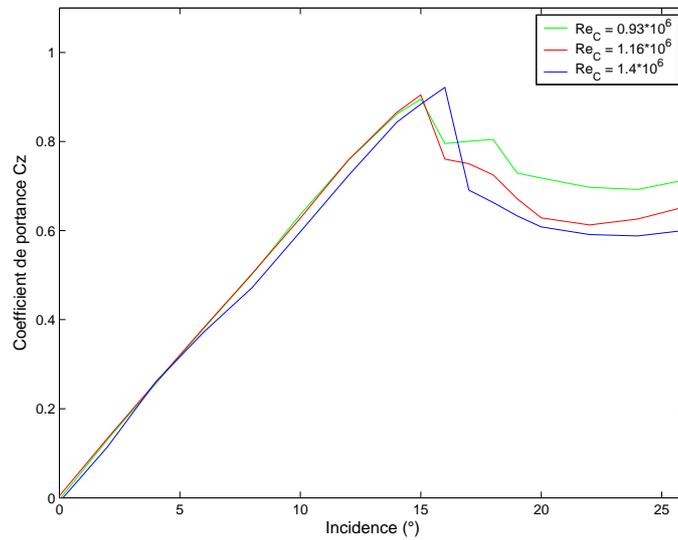


FIG. 6.12 – Mesures de l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance du profil NACA 0015 en transition déclenchée

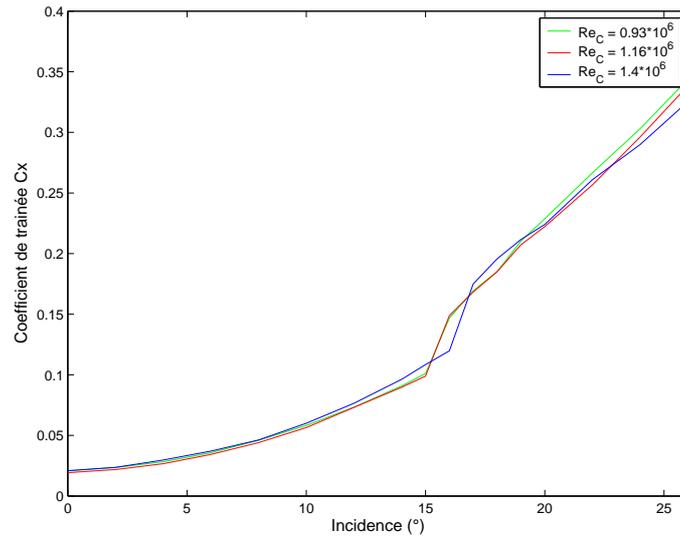


FIG. 6.13 – Mesures de l’influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de traînée du profil NACA 0015 en transition déclenchée

et Schaffarczyk, la chute de portance en transition déclenchée atteint 45% pour un nombre de Reynolds  $Re_C = 3 \times 10^6$ . Les auteurs montrent toutefois que cette perte de sustentation tend à s’amoinrir lorsque le nombre de Reynolds augmente : le déficit n’est plus que de 32% pour un nombre de Reynolds de  $Re_C = 10 \times 10^6$ . Ce type de comportement en transition déclenchée concerne essentiellement les profils pour lesquels les rugosités sont placées en proche bord d’attaque.

## Conclusions

Ces essais préliminaires menés sur le profil NACA 0015-Béton d’allongement 3 mettent clairement en évidence les limites du montage que nous avons adopté initialement. Le faible allongement de la maquette associé aux effets de parois liés à notre configuration (aile en position dérivée) engendre, aux incidences élevées, une forte tridimensionnalité des décollements, impropre à notre étude. Ce problème motive la mise en place d’un second montage permettant de s’affranchir de ces effets 3D, ou tout au moins de les réduire. Malgré les difficultés de réalisation, nous choisissons donc de porter l’allongement de la maquette à 7 (en venant greffer deux extensions de part et d’autre du modèle existant) et de modifier en conséquence l’installation de l’aile dans la veine d’essais. Nous sommes confrontés à plusieurs problèmes technologiques :

- le porte-à-faux étant considérable avec une aile de 2.40m d’envergure, il est nécessaire de maintenir le profil avec un deuxième appui autorisant la mise en incidence et les pesées,
- la conception en trois parties de la nouvelle maquette doit lui assurer une bonne tenue à des vitesses de l’ordre de 60m/s ; en outre, d’un point de vue aérodynamique, la continuité au niveau des jonctions entre les trois parties

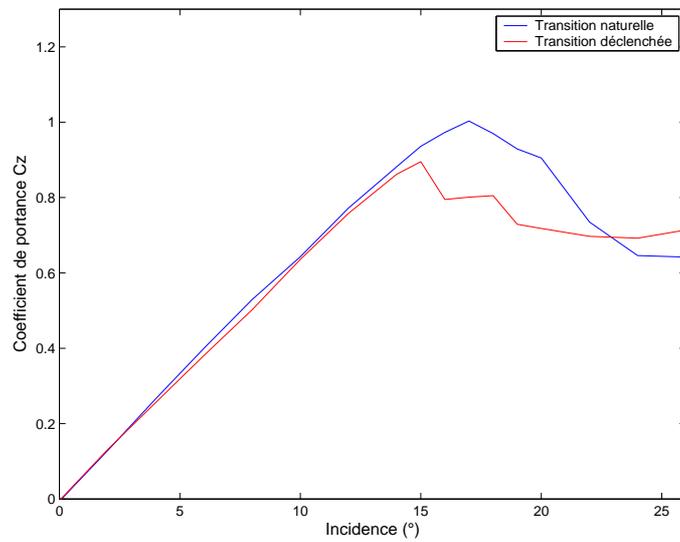


FIG. 6.14 – Effet du déclenchement de transition sur le  $C_z(\alpha)$  pour  $Re_C = 0.93 \times 10^6$

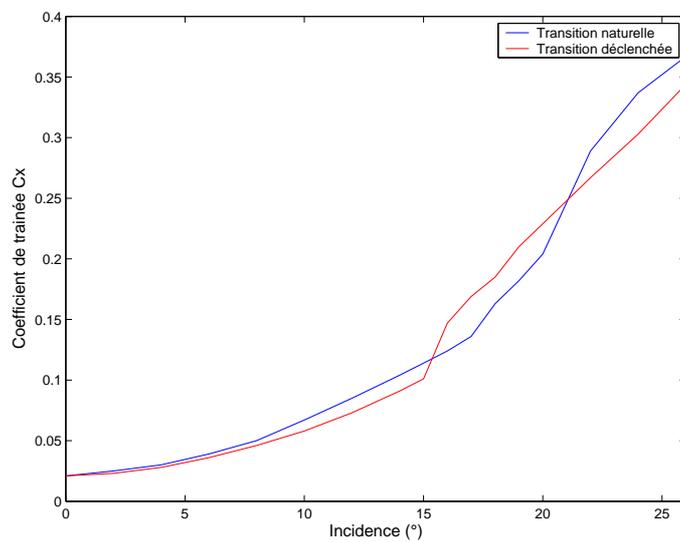


FIG. 6.15 – Effet du déclenchement de transition sur le  $C_x(\alpha)$  pour  $Re_C = 0.93 \times 10^6$

- doit être soignée,
- enfin, une balance aérodynamique de paroi, de gamme de mesures adaptée au nouveau montage, doit être conçue.

## 6.2 Qualification de l'écoulement autour du profil NACA 0015

### 6.2.1 Caractérisation du profil NACA 0015-Béton d'allongement 7

La maquette précédente est placée horizontalement en milieu de veine de la Soufflerie Béton ; on lui adjoint, de part et d'autre, deux extensions en résine (Fig. 6.16). Chaque extension a une envergure de  $0.71m$ , portant ainsi l'envergure totale de la maquette à  $2.40m$ . La nouvelle maquette ainsi constituée, d'allongement  $\lambda = 7$ , est reliée à une de ses extrémités à la balance aérodynamique de paroi par l'intermédiaire d'une bride. L'autre extrémité de la maquette est fixée à la paroi opposée de la veine d'essais grâce à une liaison rotule. Des tubes métalliques ont été disposés à l'intérieur de l'ensemble des trois parties de la maquette de manière à rigidifier sa structure. Un soin particulier est apporté aux jonctions entre la maquette principale et ses deux extensions pour éviter toute perturbation de l'écoulement (Fig. 6.17). Les efforts mesurés par la balance seront égaux, dans le cas idéal, à la moitié des efforts s'exerçant sur le profil.

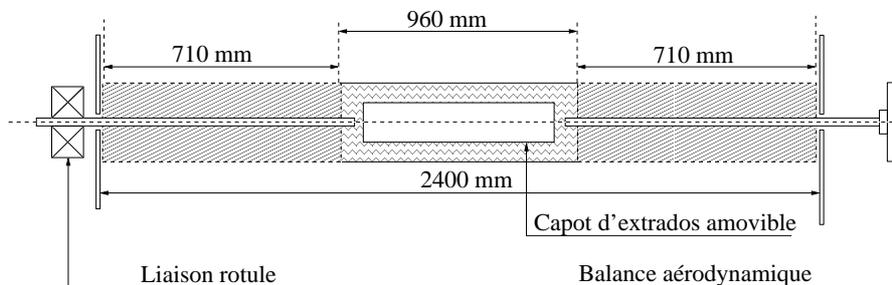


FIG. 6.16 – Modifications apportées au profil NACA 0015 en vue d'augmenter son allongement

### Essais en transition naturelle de la couche limite

Pour un nombre de Reynolds fixé à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ , des visualisations pariétales ont été réalisées pour plusieurs incidences avec un pas de 1 degré. La progression en incidence des décollements est donnée sur la Fig. 6.18.

Les décollements apparaissent au bord de fuite dès  $11^\circ$  et deviennent fortement tridimensionnels à partir de  $14^\circ$ . L'emplacement des raccords entre la partie centrale de la maquette et ses deux extensions est lisible sur les visualisations, parti-



FIG. 6.17 – Installation du profil NACA 0015 ( $\lambda = 7$ ) dans la veine d'essais de la Soufflerie Béton

culièrement aux incidences les plus faibles, mais ces jonctions n'affectent que peu l'homogénéité en envergure des décollements. A partir d'une incidence de  $16^\circ$ , on devine l'amorce de trois structures cellulaires que nous retrouverons et expliquerons ci-dessous dans le cas des essais en transition déclenchée de la couche limite.

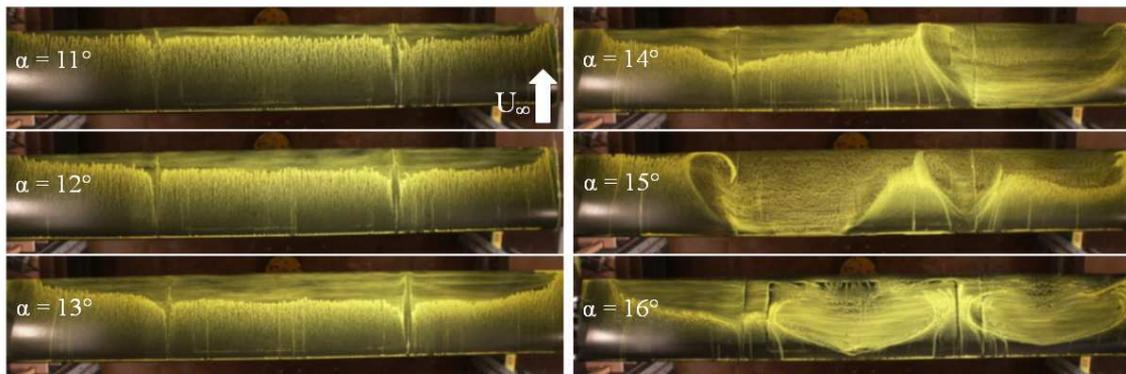


FIG. 6.18 – Visualisations pariétales des décollements sur le profil NACA 0015 ( $\lambda = 7$ ) en transition naturelle à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

### Essais en transition déclenchée de la couche limite

Conformément au paragraphe 6.1.1, la bande de rugosités est installée sur le profil en  $x/C = 0.4\%$ . Pour mémoire, la largeur de la bande est de  $l/C = 1\%$  et la taille des rugosités est choisie égale à  $88\mu m$ . La progression en incidence des décollements est donnée sur la Fig. 6.19.

Ces visualisations pariétales sont conformes à ce qu'on peut trouver dans la littérature, à savoir que, sur une aile rectangulaire d'envergure finie, il n'existe pas

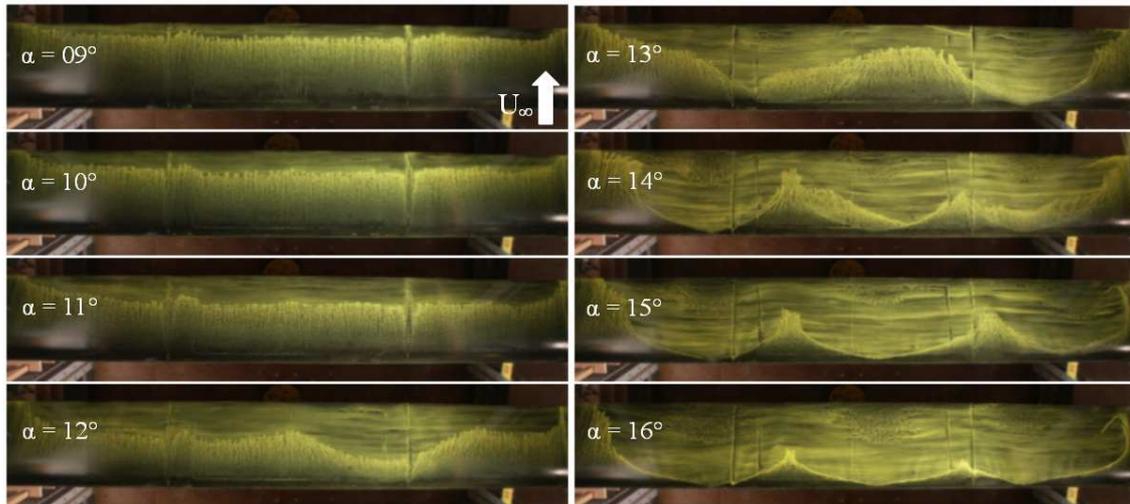


FIG. 6.19 – Visualisations pariétales des décollements sur le profil NACA 0015 ( $\lambda = 7$ ) en transition déclenchée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

véritablement d'écoulement bidimensionnel. Ce qu'on observe en réalité est une juxtaposition de cellules tridimensionnelles dont la taille dépend de l'allongement de l'aile. Ces cellules apparaissent à une incidence de  $12^\circ$ . Si on se réfère à Weihs [122], une aile rectangulaire d'allongement 3 présentera une seule cellule tandis qu'une aile d'allongement 6 (resp. 9) présentera deux (resp. trois) cellules (Fig. 6.20). Cette observation s'explique par le fait qu'aux incidences élevées, l'état le plus stable de la couche limite correspond à un décollement tridimensionnel. Pour nos essais, les visualisations faites en paroi vont dans le sens de ces observations : on observait une seule et unique cellule sur la maquette d'allongement 3 (Fig. 6.11) et trois cellules sur la maquette d'allongement 7 (Fig. 6.19).

Les tomographies, réalisées dans un plan distant de  $66\text{cm}$  de la paroi (Fig. 6.21), sont en accord avec la lecture faite en paroi des décollements : la taille des zones décollées est comparable dans les deux cas (Fig. 6.22).

Les Fig. 6.23 et 6.24 présentent les distributions de pression pariétale autour de l'aile pour différents angles d'attaque.

À incidence nulle, les différences relevées entre les distributions à l'intrados et à l'extrados témoignent d'un léger défaut de symétrie du profil, sans doute lié à la présence du capot amovible. Ces différences restent néanmoins minimales et tout à fait acceptables.

Jusqu'à une incidence de  $14^\circ$ , il est difficile d'établir un lien entre les distributions de pression et la position des décollements obtenue à partir des visualisations ; à partir de  $14^\circ$ , la zone isobare s'étendant depuis le bord de fuite jusqu'à une abscisse  $x/C = 25\%$  (et remontant progressivement vers le bord d'attaque avec l'incidence) indique de manière relativement précise l'étendue de la zone décollée. Celle-ci recouvre  $90\%$  de l'extrados à une incidence de  $17^\circ$ .

Il n'a pas été possible d'usiner toutes les prises de pression statique dans le plan

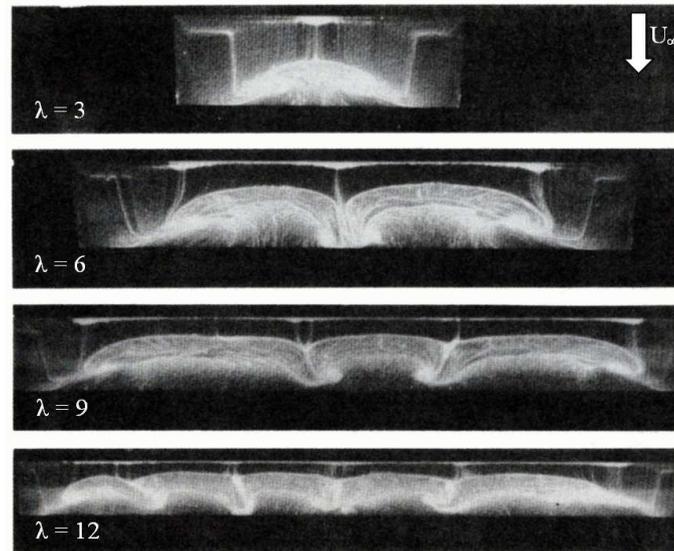


FIG. 6.20 – Visualisations pariétales obtenues pour  $Re_C = 385000$  et  $\alpha = 18.4^\circ$  sur des profils Clark-Y 14% d'allongement 3, 6, 9 et 12 [122]

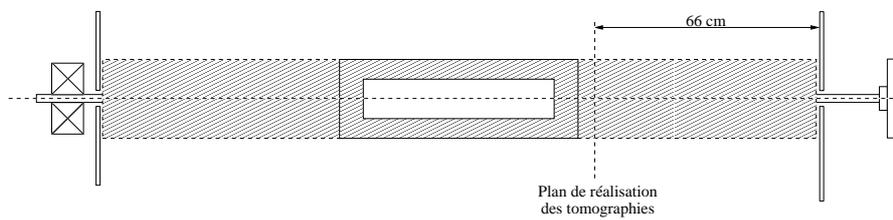


FIG. 6.21 – Position du plan où sont réalisées les tomographies

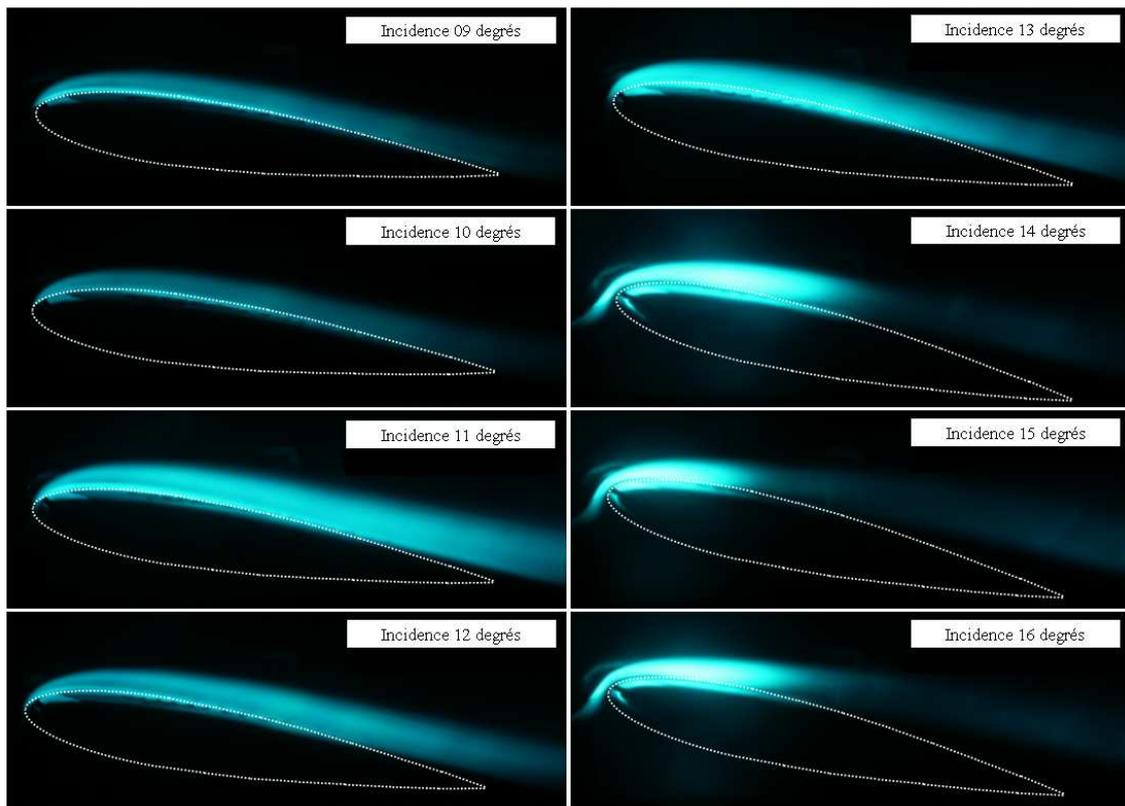


FIG. 6.22 – Tomographies réalisées dans un plan distant de  $66\text{cm}$  de la paroi à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

de mi-envergure étant donné les faibles épaisseurs et rayons de courbure au bord d'attaque de la maquette. L'agencement des prises de pression en quinconce est reporté schématiquement et superposé à une visualisation pariétale réalisée pour  $\alpha = 15^\circ$  sur la Fig. 6.25.

Les prises de pression proches du bord d'attaque sont placées à des positions variables en envergure. L'indication de chacune de ces prises correspond donc à une « tranche » d'écoulement différente. On voit par exemple, sur la Fig. 6.25, que la prise de pression n°4 (représentée en rouge) correspond à une région collée de l'écoulement alors que la prise de pression suivante (représentée en bleue) est située dans une zone de décollement. Les fluctuations de pression mesurées aux incidences élevées en proche bord d'attaque traduisent simplement l'indication des prises de part et d'autre de l'écoulement dans la tranche considérée (à mi-envergure). Autrement dit, les écarts de pression par rapport à la courbe moyenne traduisent la non-homogénéité de l'écoulement en envergure aux incidences élevées.

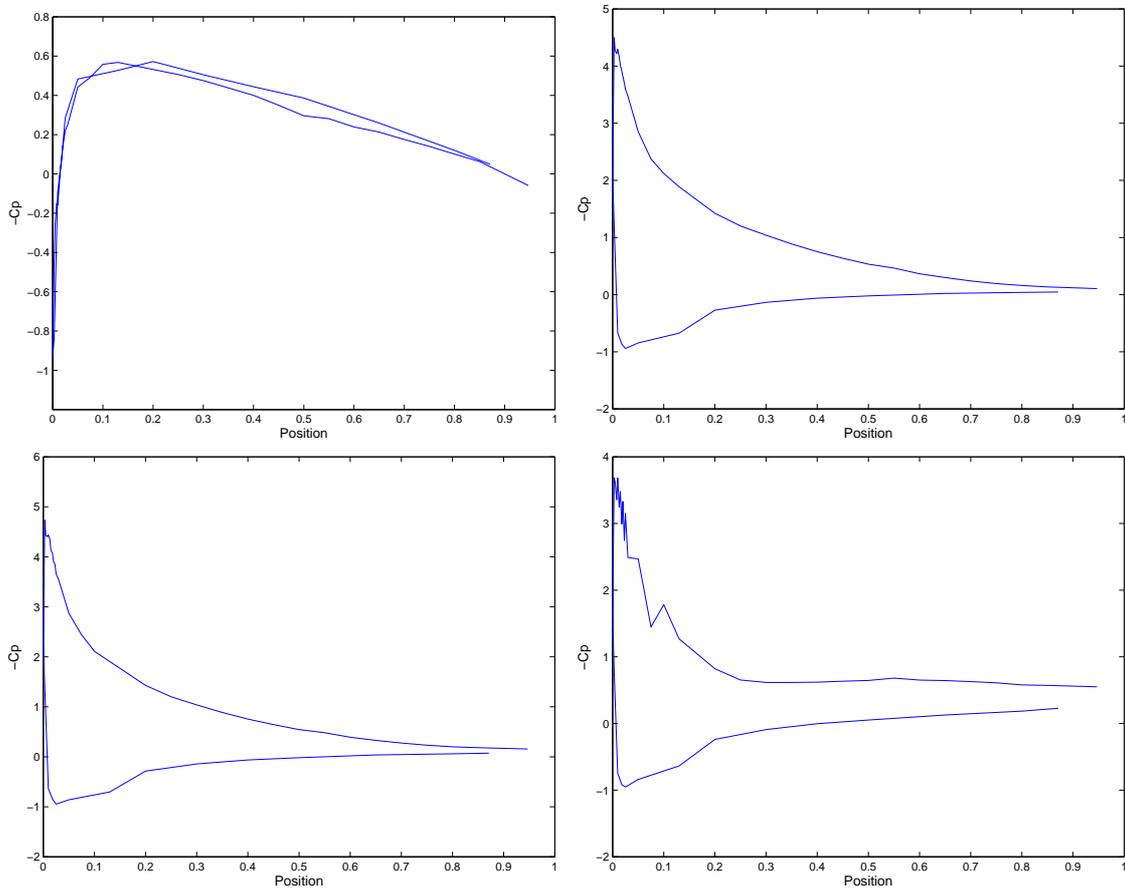


FIG. 6.23 – Distributions de pression autour du profil NACA 0015 en transition déclenchée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . En haut :  $\alpha = 0^\circ$  et  $\alpha = 12^\circ$ ; en bas :  $\alpha = 13^\circ$  et  $\alpha = 14^\circ$

Un calcul du coefficient de portance est mené par intégration des distributions de pression à mi-envergure. Le décrochage, qui se caractérise par une rupture de la

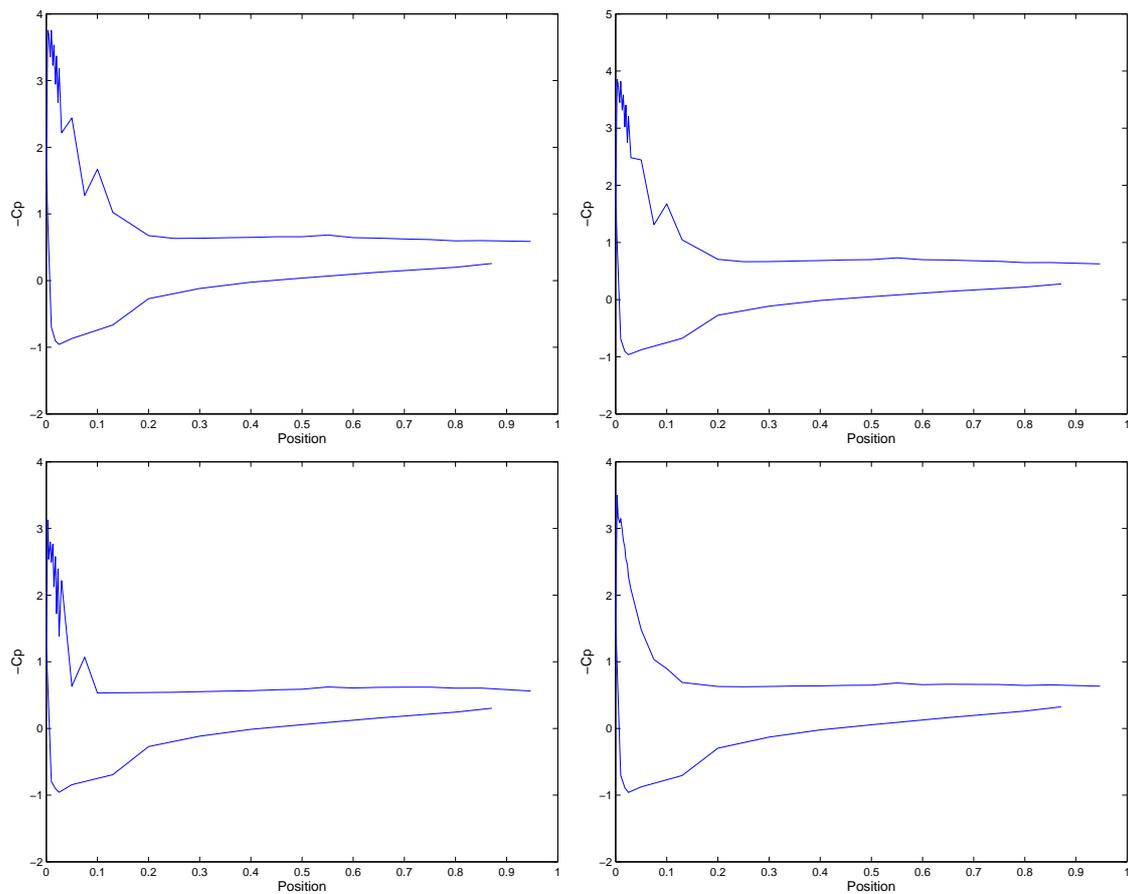


FIG. 6.24 – Distributions de pression autour du profil NACA 0015 en transition déclenchée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . En haut :  $\alpha = 15^\circ$  et  $\alpha = 16^\circ$  ; en bas :  $\alpha = 17^\circ$  et  $\alpha = 18^\circ$

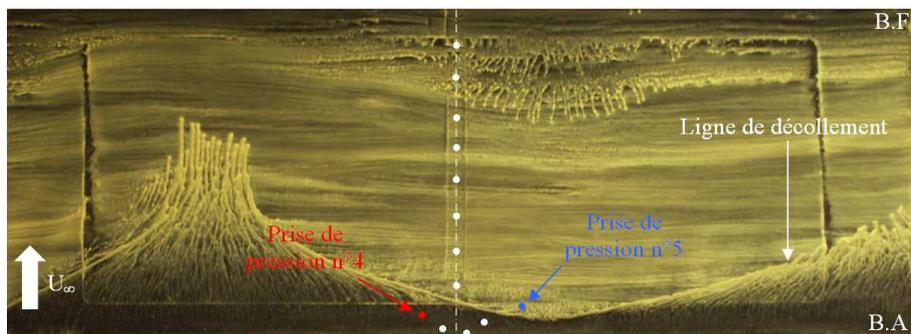


FIG. 6.25 – Distribution schématique des prises de pression statique sur le profil

penne  $dC_z/d\alpha$ , apparaît graduellement à partir d'une incidence de  $8^\circ$  et le  $C_{z,max}$  est atteint pour une incidence de  $13^\circ$ . Ce résultat est à rapprocher des mesures balance et des autres mesures expérimentales données en référence (Fig. 6.26).

On note que le décrochage est plus brutal dans le cas de l'intégration des  $C_p$ . Ce type de calcul est entaché d'erreur puisque, outre le fait qu'il ne prend pas en compte la traînée visqueuse (négligeable pour un profil d'aile), il implique un écoulement bidimensionnel et donc homogène en envergure. Il donne donc une information sur une « tranche » de l'écoulement contrairement aux mesures balance qui donnent accès à un effort global, intégré sur la surface entière de l'aile. Ceci peut également expliquer la différence entre les incidences de décrochage obtenues grâce aux deux types de mesure.

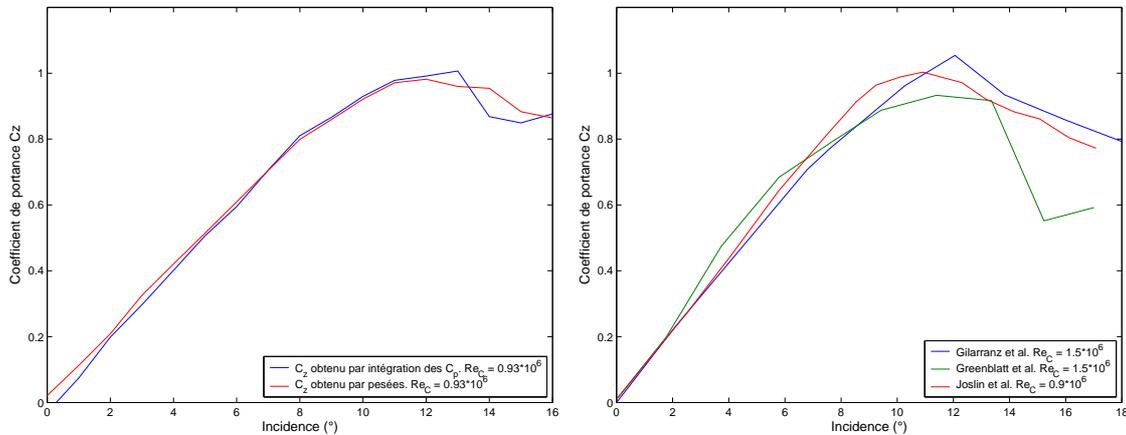


FIG. 6.26 – Evolution du coefficient de portance du profil NACA 0015 en fonction de l'incidence ([49, 51, 66])

Des explorations de sillage sont réalisées grâce à un fil chaud et un tube de Pitot (Fig. 6.27). Le tube de Pitot est utilisé à la fois pour calibrer le fil chaud et pour mesurer les vitesses moyennes dans le sillage. Une fréquence d'échantillonnage de  $50kHz$  est utilisée pour les acquisitions fil chaud. Ces sondages au fil chaud dans le sillage de la maquette permettent le calcul de son coefficient de traînée à partir des équations figurant en Annexe B.

On note  $U_0$  la vitesse minimale dans le sillage; les valeurs de  $U_0$  en fonction de l'incidence sont reportées sur la Fig. 6.28. On note  $b$  l'épaisseur du sillage pour laquelle  $(U_{sillage} - U_0)/(U_\infty - U_0)$  est inférieure à 99%.

Les sondages présentés sont effectués à une distance  $x/C = 5$  du bord de fuite du profil de façon à retrouver, à l'extérieur du sillage, des pressions statiques proches de celles mesurées en amont du profil, ceci afin d'obtenir une meilleure estimation du coefficient de traînée (Annexe B).

La Fig. 6.29 présente les profils de vitesse moyenne dans le sillage pour des incidences comprises entre  $3^\circ$  et  $12^\circ$ . Le rapport  $y/C$  correspond à la distance traversée dans le sillage, adimensionnée par la corde de l'aile. Des fluctuations de vitesse sont à noter dans le sillage quand l'incidence du profil est portée à  $12^\circ$ . On observe

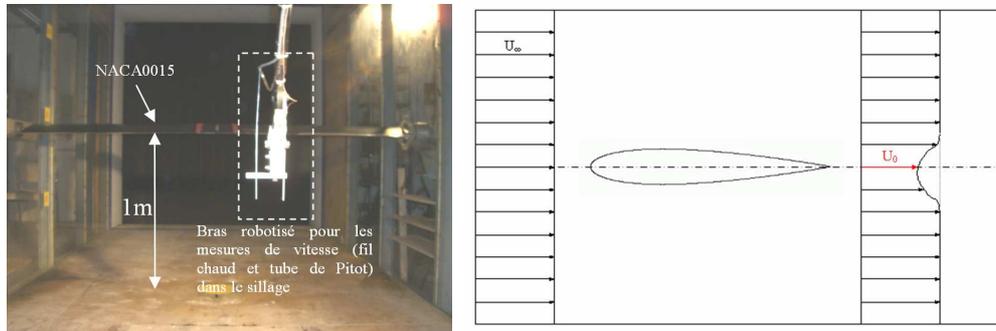


FIG. 6.27 – Veine d'essais de la Soufflerie Béton : exploration du sillage de la maquette NACA 0015

Incidence	$U_0$
03°	37.75m/s
07°	37.41m/s
09°	37.23m/s
10°	37.07m/s
11°	37.14m/s
12°	37.11m/s

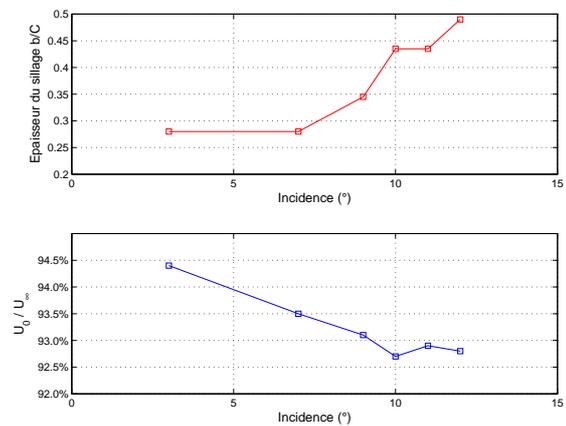


FIG. 6.28 – Variations de l'épaisseur du sillage  $b/C$  et de la vitesse minimale  $U_0/U_\infty$  en fonction de l'incidence à une distance  $x/C=5$  du bord de fuite

également que l'épaisseur de sillage  $b/C$  augmente graduellement avec l'incidence : l'évolution de  $b/C$  est reportée sur la Fig. 6.28.

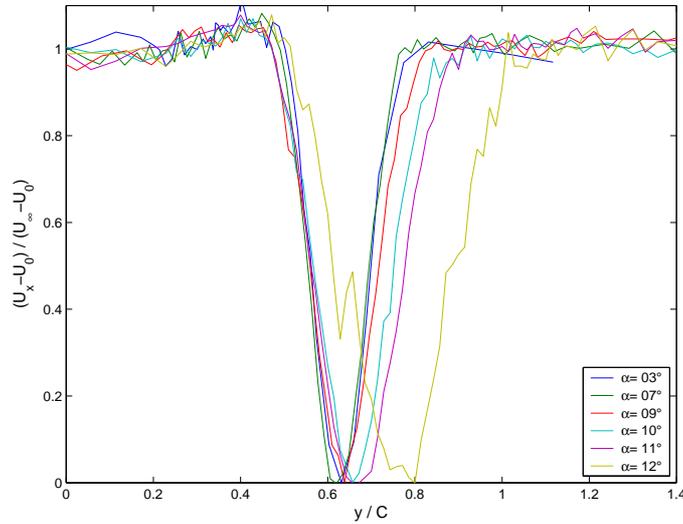


FIG. 6.29 – Comparaison des profils de vitesse moyenne dans le sillage, à une distance  $x/C=5$  du bord de fuite

La valeur RMS de la vitesse longitudinale dans le sillage est reportée sur la Fig. 6.30. Nous sommes en présence d'un profil typique d'un sillage asymétrique ; l'amplitude des mesures augmente par ailleurs avec l'incidence. A l'extérieur du sillage, dans la région d'écoulement potentiel, la valeur RMS mesurée est proche de 0.5% ; nous retrouvons ainsi le taux de turbulence de la soufflerie.

Le coefficient de traînée  $C_x$  calculé à partir des sondages précédents est reporté sur la Fig. 6.31. Jusqu'à une incidence de  $11^\circ$  et pour des incidences croissantes, on observe une légère augmentation du  $C_x$ . Au-delà de  $11^\circ$ , on constate une rupture de pente et l'augmentation de traînée est beaucoup plus marquée.

Sur la même figure sont reportées les variations de la longueur de la zone décollée en fonction de l'incidence. Cette longueur est estimée à partir de la position de la ligne de décollement à mi-envergure. Les premiers décollements apparaissent au bord de fuite à une incidence  $\alpha = 7^\circ$ . La taille de la zone décollée augmente alors linéairement avec l'incidence jusqu'à  $\alpha = 11^\circ$  où elle recouvre environ 30% du profil. A partir de  $\alpha = 11^\circ$ , on note un changement de pente et la ligne de décollement progresse plus rapidement vers le bord d'attaque. Cette modification est corrélée à l'augmentation brutal du coefficient de traînée.

Cette interprétation doit être nuancée puisque l'estimation de la longueur de la zone décollée est réalisée dans un plan à mi-envergure. L'aspect tridimensionnel des décollements n'est donc pas pris en compte par cette approche. Elle ne permet pas, en particulier, d'expliquer l'augmentation de traînée pour les incidences  $\alpha \leq 7^\circ$ .

Les spectres des fluctuations de vitesse longitudinale dans le sillage ( $0.5 \leq y/C \leq 0.9$ ) de la maquette à incidence  $\alpha = 12^\circ$  sont reportés sur la Fig. 6.33. On note  $E$  l'énergie spectrale. Il est clair ces spectres ne permettent pas de dégager de fréquence

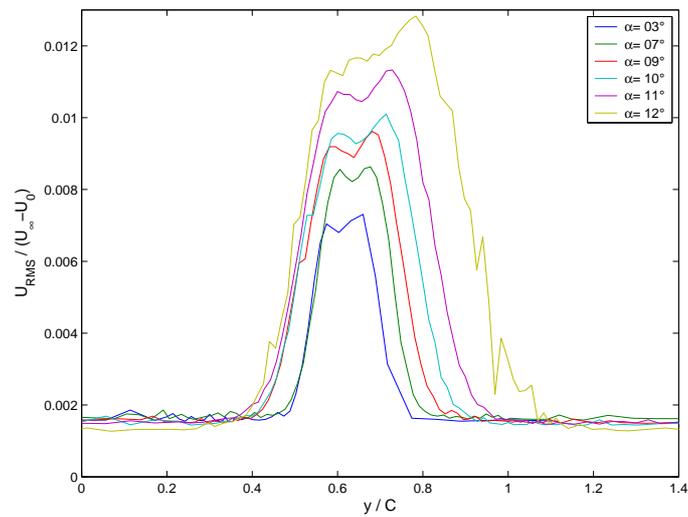


FIG. 6.30 – Comparaison des valeurs RMS de la vitesse longitudinale dans le sillage, à une distance  $x/C=5$  du bord de fuite

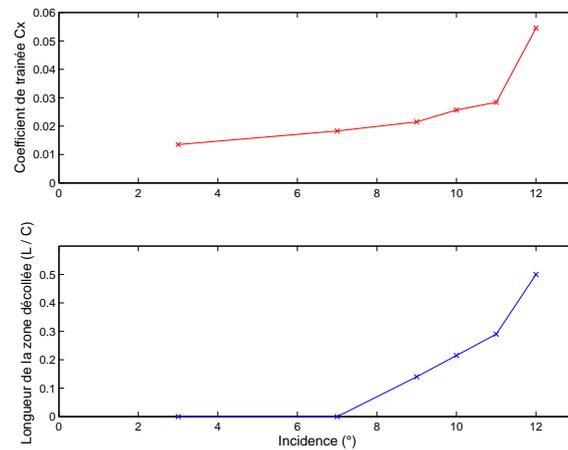


FIG. 6.31 – Evolution du coefficient de traînée et de la longueur de la zone décollée pour le profil NACA 0015 en fonction de l'incidence

centrale privilégiée autour de laquelle les fluctuations s'organisent. De manière à prendre en compte l'effet d'incidence (maître-couple de l'aile vu par l'écoulement) et conformément à la définition généralement choisie dans la littérature, pour la graduation de l'axe des abscisses, un nombre de Strouhal (Fig. 6.32) défini par :

$$St = f \times C \times \sin(\alpha) / U_\infty$$

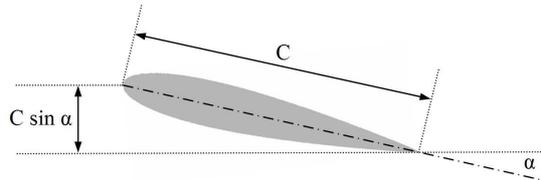


FIG. 6.32 – Définition du nombre de Strouhal utilisé

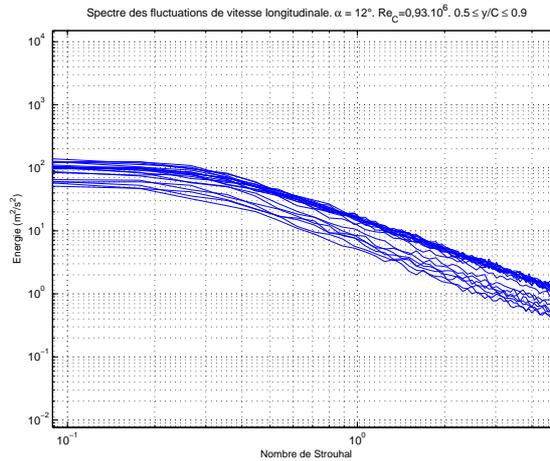


FIG. 6.33 – Energie spectrale du sillage pour  $0.5 \leq y/C \leq 0.9$  à une distance  $x/C = 5$  du bord de fuite

On choisit alors un autre mode de représentation en traçant  $f E^2$  en fonction de  $\log(f)$  de manière à mettre en évidence la présence de pics énergétiques. Ce tracé présente par ailleurs l'avantage de donner directement accès à l'énergie spectrale par intégration :

$$\int f E^2 d(\log f) = \int f E^2 \frac{df}{f} = \int E^2 df = E_{moyen}^2$$

Les spectres correspondants sont tracés sur la Fig. 6.34. Ils révèlent un nombre de Strouhal nominal  $St = 0.309$  conduisant à une fréquence dominante  $f = 170 Hz$  qui correspond probablement à la fréquence d'échappement tourbillonnaire dans le sillage. Pour les autres incidences, ce nombre de Strouhal a une valeur comprise entre

0.34 et 0.4. On note également dans ces spectres des anomalies qui apparaissent à l'extérieur du sillage pour des fréquences d'environ  $300\text{Hz}$ ; elles sont sans doute imputables soit à l'écoulement intrinsèque de la soufflerie, soit au support de sonde utilisé pour l'exploration fil chaud.

Enfin, il est intéressant de remarquer que les pics d'énergie ont une diffusion relativement importante, ce qui indique qu'il existe, a priori, une large gamme de fréquences utilisables pour tenter d'agir sur ce type d'écoulement.

## 6.2.2 Caractérisation du profil NACA 0015-Visu

La maquette NACA 0015-Visu est installée dans la Soufflerie VISU 01 (Fig. 6.35). L'ensemble des essais sur ce profil sont réalisés en transition déclenchée de la couche limite; une bande (largeur  $l/C = 0.5\%$ ) de carborundum (taille caractéristique  $300\mu\text{m}$ ) est alors placée en  $x/C = 1\%$ , conformément au choix de rugosités établi au paragraphe 6.1.

Des tomographies ont été réalisées pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_2} = 0.53 \times 10^6$ . L'évolution des décollements en fonction de l'incidence (Fig. 6.36) est semblable à celle observée sur la maquette NACA 0015-Béton (Fig. 6.22). Ceci suggère que les effets du nombre de Reynolds sur l'évolution globale de l'écoulement sont minimales et que, par conséquent, les résultats obtenus sur la maquette NACA 0015-Béton pourront être extrapolés à la maquette NACA 0015-Visu. Néanmoins, la prudence est de rigueur. Cette extrapolation ne reste en effet qu'une approximation étant donné que les conditions d'écoulement sont très différentes dans les deux souffleries, l'allongement réduit ( $\lambda = 1.25$ ) de la maquette NACA 0015-Visu rendant l'écoulement plus sensible au gradient de pression transverse. Ces instabilités, sans doute plus importantes sur la maquette NACA 0015-Visu, se développant en envergure sur l'aile pourront affecter l'efficacité de l'actionneur. Par ailleurs, les effets de blocage de la veine sont beaucoup plus importants dans cette configuration (à une incidence de  $10^\circ$  du profil, le taux de blocage de la veine de la soufflerie VISU 01 est de  $14\%$  contre seulement  $2.4\%$  dans la Soufflerie Béton).

## 6.3 Contrôle des décollements par utilisation de générateurs de tourbillons

Ce premier dispositif de contrôle des décollements est testé à la fois sur la maquette NACA 0015-Béton et sur la maquette NACA 0015-Visu. Les résultats présentés dans ce paragraphe se rapportent donc aux deux souffleries.

### 6.3.1 Caractérisation de l'actionneur

Des générateurs de tourbillons fluidiques (VGF) sont usinés dans la partie amovible de la maquette NACA 0015-Béton. Quarante-quatre trous (de diamètre  $1\text{mm}$ ) sont répartis tous les  $15\text{mm}$  à une distance  $x/C = 20\%$  du bord d'attaque. L'axe

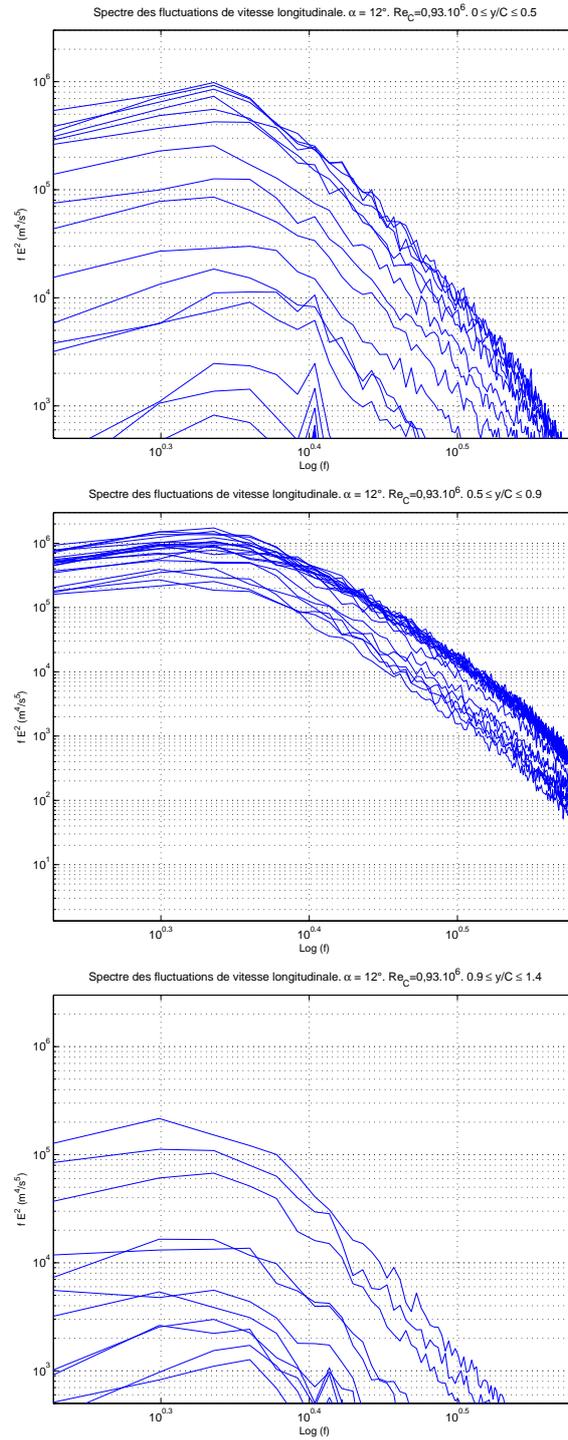


FIG. 6.34 – Evolution de l'énergie spectrale du sillage (à une distance  $x/C = 5$  du bord de fuite) pour  $0 \leq y/C \leq 0.5$  (en haut), pour  $0.5 \leq y/C \leq 0.9$  (au milieu) et pour  $0.9 \leq y/C \leq 1.4$  (en bas)

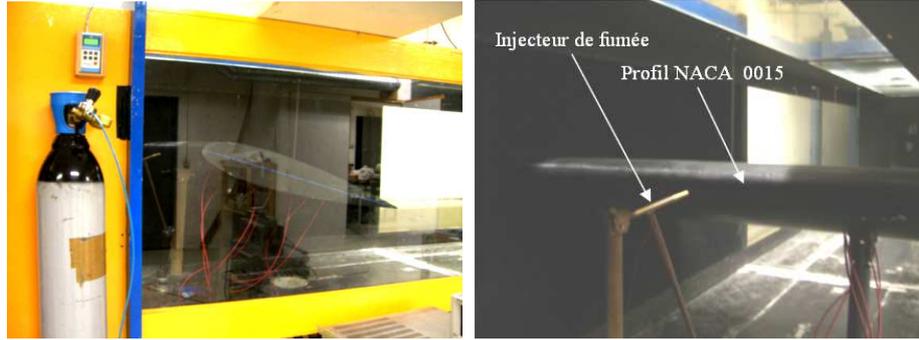


FIG. 6.35 – Veine d'essais de la Soufflerie VISU 01

des orifices forme un angle de  $30^\circ$  par rapport à la tangente locale au profil ; il forme un angle de lacet de  $60^\circ$  par rapport à la direction de l'écoulement (Fig. 6.37).

Cette rangée de VGF ne s'étend pas sur la totalité de la maquette. Les actionneurs ne sont présents que sur la partie centrale de l'aile et la lecture des polaires (en particulier, des gains de portance et des réductions de traînée associés au contrôle) doit être réalisée en gardant en tête que la surface de l'aile sujette à contrôle ne représente que 27.5% de la surface totale.

Une cavité, logée à l'intérieur de la maquette et reliée à une arrivée d'air comprimé, assure l'alimentation des injecteurs (Fig. 6.38). Le Tab. 6.2 permet d'établir la correspondance entre la pression mesurée à l'intérieur de cette cavité et la vitesse moyenne  $U_{VGF}$  en sortie d'actionneur. Sont également reportés dans ce tableau les coefficients de soufflage  $C_\mu$ , définis par :

$$C_\mu = 2 \times \left( \frac{S_{ejection}}{S_{reference}} \right) \times \left( \frac{U_{VGF}}{U_\infty} \right)^2$$

$S_{reference}$  désigne la portion d'aile sur laquelle est appliqué le contrôle :

$$S_{reference} = 0.35 \times 0.66 = 0.231m^2$$

Pression à l'intérieur de la cavité	Vitesse moyenne $U_{VGF}$	$C_\mu$
0.05bar	42m/s	0.03%
0.1bar	68m/s	0.09%
0.2bar	101m/s	0.20%
0.3bar	166m/s	0.53%
0.4bar	208m/s	0.83%
0.425bar	214m/s	0.88%

TAB. 6.2 – Valeurs du coefficient de soufflage des VGF installés sur la maquette NACA 0015-Béton en fonction de la pression d'alimentation de l'actionneur

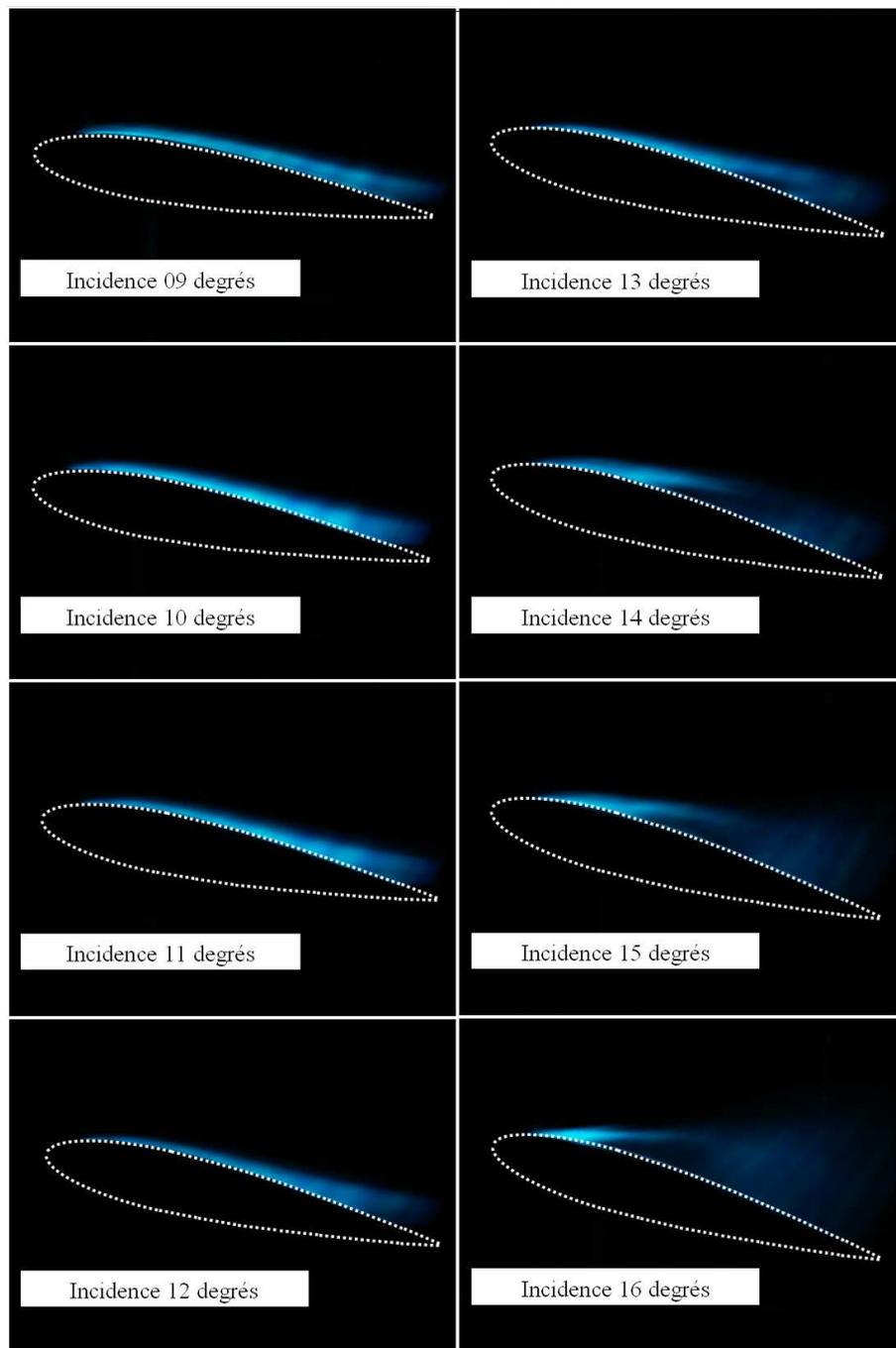


FIG. 6.36 – Tomographies réalisées à mi-envergure à  $Re_{C_2} = 0.53 \times 10^6$

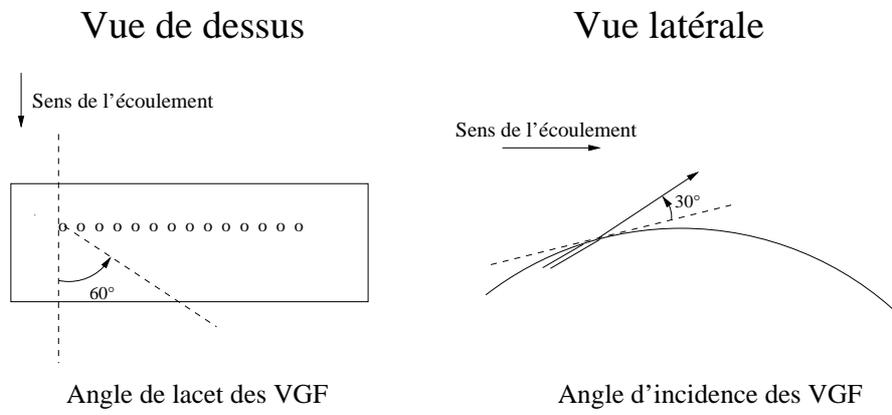


FIG. 6.37 – Géométrie des actionneurs VGF



FIG. 6.38 – L'actionneur de type VGF

Par ailleurs, on équipe la maquette NACA 0015-Visu du même type d'actionneur en vue de réaliser des tomographies à basses vitesses. Une rangée de vingt-quatre trous (de diamètre  $2\text{mm}$ ) répartis tous les  $20\text{mm}$  à une distance  $x/C = 20\%$  du bord d'attaque est usinée dans le profil. L'orientation de l'axe des orifices est identique à celle retenue pour la maquette NACA 0015-Béton.

### 6.3.2 Influence des orifices sur les pesées

Les polaires de référence  $C_z(\alpha)$  sont données sur la Fig. 6.39. Deux séries de mesures sont réalisées. Dans un premier temps, on mesure le coefficient de portance du profil présentant les VGF en position *off* (courbe bleue). On compare la polaire obtenue à celle correspondant à un profil « sans actionneurs » (courbe verte). Pour cela, la précaution est prise de recouvrir les VGF d'un adhésif très fin.

La comparaison des deux polaires indique qu'au-delà d'une incidence de  $8^\circ$ , la portance est légèrement augmentée en présence des orifices. La présence de trous de taille comparable aux épaisseurs de couche limite a un effet sur l'écoulement et, par conséquent, sur les coefficients aérodynamiques de l'aile; cette action, qu'on peut comprendre de manière intuitive, n'a pas été étudiée en détails.

Pour le profil avec les orifices « obstrués », la polaire mesurée est comparable à celle obtenue par intégration des distributions de pression statique en paroi. L'accord entre les deux types de mesure est parfait jusqu'à une incidence de  $12^\circ$ .

Pour les incidences plus élevées, le décrochage étant atteint et de larges zones de décollements recouvrant l'extrados, les valeurs diffèrent légèrement. L'intégration des  $C_p$  met en évidence un phénomène de décrochage très lent qui apparaît à partir de  $9^\circ$  jusqu'à une incidence de  $13^\circ$ ; à partir de  $13^\circ$  a lieu un décrochage abrupt, traduit par une rupture brutale de la pente  $dC_z/d\alpha$ .

Ces courbes sont à rapprocher des polaires obtenues dans la littérature ([49, 51, 66]) : nos mesures restituent bien l'incidence de décrochage ( $\alpha \simeq 12^\circ$ ) et la valeur du  $C_{z,max}$  ( $C_{z,max} \simeq 1$ ). Après le décrochage, le  $C_z$  semble décroître moins rapidement pour notre configuration mais les références indiquent une dispersion importante des mesures au-delà de  $\alpha = 14^\circ$ . Ces écarts sont sans doute liés aux spécificités des différents montages, en particulier aux différences d'allongement des maquettes testées.

De la même manière, la seule présence des orifices des VGF induit une augmentation notable de la traînée (Fig. 6.40). Le diamètre des trous étant de l'ordre des épaisseurs physiques de couche limite, les cavités présentes en paroi ont un effet comparable à celui de *vortex generators* mécaniques. Jusqu'à une incidence de  $7^\circ$ , les deux méthodes d'évaluation du coefficient de traînée (pesées et exploration du sillage) sont en bon accord. Au-delà, le coefficient de traînée calculé à partir des sondages fil-chaud est sous-évalué.

Dans la suite, les polaires de référence choisies sont celles correspondantes au profil présentant les VGF (non obstrués) en position *off*. Ce choix permet d'effectuer une comparaison *on/off* de l'actionneur et de mesurer de manière très simple les seuls effets du soufflage. Dans ce paragraphe, nous avons toutefois quantifié les écarts entre les configurations « orifices ouverts » et « orifices fermés » ; le lecteur pourra

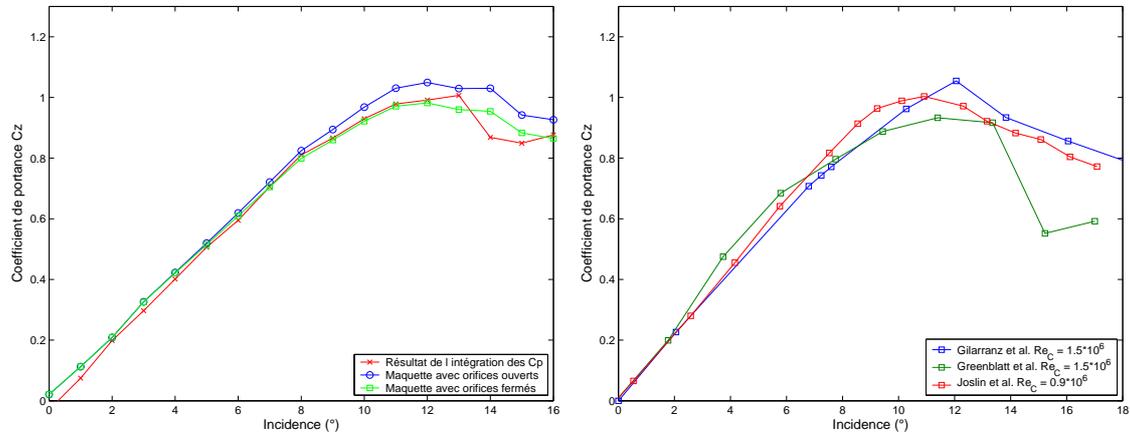


FIG. 6.39 – Influence des orifices sur les polaires  $C_z(\alpha)$ . Comparaison avec les polaires de référence disponibles dans la littérature ([49], [51] et [66])

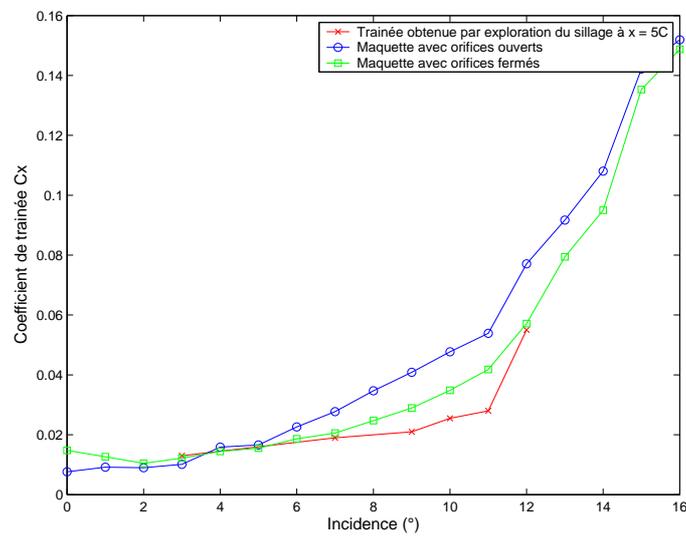


FIG. 6.40 – Influence des orifices sur les polaires  $C_x(\alpha)$

ainsi, s'il le souhaite, utiliser comme courbes de référence les polaires correspondantes au profil sans actionneurs.

### 6.3.3 Modifications des coefficients aérodynamiques

L'activation des VGF aboutit à une augmentation du coefficient de portance (Fig. 6.41). A une incidence de  $16^\circ$ , en fonction de la vitesse en sortie des VGF, les gains de portance  $\Delta C_z$  varient entre 5 et 14%. Corrélativement, le coefficient de traînée connaît une diminution importante (Fig. 6.42). A partir d'une incidence de  $4^\circ$ , la traînée est réduite et ce, quelque soit le débit injecté. A  $C_\mu$  croissant et pour une incidence donnée, l'évolution de la traînée n'est pas monotone : il existe un coefficient de soufflage optimal, ici  $C_\mu = 0.2\%$  qu'il ne faut pas dépasser. Les réductions de traînée  $\Delta C_x$  sont considérables : pour  $\alpha = 16^\circ$  et  $C_\mu = 0.2\%$ , le coefficient de traînée est réduit de 30%. La diminution  $\Delta C_x$  maximale, évaluée à 62%, est atteinte pour  $\alpha = 13^\circ$ .

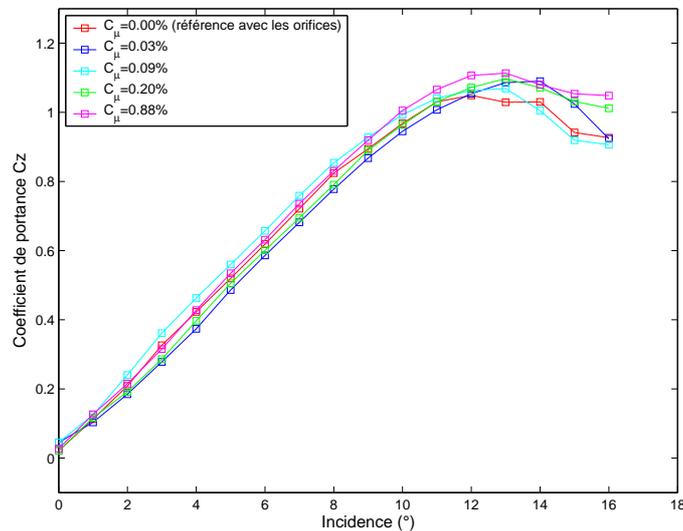


FIG. 6.41 – Modifications du coefficient de portance par activation des VGF. Influence du coefficient de soufflage

### 6.3.4 Modifications topologiques de l'écoulement

Les visualisations pariétales mettent bien en évidence l'effet d'entraînement provoqué par les VGF (Fig. 6.43), y compris lorsque le décollement a lieu en amont des actionneurs (pour une incidence de  $15^\circ$  par exemple). Les clichés sont centrés sur la partie centrale de la maquette. Sur la colonne de gauche figure la topologie de l'écoulement non contrôlé :

- pour  $\alpha = 13^\circ$ , on observe une ligne d'accumulation d'enduit visqueux à proximité du bord de fuite et la convergence des lignes de frottement vers deux foyers de décollements. On observe ainsi en paroi deux structures contra-rotatives.

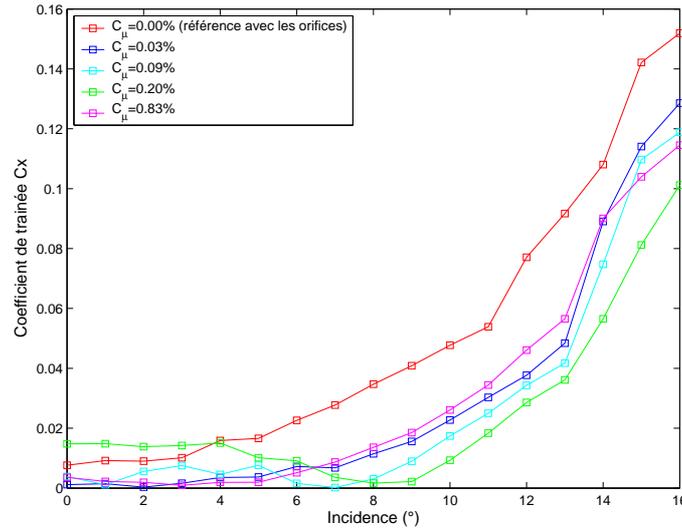


FIG. 6.42 – Modifications du coefficient de traînée par activation des VGF. Influence du coefficient de soufflage

- pour  $\alpha = 14^\circ$ , la ligne de décollement atteint le bord d'attaque ; on retrouve la cellule centrale observée dans la partie 6.2.1. Le sens de rotation des deux structures observées à  $13^\circ$  est inversé.
- pour  $\alpha = 15^\circ$ , la topologie de l'écoulement reste similaire. Sur la partie gauche de la photo, une cellule identique à celle de la partie de la maquette se forme. La symétrie de l'écoulement (position des foyers, intensité des tourbillons) est remarquable.

Sur la colonne de droite, l'activation des VGF provoque plusieurs modifications :

- pour  $\alpha = 13^\circ$ , la ligne de stagnation disparaît et l'enduit visqueux atteint le bord de fuite : le recollement de la couche limite est complet. Les deux structures contra-rotatives subsistent étant donné que le contrôle n'est pas appliqué sur toute l'envergure.
- pour  $\alpha = 14^\circ$ , le recollement complet de la couche limite sur la portion d'aile contrôlée induit un changement du sens de rotation autour des deux foyers par rapport au cas non contrôlé. L'augmentation de la circulation  $\Gamma$  autour de la partie centrale de la maquette impose cette inversion du sens de rotation.
- pour  $\alpha = 15^\circ$ , la topologie est la même qu'à  $\alpha = 14^\circ$  mais un coefficient  $C_\mu$  plus conséquent est requis pour aboutir au recollement complet.

### 6.3.5 Influence du coefficient de soufflage

#### Etude du coefficient de portance

Sur les Fig. 6.44 et 6.45 sont reportées les variations du coefficient de portance en fonction de la pression relative d'alimentation des actionneurs. Pour les incidences faibles ( $\alpha \leq 10^\circ$ ), le gain de portance  $\Delta C_z$  est maximal pour un coefficient de souff-

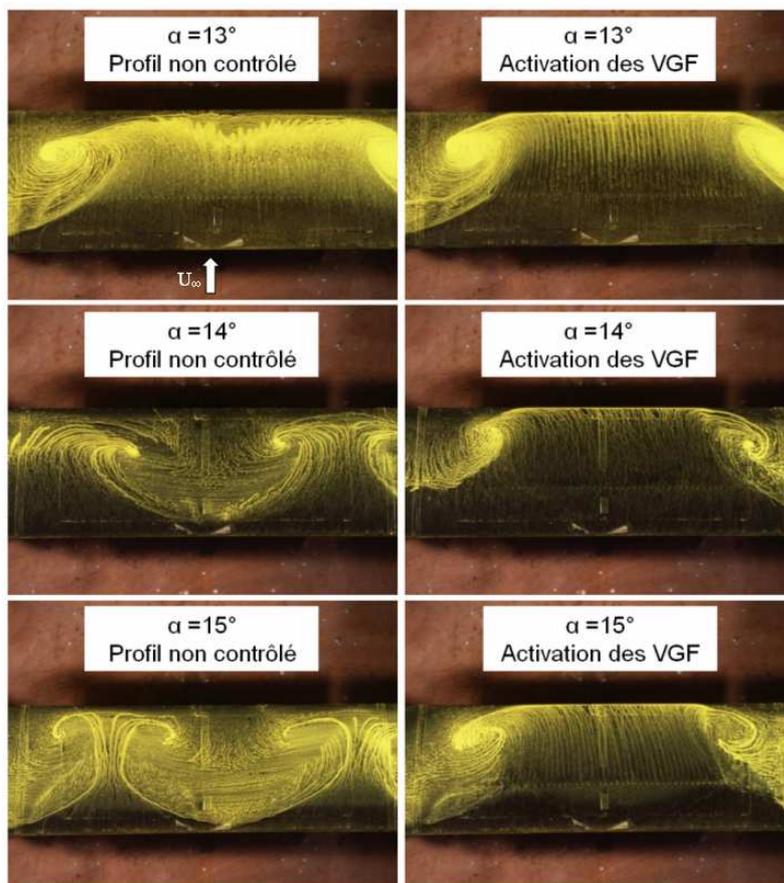


FIG. 6.43 – Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle par VGF (à droite) pour  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

flage de 0.05%. Au contraire, pour les incidences élevées ( $\alpha \geq 14^\circ$ ),  $\Delta C_z$  augmente avec la pression d'alimentation de l'actionneur et est maximal pour un  $C_\mu$  de 0.83%.

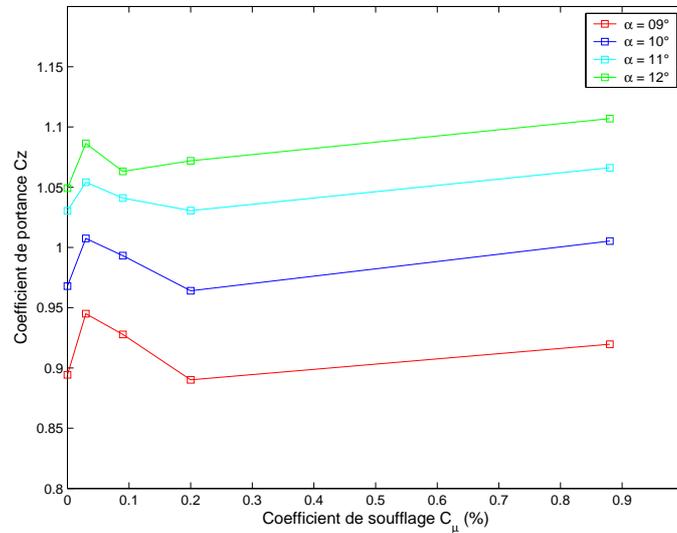


FIG. 6.44 – Variations du coefficient de portance en fonction du coefficient de soufflage ( $09^\circ \leq \alpha \leq 12^\circ$ )

On retrouve cette tendance si on représente les polaires  $C_z(\alpha)$  (Fig. 6.46) pour  $\alpha \geq 9^\circ$ . Dans le régime post-décrochage caractérisé par une région de décollement très étendue, le coefficient de portance  $C_z$  augmente de manière monotone avec  $C_\mu$ . En revanche, pour  $\alpha = 9^\circ$ , un coefficient de soufflage minime induit la plus forte augmentation de portance.

Pour les faibles incidences  $\alpha \leq 9^\circ$ , la région décollée ne s'étend que sur quelques centimètres (15% de la corde à mi-envergure d'après la Fig. 6.31), un faible apport d'énergie (c'est-à-dire un faible  $C_\mu$ ) suffit alors à éliminer le décollement.

Pour les incidences plus élevées, typiquement au-delà de l'incidence de décrochage, la ligne de décollement qui atteint le bord d'attaque est située plusieurs centimètres en amont des VGF. Le coefficient de soufflage doit alors être augmenté pour aboutir au recollement. Autrement dit, il est nécessaire d'augmenter la quantité de mouvement longitudinale injectée en paroi pour observer des effets conséquents sur les polaires  $C_z(\alpha)$ ; ces résultats confirment donc que la distance entre l'actionneur et le décollement est un paramètre important qui détermine l'efficacité du contrôle. Cette observation est en accord avec les conclusions de l'étude réalisée par Kumar et Alvi [70] et décrites au paragraphe 3.4.3, à savoir que la position optimale (c'est-à-dire nécessitant les  $C_\mu$  les plus faibles pour aboutir au recollement) de l'actionneur se situe immédiatement en amont de la ligne de décollement.

### Etude du coefficient de traînée

Les variations du coefficient de traînée en fonction du coefficient de soufflage sont tracées sur la Fig. 6.47. Un  $C_\mu$  de 0.09% est optimal pour  $\alpha \leq 14^\circ$  car induisant les

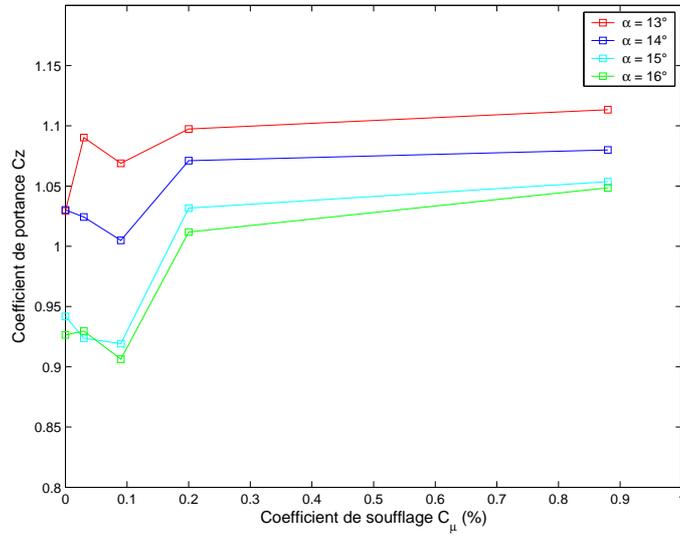


FIG. 6.45 – Variations du coefficient de portance en fonction du coefficient de soufflage ( $13^\circ \leq \alpha \leq 16^\circ$ )

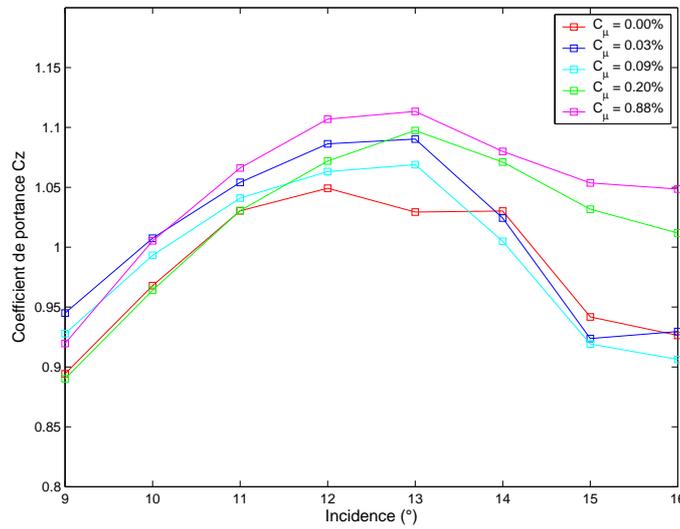


FIG. 6.46 – Influence du coefficient de soufflage sur les polaires  $C_z(\alpha)$

réductions de traînée les plus importantes. Pour les incidences supérieures à  $14^\circ$ , un coefficient de soufflage plus élevé est requis pour obtenir les réductions de traînée les plus importantes.

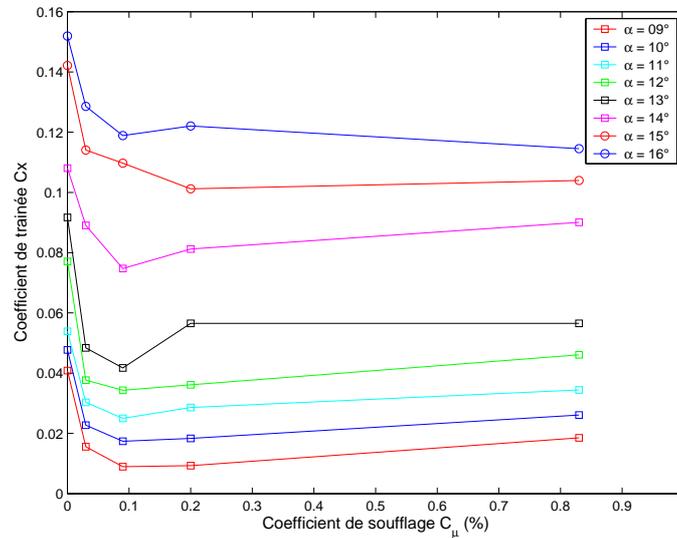


FIG. 6.47 – Variations du coefficient de traînée en fonction du coefficient de soufflage

On constate sur la Fig. 6.48 qu'un  $C_{\mu}$  de 0.09% est optimal (en termes de réduction de traînée) jusqu'à une incidence  $\alpha \leq 14.5^\circ$ . Pour  $14.5^\circ \leq \alpha \leq 15.2^\circ$ , le  $C_{\mu}$  optimum est de 0.20% ; il passe à 0.83% au-delà de cette gamme d'incidence. Les mêmes remarques que pour le coefficient de portance s'appliquent ici à la traînée. Aux incidences élevées, un décollement sévère de la couche limite (conduisant à un coefficient de traînée important) peut être atténué sous réserve d'un apport d'énergie extérieur (et donc d'un  $C_{\mu}$ ) suffisant, ce qui souligne une fois de plus l'importance du positionnement de l'actionneur par rapport au décollement [70]. Autrement dit, plus la position du décollement est éloignée de l'actionneur, plus le coefficient de soufflage doit être élevé pour aboutir à un recollement complet.

### 6.3.6 Analyse des tomographies à faibles nombres de Reynolds

Les tomographies réalisées à basses vitesses sur la maquette NACA 0015-Visu confirment l'efficacité du contrôle. La Fig. 6.49 présente le recollement de la couche limite conséquent à l'activation des VGF pour deux incidences ( $\alpha = 16^\circ$  et  $\alpha = 17^\circ$ ), le nombre de Reynolds étant fixé à  $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$ . A ces incidences post-décrochage, sans appliquer de contrôle, le décollement de couche limite est sévère et couvre environ 80% du profil. Un rapport de vitesses « seuil » (permettant un recollement sur toute la corde)  $VR = 7$  est choisi pour ces tomographies, ce qui conduit à un coefficient de soufflage  $C_{\mu} = 1.64\%$ . Cette valeur peut paraître élevée si on la compare au coefficient de soufflage du contrôle appliqué sur la maquette

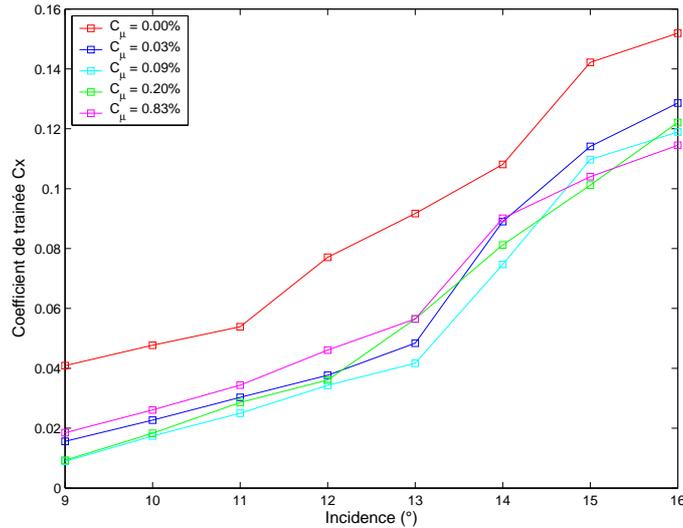


FIG. 6.48 – Influence du coefficient de soufflage sur les polaires  $C_x(\alpha)$

NACA 0015-Béton. Néanmoins, les ordres de grandeur sont les mêmes et ce facteur 2 entre les intensités de soufflage peut être attribué à des différences entre les deux montages. On peut par exemple remarquer qu'à ces incidences, le fort gradient de pression adverse (effet « divergent ») lié au blocage de la veine régnant sur la maquette NACA 0015-Visu favorise le décollement de couche limite.

Ces expériences sont répétées à un nombre de Reynolds  $Re_C = 4.0 \times 10^5$ , pour une incidence plus faible  $\alpha = 14^\circ$  de manière à réduire les effets de blocage. Pour cette configuration, le recollement complet de la couche limite nécessite un rapport de vitesses  $VR = 5.5$ . Le coefficient de soufflage requis passe alors à 0.86%, ce qui est en accord avec les résultats obtenus avec la maquette NACA 0015-Béton.

## 6.4 Contrôle des décollements par utilisation de jets synthétiques

Dans cette partie, deux actionneurs de type jets synthétiques sont mis en place sur la maquette NACA 0015-Visu. Les essais présentés dans ce paragraphe se déroulent donc intégralement dans la Soufflerie VISU 01.

### 6.4.1 Caractérisation des actionneurs

Deux types d'actionneurs sont testés successivement sur le profil :

- un jet synthétique normal à la paroi, placé à une distance  $x/C = 70\%$  du bord d'attaque. Une petite cavité est incorporée dans la peau du profil, au-dessus des haut-parleurs (Fig. 6.51) de manière à pouvoir tester plusieurs diamètres de sortie des jets (1, 2 et 3mm) grâce à un système de baguettes amovibles en PVC. Le circuit électrique est alimenté par deux générateurs de tension 12V

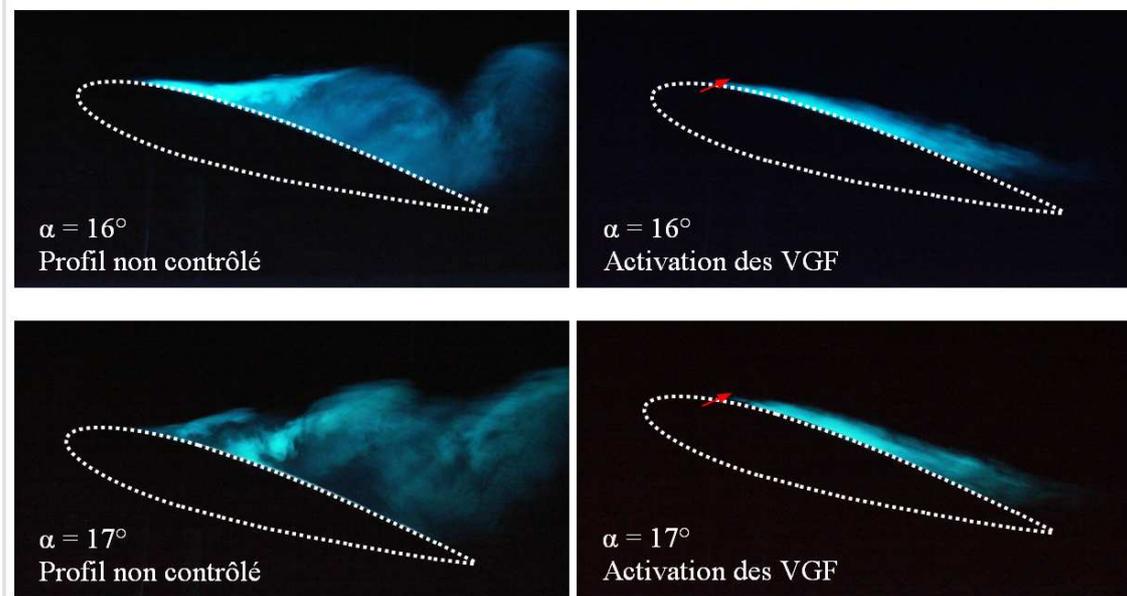


FIG. 6.49 – Tomographies réalisées pour l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle par VGF (à droite) pour  $Re_{C_2} = 0.2 \times 10^6$

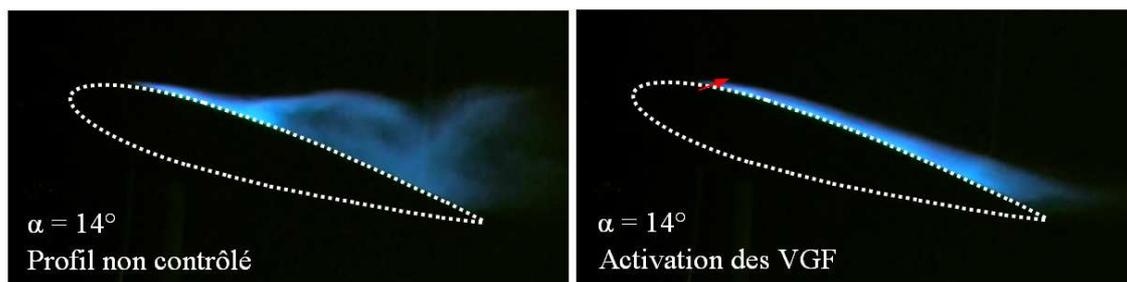


FIG. 6.50 – Tomographies réalisées pour l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle par VGF (à droite) pour  $Re_{C_2} = 0.4 \times 10^6$

et chaque haut-parleur, d'une puissance de 5W, est amplifié individuellement. Ce type de haut-parleurs a été choisi car il présente le meilleur compromis encombrement (compatible avec les dimensions de la maquette) / bande passante (dont la fréquence « seuil » minimale doit être la plus faible possible, compte tenu des vitesses d'essai), mais ceux-ci ne permettent pas de travailler à des fréquences inférieures à 100Hz. Un générateur de fonctions permet de varier la fréquence de fonctionnement des haut-parleurs.

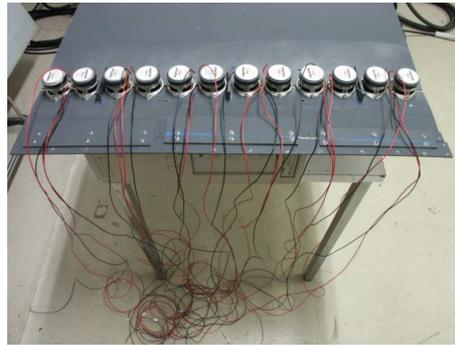


FIG. 6.51 – Les haut-parleurs placés sous la peau de la maquette

- un jet synthétique tangentiel à la paroi, placé à une distance  $x/C = 20\%$  du bord d'attaque. L'orifice de sortie est constitué d'une série de trous de diamètre 3mm répartis tous les 10mm. L'axe des trous forme un angle d'environ  $30^\circ$  avec la tangente locale au profil. Le jet synthétique est généré par un moteur (jets synthétiques générés mécaniquement).

Les Fig. 6.52 et 6.53 indiquent les variations temporelles de la vitesse des jets synthétiques générés respectivement par les haut-parleurs et par le moteur. Ces mesures fil chaud sont réalisées à une distance de 2mm de l'orifice d'éjection. Le fil chaud ne permettant pas de distinguer le sens de l'écoulement, la phase d'aspiration comme la phase de jet sont caractérisées par des vitesses positives. La Fig. 6.54 met en évidence l'augmentation d'amplitude de la demi-période d'aspiration lorsque le fil chaud est approché de l'orifice. Néanmoins, nous constatons de manière systématique que l'amplitude de la partie aspiration reste inférieure à l'amplitude de la phase de jet. Cette observation peut s'expliquer de deux manières :

- l'intrusivité du fil chaud qui perturbe les mesures, en particulier lors de la phase d'aspiration. L'encombrement des broches du fil chaud est en effet comparable au diamètre de l'orifice d'éjection.
- la physique intrinsèque du jet. Si, lors de la phase de jet, les lignes de courant sont quasi-unidirectionnelles en proche paroi, celles-ci ont une forme évasée lors de la phase d'aspiration. L'air étant en effet amené d'un grand volume ambiant à un trou de quelques millimètres, il est difficile de mesurer la vitesse réelle des particules de fluide.

Grâce à ces mesures fil chaud, chaque haut-parleur est ajusté individuellement via son amplificateur de manière à obtenir le signal de sortie maximum en termes

de vitesse-pic.

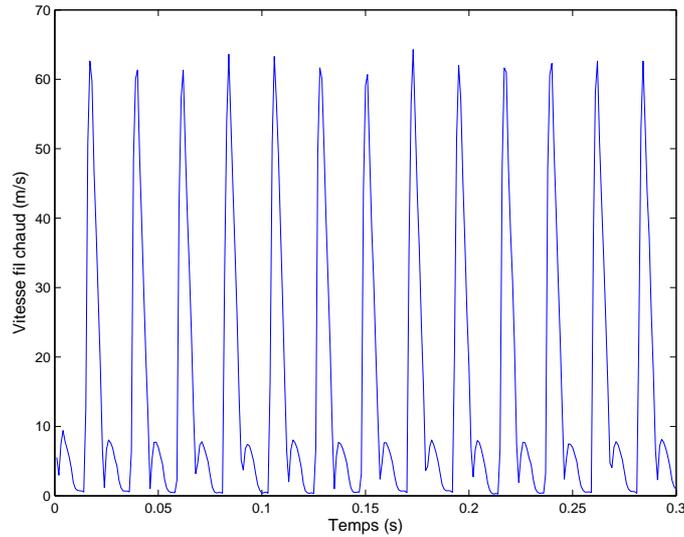


FIG. 6.52 – Evolution temporelle de la vitesse du jet synthétique ( $f = 50\text{Hz}$ ) généré par le haut-parleur (mesure par fil chaud sur un orifice d'éjection circulaire ( $\phi = 3\text{mm}$ ))

De manière analogue aux VGF, on définit un coefficient de soufflage  $C_\mu$  (basé sur la vitesse pic moyenne en sortie de jet) caractérisant le jet synthétique. Les coefficients  $C_\mu$  du jet synthétique généré par le moteur, calculés à partir d'une vitesse amont  $U_\infty = 6\text{m/s}$ , sont reportés dans le tableau 6.3. Pour ce système, le coefficient  $C_\mu$  dépend de la fréquence du jet, l'orifice d'éjection de l'actionneur est par ailleurs circulaire ( $\phi = 3\text{mm}$ ).

Fréquence (Hz)	Vitesse pic moyenne (m/s)	$C_\mu$
24	8.5	0.29%
34	15	0.90%
50	22	1.94%

TAB. 6.3 – Valeurs du coefficient de soufflage du jet synthétique en fonction de la fréquence de l'actionneur (piloté par le moteur)

Dans le tableau 6.4 figurent les coefficients de soufflage du jet synthétique généré par les haut-parleurs. La fréquence des haut-parleurs est fixée à  $100\text{Hz}$  et la vitesse amont de l'écoulement à  $U_\infty = 4\text{m/s}$ . Le diamètre de l'orifice d'éjection est variable, ses différentes valeurs sont reportées dans le tableau. Des mesures, non présentées ici, montrent que pour une section de sortie donnée, le coefficient de soufflage varie très peu dans la gamme de fréquences testées ( $50\text{Hz}$ - $200\text{Hz}$ ).

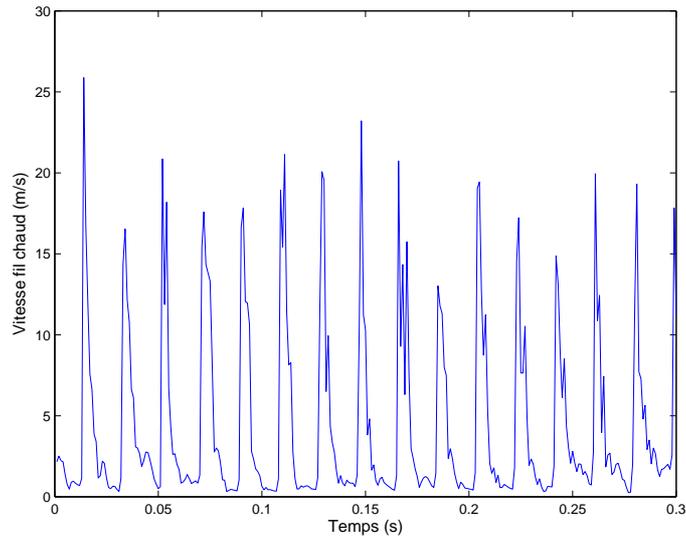


FIG. 6.53 – Evolution temporelle de la vitesse du jet synthétique ( $f = 50Hz$ ) généré par le moteur (mesure par fil chaud sur un orifice d'éjection circulaire ( $\phi = 2mm$ ))

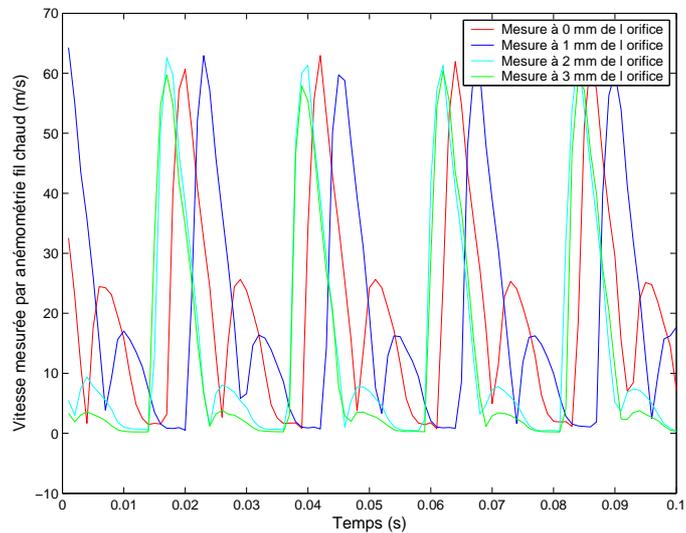


FIG. 6.54 – Variations d'intensité de la vitesse d'aspiration en fonction de la distance à l'orifice d'éjection de la mesure (mesure par fil chaud sur un orifice d'éjection circulaire ( $\phi = 3mm$ )) ; jet synthétique généré par les haut-parleurs ( $f = 50Hz$ )

Diamètre	Section de sortie	Vitesse pic moyenne (m/s)	$C_\mu$
1mm	$3.61 \times 10^{-5} m^2$	19.1	0.37%
2mm	$1.45 \times 10^{-4} m^2$	30.2	3.66%
3mm	$3.25 \times 10^{-4} m^2$	31.4	8.91%

TAB. 6.4 – Valeurs du coefficient de soufflage du jet synthétique en fonction de la section de sortie de l’actionneur (piloté par le haut-parleur)

### 6.4.2 Analyse des tomographies

Les tomographies réalisées sur le profil à incidence  $12^\circ$  (Fig. 6.55) illustrent l’efficacité du jet synthétique généré par les haut-parleurs au travers des trous de  $2mm$  disposés à une distance  $x/C = 70\%$  du bord d’attaque. Sans contrôle, la région de décollement recouvre environ  $30\%$  de la corde ; l’activation des jets synthétiques ( $f = 100Hz$ ) entraîne une réduction de la zone de recirculation visible sur les tomographies.

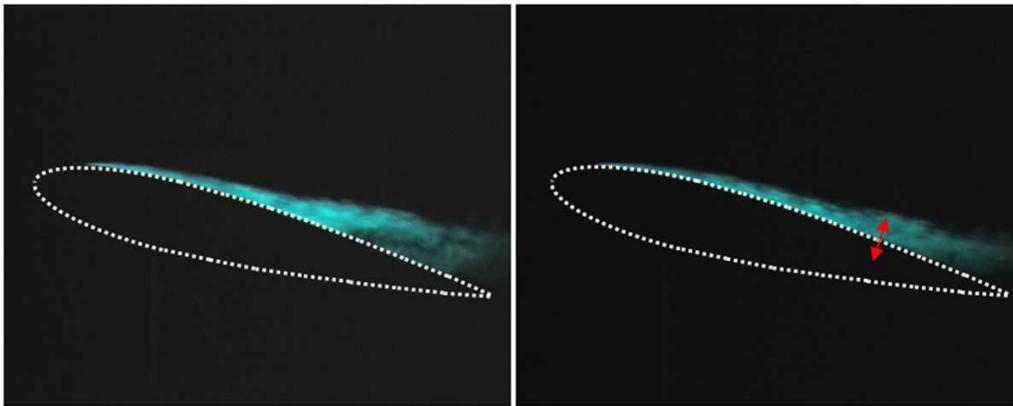


FIG. 6.55 – Tomographies réalisées sur le profil NACA0015 placé à incidence  $12^\circ$  dans un écoulement à  $Re_C = 0.27 \times 10^6$  ; sans contrôle (à gauche), avec contrôle par jets synthétiques opérant à une fréquence  $f = 100Hz$  (à droite)

La Fig. 6.56 illustre l’efficacité du jet synthétique tangentiel (positionné à une distance  $x/C = 20\%$  du bord d’attaque) pour un angle d’attaque du profil de  $15^\circ$ . L’écoulement naturel est caractérisé par une zone décollée recouvrant environ  $60\%$  de la corde. Le décollement est retardé lorsque l’on applique le contrôle.

Pour ce dernier cas, il est intéressant de remarquer que les larges structures tourbillonnaires (tourbillons de Kelvin-Helmholtz) se développant dans la couche de mélange se transforment, sous l’effet du contrôle, en une série de tourbillons de taille plus réduite se convectant le long de la paroi du profil.

Le jet synthétique opérant à une fréquence de  $f = 50Hz$  (soit environ six fois la fréquence d’échappement tourbillonnaire naturelle de l’écoulement) a permis de diviser les structures tourbillonnaires de grande taille en de petites structures plus

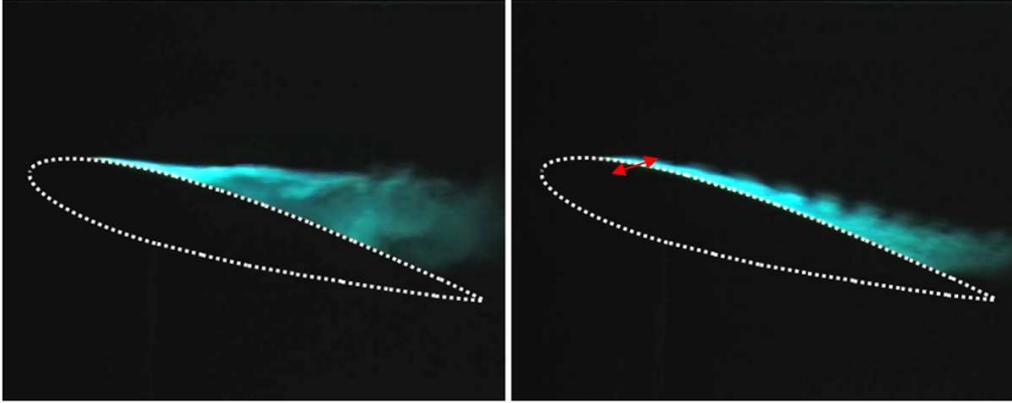


FIG. 6.56 – Tomographies réalisées sur le profil NACA0015 placé à incidence  $15^\circ$  dans un écoulement à  $Re_C = 0.4 \times 10^6$  ; sans contrôle (à gauche), avec contrôle par jets synthétiques opérant à une fréquence  $f = 50Hz$  (à droite)

énergétiques et cohérentes et surtout plus efficaces dans le processus de recollement de la couche limite. On retrouve ce résultat dans la littérature comme dans les travaux de Courty *et al.* [31] où l'utilisation sur un profil NACA 0012 d'une fréquence d'excitation de quatre fois la fréquence naturelle d'échappement tourbillonnaire conduit aux mêmes conclusions que nos essais.

On observe également que, dans le cas naturel, la taille d'un tourbillon de Kelvin-Helmholtz correspond approximativement à celle de quatre tourbillons pour le cas contrôlé. Si la fréquence d'échappement des petits tourbillons est de l'ordre de  $50Hz$  (fréquence imposée par le jet synthétique), on en déduit que celle-ci est de  $50/4 = 12.5Hz$  pour les tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Parallèlement, si on extrapole à la maquette NACA 0015-Visu le nombre de Strouhal obtenu sur la maquette NACA 0015-Béton ( $St \simeq 0.3$ ), on obtient une fréquence caractéristique de  $9Hz$ . Nos résultats semblent donc cohérents.

### 6.4.3 Champs moyens de vitesse

Afin de mieux comprendre la physique du contrôle que nous avons mis en place, des mesures PIV sont menées sur les deux configurations de jets synthétiques dans la soufflerie de visualisation. Comme présenté au chapitre 4, deux champs PIV sont étudiés : un objectif grand angle ( $28mm$ ) permet d'accéder au champ de vitesse sur la corde complète du profil ; un second objectif de  $50mm$  permet de zoomer et d'augmenter la résolution au voisinage de l'actionneur de type HP placé en  $x/C = 70\%$ . Ces deux champs sont schématisés sur la Fig. 6.57. Une description plus approfondie de la méthode de mesure par vélocimétrie par images de particules (PIV) est proposée en annexe A. Les paramètres retenus pour le calcul des champs de vecteurs sont donnés dans la partie 4.3.7.

Les champs de vitesse moyenne présentés ci-dessous correspondent au plan large (représenté en bleu sur la Fig. 6.57) ; ils sont obtenus à partir de 150 champs ins-

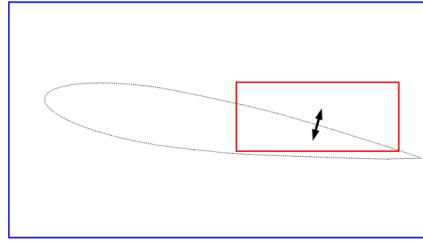


FIG. 6.57 – Position et taille des deux champs PIV étudiés

tantaneés, l'intervalle de temps entre deux paires d'images est de 0.2 seconde. Les différentes configurations testées sont regroupées dans le tableau 6.5 :

Incidence	Diamètre	Position du jet ( $x/C$ )	Fréquence	$U_\infty$	$C_\mu$
13°	3mm (JSM)	20%	34Hz	6m/s	0.90%
13°	3mm (JSM)	20%	50Hz	6m/s	1.94%
14°	3mm (JSM)	20%	34Hz	6m/s	0.90%
14°	3mm (JSM)	20%	50Hz	6m/s	1.94%
15°	3mm (JSM)	20%	34Hz	6m/s	0.90%
15°	3mm (JSM)	20%	50Hz	6m/s	1.94%
13°	2mm (HP)	70%	100Hz	4m/s	3.66%
14°	2mm (HP)	70%	100Hz	4m/s	3.66%

TAB. 6.5 – Les différentes configurations étudiées

Nous avons montré dans le paragraphe 6.2.1 que la fréquence naturelle d'échappement tourbillonnaire sur le profil d'allongement 7 est d'environ 0.36 sous forme adimensionnée (nombre de Strouhal). Transposé au profil de corde  $C = 1m$ , ce nombre nous permet d'estimer la fréquence d'échappement tourbillonnaire dans le cas d'une vitesse amont de 6m/s. Les fréquences obtenues sont respectivement de 9.6Hz, 8.9Hz et 8.3Hz pour des incidences de 13°, 14° et 15°.

Etant donné que les fréquences de contrôle efficaces ont une à deux fois cet ordre de grandeur, les mécanismes responsables du recollement impliquent sans doute la réduction de taille des structures tourbillonnaires décrite dans le paragraphe 6.4.2.

Le jet synthétique mécanique en  $x/C = 20\%$  permet de retarder les décollements de manière efficace pour des incidences comprises entre 11° et 15°. Toutefois, les effets du contrôle sont limités par la sévérité du décollement : ainsi, le recollement observé est quasiment complet pour les incidences de 11° et 12° ; il devient en revanche difficile d'agir sur la position du décollement pour des incidences supérieures à 15°.

Les lignes de courant de l'écoulement pour les configurations sans contrôle mettent en évidence des tourbillons de grande taille dans la couche de cisaillement. Ce résultat est particulièrement visible pour les incidences de 14° et 15° (Fig. 6.60 et

6.61).

La ligne singulière entre la couche de cisaillement et la paroi (Fig. 6.58), observée à plusieurs reprises lors des essais, n'a pu être expliquée. Elle est peut-être due à la présence d'un écoulement transverse suivant une direction hors du plan de mesures PIV mais il serait surprenant que cet écoulement tridimensionnel soit aussi bien structuré. Elle semble plus vraisemblablement révélatrice d'un défaut d'ensemencement dans la région de décollement car, à une même incidence, le phénomène semble plus accentué à une vitesse élevée (plus défavorable à une fumée homogène) : comparer, par exemple, les Fig. 6.59a pour un écoulement à  $6m/s$  et 6.62a pour un écoulement à  $4m/s$ .

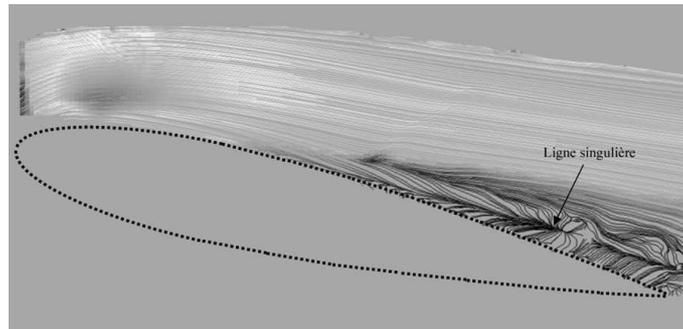


FIG. 6.58 – Exemple de ligne singulière observée sur les champs PIV

Les profils de vitesse à une incidence de  $15^\circ$  sont reportés sur la Fig. 6.64 : dans le cas contrôlé, la couche limite bénéficie d'un apport de quantité de mouvement par rapport au cas naturellement décollé. Dans le cas du profil placé à incidence  $15^\circ$  (Fig. 6.61-b et 6.61-c), l'extension de la zone décollée passe de 55% à 20% de la corde lorsque le coefficient  $C_\mu$  est multiplié par deux. On observe un résultat similaire pour les incidences de  $13^\circ$  et  $14^\circ$ .

A des nombres de Reynolds plus faibles ( $Re_{C_2} = 2 \times 10^5$ ), le contrôle par jets synthétiques perpendiculaires à la paroi dans la région décollée ( $x/C = 70\%$ ) permet également de retarder l'apparition des décollements (Fig. 6.62 et 6.63). L'utilisation des haut-parleurs à une fréquence de  $100Hz$  ( $C_\mu$  de 3.7%) induit les mêmes effets de recollement.

Il est intéressant de mettre en parallèle les deux modes d'actions. Si on compare dans un premier temps les Fig. 6.59c / 6.62b puis les Fig. 6.60c / 6.63b, on constate que pour une incidence donnée, la région décollée est réduite de manière similaire pour les deux types de contrôle ; toutefois, le contrôle par jets synthétiques dans le bulbe de décollement nécessite des taux de soufflage deux fois plus élevés.

L'actionneur mécanique semble donc meilleur en termes d'efficacité mais le système de jets synthétiques générés par haut-parleurs présente de nombreux avantages (encombrement réduit, réduction des vibrations et du bruit). En outre, il s'agit d'un type de contrôle « atypique », non rencontré dans la littérature, ce qui nous a incité à poursuivre nos investigations pour ce type particulier de contrôle.

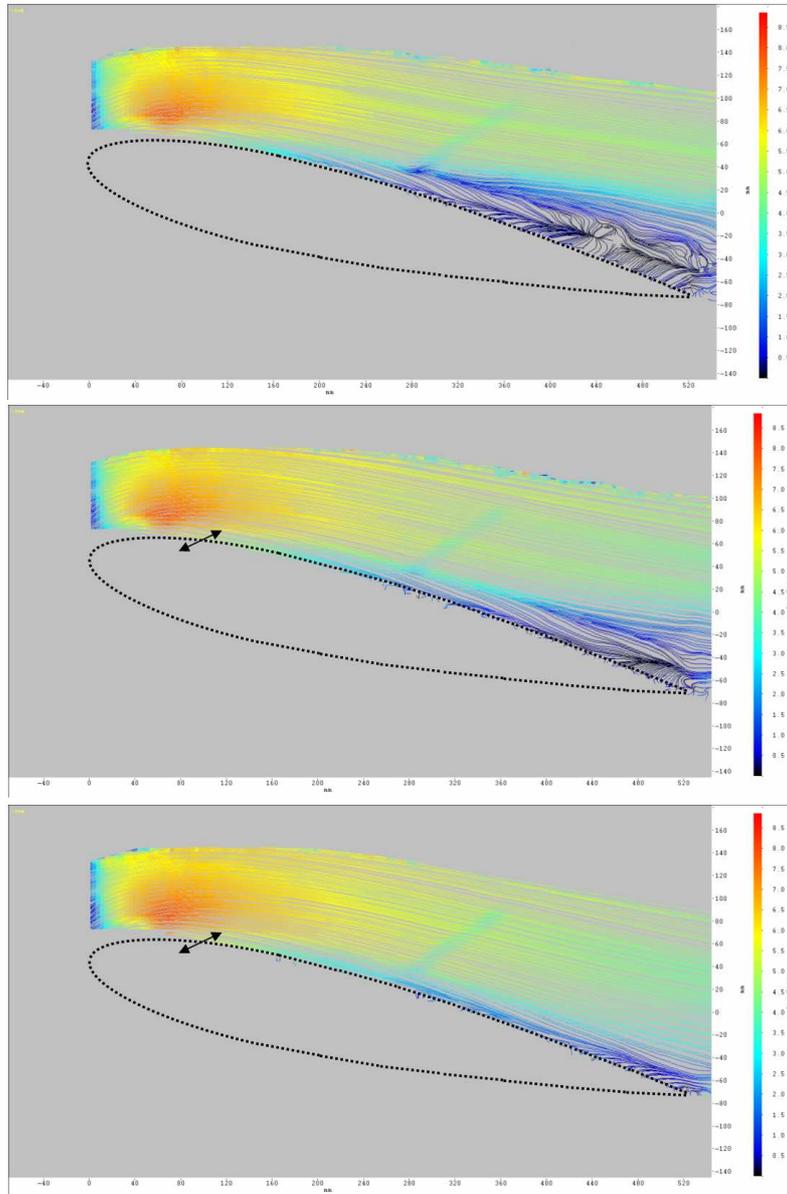


FIG. 6.59 – Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 13^\circ$  et  $U_\infty = 6\text{ m/s}$ ). Contrôle par jets synthétiques mécaniques au travers de trous inclinés  $\phi = 3\text{ mm}$  en  $x/C = 20\%$ . En haut : cas sans contrôle ; au milieu : contrôle à une fréquence  $f = 34\text{ Hz}$  et  $C_\mu = 0.90\%$  ; en bas : contrôle à une fréquence  $f = 50\text{ Hz}$  et  $C_\mu = 1.94\%$

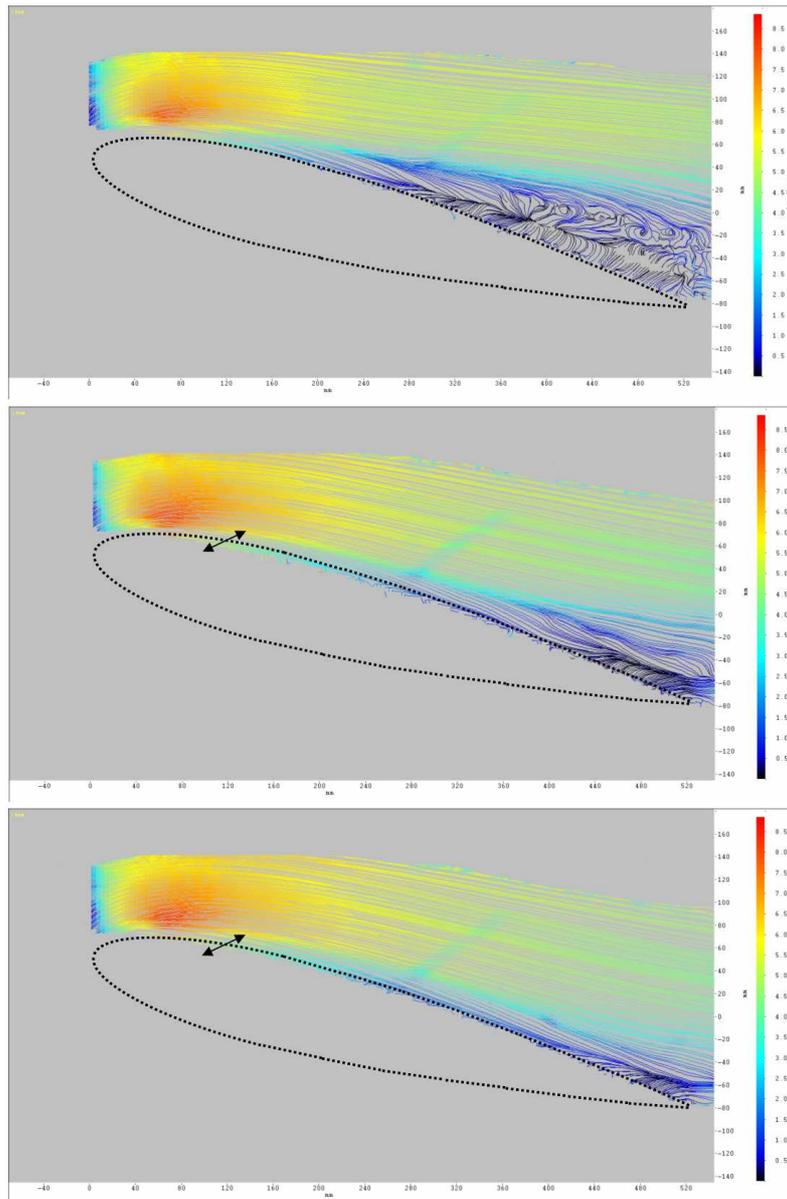


FIG. 6.60 – Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 14^\circ$  et  $U_\infty = 6\text{m/s}$ ). Contrôle par jets synthétiques mécaniques au travers de trous inclinés  $\phi = 3\text{mm}$  en  $x/C = 20\%$ . En haut : cas sans contrôle ; au milieu : contrôle à une fréquence  $f = 34\text{Hz}$  et  $C_\mu = 0.90\%$  ; en bas : contrôle à une fréquence  $f = 50\text{Hz}$  et  $C_\mu = 1.94\%$

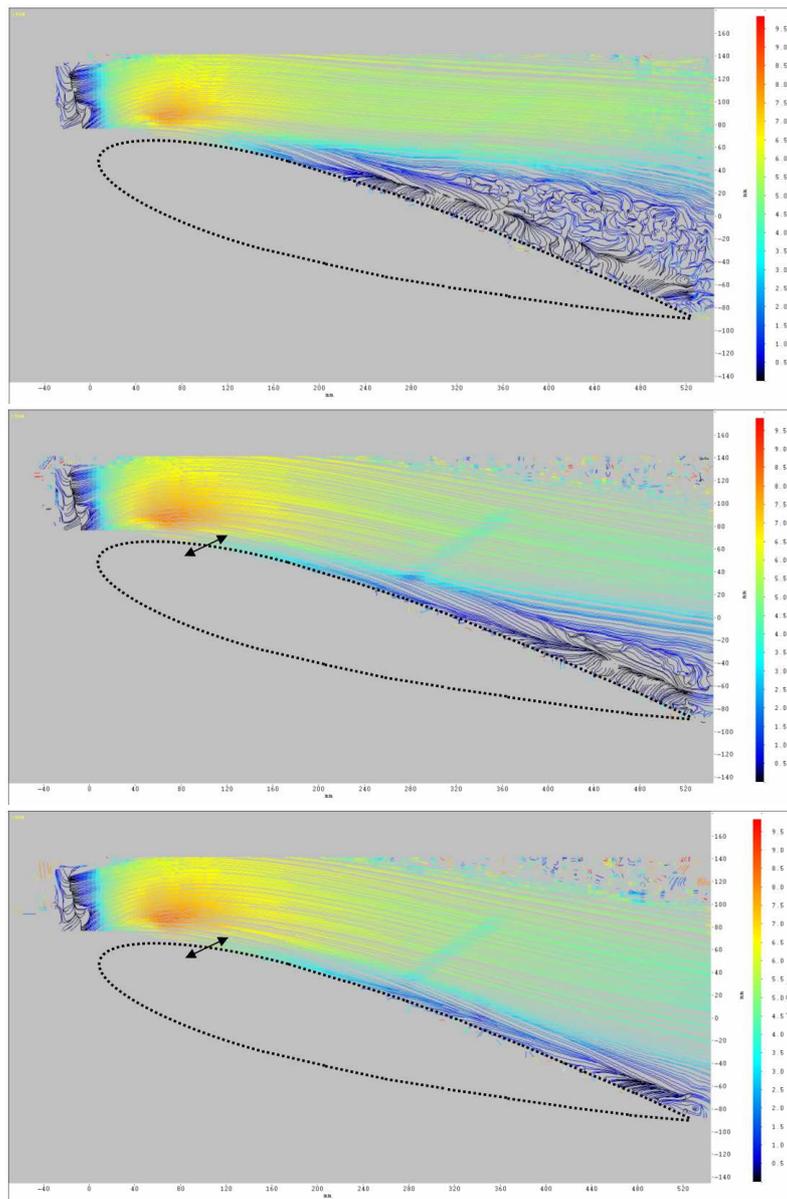


FIG. 6.61 – Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 15^\circ$  et  $U_\infty = 6 \text{ m/s}$ ). Contrôle par jets synthétiques mécaniques au travers de trous inclinés  $\phi = 3 \text{ mm}$  en  $x/C = 20\%$ . En haut : cas sans contrôle ; au milieu : contrôle à une fréquence  $f = 34 \text{ Hz}$  et  $C_\mu = 0.90\%$  ; en bas : contrôle à une fréquence  $f = 50 \text{ Hz}$  et  $C_\mu = 1.94\%$

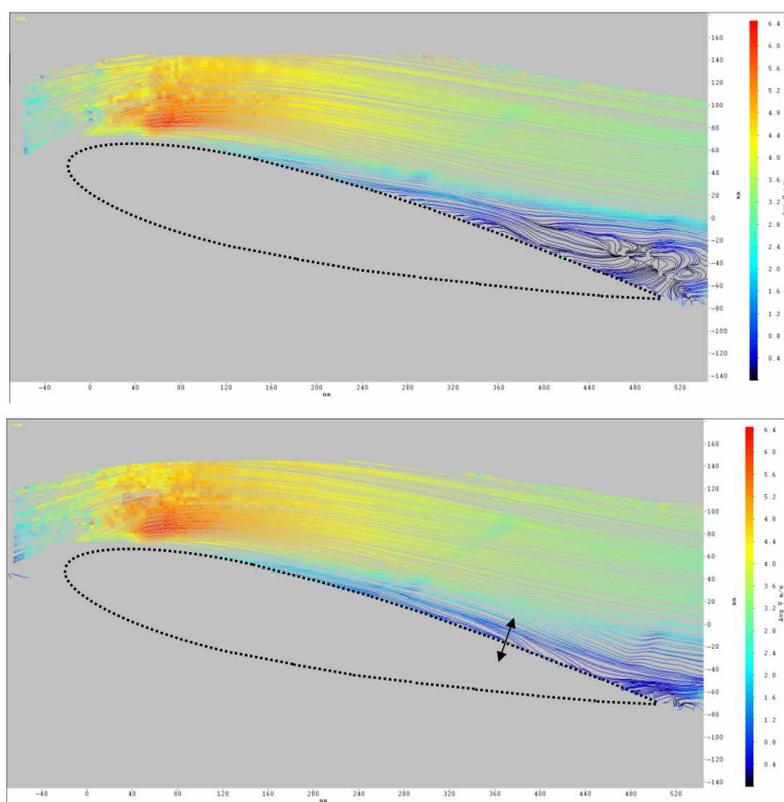


FIG. 6.62 – Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 13^\circ$  et  $U_\infty = 4m/s$ ). Contrôle par jets synthétiques (générés par haut-parleurs) au travers de trous  $\phi = 2mm$  (perpendiculaires à la paroi) en  $x/C = 70\%$ . En haut : cas sans contrôle ; en bas : contrôle à une fréquence  $f = 100Hz$  et  $C_\mu = 3.70\%$

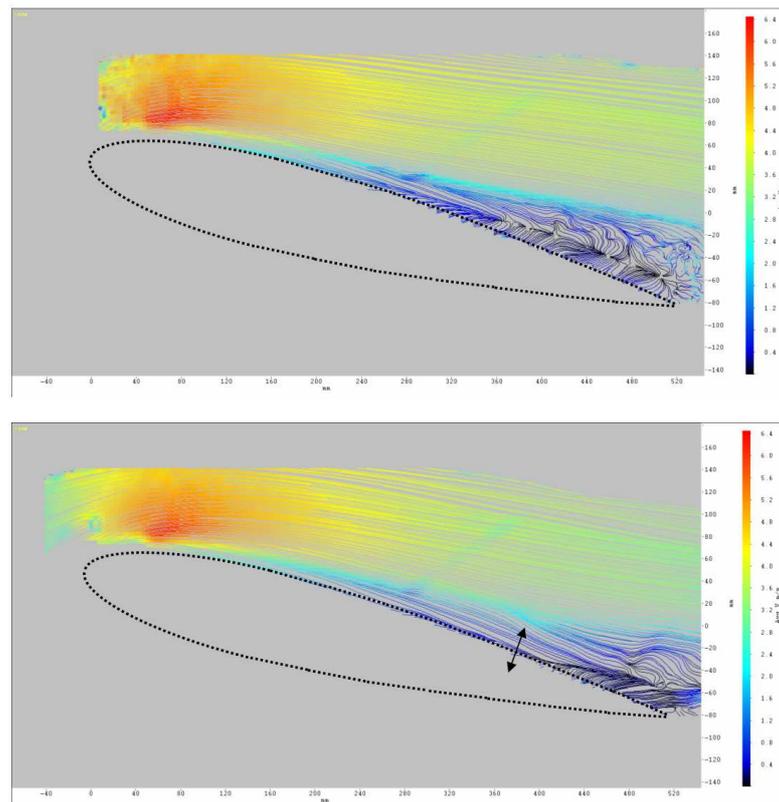


FIG. 6.63 – Lignes de courant de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $\alpha = 14^\circ$  et  $U_\infty = 4m/s$ ). Contrôle par jets synthétiques (générés par haut-parleurs) au travers de trous  $\phi = 2mm$  (perpendiculaires à la paroi) en  $x/C = 70\%$ . En haut : cas sans contrôle ; en bas : contrôle à une fréquence  $f = 100Hz$  et  $C_\mu = 3.70\%$

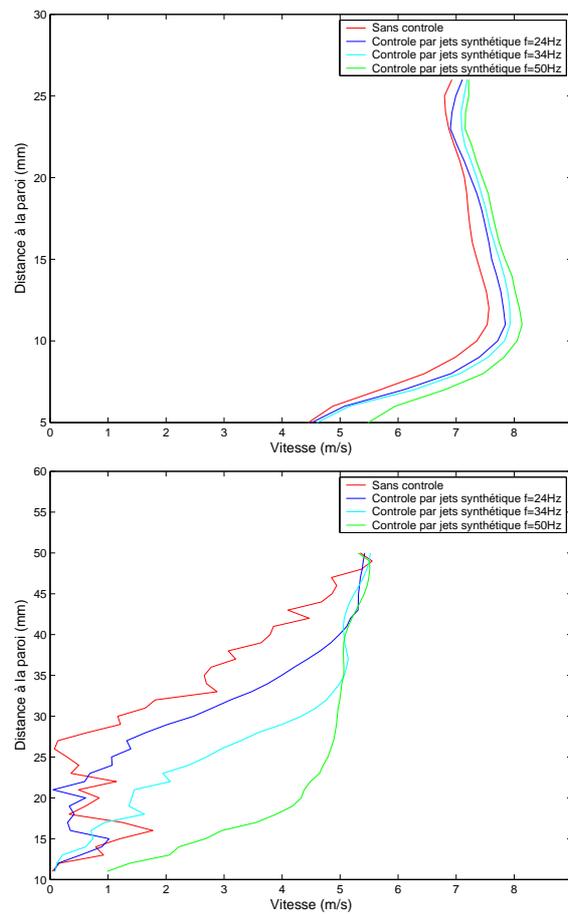


FIG. 6.64 – Profils de vitesse moyenne obtenus sur le profil NACA 0015 en variant la fréquence de contrôle (jet synthétique mécanique au travers de trous circulaires  $\phi = 3\text{mm}$  placés en  $x/C = 20\%$ ).  $U_\infty = 6\text{m/s}$ , les profils sont tracés pour deux positions. En haut :  $x/C = 21\%$  ; en bas :  $x/C = 92\%$

### 6.4.4 Analyse des structures de l'écoulement par utilisation de la POD

Dans le but de visualiser et d'extraire des informations sur les structures tourbillonnaires de la zone d'écoulement décollé, une Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD) est entreprise. Cette technique introduite par Lumley [78] est basée sur l'idée que les structures cohérentes d'un écoulement turbulent sont celles qui ont la plus grande projection au sens des moindres carrés sur le champ de vitesse. Pour plus de détails concernant cette technique, le lecteur pourra se reporter à l'annexe B. Une approche POD de type *snapshot* est utilisée pour notre analyse. Ce choix implique de :

- calculer la matrice d'auto-corrélation  $R_{ij}$  pour un jeu de 400 réalisations (ou *snapshots*)  $U_i$ ,
- pratiquer une décomposition aux valeurs propres de la matrice  $R_{ij}$  et réorganiser, par ordre décroissant, les valeurs propres ( $\lambda_i$ ) et leurs vecteurs propres associés (les coefficients temporels  $a_{ij}^{(n)}$ )
- calculer les modes spatiaux  $\phi_i^{(n)}$  par projection du champ de vitesse d'origine sur les vecteurs propres  $a_{ij}^{(n)}$  :

$$\phi_i^{(n)} = a_{ij} U_i$$

L'analyse POD présente les modes spatiaux dominants pour la fenêtre centrée sur l'actionneur de type HP représentée sur la Fig. 6.57.

Les essais sont réalisés pour trois vitesses d'écoulement ( $2.4m/s$ ,  $3.0m/s$  et  $4.0m/s$ ), ce qui conduit respectivement à des nombres de Reynolds de  $1.6 \times 10^5$ ,  $2.0 \times 10^5$  et  $2.7 \times 10^5$ . L'incidence du profil est fixée dans un premier temps à  $14^\circ$ , ce qui situe le décollement approximativement à mi-corde. Sont représentés sur la Fig. 6.65 les champs moyens de la vitesse longitudinale et des cinq premiers modes POD. La ligne oblique systématiquement observée sur les champs moyens est l'ombre portée d'un impact dans le verre de la paroi supérieure de la veine d'essais.

On constate sur le champ moyen que la région traitée correspond à une région d'écoulement entièrement décollée. Le champ moyen ne fait pas apparaître d'écoulement retour mais les vitesses mesurées en proche paroi sont quasiment nulles. Au bord de fuite, la hauteur de la zone décollée est d'environ 10cm. Les deux premiers modes de la décomposition POD ne permettent pas de clairement dégager de structures cohérentes. Néanmoins, deux constatations sont possibles : le premier mode semble correspondre à la couche de cisaillement se développant entre l'écoulement extérieur de vitesse  $3.0m/s$  et la région du décollement caractérisée par des vitesses très faibles ; le second mode correspond à la région décollée de l'écoulement. Le troisième mode met, quant à lui, en évidence de manière claire, la grosse structure présente dans l'échappement tourbillonnaire naturel ayant lieu au bord de fuite de la maquette. Cette structure, observable également par tomographie, se forme à intervalles réguliers avant d'être convectée en aval du profil. Comparons maintenant ces champs à ceux obtenus par application d'un contrôle par jets synthétiques (perpendiculaires à la paroi, en  $x/C = 70\%$ ) sur la Fig. 6.66.

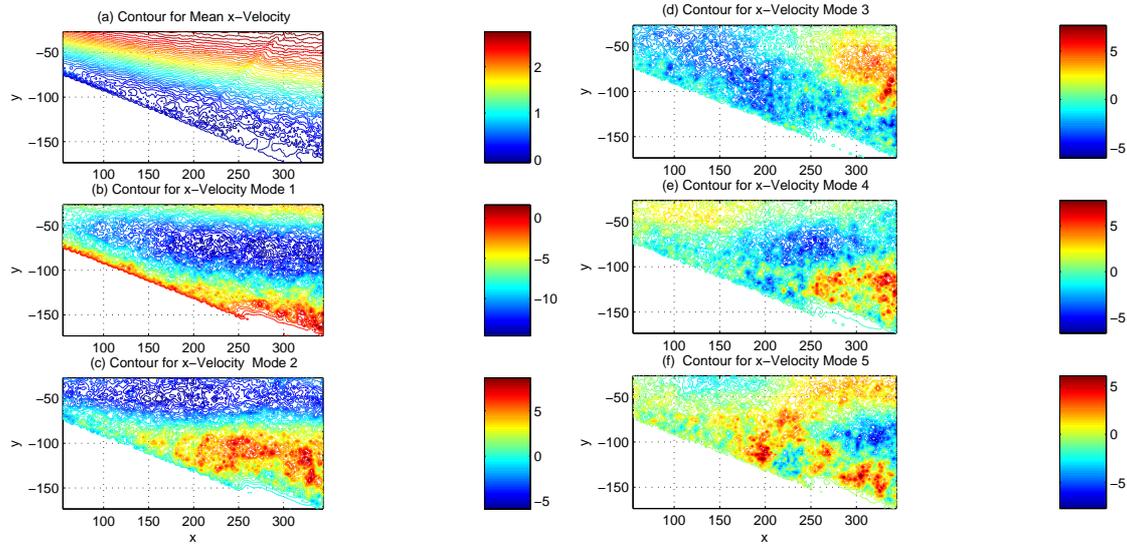


FIG. 6.65 – Champs moyens de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour le profil non contrôlé placé à incidence  $\alpha = 14^\circ$  dans un écoulement à  $Re_C = 2.0 \times 10^5$

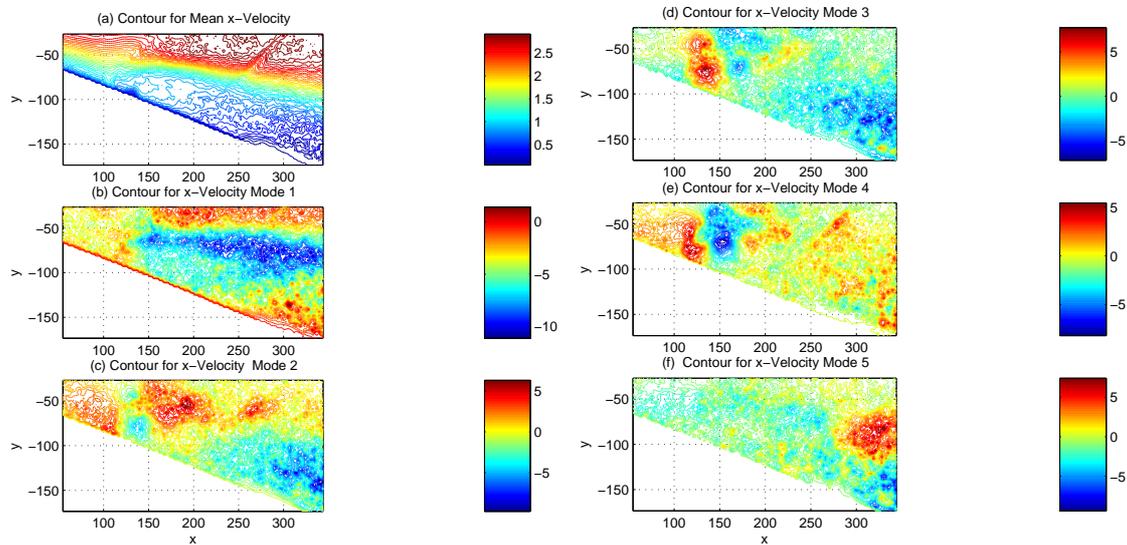


FIG. 6.66 – Champs moyens de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour le profil placé à incidence  $\alpha = 14^\circ$  dans un écoulement à  $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$  avec déploiement des actionneurs ( $f = 40Hz$ )

Le champ moyen met en évidence un recollement sur la partie située en amont de l'actionneur. Le gain de quantité de mouvement, même s'il n'est pas flagrant, permet d'accélérer suffisamment l'écoulement en proche paroi pour maintenir la couche limite collée jusqu'au droit de l'actionneur. Le premier mode POD retranscrit, cette fois, la trajectoire moyenne du jet synthétique se développant dans l'écoulement transverse. On constate que la hauteur de pénétration du jet est de l'ordre de grandeur de la hauteur de la région d'écoulement décollée. Le deuxième mode est également intéressant car il permet de visualiser le double enroulement tourbillonnaire (généralisé à la fréquence du contrôle, soit  $40Hz$ ) convecté en aval de l'actionneur. Enfin, si l'on compare les modes 4 et 5 de la présente configuration à celle de la Fig. 6.66, on observe que la taille des structures dégagées par la décomposition POD est plus faible dans le cas contrôlé. L'application du contrôle a pour effet de briser les larges structures tourbillonnaires émises lors du décollement de couche limite ; les tourbillons observés lors de l'application du contrôle sont de plus petites tailles et leur fréquence est imposée par la fréquence de fonctionnement du jet synthétique. Cette dernière constatation est confirmée par la Fig. 6.67 où sont représentés les niveaux d'énergie associés à chaque mode POD. Sans contrôle, le pourcentage de l'énergie totale représenté par le premier mode POD (associé à la couche de cisaillement) est plus élevé que pour la configuration avec contrôle.

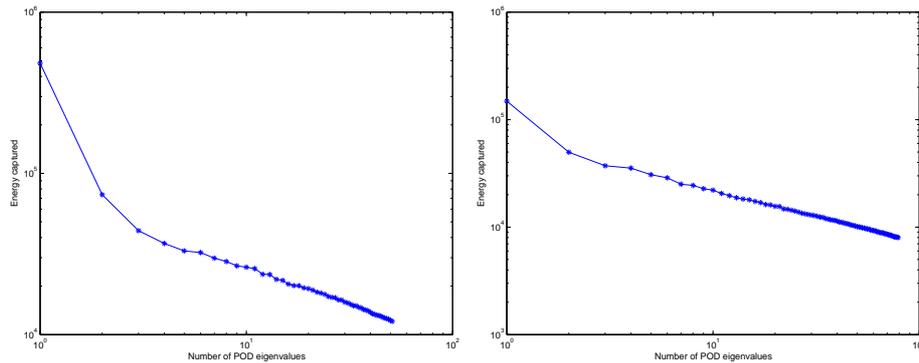


FIG. 6.67 – Niveaux d'énergie associés à chaque mode de la décomposition par POD ; à gauche, profil non contrôlé ; à droite, profil avec activation des haut-parleurs ( $f = 40Hz$ )

La Fig. 6.68 présente les effets d'une augmentation de la fréquence du contrôle. On fixe celle-ci à  $60Hz$ . Le rapport de vitesses  $VR$ , et, par conséquent, le coefficient de soufflage  $C_\mu$  sont augmentés. On n'observe pas de différences significatives par rapport à la configuration avec contrôle à  $40Hz$ , les mêmes types d'observations peuvent être faits si l'on observe les champs moyens de vitesse et les champs des cinq premiers modes POD.

Les profils de vitesse moyenne (Fig. 6.69) tracés pour trois positions longitudinales indiquent l'existence d'un effet de fréquence :

En amont de l'actionneur, pour des fréquences de contrôle de  $f = 40Hz$  ou  $f = 60Hz$ , les gains de vitesse sont de l'ordre de 50% à une distance  $h = 30mm$  de

la paroi. Pour les fréquences les plus élevées ( $f = 80Hz$  et  $f = 100Hz$ ), les gains de vitesse sont beaucoup plus réduits et, dans ce cas, plus on s'éloigne de la paroi, plus les effets du contrôle s'atténuent. Pour  $h > 30mm$ , le contrôle n'a plus aucun effet sur les profils de vitesse moyenne.

En aval de l'actionneur, la tendance est la même. Moyennant une fréquence de contrôle de  $40Hz$ , la vitesse de l'écoulement à  $15mm$  de la paroi est multipliée par 8 pour le deuxième relevé (à une distance de  $30mm$  de l'actionneur). Si on ne considère que les fréquences  $f = 40Hz$  et  $f = 60Hz$ , on constate que l'augmentation de vitesse est davantage marquée en proche paroi ( $h < 20mm$ ) et au-delà d'une certaine hauteur. Il existe une région de l'écoulement n'étant quasiment pas affectée par le jet synthétique (aux alentours de  $h = 30mm$  pour le deuxième relevé et aux alentours de  $h = 45mm$  pour le troisième).

L'effet d'accélération pour  $h < 20mm$  est peut-être dû au tourbillon en fer à cheval qui se forme à la base du jet synthétique. On peut par ailleurs penser que le gain de vitesse obtenu à une plus grande distance de la paroi est lié à la présence de l'anneau de vorticité em  s par le jet synthétique. Celui-ci se déforme sous l'effet de l'écoulement transverse et génère deux structures tourbillonnaires contra-rotatives pouvant favoriser un transfert de quantité de mouvement entre la partie supérieure de l'écoulement cisailé et la région décollée. Toutefois, ceci ne constitue qu'une possible interprétation des effets observés et nécessiterait bien sûr une étude plus approfondie.

En outre, la fréquence optimale de  $40Hz$  est en accord avec la gamme de fréquences réduites optimales mise en évidence par la revue bibliographique au paragraphe 3.4.1. La gamme  $0.3 \leq F^+ \leq 4$  conduit en effet, pour notre configuration, à des fréquences optimales comprises entre  $3Hz$  et  $40Hz$ . D'autre part, il existe peut-être un lien entre la fréquence du jet synthétique et la fréquence d'échappement tourbillonnaire dans le sillage (  valu  e à  $12.5Hz$  au paragraphe 6.4.2).

Les effets d'une variation de la vitesse de l'écoulement amont sont donnés sur la Fig. 6.70. L'incidence étant maintenue à  $\alpha = 14^\circ$  et la fréquence de contrôle étant fixée à  $40Hz$ , le nombre de Reynolds de l'écoulement est réduit à  $1.6 \times 10^5$ . La distribution d'énergie cinétique turbulente révèle que la trajectoire du jet synthétique traverse la couche de mélange alors que le champ moyen de vitesse indique qu'un décollement massif prenant naissance au droit de l'actionneur est provoqué par le contrôle. En revanche, en amont de l'actionneur, la déviation des lignes de courant vers la paroi est très prononcée.

Enfin, le nombre de Reynolds de l'écoulement étant fixé à  $2.0 \times 10^5$ , on porte l'incidence du profil à  $\alpha = 15^\circ$ , ce qui a pour effet de déplacer la ligne de décollement vers le bord d'attaque de la maquette. Une augmentation du coefficient de soufflage  $C_\mu$  est nécessaire pour avoir un effet favorable sur le décollement. On observe sur la Fig. 6.71 que la hauteur de la zone de décollement est légèrement réduite (comparer par exemple la hauteur de la région décollée au bord de fuite), ce qui traduit une tendance au recollement.

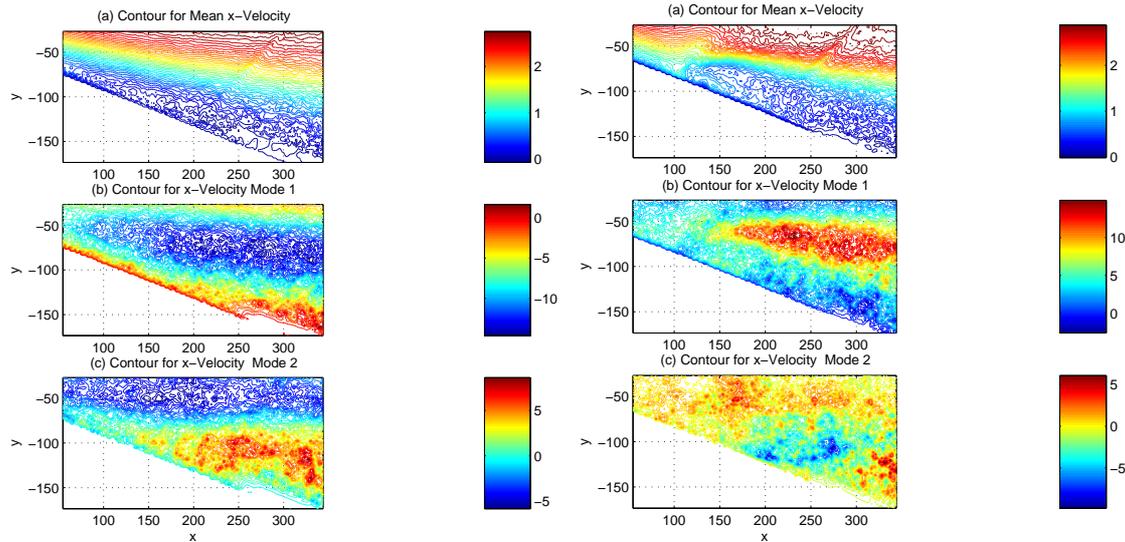


FIG. 6.68 – Champs moyens de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux deux premiers modes de la décomposition par POD pour le profil placé à incidence  $\alpha = 14^\circ$  dans un écoulement à  $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$  : à gauche, sans contrôle ; à droite, avec déploiement des actionneurs ( $f = 60Hz$ )

## 6.5 Conclusions

Dans ce chapitre, différents systèmes de contrôle des décollements de couche limite ont été testés sur un profil épais de type NACA 0015, caractérisé par des décollements naissant au bord de fuite de l'aile et s'étalant progressivement vers le bord d'attaque lors de la mise en incidence de la maquette. L'étude numérique du profil et les essais préliminaires en soufflerie ont permis de valider le comportement aérodynamique du profil. Les calculs nous ont également livré des informations quant aux ordres de grandeur des couches limites se développant sur les deux maquettes. Dès lors, il a été possible de choisir des tailles de rugosités adaptées afin d'appliquer le contrôle sur une couche limite turbulente et ainsi de s'affranchir des effets de déclenchement de transition liés aux actionneurs.

Plusieurs types de mesures ont été mis en oeuvre sur les deux maquettes disponibles. Dans la Soufflerie Béton, des pesées aérodynamiques, des mesures de distributions de pression statique pariétale et des explorations au fil chaud du sillage de la maquette, associées à des visualisations pariétales par enduits visqueux ont permis de quantifier les effets d'un contrôle par générateurs de tourbillons fluidiques. Ces essais ont été complétés par des tomographies à faibles nombres Reynolds dans la soufflerie VISU 01.

D'autre part, deux actionneurs de type jets synthétiques ont été mis en place sur la maquette ONERA D-Visu. Deux campagnes PIV, consacrées à l'étude des effets de ces actionneurs sur les décollements, ont été réalisées. Compte tenu de l'instrumentation réduite de cette maquette, les données fournies par la PIV sont les

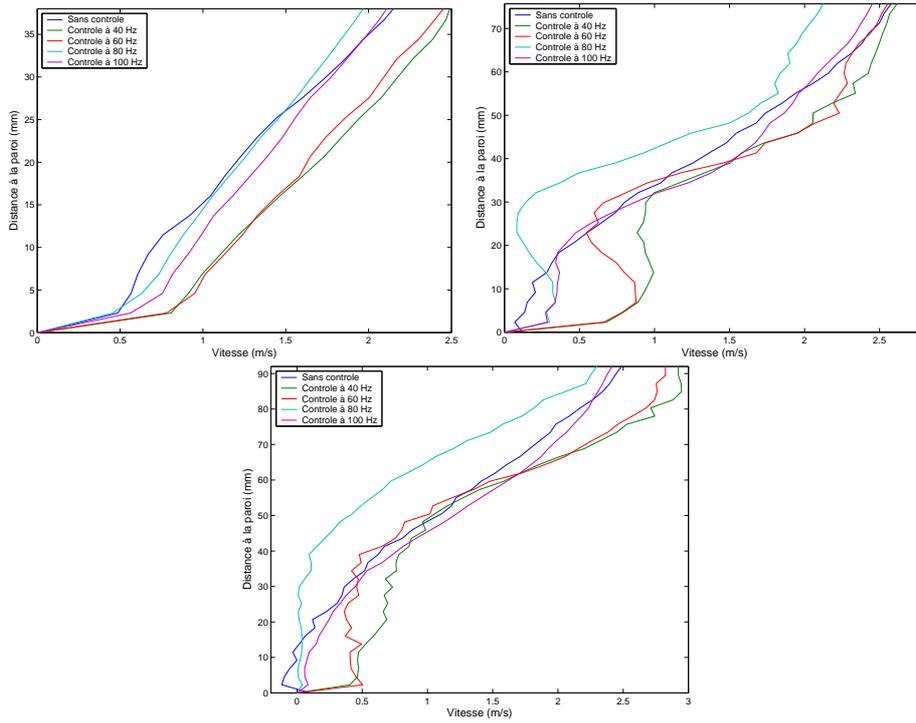


FIG. 6.69 – Profils de vitesse moyenne pour le profil placé à incidence  $\alpha = 14^\circ$  dans un écoulement à  $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$  : en haut à gauche,  $50\text{mm}$  en amont de l'actionneur ; en haut à droite,  $30\text{mm}$  en aval de l'actionneur ; en bas,  $100\text{mm}$  en aval de l'actionneur

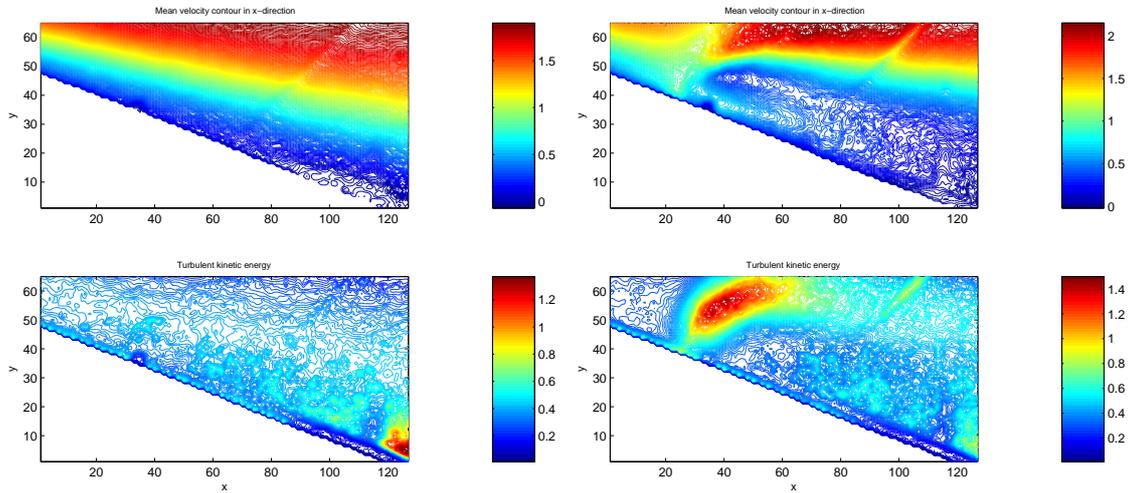


FIG. 6.70 – Champs moyens de vitesse longitudinale et distributions d'énergie cinétique turbulente pour le profil placé à incidence  $\alpha = 14^\circ$  dans un écoulement à  $Re_{C_2} = 1.6 \times 10^5$  : à gauche, sans contrôle ; à droite, avec déploiement des actionneurs ( $f = 40\text{Hz}$ )

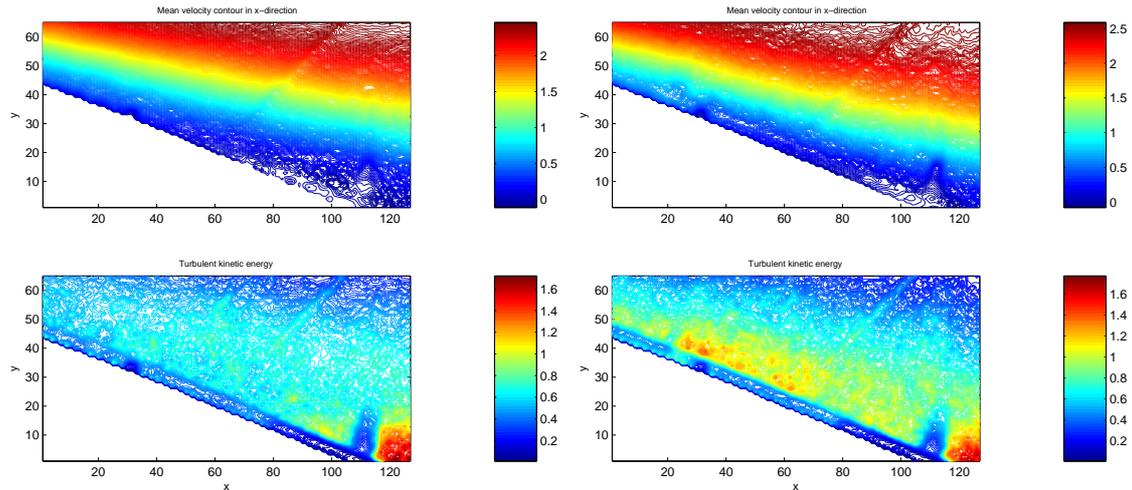


FIG. 6.71 – Champs moyens de vitesse longitudinale et distributions d'énergie cinétique turbulente pour le profil placé à incidence  $\alpha = 15^\circ$  dans un écoulement à  $Re_{C_2} = 2.0 \times 10^5$  : à gauche, sans contrôle ; à droite, avec déploiement des actionneurs ( $f = 100Hz$ )

seules dont nous disposons pour cette configuration. Les deux modes d'action testés sont un soufflage synthétique tangentiel en amont des décollements et un soufflage synthétique perpendiculaire à la paroi dans la région décollée de l'écoulement.

Les générateurs de tourbillons fluidiques (VGF) permettent des gains de portance compris entre 5 et 14% et des réductions de traînée considérables atteignant 62% à l'incidence de décrochage. Les visualisations pariétales et les tomographies réalisées mettent en évidence un recollement complet de la couche limite sur la région où est appliqué le contrôle. Les coefficients de soufflage  $C_\mu$  nécessaires pour aboutir à ces effets sont relativement faibles de l'ordre de 0.8%, ce qui rend l'utilisation de cette technique de contrôle particulièrement intéressante.

Les essais de contrôle par jets synthétiques à faibles nombres de Reynolds ont révélé l'efficacité des deux modes d'action envisagés : jet synthétique tangentiel en proche bord d'attaque et jet synthétique perpendiculaire à la paroi dans la zone de décollement.

Le jet synthétique tangentiel positionné au bord d'attaque ( $x/c = 20\%$ ) provoque une accélération locale de l'écoulement et modifie la structure de l'écoulement. Les tourbillons de Kelvin-Helmholtz se développant dans la couche de mélange se transformant, sous l'effet du contrôle, en une série de tourbillons de taille plus réduite. Ces structures cohérentes sont plus énergétiques et favorisent le processus de recollement de la couche limite. En outre, la vorticité longitudinale provoquée par les jets favorise un transfert de quantité de mouvement entre la partie supérieure de l'écoulement cisailé et la région décollée, ce qui induit une accélération de l'écoulement en proche paroi. Les coefficients de soufflage employés, de l'ordre de 1 à 2% semblent indiquer que ce type de contrôle est moins avantageux que les VGF mis en place dans la Soufflerie Béton. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que les deux configurations

d'écoulement, n'étant pas rigoureusement semblables, sont susceptibles d'expliquer ces différences de valeurs. On peut par exemple citer la différence d'allongement des maquettes (l'allongement de 1.25 de la maquette ONERA D-Visu induit sans doute des effets tridimensionnels importants) ou encore les différences de gradient de pression longitudinal (celui-ci étant beaucoup plus important dans le cas de la Soufflerie VISU du fait du taux de blocage de la veine d'essais).

Une approche de contrôle différente basée sur l'utilisation de jets synthétiques perpendiculaires à la paroi dans la région décollée ( $x/c = 70\%$ ) a ensuite été testée.

Moyennant des taux de soufflage relativement élevés ( $C_\mu$  de l'ordre de 4%), ce type de contrôle induit également un recollement de la couche limite, ce qui constitue un résultat original, la revue bibliographique du contrôle des décollements n'ayant pas laissé entrevoir cette possibilité d'action (seul le soufflage tangentiel à l'intérieur d'une région d'écoulement décollé ayant démontré un réel potentiel [119]). Nous avons mis en évidence un effet de fréquence du contrôle, ce qui souligne l'importance de l'excitation des modes instables de l'écoulement dans les processus de recollement. Des fréquences réduites  $F^+ \leq 4$  semblent optimales, conformément aux résultats de la littérature.

Même si quelques pistes ont été données pour expliquer la physique du recollement, les essais réalisés ne permettent pas de bien saisir les mécanismes de ce mode de contrôle car de nombreux paramètres interviennent (incidence du profil, vitesse amont, fréquence de l'actionneur, coefficient de soufflage ...).

Une simplification de la géométrie étudiée, permettant de s'affranchir de certains de ces paramètres, est alors envisagée (Fig. 6.72). Dans cette perspective, nous nous proposons d'étudier, dans le chapitre suivant, l'interaction entre une couche de mélange se développant sur une plaque plane et des jets synthétiques issus d'orifices perpendiculaires à la paroi de la plaque.

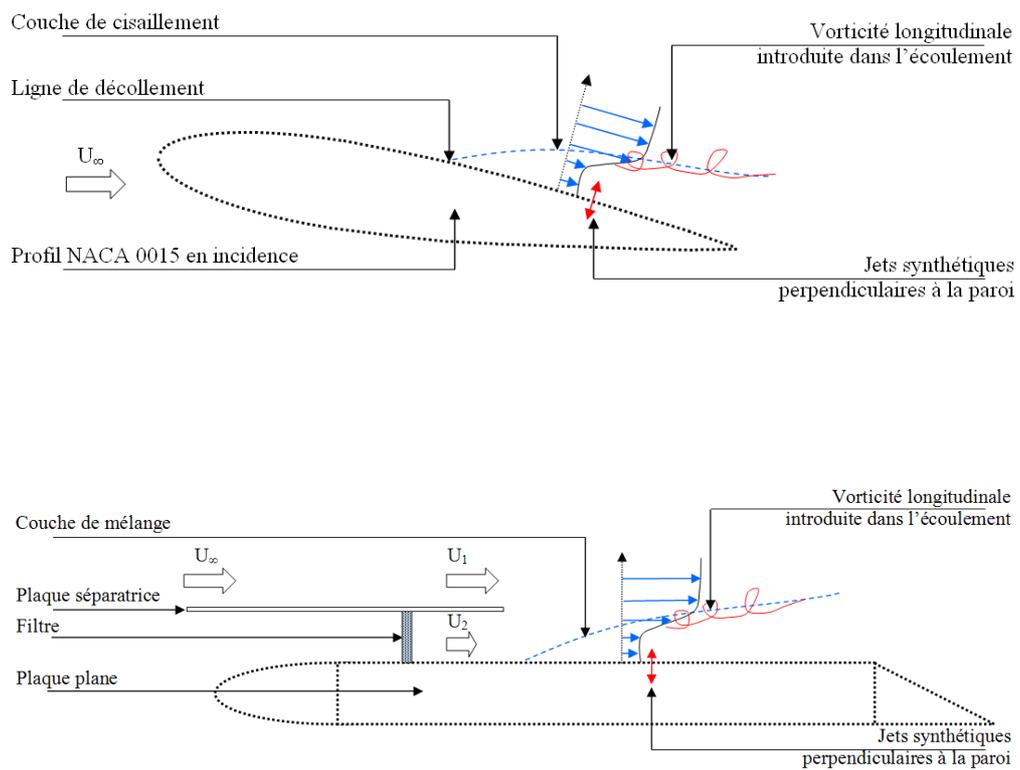


FIG. 6.72 – Analogie entre les deux configurations d'écoulement, la couche de cisaillement sur le profil NACA 0015 en incidence et le montage « couche de mélange »



# Chapitre 7

## Etude préliminaire du contrôle d'une couche de mélange

DANS cette partie, on étudie l'effet d'un soufflage synthétique introduit perpendiculairement dans un écoulement de type « couche de mélange » se développant au-dessus d'une plaque plane où sont logés les actionneurs. Cette configuration a été mise en place par analogie avec les phénomènes décrits dans le chapitre précédent sur le profil NACA 0015. Elle simule de façon simplifiée une configuration décollée en permettant de s'affranchir de certains paramètres de l'écoulement (gradient de pression longitudinal dû à l'incidence, courbure de la paroi) tout en permettant de réaliser le même type de contrôle dans des conditions similaires. La couche de mélange remplace ainsi la couche de cisaillement présente au-dessus de l'aile ; l'action dans la région d'écoulement à basse vitesse se substitue à l'action dans la région d'écoulement décollé. L'objectif de ce chapitre est ainsi d'aboutir à une meilleure compréhension des mécanismes pour ce type particulier de contrôle.

### 7.1 Description générale de la couche de mélange plane

#### 7.1.1 Définition et description de l'écoulement

Une couche de mélange est un écoulement qui naît lorsque deux écoulements parallèles de viscosités ou de vitesses différentes viennent à se rencontrer. Ces deux écoulements, l'un de vitesse « rapide », notée  $U_1$ , et l'autre de vitesse « lente », notée  $U_2$ , sont initialement séparés par un élément rigide appelé « plaque séparatrice ». La couche de mélange peut être, comme dans notre cas, plane (bord de fuite d'une plaque séparatrice de grande envergure), ou annulaire (lèvre d'un jet rond). Cette zone d'interaction fait partie de la famille des écoulements cisailés. Sa géométrie est bidimensionnelle en moyenne mais le caractère de l'écoulement est tridimensionnel lorsqu'il est turbulent. Au sein de la couche de mélange plane se développent deux types de structures :

- les structures dominantes, appelées structures primaires, qui sont des tourbillons transversaux résultant du développement des instabilités transversales de Kelvin-Helmholtz liées au caractère inflexionnel du profil de vitesse, que celui-ci soit laminaire ou turbulent (Fig. 7.1). Plus de 50% de l'énergie cinétique turbulente est associée à ces tourbillons. Leur interaction transfère la quantité de mouvement entre les deux couches.

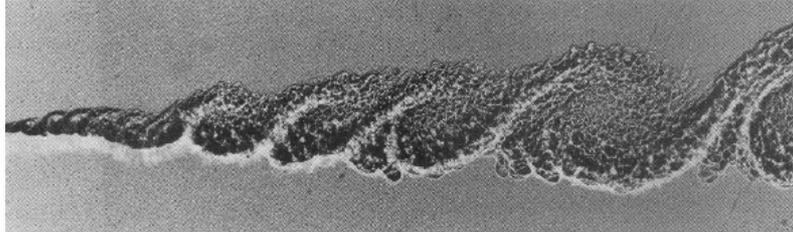


FIG. 7.1 – Visualisation des structures primaires créées par un écoulement d'hélium à  $10\text{m/s}$  (en haut) et un écoulement de nitrogène à  $3.78\text{m/s}$  (en bas) [22]

- des structures secondaires qui sont des petits tourbillons contra-rotatifs longitudinaux prenant naissance entre les structures primaires (Fig. 7.2).

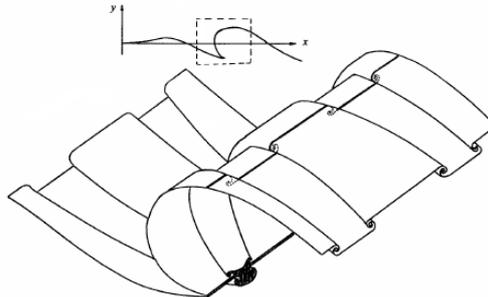


FIG. 7.2 – Reconstitution tridimensionnelle des structures de la couche de mélange plane [74]

La couche de mélange peut être décomposée en deux zones : une première zone correspondant à la région de sillage, et une seconde zone où s'appliquent les lois de similitude. Les paramètres de la région de sillage (longueur, développement, déficit de vitesse ...) sont directement influencés par les conditions amont de la couche de mélange, comme l'épaisseur de la plaque séparatrice, le rapport des vitesses ou encore les caractéristiques des couches limites se développant sur chaque face de cette plaque. La région pleinement développée de la couche de mélange correspond à la zone où les profils moyens et turbulents atteignent un régime de similitude. Dans le cas particulier où le gradient de pression longitudinal est nul, l'évasement des couches de mélange planes est linéaire.

### 7.1.2 Paramètres caractérisant la couche de mélange

Divers paramètres permettent de caractériser la couche de mélange :

- le rapport des vitesses :

$$(7.1) \quad r = \frac{U_2}{U_1}$$

- la vitesse moyenne de la couche de mélange :

$$(7.2) \quad U_m = \frac{U_1 + U_2}{2}$$

- la différence de vitesse entre les écoulements initiaux :

$$(7.3) \quad \Delta U = U_1 - U_2$$

- et le paramètre de vitesse  $\lambda$  propre à la couche de mélange, défini comme le quotient de la différence des vitesses par la somme des vitesses :

$$(7.4) \quad \lambda = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2} = \frac{\Delta U}{2U_m} = \frac{1 - r}{1 + r}$$

Pour chaque position longitudinale, il est possible de définir les épaisseurs locales de la couche de mélange :

- l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta(x)$  :

$$(7.5) \quad \theta(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{u}(x, y) - U_2}{U_1 - U_2} \left(1 - \frac{\bar{u}(x, y) - U_2}{U_1 - U_2}\right) dy$$

- et l'épaisseur de vorticité  $\delta_\omega(x)$  :

$$(7.6) \quad \delta_\omega(x) = \frac{U_1 - U_2}{\left(\frac{\partial \bar{u}(x, y)}{\partial y}\right)_{max}}$$

L'épaisseur de vorticité  $\delta_\omega(x)$  est représentative de la taille caractéristique des grandes structures se développant au sein de la couche de mélange (Fig. 7.3). La fréquence caractéristique de passage des structures primaires décroît suivant la position longitudinale de l'écoulement. Elle est caractérisée par le nombre de Strouhal  $St = \frac{f\delta_\omega}{U_m}$ , généralement compris entre 0.2 et 0.4 pour une couche de mélange plane, ce qui conduit à un espacement moyen des tourbillons compris entre  $2.5\delta_\omega(x)$  et  $5\delta_\omega(x)$ .

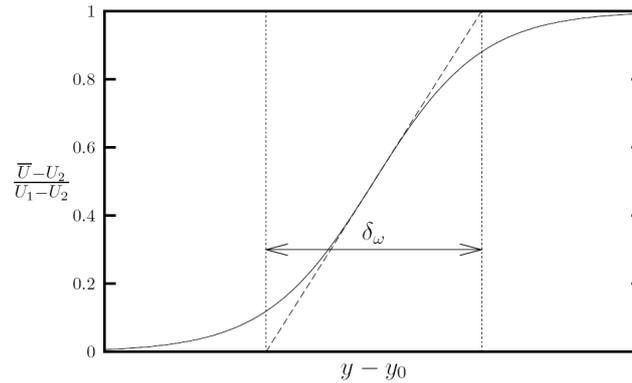


FIG. 7.3 – Schématisation de l'épaisseur de vorticité

## 7.2 Caractérisation de l'écoulement sans contrôle

Dans cette partie, nous qualifions l'écoulement de couche de mélange plane non manipulé. Le montage utilisé est celui décrit au paragraphe 4.2.2. La plaque séparatrice est placée à une hauteur fixe  $h = 80\text{mm}$  de la plaque plane.

### 7.2.1 Méthodes de mesures utilisées

La maquette n'étant pas instrumentée et la soufflerie dans laquelle ont été réalisés ces essais étant avant tout destinée à la visualisation, nous avons essentiellement eu recours à la PIV pour qualifier cet écoulement de couche de mélange plane. Caractériser l'évolution spatiale de la couche de mélange (mesure du taux d'épaississement et de la longueur d'établissement du régime de similitude des profils de vitesse) en multipliant les sondages à différentes positions longitudinales était en effet difficilement réalisable. Néanmoins, quelques relevés de vitesse par sondages au tube de Pitot et au fil chaud complètent ponctuellement notre analyse.

Deux champs PIV sont traités dans cette étude (Fig. 7.4) :

- l'objectif  $28\text{mm}$  de la caméra CCD permet de visualiser la quasi-totalité de la plaque. Le champ étudié a une longueur de  $1.05\text{m}$  ; nous avons ainsi accès au champ de vitesse complet de la couche de mélange se développant par-dessus la plaque,
- l'objectif  $50\text{mm}$  est centré sur l'actionneur de manière à augmenter la résolution des données PIV dans son voisinage.

Pour une meilleure lisibilité des champs de vitesse qui seront discutés dans la suite, les coordonnées géométriques de quelques points particuliers du montage sont également reportées sur la Fig. 7.4. L'origine des abscisses ( $x = 0\text{mm}$ ) concorde avec l'orifice de sortie de l'actionneur ; l'ordonnée  $y = 0\text{mm}$  correspond au bord de fuite de la plaque séparatrice. Les régions où sera appliquée la décomposition par POD apparaissent également sur cette figure.

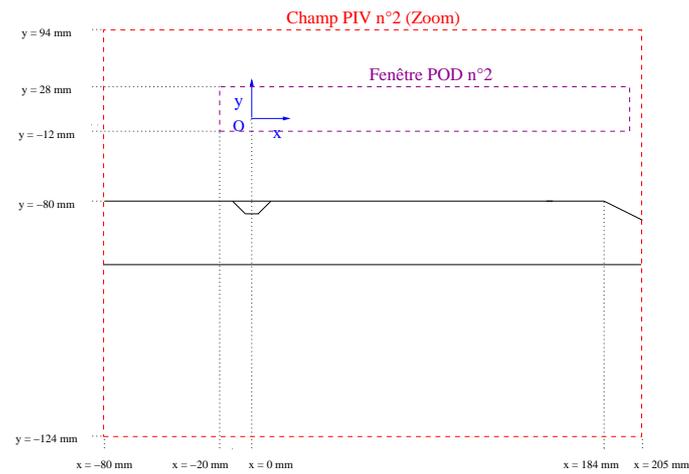
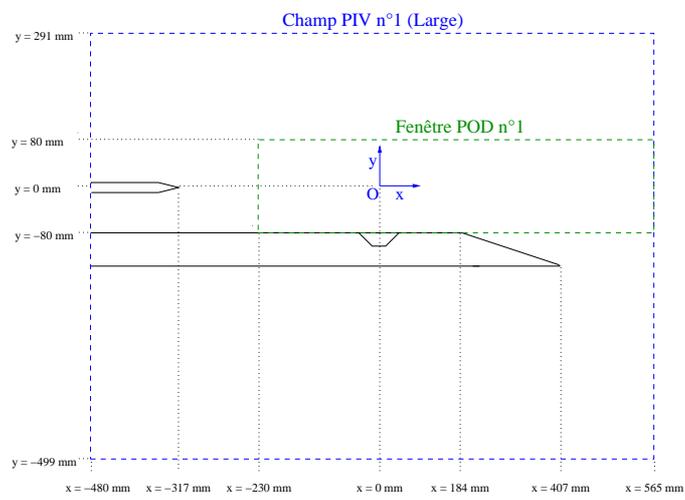
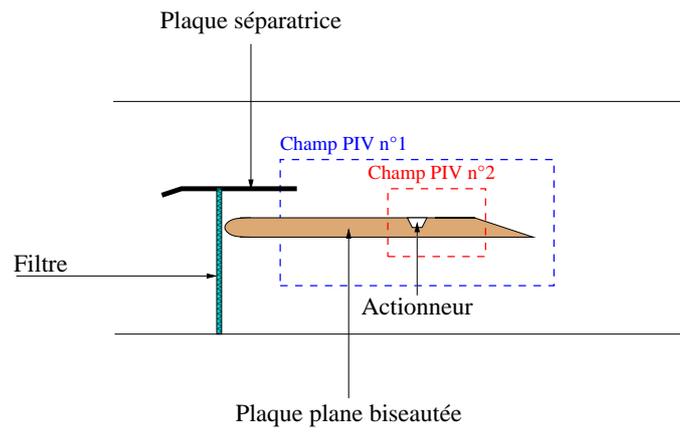


FIG. 7.4 – Schématisation de la plaque plane et positionnement des deux champs PIV traités

## 7.2.2 Détermination des paramètres de la couche de mélange

Des mesures de profils moyens de vitesse longitudinale ont été réalisées en aval du bord de fuite à l'aide d'un tube de Pitot afin de vérifier l'homogénéité des écoulements de vitesse  $U_1$  et  $U_2$ . Ce relevé de vitesse permet également de caractériser le rapport de vitesses  $r$  puisque celui-ci varie avec la vitesse de l'écoulement rapide  $U_1$ .

La Fig. 7.5 présente les profils de vitesse mesurés au droit de l'actionneur, en  $x = 0\text{mm}$ . A partir de ces sondages réalisés pour trois vitesses d'écoulement rapide, nous avons regroupé, dans le tableau 7.1, les valeurs des différents paramètres de la couche de mélange.

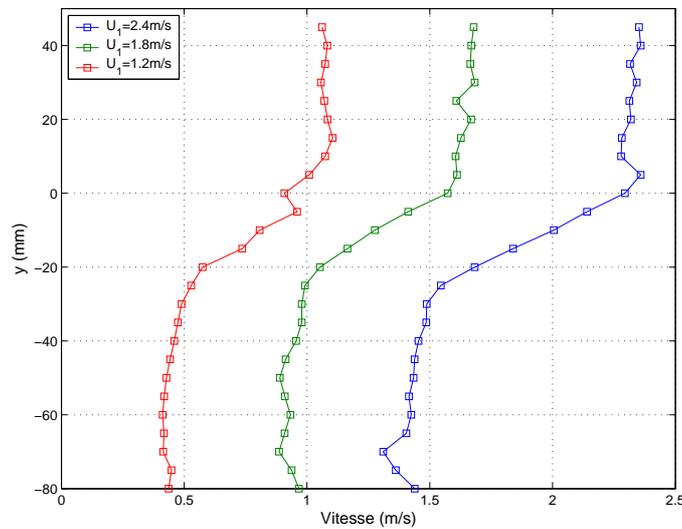


FIG. 7.5 – Profils de vitesse longitudinale mesurés au droit de l'actionneur, obtenus pour différentes vitesses  $U_1$  de l'écoulement rapide

$U_1$ (m/s)	$U_2$ (m/s)	$r$	$U_m$	$\Delta U$	$\lambda$
2.35	1.41	0.60	1.87	0.95	0.25
1.66	0.90	0.54	1.28	0.76	0.30
1.07	0.48	0.45	0.76	0.62	0.41

TAB. 7.1 – Paramètres de la couche de mélange

Dans le cas de la couche de mélange présentant une vitesse  $U_1 = 2.35\text{m/s}$ , les résultats des sondages par tube de Pitot sont confrontés aux profils moyens de vitesse issus des mesures par PIV. Les profils obtenus grâce aux deux techniques sont reportés sur la Fig. 7.6. Les profils de vitesse longitudinale adimensionnée  $(U - U_2)/(U_1 - U_2)$  sont tracés en fonction de  $(y - y_{1/2})/\delta_\omega$ . On désigne par  $y_{1/2}$  l'ordonnée pour laquelle la vitesse  $U$  est égale à la vitesse moyenne de la couche de mélange

$U_m$ . L'épaisseur de vorticité  $\delta_\omega$  est évaluée à partir d'un fit des profils expérimentaux par une fonction erreur :

$$(7.7) \quad \frac{U - U_2}{U_1 - U_2} = \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{\pi}}{\delta_\omega} \cdot y \right) \right)$$

où  $\operatorname{erf}()$  est la fonction erreur définie de la manière suivante :

$$(7.8) \quad \operatorname{erf}(k) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^k \exp(-t^2) dt$$

On peut montrer [80] que l'épaisseur de vorticité de la couche de mélange est reliée au paramètre d'expansion (ou taux d'évasement)  $\sigma$  par la formule :

$$(7.9) \quad \frac{d\delta_\omega}{dx} = \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma}$$

Des relations empiriques issues de résultats expérimentaux permettent d'estimer le taux d'évasement de la couche de mélange dans le cas où les deux fluides constituant la couche de mélange sont identiques. D'après Fiedler [42] :

$$(7.10) \quad \sigma \simeq 11.08 \lambda^{-1}$$

Au droit de l'actionneur, les profils moyens de vitesse longitudinale mesurés par les deux techniques conduisent à une épaisseur de vorticité  $\delta_\omega$  d'environ  $36\text{mm}$ .

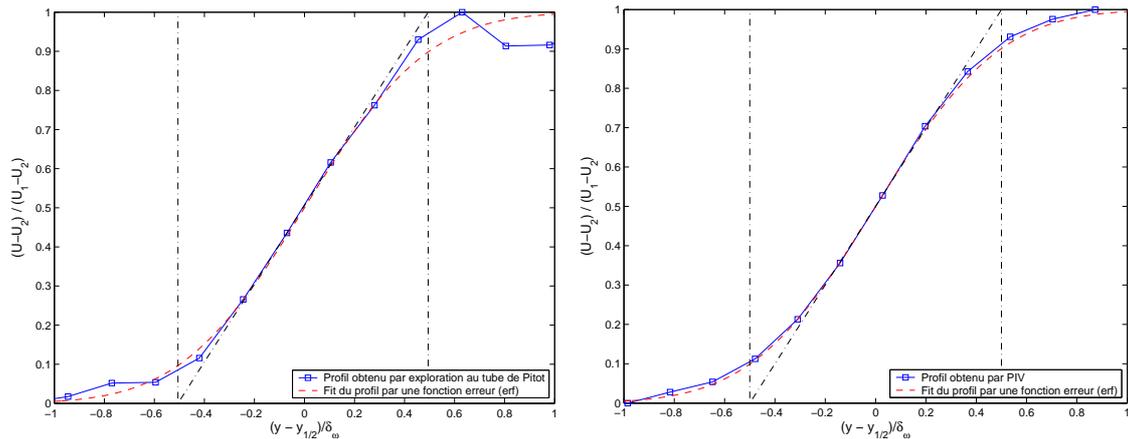


FIG. 7.6 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale obtenus par sondages au tube de Pitot et par PIV

### 7.2.3 Champs moyens et fluctuations de vitesses

On procède aux mesures PIV pour trois vitesses  $U_1$  ( $1.2m/s$ ,  $1.8m/s$  et  $2.6m/s$ ).

#### Champs de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente

Les champs moyens de vitesse (obtenus à partir de 400 champs de vitesse instantanés) ainsi que les distributions d'énergie cinétique turbulente sont reportés sur les Fig. 7.7 à 7.9. Ces champs correspondent à la fenêtre POD n°1 indiquée sur la Fig. 7.4.

Pour chacune des vitesses, les champs moyens indiquent que la ligne moyenne  $U = U_m$  n'est pas horizontale mais présente une inclinaison vers la partie inférieure de la couche de mélange. Les niveaux de fluctuations de vitesse sont les plus élevés autour de cette ligne moyenne.

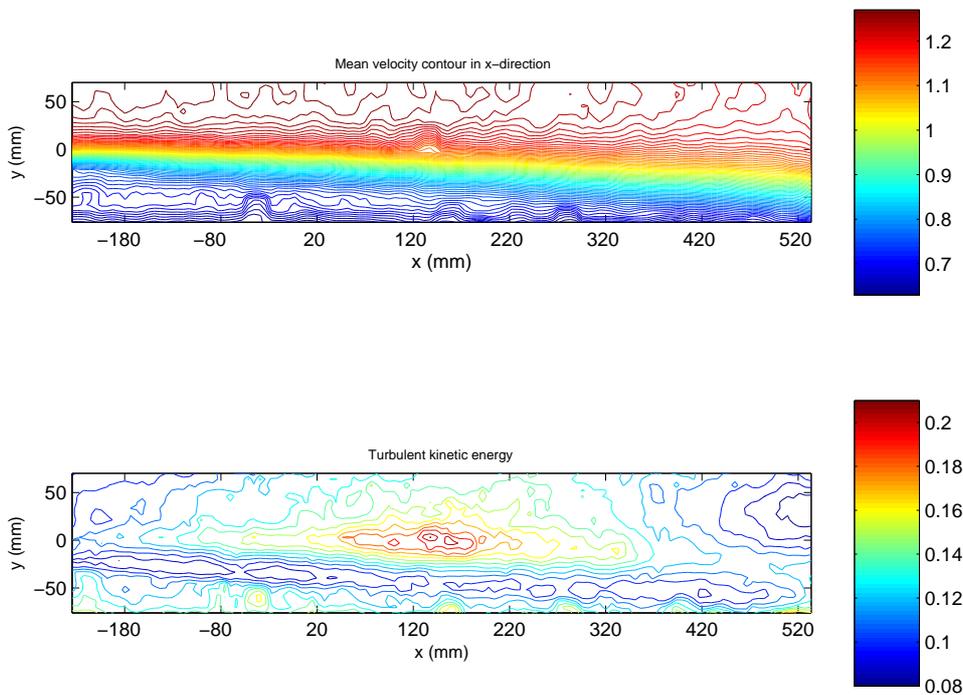


FIG. 7.7 – Champ moyen de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente pour  $U_1 = 1.2m/s$  (fenêtre POD n°1)

Le champ moyen de vitesse longitudinale et la distribution d'énergie cinétique turbulente correspondant à la fenêtre POD n°2 (pour  $U_1 = 2.6m/s$ ) sont donnés sur la Fig. 7.10. Ce zoom confirme avec une meilleure résolution les résultats des mesures PIV de la Fig. 7.9.

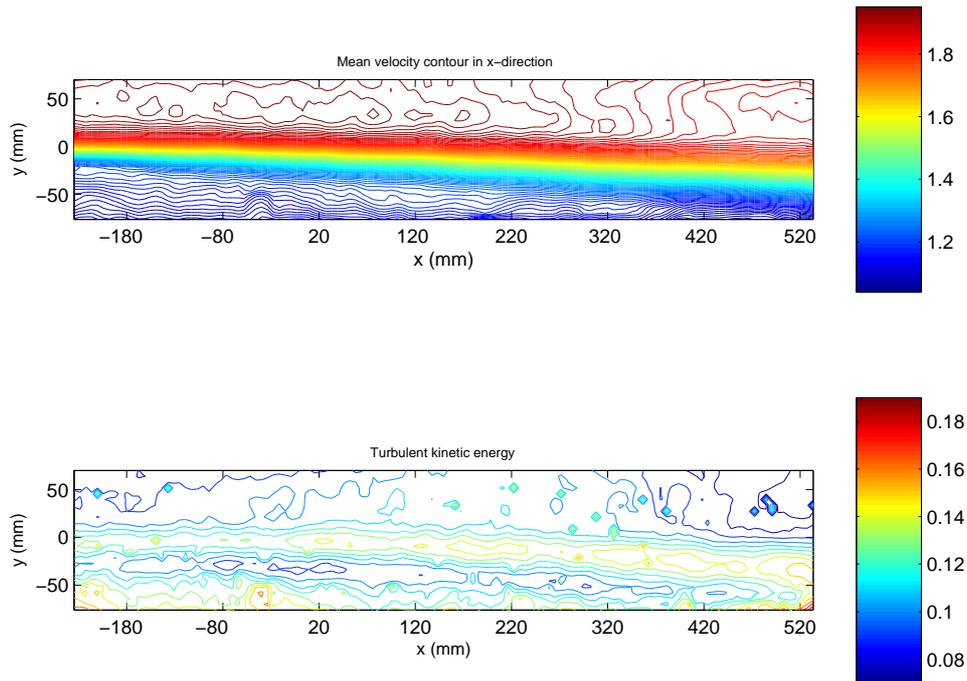


FIG. 7.8 – Champ moyen de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente pour  $U_1 = 1.8m/s$  (fenêtre POD n°1)

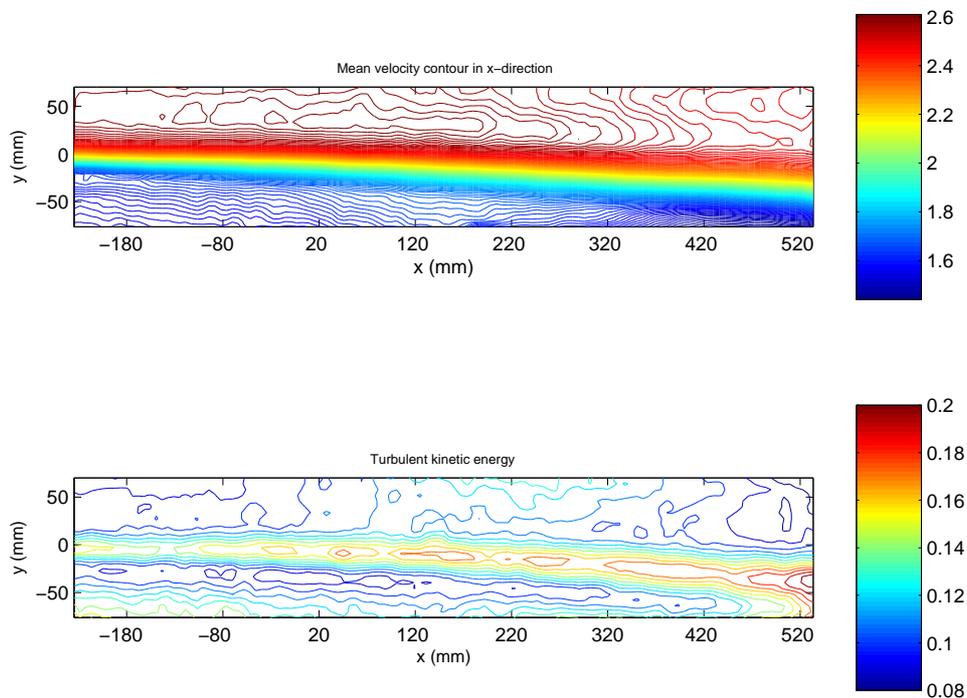


FIG. 7.9 – Champ moyen de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente pour  $U_1 = 2.6m/s$  (fenêtre POD n°1)

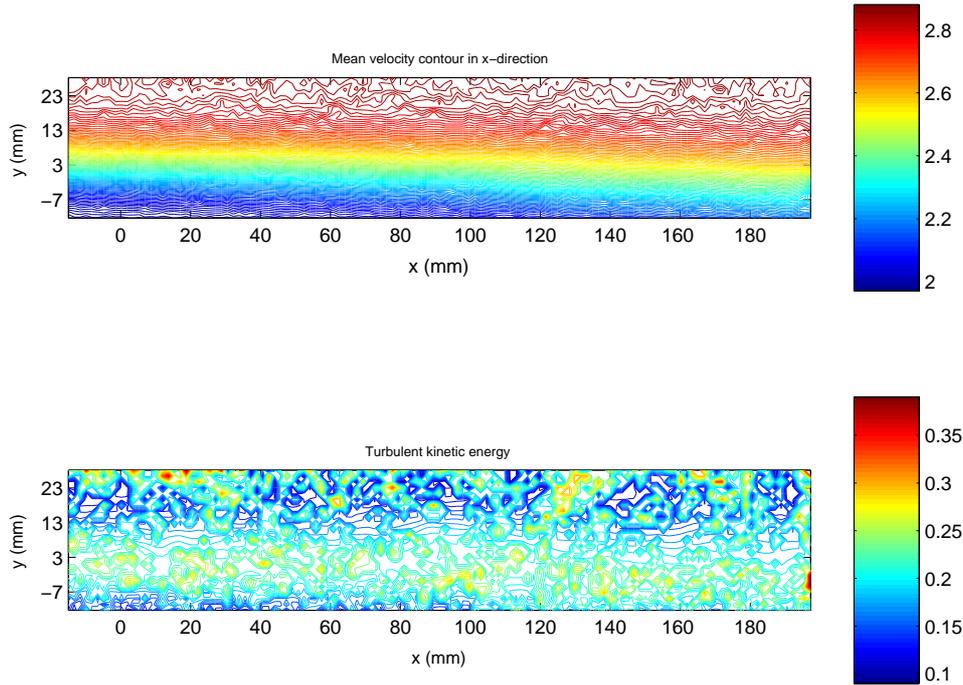


FIG. 7.10 – Champ moyen de vitesse longitudinale et distribution d'énergie cinétique turbulente pour  $U_1 = 2.6m/s$  (fenêtre POD n°2)

### Profils moyens de vitesse longitudinale

Pour  $U_1 = 2.6m/s$ , l'évolution spatiale des profils moyens de vitesse longitudinale adimensionnée est présentée sur la Fig. 7.11. Les profils sont tracés pour six positions longitudinales comprises entre  $x = -230mm$  et  $x = 333mm$  afin d'évaluer le comportement de la couche de mélange plane non manipulée, notamment en termes d'épaississement.

Les profils montrent que la couche de mélange atteint un régime de similitude. On constate (Fig. 7.12) en effet une bonne superposition des profils moyens compris entre  $x = -105mm$  et  $x = 333mm$ . On observe également que le relevé de vitesses en  $x = -230mm$  ne se superpose pas rigoureusement aux autres profils, ce qui semblerait indiquer qu'il est affecté par le sillage induit par la plaque séparatrice.

L'évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité entre  $x = -105mm$  et  $x = 208mm$  est représentée sur la Fig. 7.13. Le lieu des points  $y_{1/2}$  est reporté en vis-à-vis sur cette même figure. Les quatre positions longitudinales retenues correspondent à une zone intermédiaire située suffisamment en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice (ceci afin d'être placé au-delà de la zone de sillage induite par la plaque); en outre, la région considérée ne prend pas en compte le relevé de vitesse en  $x = 333mm$  puisque ce point se situe sur le biseau de bord de fuite de la plaque plane (Fig. 7.4) où la couche de mélange est soumise à un gradient de pression positif.

Comme observé sur les champs moyens de vitesse, l'axe de la couche de mélange se déplace vers la paroi. On constate également une croissance linéaire de l'épaisseur

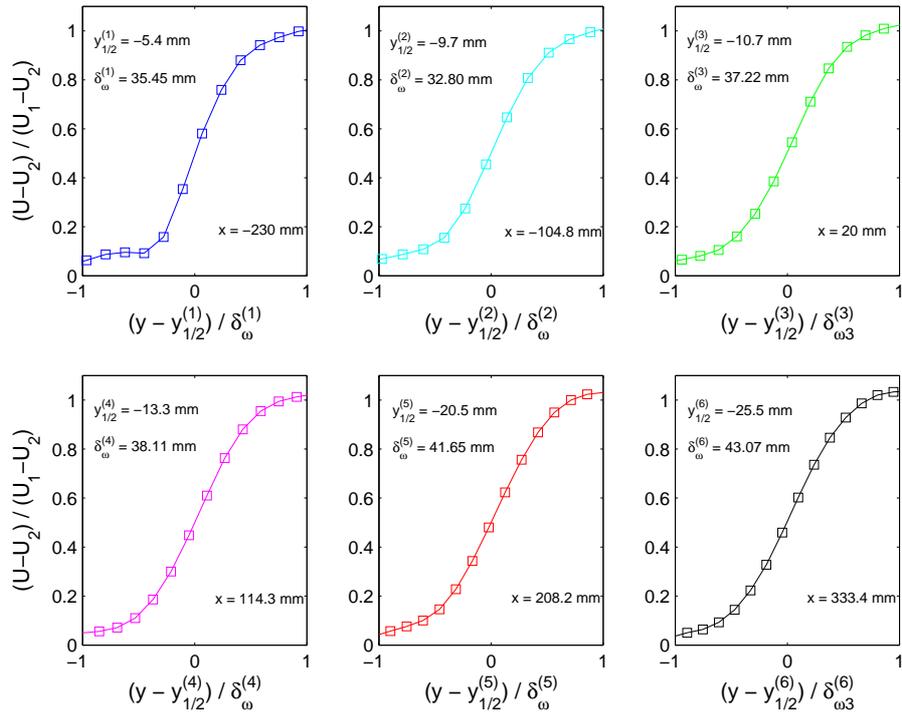


FIG. 7.11 – Evolution des profils moyens de vitesse longitudinale

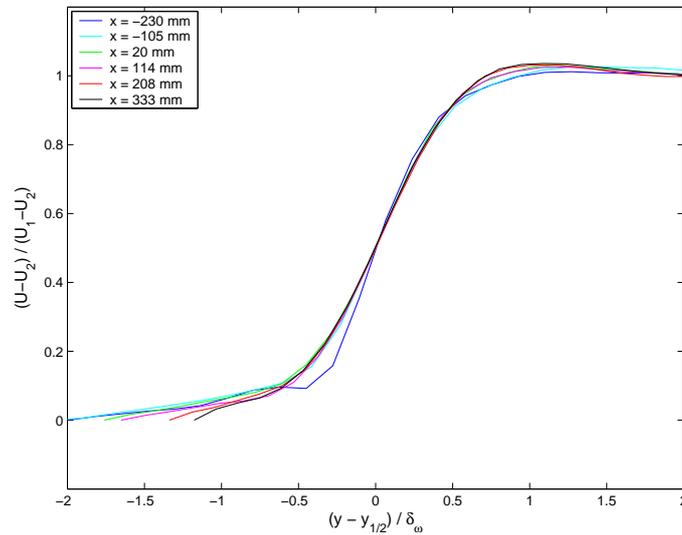


FIG. 7.12 – Représentation en variable de similitude des profils moyens de vitesse longitudinale

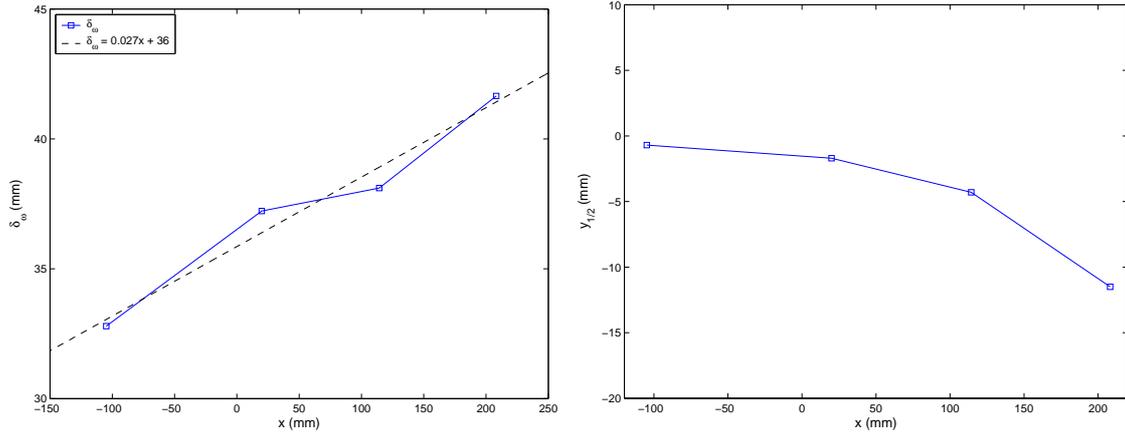


FIG. 7.13 – Evolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité  $\delta_\omega$  et de  $y_{1/2}$ , pour  $x$  compris entre  $-105\text{mm}$  et  $208\text{mm}$

de vorticité  $\delta_\omega$ . La pente  $d\delta_\omega/dx$ , obtenue à partir de nos essais, est de 0.027, ce qui correspond à un taux d'expansion de la couche de mélange  $\sigma = \sqrt{\pi}/\frac{d\delta_\omega}{dx} = 65$ . Pour notre configuration, nous avons donc un produit  $\sigma\lambda = 16.25$ . Cette valeur est supérieure à celle obtenue grâce à la relation empirique (Eq. 7.10) de Fiedler ( $\sigma\lambda = 11.08$ ) ou à celle obtenue par Brown et Roshko [22] ( $\sigma\lambda = 9.79$ ). Elle est également supérieure à celle mesurée par Mathis [80], dont la configuration présente un rapport de vitesses  $r = 0.67$  et un taux d'expansion  $\sigma = 45$  (soit  $\sigma\lambda = 8.89$ ). Ces différences s'expliquent sans doute par le fait que nous ne sommes pas en présence d'un écoulement libre à cause de la plaque plane. Comme l'explique Rodi [101], la couche de mélange, de par sa nature asymétrique, est particulièrement sensible à l'écoulement situé à l'extérieur de la couche cisailée. L'environnement dans lequel elle se développe influence ainsi son taux d'expansion [99].

La vitesse moyenne du côté basse vitesse augmente d'environ 8% entre la section  $x = -230\text{mm}$  et la section située en  $x = 208\text{mm}$  (Fig. 7.14a). Cette accélération, résultant partiellement de l'effet d'entraînement de la couche de mélange, peut également être attribuée à la proximité de la plaque plane qui induit un gradient de pression longitudinal (effet « convergent ») lié d'une part au développement de la couche de mélange et d'autre part, à l'épaississement de la couche limite se développant sur la paroi de la plaque plane (Fig. 7.14b). L'augmentation de vitesse dans la région inférieure de l'écoulement contribue à une diminution rapide du cisaillement dans la couche de mélange.

### Profils de fluctuations de vitesse longitudinale

Les profils de fluctuations de vitesse longitudinale dans la couche de mélange sont représentés, pour les abscisses  $x = -230\text{mm}$ ,  $x = 20\text{mm}$  et  $x = 208\text{mm}$ , sur la Fig. 7.15.

Généralement, dans la littérature, les auteurs choisissent pour échelle de vitesse la différence des vitesses  $\Delta U$  de la couche de mélange. On peut de cette manière

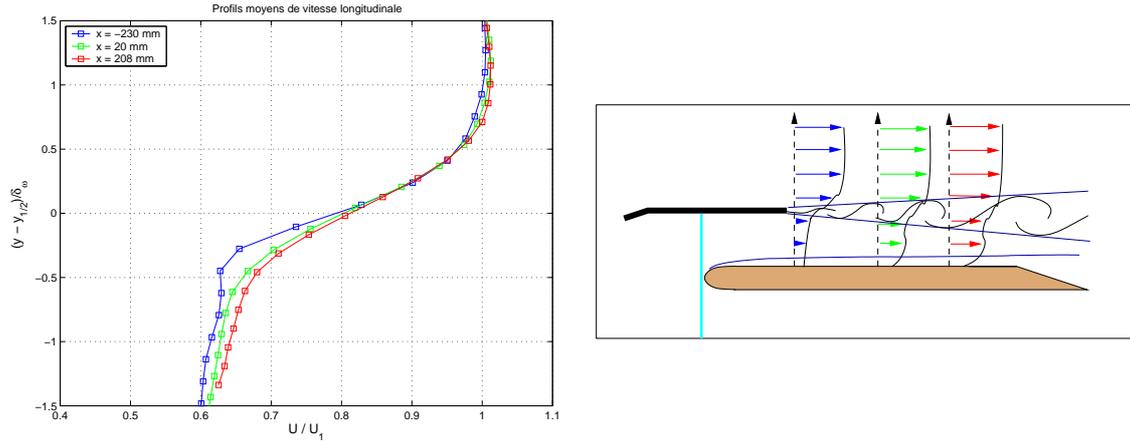


FIG. 7.14 – Interprétation schématique de l'accélération mesurée dans la région basse vitesse de la couche de mélange

effectuer des comparaisons entre diverses configurations d'écoulement. Il existe de nombreux ouvrages traitant de la couche de mélange plane et donnant accès aux ordres de grandeur des tensions de Reynolds. Bell et Mehta [13] ou encore White [124] donnent les niveaux maximum des tensions de Reynolds obtenus pour une couche de mélange plane. Ces données sont regroupées dans le tableau 7.2 où figurent également les rapports de vitesses  $r$  pour chaque configuration. Les niveaux des fluctuations longitudinales de vitesse de la présente étude sont donc inférieurs à ceux décrits dans la littérature. Ils sont par ailleurs proches de ceux obtenus par Druault [39].

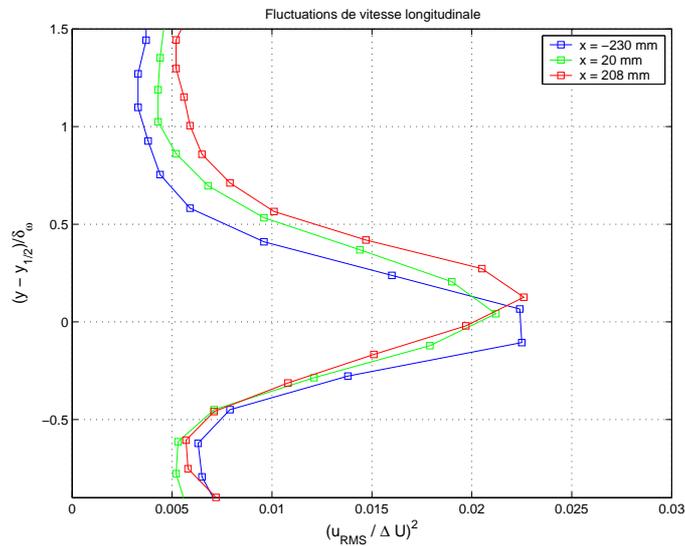


FIG. 7.15 – Fluctuations de vitesse longitudinale en  $x = -230$  mm,  $x = 20$  mm et  $x = 208$  mm.  $U_1$  est fixée à  $2.6$  m/s

En résumé, la couche de mélange que nous étudions se développe, du fait de

Auteurs	$r$	$(u'/\Delta U)^2$
Bell et Mehta [13]	0.6	0.03
White [124]	0.6	0.036
Druault [39]	0.44	0.027
Actuel	0.6	0.0225

TAB. 7.2 – Niveaux maximum des tensions de Reynolds pour une couche de mélange plane

la présence de la plaque plane, dans un contexte de confinement inhabituel<sup>1</sup>. Nous avons néanmoins montré que les lois de similitude sont préservées ; en outre, les lois d'évolution et les niveaux de fluctuations respectent les ordres de grandeur des couches de mélange classiques.

## 7.2.4 Mise en évidence des structures cohérentes de l'écoulement

De la même manière que pour le profil NACA 0015, on procède à une décomposition par POD de l'écoulement étudié. Cette décomposition est appliquée aux deux zones traitées par PIV.

Les champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD de l'écoulement à vitesse  $U_1 = 2.6m/s$  sont donnés sur la Fig. 7.16. Les structures cohérentes mises en évidence par les premiers modes de cette décomposition sont localisées dans la couche de cisaillement, leur taille augmente avec l'éloignement au bord de fuite de la plaque séparatrice. En  $x = -100mm$ , la taille (selon l'axe  $y$ ) de ces structures est évaluée à environ  $40mm$  ; elle est de l'ordre de  $50mm$  en  $x = 200mm$ , ce qui est en accord avec les épaisseurs de vorticités  $\delta_\omega$  mesurées pour ces positions longitudinales (Fig. 7.13a). Ces structures cohérentes semblent donc correspondre aux structures primaires de la couche de mélange décrites au paragraphe 7.1.

Comme pour le plan large, une décomposition orthogonale des champs PIV obtenus dans la fenêtre POD n°2 permet d'extraire les structures primaires de la couche de mélange (Fig. 7.17). Le premier mode de la décomposition fait apparaître une structure cohérente dont l'allongement élevé ( $25mm$  selon  $y$  et  $100mm$  selon  $x$ ) ne semble pas compatible avec les tourbillons transversaux de la couche de mélange. On retrouve cette structure dans le deuxième mode de la décomposition ; pour les modes suivants, on observe des cellules moins allongées ( $60mm$  selon  $x$ ) correspondant vraisemblablement aux tourbillons de Kelvin-Helmholtz de la couche de mélange, compte tenu de leur taille comparable aux valeurs de  $\delta_\omega$ . En outre, le centre de ces structures se déplace légèrement vers le bas, ce qui est conforme avec l'évolution longitudinale de  $y_{1/2}$  (Fig. 7.13b).

<sup>1</sup> A ce titre, notre configuration est représentative de ce qui se passe dans le cas de la couche décollée au-dessus de l'aile.

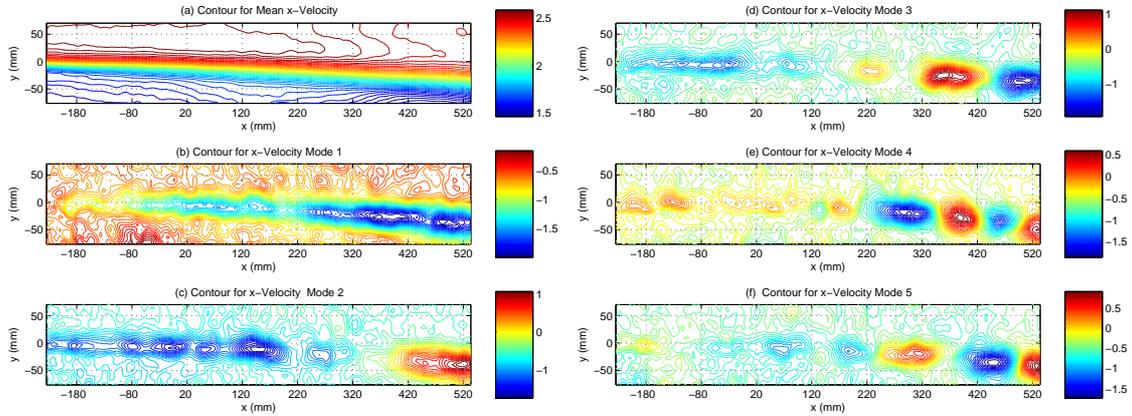


FIG. 7.16 – Champ moyen de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour un écoulement rapide de vitesse  $U_1 = 2.6\text{m/s}$  (fenêtre POD n°1)

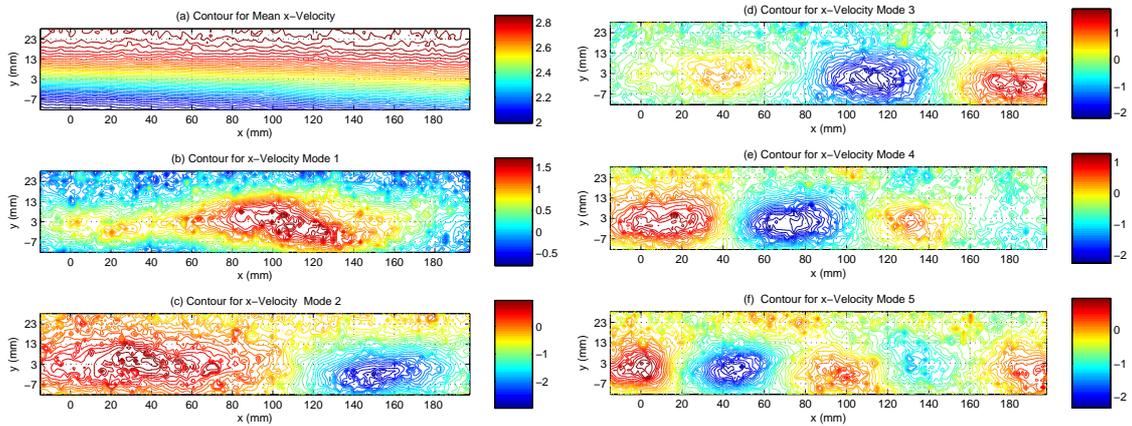


FIG. 7.17 – Champ moyen de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour un écoulement rapide de vitesse  $U_1 = 2.6\text{m/s}$  (fenêtre POD n°2)

## 7.3 Application du contrôle

Dans un premier temps, nous avons caractérisé le jet synthétique grâce à des mesures fil chaud. L'actionneur est ensuite testé sur l'écoulement cisailé qualifié dans le paragraphe précédent. Il est placé sur la plaque plane, à une abscisse  $x = 0mm$ .

### 7.3.1 Caractérisation de l'actionneur

Sur la plaque plane, les injecteurs cylindriques (au nombre de 40) sont répartis tous les  $10mm$  à une position  $x/C = 70\%$ . Pour mémoire, ils sont alimentés par des haut-parleurs de même type que ceux utilisés sur le profil NACA 0015 ; ceux-ci sont directement collés sous la peau en PVC de la maquette. Des mesures par anémométrie fil chaud sont effectuées en plaçant le fil chaud à  $2mm$  de l'orifice d'éjection ( $\phi = 3mm$ ) du jet synthétique. La fréquence d'acquisition est fixée à  $500Hz$ , les signaux correspondant sont reportés sur la Fig. 7.18.

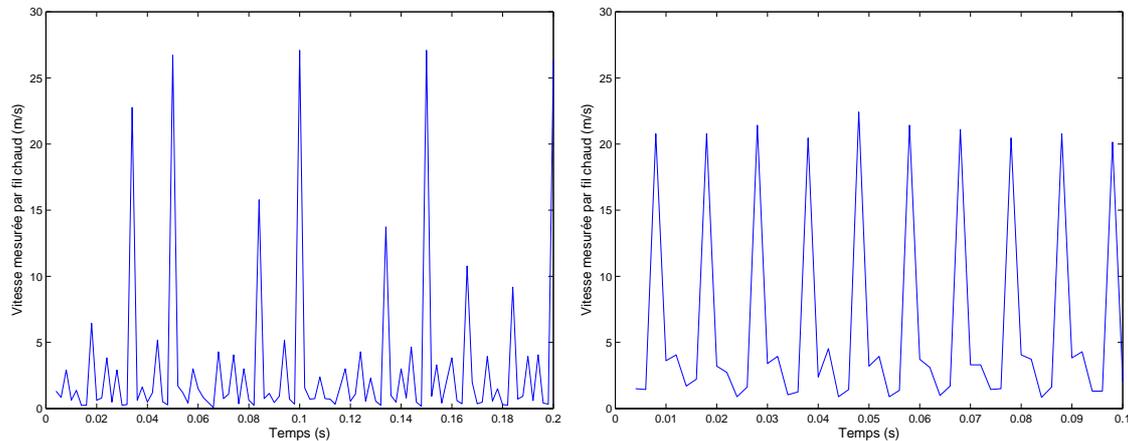


FIG. 7.18 – Evolution temporelle de la vitesse à la sortie d'un orifice pour deux fréquences du jet synthétique : à gauche,  $f = 60Hz$  ; à droite,  $f = 100Hz$

On observe que le signal est beaucoup plus régulier pour une fréquence de  $100Hz$ . En deçà de cette valeur, les enregistrements fil chaud mettent en évidence que la fréquence de fonctionnement des haut-parleurs est en quelque sorte inadaptée puisqu'elle se situe nettement en dehors de la bande passante du composant [150Hz-20kHz]. Les vitesses mesurées en sortie sont néanmoins loin d'être négligeables. Nous avons regroupé, dans le tableau 7.3, les caractéristiques du jet synthétique (vitesse pic et vitesse RMS) pour une gamme de fréquences comprise entre 20 et  $200Hz$ . Figurent également dans ce tableau les rapports de vitesses  $U_{pic}/U_2$  et  $U_{pic}/U_1$ .

Les résultats de contrôle présentés dans ce paragraphe seront donnés pour une fréquence de jet synthétique fixée à  $60Hz$ . Le jet est alors caractérisé par une vitesse pic de  $27m/s$  et une vitesse RMS de  $7m/s$ . Le nombre de Strouhal du jet synthétique, basé sur le diamètre  $d$  de l'orifice et la vitesse RMS  $U_{jet,rms}$  de soufflage est de :

Fréquence du jet	$U_{pic}$	$U_{RMS}$	$U_{pic}/U_2$		$U_{pic}/U_1$	
			min.	max.	min.	max.
20Hz	27m/s	4.16m/s	19.1	56.3	11.5	25.2
40Hz	20m/s	5.20m/s	14.2	41.7	8.5	18.7
60Hz	27m/s	7.05m/s	19.1	56.3	11.5	25.2
80Hz	25m/s	6.74m/s	17.7	52.1	10.6	23.4
100Hz	17m/s	3.19m/s	12.1	35.4	7.2	15.9
150Hz	22m/s	5.50m/s	15.6	45.8	9.4	20.6
200Hz	22m/s	7.33m/s	15.6	45.8	9.4	20.6

TAB. 7.3 – Caractérisation du jet synthétique : variation de la vitesse pic et de la vitesse RMS en fonction de la fréquence des haut-parleurs

$$(7.11) \quad St = \frac{f \times d}{U_{jet,rms}} = 0.025$$

Ce nombre de Strouhal nous donne une information sur la dynamique du jet ([109], [110]). Celui-ci sera caractérisé par un évasement très rapide et par une forte dynamique tourbillonnaire à l'origine d'un entraînement très important du fluide environnant (Fig. 7.19b). Précisons néanmoins que ces considérations ne s'appliquent qu'à des distances très faibles de l'orifice du jet synthétique (typiquement  $5d$ , soit  $15mm$  dans notre cas); aucune mesure n'est réalisée aux distances d'interaction entre le jet et la couche de mélange, soit environ  $80mm$ .

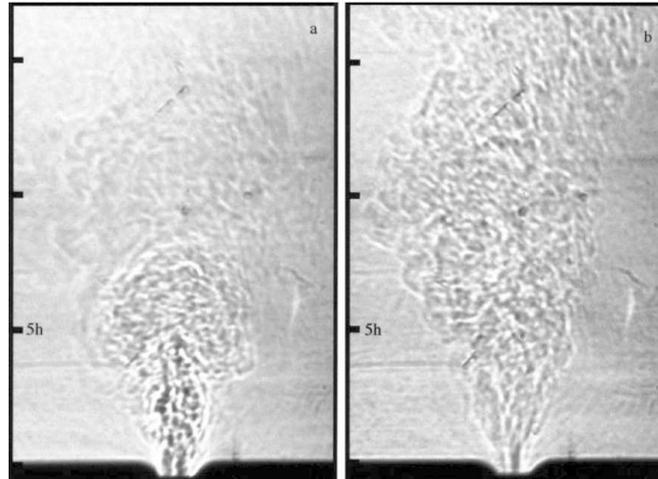


FIG. 7.19 – Images Schlieren de deux jets synthétiques caractérisés par un même nombre de Reynolds ( $Re_d = 2200$ ) et par : (a) un nombre de Strouhal  $St = 0.07$ , (b) un nombre de Strouhal  $St = 0.01$ , d'après Smith et Swift [109]

### 7.3.2 Evolution du champ moyen sous les effets du contrôle

Le contrôle est appliqué pour trois vitesses  $U_1$  ( $2.6m/s$ ,  $1.8m/s$  et  $1.2m/s$ ). Sur la Fig. 7.20 sont représentés les champs moyens de vitesse longitudinale avec et sans contrôle pour une vitesse  $U_1 = 2.6m/s$ . Le jet synthétique, qui se développe dans un écoulement transverse à faible vitesse, suit une trajectoire incurvée qui atteint la couche de mélange et la traverse. L'interaction a pour effet de provoquer une déflexion de la couche de mélange vers la paroi. Ainsi, on observe que le champ moyen de vitesse en amont de l'actionneur reste inchangé alors que, dans la région de développement du jet synthétique, la couche de mélange subit une déviation.

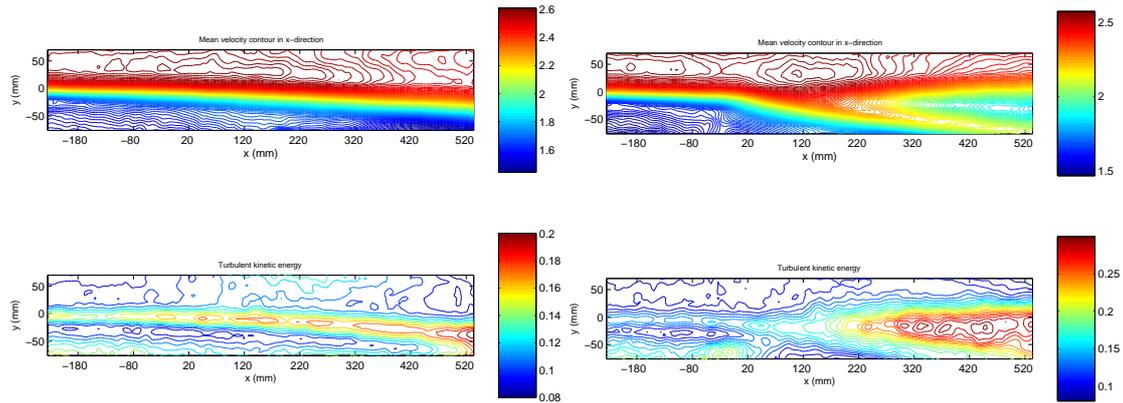


FIG. 7.20 – Champs moyens de vitesse longitudinale et distributions d'énergie cinétique turbulente pour  $U_1 = 2.6ms$  (fenêtre POD n°1) : à gauche, sans contrôle ; à droite, activation des jets synthétiques ( $f = 60Hz$ )

Les profils moyens de vitesse longitudinale, tracés sur la Fig. 7.21 mettent en évidence cette tendance de manière très claire. Alors que les profils de vitesse en amont de l'actionneur ( $x = -230mm$ ) sont quasiment superposables, on observe une faible accélération de l'écoulement dans la partie inférieure de la couche de mélange sur les profils tracés en  $x = 20mm$  ( $20mm$  en aval de l'actionneur). Plus en aval du jet ( $x = 208mm$ ), cette accélération de l'écoulement dans la partie inférieure de la couche de mélange est très nette.

#### Influence de la vitesse de l'écoulement amont

Si on réduit la vitesse  $U_1$  de l'écoulement extérieur à  $1.2m/s$ , le rapport de vitesses  $U_{pic}/U_2$  passe, d'après le tableau 7.3, de 19.1 à 56.3. La déviation du jet synthétique par l'écoulement transverse est donc atténuée ; le jet traverse la couche de mélange quasiment à la verticale de l'actionneur, en  $x = 0mm$ , en provoquant une déviation de celle-ci vers la paroi (Fig. 7.22).

La vitesse en sortie de jet étant maintenue<sup>2</sup> par rapport à la configuration précédente, puisque la fréquence de contrôle est inchangée ( $f = 60Hz$ ), on constate

<sup>2</sup> Il faudrait néanmoins s'assurer que celle-ci varie peu avec la vitesse de l'écoulement transverse, pour la gamme de vitesses testées.

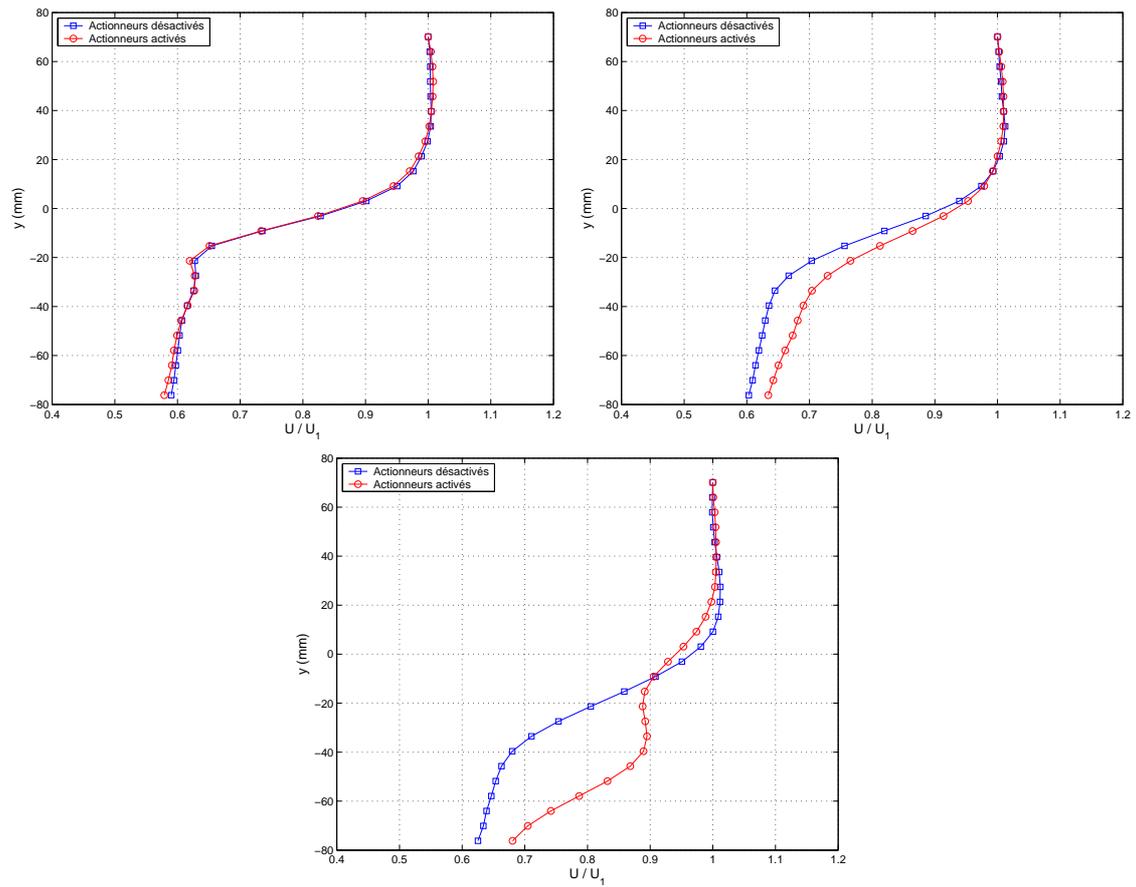


FIG. 7.21 – Comparaison des profils moyens de vitesse longitudinale ( $x = -230mm$ ,  $x = 20mm$  et  $x = 208mm$ ) sans contrôle et avec activation des jets synthétiques ( $f = 60Hz$ ).  $U_1$  est fixée à  $2.6m/s$

en comparant les profils moyens de vitesse longitudinale de la Fig. 7.23 à ceux de la Fig.7.21 que les effets du contrôle sont accentués : les gains en vitesse atteignent 45% en  $y = -20\text{mm}$ .

L'apport de quantité de mouvement au droit de l'actionneur, qui n'était pas visible sur la Fig.7.21, est alors mis en évidence. Pour  $U_1 = 1.2\text{m/s}$ , le contrôle destructure complètement la couche de mélange ; en aval du jet, on observe à la fois un déficit de vitesse dans la partie supérieure de l'écoulement et un déplacement vers le bas de la couche de mélange elle-même.

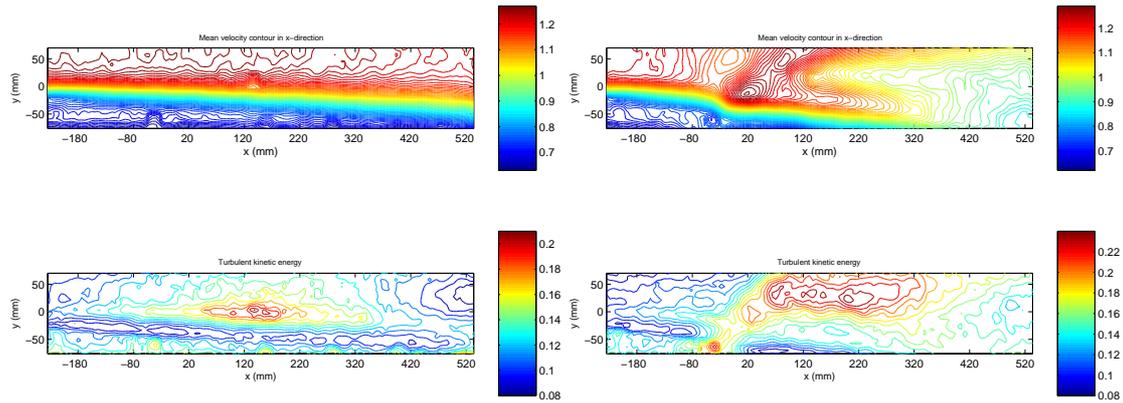


FIG. 7.22 – Champs moyens de vitesse longitudinale et distributions d'énergie cinétique turbulente pour  $U_1 = 1.2\text{ms}$  (fenêtre POD n°1) : à gauche, sans contrôle ; à droite, activation des jets synthétiques ( $f = 60\text{Hz}$ )

### Influence de la fréquence de contrôle

Nous avons enfin étudié les effets d'une variation de la fréquence de l'actionneur pour une vitesse d'écoulement  $U_1$  donnée. Sont représentés sur les Fig. 7.24 et 7.25 les profils de vitesse longitudinale associés à un contrôle dont la fréquence varie entre 40 et 100Hz. Ces profils sont obtenus à partir de la fenêtre POD n°2.

Pour les deux vitesses  $U_1 = 2.6\text{m/s}$  et  $U_1 = 1.8\text{m/s}$ , une fréquence de soufflage de 100Hz induit les accélérations les plus importantes dans la partie inférieure de la couche de mélange. A la lecture de ces profils, on constate également que dans cette région, les vitesses augmentent avec la fréquence d'excitation imposée par le jet synthétique.

D'après ces résultats, il semblerait que l'influence du contrôle sur la couche de mélange soit liée à :

- la hauteur de pénétration du jet synthétique dans l'écoulement transverse (c'est-à-dire au rapport  $U_{pic}/U_2$ ) puisque la couche de mélange subit une déflexion vers la paroi au point où elle rencontre le jet,
- des effets de fréquence. Il est envisageable que la fréquence imposée par l'actionneur vienne exciter les fréquences propres de la couche de mélange. D'après Mathis [80], pour une couche de mélange turbulente, la fréquence caractéristique du passage des structures à grande échelle correspond à un nombre de

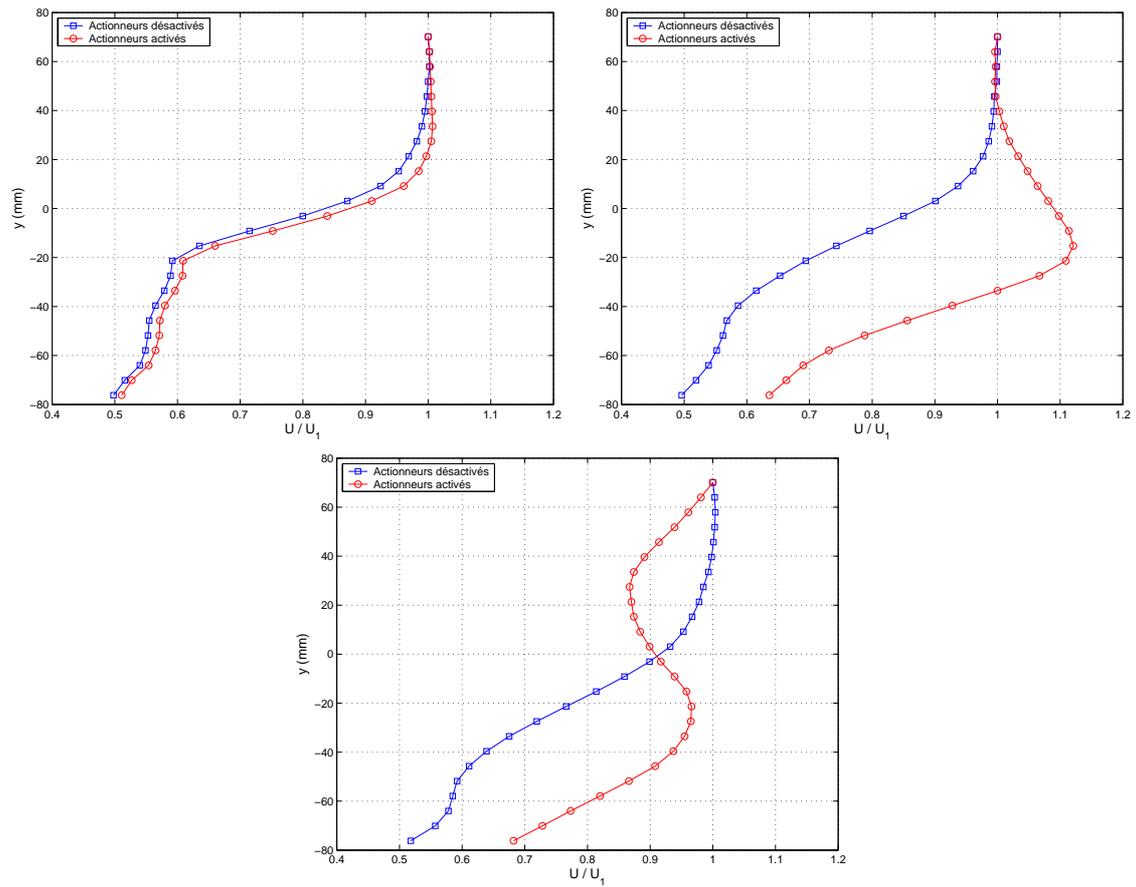


FIG. 7.23 – Profils moyens de vitesse longitudinale ( $x = -230mm$ ,  $x = 20mm$  et  $x = 208mm$ ) pour  $U_1 = 1.2m/s$  : sans contrôle et avec activation des jets synthétiques ( $f = 60Hz$ )

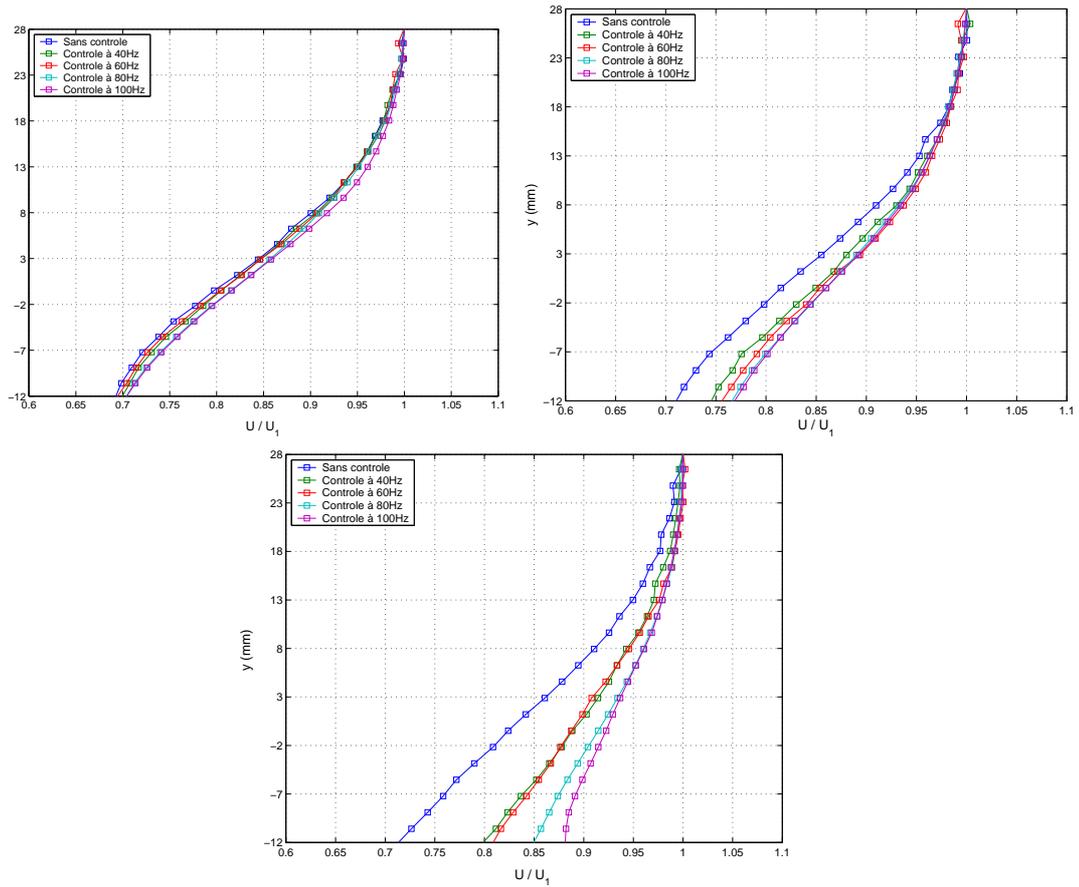


FIG. 7.24 – Effet d'une variation de la fréquence de contrôle sur les profils moyens de vitesse longitudinale issus de la fenêtre POD n°2 : en haut à gauche,  $x = -20\text{mm}$  ; en haut à droite,  $x = 50\text{mm}$  ; en bas :  $x = 100\text{mm}$ .  $U_1$  est fixée à  $2.6\text{m/s}$

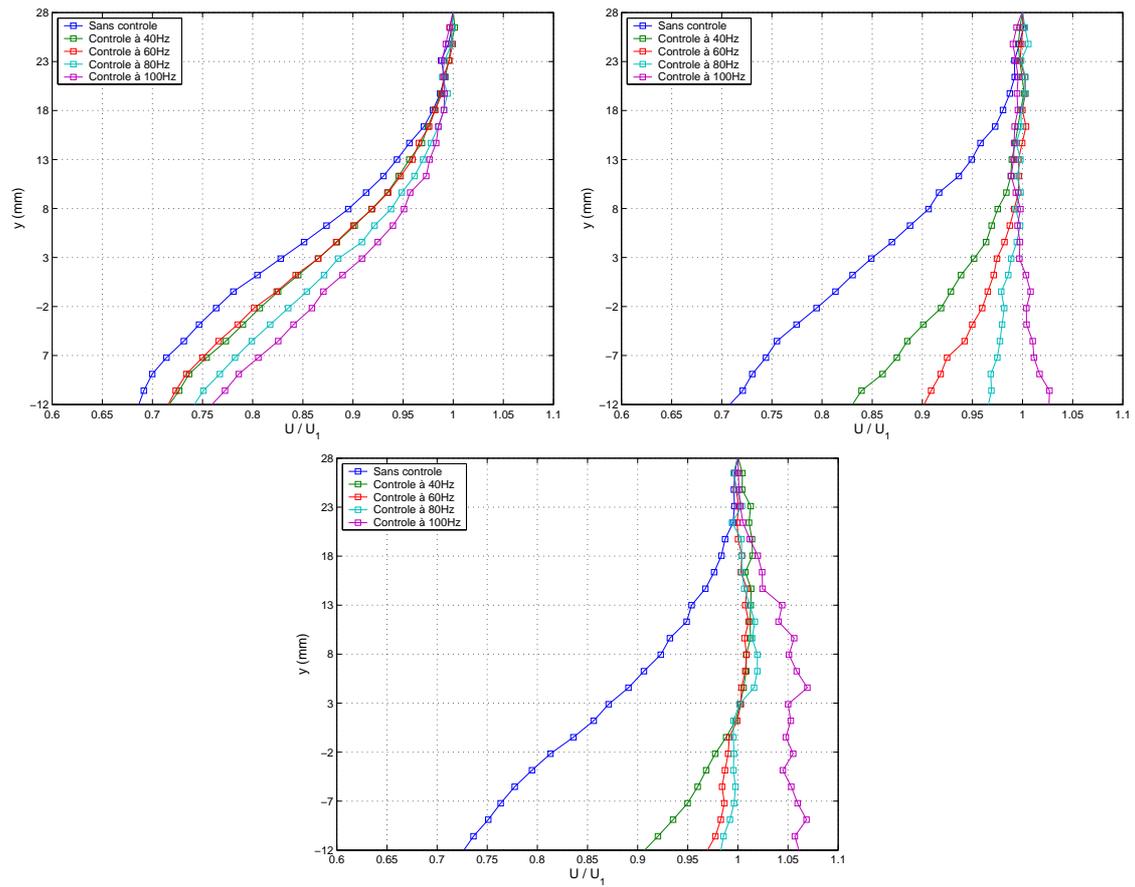


FIG. 7.25 – Effet d’une variation de la fréquence de contrôle sur les profils moyens de vitesse longitudinale issus de la fenêtre POD n°2 : en haut à gauche,  $x = -20\text{mm}$  ; en haut à droite,  $x = 50\text{mm}$  ; en bas :  $x = 100\text{mm}$ .  $U_1$  est fixée à  $1.8\text{m/s}$

Strouhal basé sur l'épaisseur de vorticit e  $St = f \times \delta_\omega / U_m$  de l'ordre de 0.28. Pour nos essais, ce nombre de Strouhal conduit  a une fr equence naturelle de  $20Hz$  (resp.  $10Hz$ ) pour  $U_1 = 2.6m/s$  (resp.  $U_1 = 1.2m/s$ ). L'analyse spectrale de l'écoulement n'indique pas de pic fr equentiel marquée mais les niveaux de turbulence de l'écoulement, tr es élevées en-dessous de  $100Hz$ , rendent ce type d'investigations difficile dans la Soufflerie VISU.

Nous avons alors mis en place une exp erience compl ementaire dans le but de s'affranchir du caract ere pulsée du soufflage qui constitue un param etre difficile  a contr oler. Nous substituons alors un soufflage continu au soufflage synth etique.

### 7.3.3 Discussion et analyse

#### Trajectoire d'un jet continu dans un écoulement transverse

La trajectoire d'un jet continu dans un écoulement transverse peut être calcul ee  a partir de mod eles empiriques. Consid erons celui d evelopp e par Hasselbrink et Mungal [53] et r eutilis e par Favier [41]. La trajectoire du jet  $y$  est donn ee par la relation :

$$(7.12) \quad \frac{y}{r_d} = \left( \frac{2}{c_{ej}} \times \frac{x}{r_d} \right)^{\frac{1}{2}}$$

o u  $c_{ej}$  est une constante  $c_{ej} = 0.32$ ; d'autre part,  $r_d$  est d efini par :

$$(7.13) \quad r_d = \frac{U_{jet}}{U_\infty} \times d$$

o u  $d$  d esigne le diam etre de l'orifice (ici,  $d = 3mm$ ).

Etant donnée la nature de l'écoulement (nous sommes en pr esence d'une couche de m elange et non d'un écoulement transverse uniforme; en outre, nous avons affaire  a un jet synth etique et non  a un jet continu), la tentative de mod elisation de la trajectoire du jet implique les choix suivants :

- la vitesse du jet continu est assimil ee  a la vitesse RMS du jet synth etique,
- la vitesse de l'écoulement transverse est d'abord prise  egale  a la vitesse  $U_2$  dans la partie basse de la couche de m elange puis  egale  a  $U_1$  lorsque le jet a traversée la ligne moyenne ( $U = U_m$ ) de la couche de m elange.

Moyennant ces hypoth eses, nous calculons la trajectoire du jet synth etique pour notre configuration d'écoulement. Ces trajectoires sont report ees sur la Fig. 7.26 et sont à rapprocher des distributions d'énergie cin etique mesur ees (en l'occurrence, dans le cas d'un contr ole activée  a  $f = 60Hz$ ). On note que la correspondance n'est pas parfaite entre les trajectoires établies gr ace au mod ele et les niveaux de fluctuations de vitesse maximum. La d eviation effective du jet par l'écoulement transverse est en effet plus importante que celle pr edite par le mod ele; cet écart pourrait sans doute être att enu e si le mod ele était raffinée. N eanmoins, gr ace  a cette loi, nous avons en premi ere approximation une évaluation acceptable de la trajectoire du jet synth etique au sein de l'écoulement.

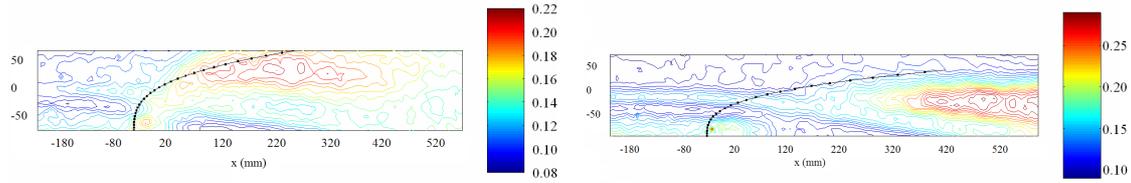


FIG. 7.26 – Superposition de la trajectoire d’un jet continu dans un écoulement transverse (d’après Hasselbrink et Mungal [53]) aux distributions d’énergie cinétique turbulente obtenues avec un contrôle activé à  $f = 60Hz$  pour  $U_1 = 1.2m/s$  (à gauche) et  $U_1 = 2.6m/s$  (à droite)

### Analogie entre jet synthétique et jet continu

Les haut-parleurs alimentant les orifices d’injection sont remplacés par un système pneumatique permettant une mise en pression de manière à générer un jet continu. On réalise alors des tomographies, à  $U_1 = 6.2m/s$ , en variant la vitesse  $U_{jet}$  du jet continu.

Pour des vitesses  $U_{jet}/U_1 \leq 3$ , le jet se développe dans la région basse vitesse de l’écoulement ; la déviation du jet de contrôle est trop importante pour qu’il puisse interagir avec la couche de mélange.

A partir de  $U_{jet}/U_1 = 3$ , la longueur de pénétration du jet est suffisante pour atteindre la couche de mélange. Il y a alors interaction entre les deux écoulements mais on n’observe pas de déviation notable de la couche de mélange (Fig. 7.27).

On porte alors la vitesse du jet continu à  $U_{jet}/U_1 = 8$  (soit  $U_{jet} = 50m/s$ ). Ce rapport de vitesses correspond à la gamme de valeurs pics testées dans le cas du jet synthétique (cf. Tab. 7.3). La tomographie correspondante est reportée sur la Fig. 7.28. La longueur de pénétration du jet excède largement la hauteur à laquelle se développe la couche de mélange ; le jet traverse celle-ci en créant en quelque sorte un « point d’arrêt ».

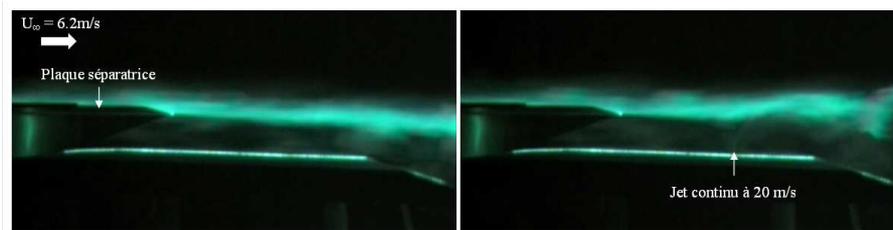


FIG. 7.27 – Visualisation par tomographie de l’interaction entre un jet continu à  $U_{jet}/U_1 = 3$  et la couche de mélange.  $U_1$  est fixée à  $6.2m/s$ , l’écoulement de référence est donné à gauche

Ce résultat ( $U_{jet}/U_1 = 8$ ) est à rapprocher de celui relatif au soufflage instationnaire pour lequel  $U_{pic}/U_1 = 8$ . On note que l’influence des deux types de contrôle sur la couche de mélange diffère. Le jet synthétique rabat la ligne moyenne  $U = U_m$

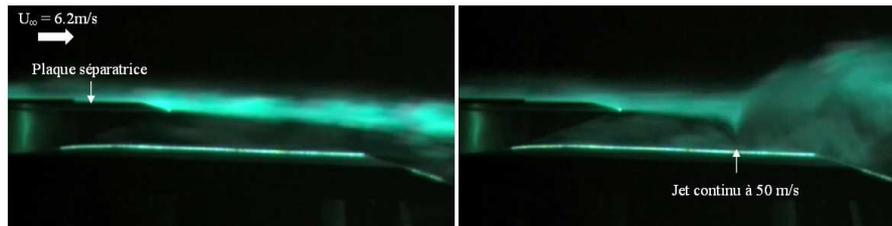


FIG. 7.28 – Visualisation par tomographie de l'interaction entre un jet continu à  $U_{jet}/U_1 = 8$  et la couche de mélange.  $U_1$  est fixée à  $6.2\text{m/s}$ , l'écoulement de référence est donné à gauche

de la couche de mélange jusqu'à la paroi et cette ligne moyenne reste attachée en aval de l'injecteur (Fig. 7.20). Dans le cas du jet continu, la tomographie révèle une déviation brutale vers la paroi (point d'arrêt) de la ligne moyenne au droit de l'injecteur ; en revanche, l'écoulement semble entièrement décollé en aval du jet (Fig. 7.28).

Il est possible que la phase d'aspiration du jet synthétique soit le mécanisme à l'origine du maintien de l'efficacité en paroi au-delà de l'injecteur mais il est délicat de livrer une interprétation car le comportement du jet synthétique loin de la paroi (taux d'épaississement, mélange . . . ) n'est pas connu. Il est clair que des mesures PIV pour lesquelles le jet synthétique serait remplacé par un jet continu sont nécessaires pour confirmer ou infirmer cette hypothèse.

### Introduction de vorticité dans l'écoulement principal

Jusqu'ici, la discussion ne prend pas en compte une caractéristique essentielle du jet, la vorticité qu'il génère. Outre les tourbillons en fer à cheval qui se forment à la base du jet, une paire de tourbillons contra-rotatifs est en effet émise dans l'écoulement principal (Fig. 7.29).

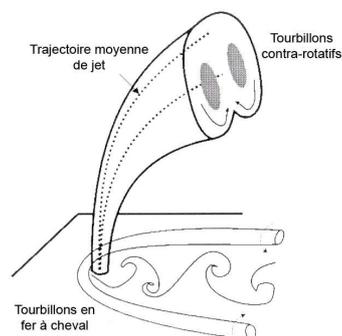


FIG. 7.29 – Structure d'un jet isolé dans un écoulement transverse, d'après Hasselbrink et Mungal [53]

La paire de vortex contra-rotatifs est la structure de vorticité dominante d'un jet isolé dans un écoulement transverse. La modification profonde de la structure de la couche de mélange peut être provoquée par cette introduction de vorticité longitudinale  $\omega_x$  dans l'écoulement.

Cette vorticité longitudinale doit avoir pour conséquence de modifier fortement l'instabilité primaire de Kelvin-Helmholtz en introduisant des modes transverses. Ces modes ont une distribution azimutale très inhomogène du fait de l'injection discrète selon l'envergure. Les jets auraient ainsi pour effet de tridimensionnaliser la couche de mélange. Le caractère dissymétrique des perturbations introduites pourrait modifier l'équilibre radial de la couche et provoquer sa déviation vers la paroi.

D'autre part, il est établi que ce type de contrôle augmente, par tridimensionnalisation, le taux de mélange de la couche et par conséquent son taux d'entraînement (utilisation de « tabs » par Mathis [80]). Ainsi, du fait de la proximité de la paroi, l'augmentation du taux de mélange tendra à rapprocher la couche cisailée de la plaque plane. Ce mécanisme est très bénéfique dans une recherche de recollement.

La décomposition POD de l'écoulement contrôlé (Fig. 7.30) indique la quasi-disparition des structures de Kelvin-Helmholtz en amont du contrôle. En revanche, en aval de l'interaction jet/couche de mélange, les instabilités réapparaissent.

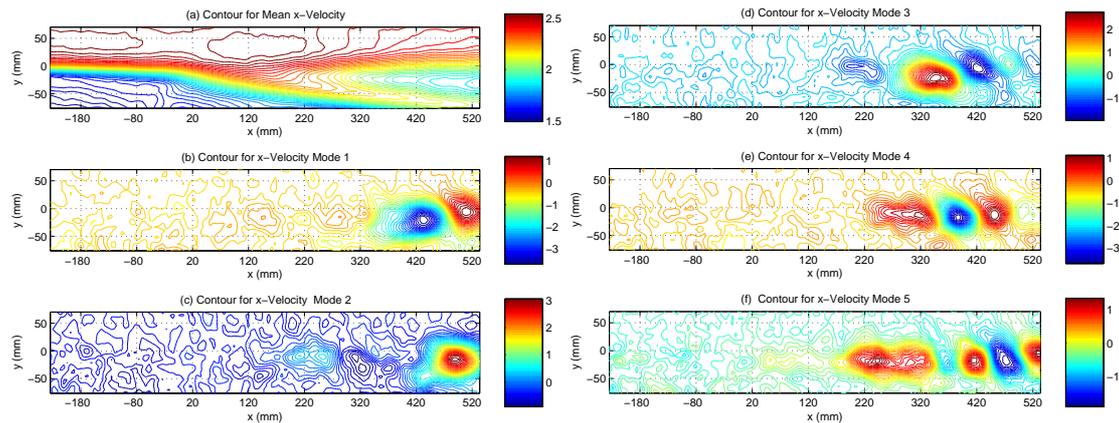


FIG. 7.30 – Champ moyen de vitesse longitudinale et champs de vitesse associés aux cinq premiers modes de la décomposition par POD pour un écoulement rapide de vitesse  $U_1 = 2.6\text{m/s}$ , avec activation des jets synthétiques à  $f = 60\text{Hz}$  (fenêtre POD n°1)

On a tracé, sur la Fig.7.31, la répartition des énergies en fonction des modes POD calculés pour le champ POD n°1. On note une décroissance moins rapide de l'énergie dans le cas contrôlé. Ceci peut s'interpréter comme une répartition plus homogène des structures cohérentes. Dans cette partie de l'écoulement, la stabilisation de la couche de mélange en amont du soufflage se traduit par la disparition des structures de la couche de mélange. En aval du jet, les instabilités, qui semblent exacerbées par rapport au cas non contrôlé (Fig. 7.32), augmentent le mélange et provoquent la déviation de la couche soit par effet de dissymétrie, soit par effet d'entraînement lié à la proximité de la paroi inférieure.

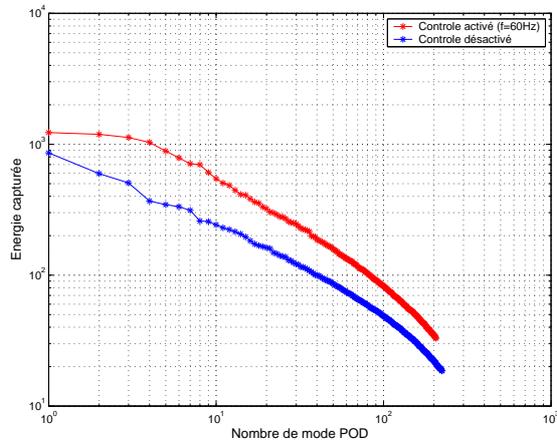


FIG. 7.31 – Niveaux d'énergie associés à chaque mode de la décomposition par POD pour la couche de mélange non contrôlée et la couche de mélange avec activation des jets synthétiques ( $f = 60\text{Hz}$ ). La vitesse de l'écoulement rapide est de  $U_1 = 2.6\text{m/s}$

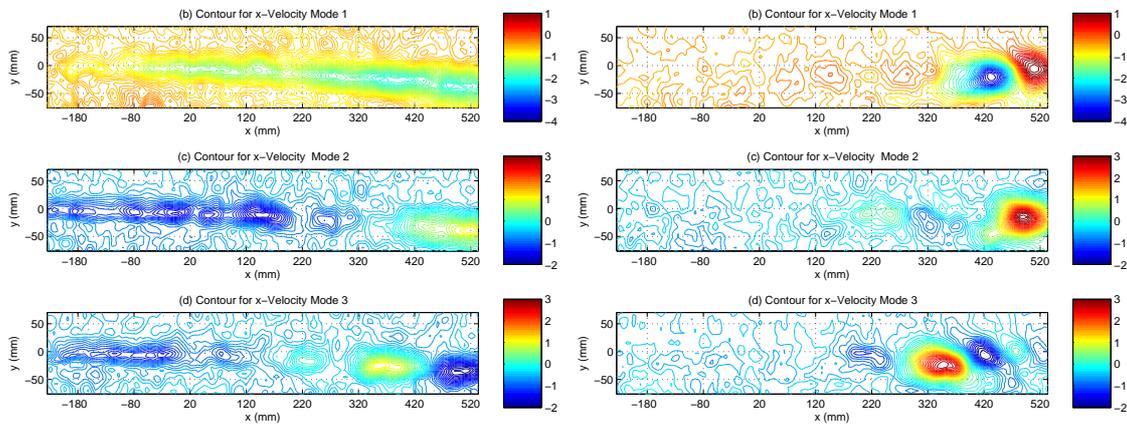


FIG. 7.32 – Champs de vitesse associés aux trois premiers modes de la décomposition par POD pour un écoulement rapide de vitesse  $U_1 = 2.6\text{m/s}$  : à gauche, sans contrôle ; à droite, avec activation des jets synthétiques à  $f = 60\text{Hz}$  (fenêtre POD n°1)

## 7.4 Conclusions

Ce chapitre a permis de mettre en place quelques éléments de réponse concernant la physique du recollement rendu possible sur un profil par utilisation de jets synthétiques disposés en paroi très en aval du décollement. En étudiant une configuration de couche de mélange plane pour laquelle nous avons utilisé le même actionneur (« de type haut-parleur ») que sur le profil NACA 0015, il a été possible de livrer plusieurs interprétations physiques du phénomène de recollement observé.

Des expériences complémentaires, pour lesquelles un jet continu a remplacé le jet synthétique, ont permis de confirmer l'importance pour le contrôle du paramètre « rapport de vitesses ». Grâce à ces essais, nous avons émis l'hypothèse que la vorticité longitudinale introduite dans l'écoulement modifie l'équilibre de la couche de mélange et provoque sa déviation vers la paroi de la plaque. En amont du jet, les structures de Kelvin-Helmholtz disparaissent sous l'effet du contrôle ; elles sont renforcées en aval de l'interaction jet/couche de mélange et favorisent la déviation de la ligne moyenne de la couche par augmentation du mélange.

Ces interprétations nécessitent néanmoins une étude plus approfondie (réalisation d'essais PIV sur la configuration « jet continu », caractérisation des fréquences dans la couche de mélange par mesures fil chaud ...) qui pourrait faire l'objet de travaux complémentaires.



# Chapitre 8

## Contrôle des décollements sur le profil ONERA D

EN complément des travaux réalisés sur la configuration académique que constitue le profil NACA 0015, une étude a été menée, à la demande de DASSAULT-Aviation, sur un profil ONERA D dont le comportement aérodynamique est de type « décollement de bord d'attaque » dans nos conditions d'essais, ce qui se traduit par la présence d'un bulbe de bord d'attaque susceptible d'exploser et de donner lieu à un décollement recouvrant la totalité de l'aile. Comme nous l'avons vu en introduction, il est très difficile de prédire le mécanisme de décollement de la couche limite sur un profil à partir de sa géométrie, de nombreux paramètres intervenant simultanément. Sans étude expérimentale, l'ONERA D ne peut a priori être rangé dans l'une ou l'autre des catégories de profil. Ce chapitre comporte trois grandes parties. La première présente des résultats de calculs préliminaires menés avec Xfoil. La seconde partie décrit le contrôle appliqué sur le profil présentant une couche limite en transition naturelle. Deux actionneurs ont été testés pour cette configuration, les microjets et l'actionneur « soufflage tangentiel continu ». Enfin, dans la dernière partie, nous présentons les résultats obtenus sous l'effet des mêmes types de contrôle pour une couche limite en transition déclenchée.

### 8.1 Etude numérique du profil sous Xfoil

Lors du paramétrage du profil ONERA D sous Xfoil, le nombre de singularités est porté à 280 avec un raffinement en bord d'attaque de manière à prédire du mieux possible l'apparition du bulbe de décollement (voir le paragraphe 6.1.1).

La comparaison des calculs Xfoil avec des essais effectués par l'ONERA sur un profil ONERA D d'allongement très grand (Fig. 8.1) montre que les répartitions de pression fournies par Xfoil sont très satisfaisantes avec une quasi-identité entre les deux distributions. La position du bulbe de décollement, caractérisée par un plateau isobare lors de la recompression au bord d'attaque est en particulier parfaitement retrouvée. Dans un souci de facilité de lecture, l'axe des abscisses a été gradué en  $\sqrt{x/C}$  de manière à dilater la région du bord d'attaque.

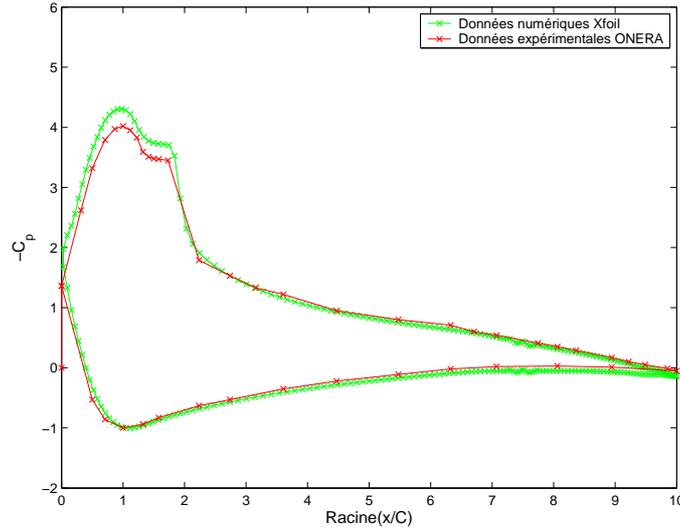


FIG. 8.1 – Distributions de pression autour du profil à une incidence  $\alpha = 7.7^\circ$  pour  $Re_C = 10^6$

La Fig. 8.2 permet de comparer le calcul aux mesures de pression statique effectuées à  $Re_C = 10^6$  pour une incidence de  $\alpha = 10^\circ$ . Le résultat numérique fait à nouveau apparaître, dans la région de recompression, un bulbe de décollement impossible à caractériser dans le cas de nos essais, le nombre de prises de pression en proche bord d'attaque de la maquette n'étant pas suffisant. Le bulbe qui naît à 1.7% de la corde s'étale sur une longueur d'environ 1% de la corde. La configuration de notre montage n'offre pas un écoulement parfaitement bidimensionnel. Ceci explique en partie l'écart important entre le pic de dépression obtenu par mesure expérimentale sur la maquette ( $C_{p,min} = -4,2$ ) et celui calculé par le logiciel ( $C_{p,min} = -6$ ).

Cet écart peut modifier les paramètres de la couche limite. Pour évaluer cette différence, on effectue un nouveau calcul avec XFOIL en diminuant l'incidence jusqu'à obtenir  $C_{p,min} = -4$ . La comparaison des épaisseurs de déplacement à incidence différente et à  $C_{p,min}$  identique montre que cette différence est infime jusqu'à 1% de corde.

Pour  $Re_C = 10^6$  et  $\alpha = 10^\circ$ , le calcul donne les grandeurs caractéristiques de la couche limite figurant dans le Tableau 8.1. Nous rappelons que  $\delta_1$  désigne l'épaisseur de déplacement de la couche limite et  $Re_{\theta_k}$  le nombre de Reynolds défini par  $Re_{\theta_k} = U_e \theta_k / \nu$  ( $\theta_k$  désignant l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite en  $x_k$ , position des rugosités). D'après le critère de transition choisi au paragraphe 2.5, les valeurs de  $Re_{\theta_k}$ , inférieures à 200, indiquent qu'une relaminarisation de la couche limite est possible en aval de la bande rugueuse que nous placerons sur le profil.

Ce calcul numérique est basé sur une méthode intégrale. Il n'utilise pas de modèle représentatif de la turbulence qui se développe à partir du bulbe laminaire et qui occupe donc la majeure partie de l'écoulement sur le profil. Nous ne retiendrons donc que les ordres de grandeur des paramètres de la couche limite. L'épaisseur de

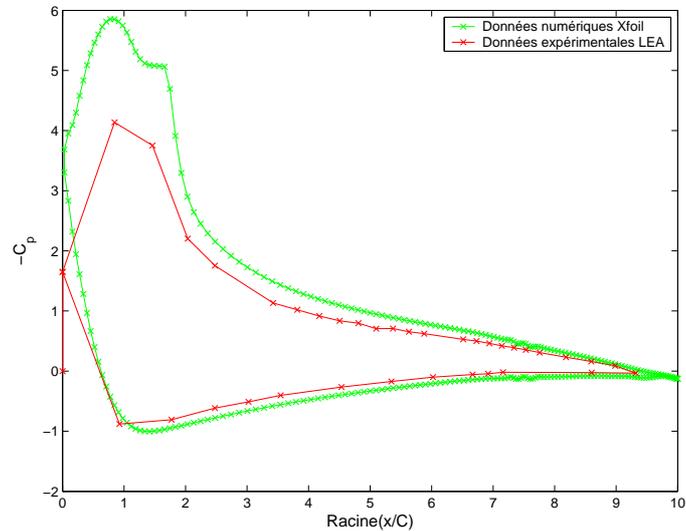


FIG. 8.2 – Distributions de pression autour du profil à une incidence  $\alpha = 10^\circ$  pour  $Re_C = 10^6$

$x/C$	$x$ (mm)	$\delta_1$ (mm)	$Re_{\theta_k}$
0.01%	0.035	0.0263	68.49
0.70%	2.45	0.0475	131.33
1.41%	4.935	0.0963	181.07
1.93%	6.755	0.2324	199.91

TAB. 8.1 – Grandeurs caractéristiques de la couche limite du profil ONERA D données par Xfoil Pour  $Re_C = 10^6$  et  $\alpha = 10^\circ$

déplacement est de l'ordre de  $0.04mm$  à  $0.3\%$  de la corde.

## 8.2 Etude expérimentale du profil en transition naturelle

L'objectif de ces essais est de déterminer le comportement du profil sans modifier les caractéristiques de la couche limite qui se développe depuis le point d'arrêt.

### 8.2.1 Pesées aérodynamiques

La première série d'essais consiste à observer l'effet du nombre de Reynolds sur le comportement du profil. Les essais sont effectués aux vitesses suivantes : 30, 40, 50 et  $60m/s$ , ce qui conduit à des nombres de Reynolds, basés sur la corde  $C_1$  du profil, compris entre  $0.7 \times 10^6$  et  $1.4 \times 10^6$ .

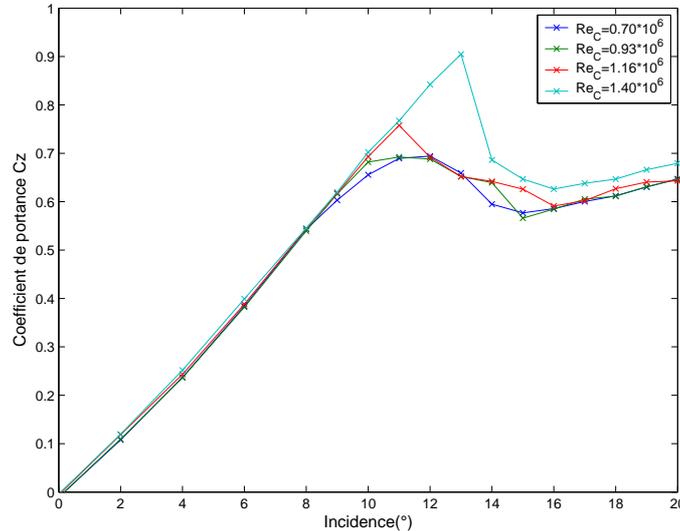


FIG. 8.3 – Influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance

On observe clairement une influence du nombre de Reynolds sur les courbes de portance. On constate que, pour les deux vitesses les plus faibles, le décrochage est très progressif. Pour ces vitesses, le décrochage apparaît à partir de  $11^\circ$ . En revanche, pour les vitesses plus élevées, le décrochage est plus brutal, surtout pour  $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$  où le coefficient de portance chute de  $22\%$  entre  $13^\circ$  et  $14^\circ$ . Les incidences de décrochage sont de  $11^\circ$  pour  $Re_{C_1} = 1.16 \times 10^6$  et de  $13^\circ$  pour  $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$ . Ces incidences sont confirmées par les courbes de moment de tangage (Fig. 8.4). Ces deux types de décrochage, progressif et brutal, traduisent deux mécanismes différents de décollement de la couche limite : un régime « bulbe long » (caractérisé par un bulbe de décollement dont l'étendue augmente avec l'incidence) pour les faibles nombres de Reynolds et un régime « bulbe court » (pour lequel l'étendue du bulbe diminue

avec l'incidence) pour les nombres de Reynolds élevés, la vitesse seuil correspondant à un nombre de Reynolds d'environ  $10^6$ . Ces résultats confirment ceux réalisés par l'ONERA en 1969 [15] sur une maquette comparable.

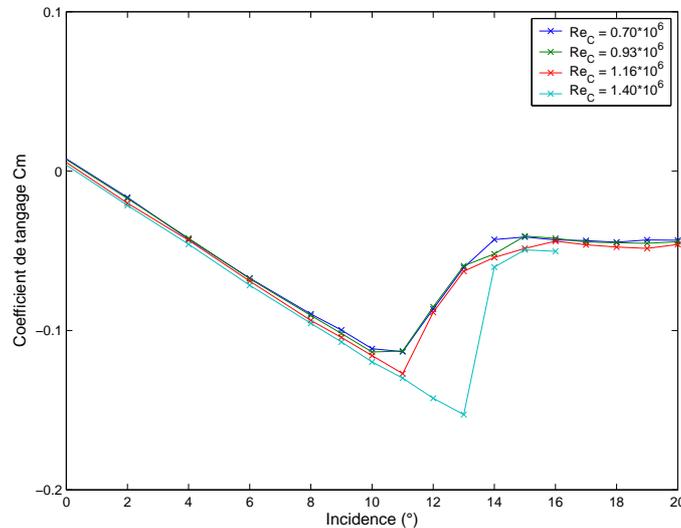


FIG. 8.4 – Influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de tangage

### 8.2.2 Visualisations pariétales

Les visualisations pariétales ont été effectuées à un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$  par utilisation d'un enduit visqueux pariétal sur l'extrados de la maquette ONERA D-Béton. En raison de leur inertie, les gouttes ne traduisent pas les fluctuations mais donnent une représentation en surface du champ de vitesse moyen. Afin de limiter les effets tridimensionnels de l'écoulement liés à un allongement limité, deux plaques de garde de dimension  $500 \times 200 \text{ mm}^2$  équipent systématiquement la maquette. La première, située à une distance de 15 cm de l'implanture, joue le rôle de « piège à couche limite » de paroi de veine ; la seconde, à 15 cm du bout d'aile, permet de s'affranchir des effets 3D dus aux tourbillons de bout d'aile tout en maintenant la symétrie du montage (Fig. 8.5). La Fig. 8.6 présente des visualisations du déplacement de l'enduit à plusieurs incidences.

- jusqu'à  $9^\circ$ , les lignes d'enduit sont toutes parallèles à la corde et témoignent d'une couche limite collée. Cependant, on peut observer la formation d'une ligne jaune d'accumulation d'enduit au bord d'attaque à partir de  $2^\circ$ , qui témoigne de la présence d'un bulbe. Cette ligne persiste tant que l'enduit pariétal est entraîné vers l'aval sur le reste de l'extrados.
- à  $10^\circ$ , on constate une rupture de l'homogénéité de l'écoulement avec une dissymétrie gauche-droite. Sur la partie gauche de l'aile, l'enduit remonte vers le bord d'attaque sur le premier tiers de la corde alors qu'il est entraîné vers le bord de fuite sur les deux derniers tiers. On peut également distinguer une

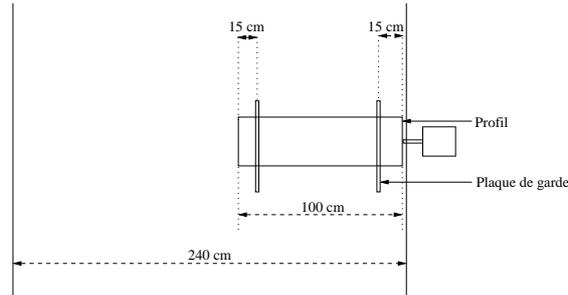


FIG. 8.5 – Mise en place des plaques de garde sur le profil (vue de dessus)

bande sombre entre ces deux zones qui indique la ligne de recollement, alors que la ligne jaune du bord d'attaque a pratiquement disparu.

- à  $11^\circ$ , on constate la présence d'une zone de recirculation sur la partie gauche et sur la partie droite de l'aile. Le centre de l'aile se comporte comme une zone de discontinuité qui peut être due à une irrégularité géométrique (jonction epoxy-dural)
- à  $12^\circ$ , l'écoulement devient très « chaotique » et l'enduit n'est nulle part entraîné vers l'aval de manière régulière. La couche limite est entièrement décollée.

### 8.2.3 Analyse des résultats

Les courbes de portance montrent une forte dépendance au nombre de Reynolds avec un  $C_{z,max}$  de 0.7 à  $40m/s$  et de 0.9 à  $60m/s$ . La vitesse qui correspond le mieux au fonctionnement nominal de la soufflerie tout en donnant un nombre de Reynolds  $Re_{C_1}$  conséquent (proche de 1 million) est  $40m/s$ . La majorité des essais de contrôle sera effectuée à cette vitesse. Les visualisations pariétales effectuées à cette vitesse mettent en évidence :

- l'apparition d'un bulbe court au bord d'attaque (à environ 1% de la corde) à partir d'une incidence de  $2^\circ$ , et matérialisé par une accumulation d'enduit suivie par un écoulement longitudinal et uniforme vers le bord de fuite.
- le passage du bulbe court à un bulbe long à partir de  $10^\circ$ . Ce mécanisme est confirmé par la forme arrondie de la courbe  $C_z(\alpha)$  au décrochage. L'explosion du bulbe court ne se fait pas au même moment sur toute l'envergure. La couronne de prises de pression, qui occasionne sans doute une discontinuité de paroi à mi-envergure, semble stopper le phénomène et empêcher sa propagation.
- le décollement complet de la couche limite à environ  $12^\circ$  et matérialisé par de l'enduit qui remonte vers le bord d'attaque ou qui stagne sur la maquette.

Tani [114] explique dans son ouvrage que le bulbe court est le siège du décollement d'une couche limite laminaire, d'une transition puis du recollement en régime turbulent. Le point de transition est donc repérable sur notre maquette par l'accumulation de l'enduit pariétal. Malheureusement cette technique ne fournit pas

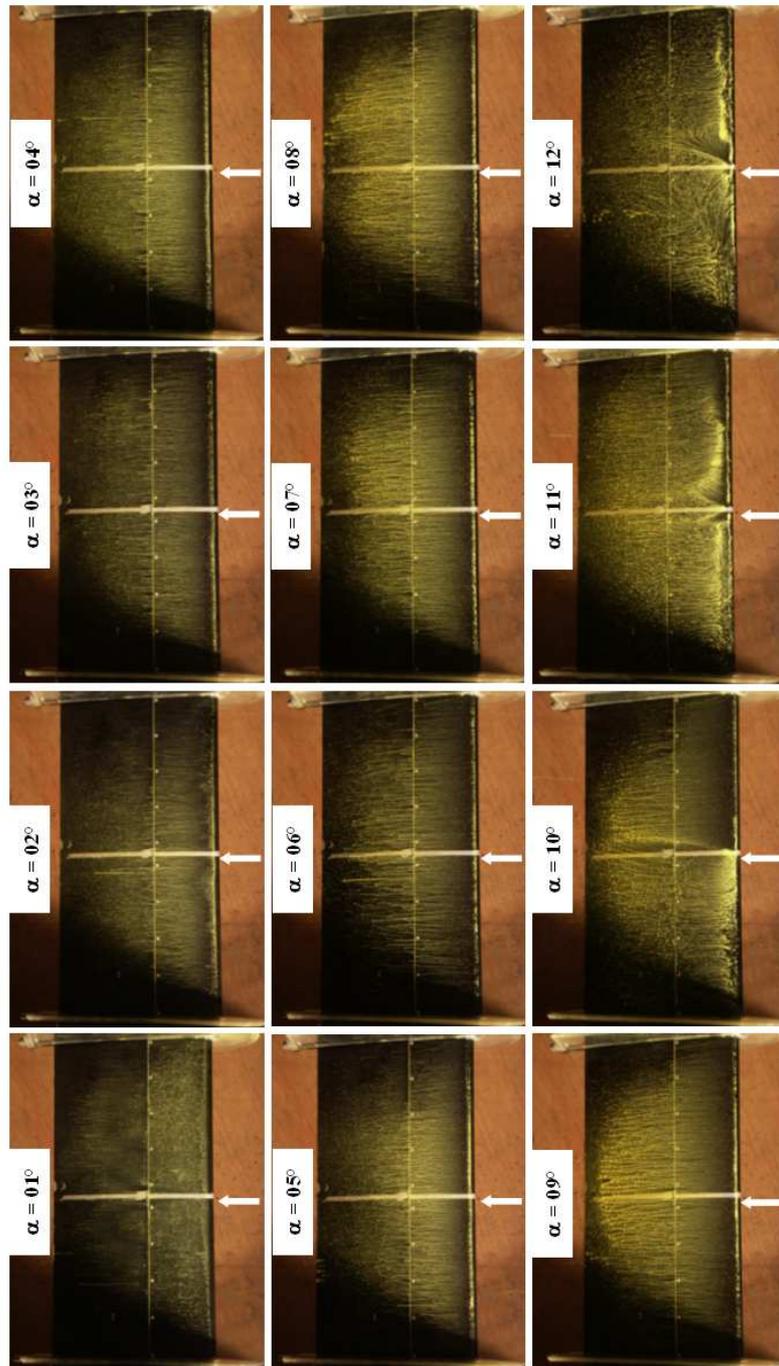


FIG. 8.6 – Visualisations pariétales des décollements sur le profil ONERA D en transition naturelle à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

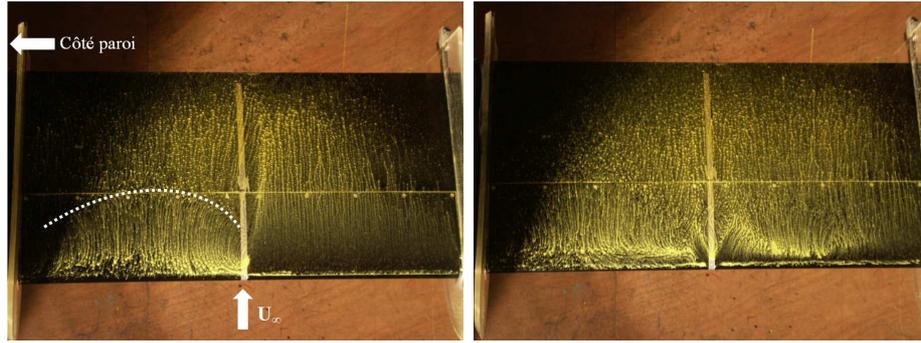


FIG. 8.7 – Visualisations pariétales ( $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ ) des décollements de couche limite en transition naturelle sur le profil ONERA D placé à incidence  $\alpha = 10^\circ$  (à gauche) et  $\alpha = 11^\circ$  (à droite)

d'information assez précise sur la position du début et de la fin de transition.

Il faut aussi noter le caractère dissymétrique des visualisations, qui peut être dû à une irrégularité géométrique ou à la disposition asymétrique de la maquette dans la veine d'essais. Cette dissymétrie met aussi en évidence l'instabilité de l'écoulement au voisinage du décrochage et sa sensibilité à la géométrie et à l'état de surface.

Enfin, le décollement de la couche limite responsable de la chute de portance, se fait toujours au bord d'attaque. La mesure de la distance entre le bord d'attaque géométrique (point d'arrêt à incidence nulle) et le début de la bande jaune donne approximativement  $10\text{mm}$  en abscisse curviligne soit  $1.7\%$  de corde en abscisse projetée : cette indication est importante pour le positionnement des actionneurs.

## 8.3 Application du contrôle en transition naturelle

Compte tenu des difficultés posées par le déclenchement de transition, les essais de contrôle présentés dans ce paragraphe sont réalisés sur une couche limite pour laquelle la transition s'établit naturellement, sans bande rugueuse.

### 8.3.1 Contrôle par microjets

#### Pesées aérodynamiques

Les pesées sont effectuées pour deux nombres de Reynolds ( $0.93 \times 10^6$  et  $1.4 \times 10^6$ ) et pour différentes pressions d'alimentation  $P_m$  des actionneurs (paragraphe 5.1.2), ce qui donne des coefficients  $C_\mu$  différents. Les essais à différents  $C_\mu$  mais à vitesses d'éjection identiques (blocage sonique) permettent de rendre compte d'un effet éventuel de débit sur le contrôle. Lors des essais, le soufflage est appliqué pendant toute la montée en incidence de  $0$  à  $20^\circ$  sans interruption. La force résultant de l'éjection de fluide par les 82 orifices crée un faible moment à piquer sur la

maquette. Elle est retranchée à la pesée d'ensemble (les pesées d'offset sont effectuées avec soufflage). On définit par ailleurs le rapport de vitesse  $VR = U_j/U_\infty$ .

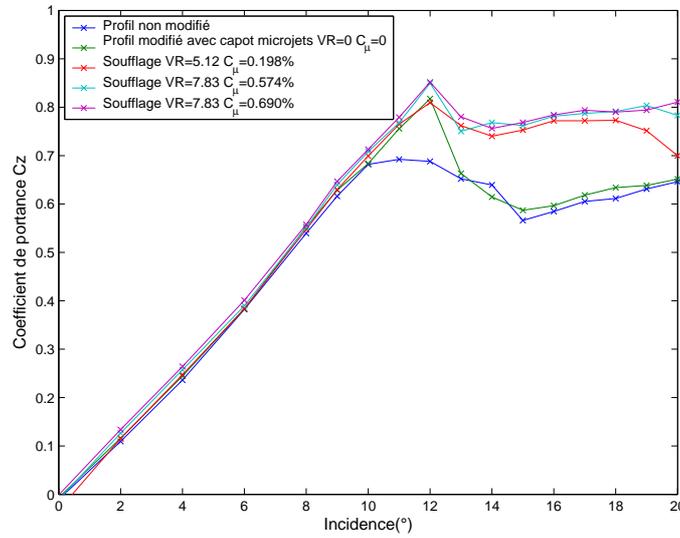


FIG. 8.8 – Evolution du  $C_z$  avec contrôle par microjets à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

Incidence(°)	12°	13°	14°	15°	16°	17°	18°	19°	20°
Gain en $C_z$ (%)	3.9	13.2	25.0	29.8	31.0	27.3	24.8	25.9	24.2

TAB. 8.2 – Gain en portance obtenu avec les microjets pour  $VR = 7.83$  et  $C_\mu = 0.57\%$  ( $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ )

Les essais à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$  montrent que l'utilisation des microjets (Fig. 8.8) :

- ne modifie pratiquement pas la valeur du  $C_{z,max}$ ,
- permet une augmentation importante de la portance à l'issue du décrochage et la maintient aux alentours de  $C_z = 0.75$  jusqu'à  $20^\circ$  au moins pour les vitesses de contrôle soniques.

Ils montrent également qu'un contrôle efficace ne requiert pas nécessairement des vitesses de jets soniques. Ainsi, le même gain en portance est obtenu avec un  $C_\mu$  plus faible et avec une vitesse de  $205m/s$  ( $VR = 5.12$ ). Néanmoins à cette vitesse, le  $C_z$  chute à partir de  $18^\circ$  d'incidence alors qu'il se maintient pour les vitesses soniques ( $VR = 7.83$ ). Enfin, à vitesses identiques et soniques, la différence de débit injecté n'influence pas la performance du contrôle sur la gamme d'incidences testée. Pour des incidences inférieures à l'incidence de décrochage, l'utilisation des microjets ne semble pas avoir d'effets significatifs sur la traînée (Fig. 8.9). La diminution de traînée observée pour des incidences comprises entre  $12^\circ$  et  $16^\circ$  est due à la suppression de la zone décollée sur le profil, comme le confirment les visualisations pariétales (Fig. 8.12). Pour des incidences supérieures à  $16^\circ$ , l'activation des microjets induit un surplus de traînée.

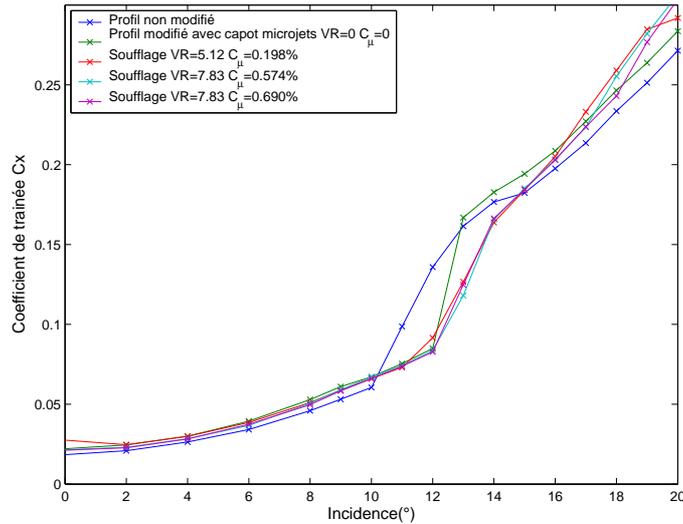


FIG. 8.9 – Evolution du  $C_x$  avec contrôle par microjets à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

Pour un nombre de Reynolds plus élevé ( $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$ , soit une vitesse amont de  $60m/s$ ), on constate aussi une modification de la courbe de portance (Fig. 8.10) due à la présence des trous sur le capot. Le  $C_{z,max}$  passe de 0.9 à 1 et l'incidence de décrochage augmente de  $2^\circ$ . La Fig. 8.10 montre comme précédemment que l'action des microjets augmente la portance à l'issue du décrochage. A la différence des essais à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ , les gains en portance sont très différents selon les vitesses d'éjection. On observe une tendance générale de la portance à décroître après le décrochage alors que précédemment, elle était maintenue. Les remarques concernant les modifications du coefficient de traînée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$  s'appliquent également à ce nombre de Reynolds à la différence près qu'une vitesse de contrôle sonique permet de réduire le coefficient de traînée jusqu'à une incidence de  $18^\circ$  (Fig. 8.11).

Les pesées effectuées à  $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$  sont très intéressantes car à ce nombre de Reynolds, le régime de décrochage est toujours lié à l'explosion d'un bulbe court que le capot soit nu ou que l'on y ajoute des rugosités. Dans ces conditions, on peut affirmer que l'action des microjets ne se limite pas seulement à un changement du régime de décrochage (passage d'un régime « bulbe long » à un régime « bulbe court » provoqué par la simple présence des orifices). Néanmoins, à cette vitesse, l'effet est moins important en gain de  $C_z$  qu'à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ .

Les gains en portance mesurés par les pesées correspondent qualitativement à un effet sur 40% de la totalité de la surface pesée. Cette remarque nous laisse envisager que l'on pourrait encore augmenter la portance en répartissant des microjets sur toute l'envergure. Il ressort des deux séries d'essais précédentes que l'efficacité des microjets dépend du rapport entre la vitesse de l'écoulement externe et la vitesse d'éjection.

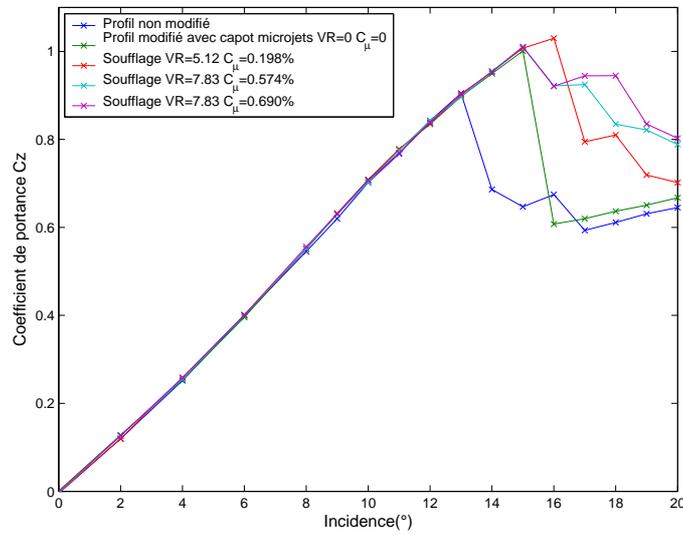


FIG. 8.10 – Evolution du  $C_z$  avec contrôle par microjets à  $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$

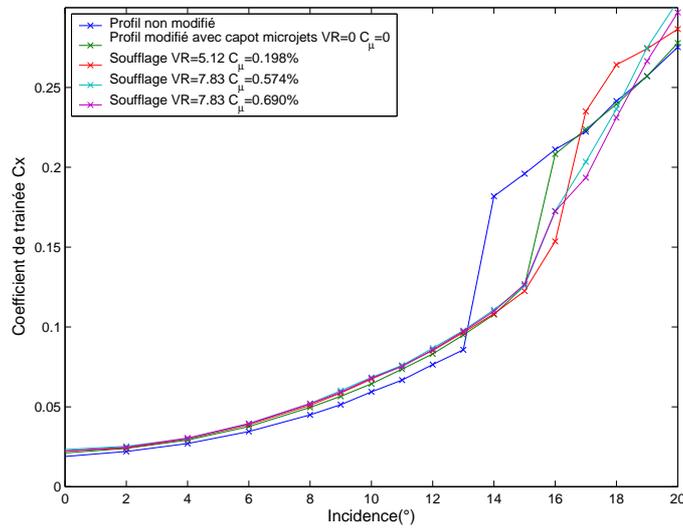


FIG. 8.11 – Evolution du  $C_x$  avec contrôle par microjets à  $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$

### Visualisations pariétales

Des visualisations par enduit pariétal ont été effectuées pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . La Fig. 8.12 permet de visualiser l'effet du contrôle à  $VR = 7.83$  et  $C_\mu = 0.69\%$  sur l'écoulement en surface de la maquette à une incidence de  $14^\circ$ . Ces photographies mettent en évidence l'effet d'entraînement longitudinal de l'enduit dû à un frottement pariétal conséquent. La couche limite fortement modifiée par la vorticité cr  e par les jets recolle sur la majeure partie de la zone contrôlée de la maquette. On peut remarquer qu'à cette incidence, les zones de décollement empiètent sur la région située en aval des microjets. Il y a une compétition entre l'action du contrôle et la propulsion de la couche limite à décoller.

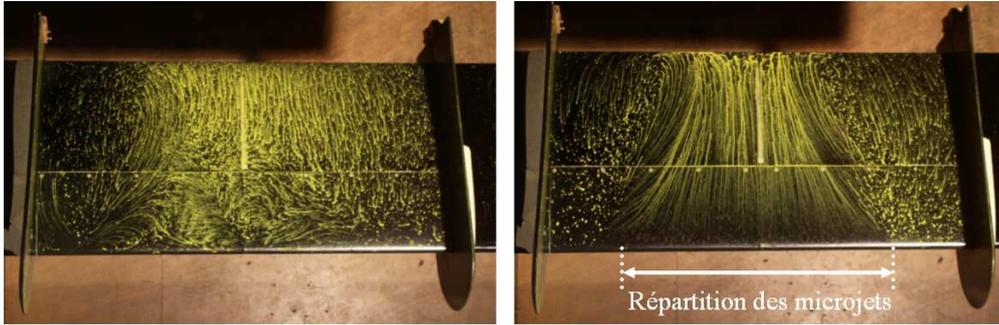


FIG. 8.12 – Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (   gauche) et avec contrôle (   droite) pour une incidence  $\alpha = 14^\circ$  et pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

### Essais complémentaires pour une approche des phénomènes physiques en jeu

En comparaison d'autres écoulements cisailés (couches de mélange, jets libres), le jet dans un écoulement transverse est le résultat d'une interaction tridimensionnelle entre le jet et l'écoulement principal. En outre, il présente un comportement très complexe dans la région « proche injection » comme dans la région située plus en aval. La littérature propose de nombreux travaux sur les structures de vorticité rencontrées dans les jets en écoulement transverse. Une visualisation détaillée du comportement du jet en écoulement transverse a été réalisée par différents auteurs ([45], [53], [90]) et quatre structures de vortex distinctes ont été identifiées :

- les structures situées dans la couche cisailée des faces amont et aval du jet apparaissent sous la forme d'un enroulement tourbillonnaire. Elles sont dues à une instabilité de Kelvin-Helmholtz entre le jet et l'écoulement principal et sont convectées de façon quasi-périodique le long de la colonne du jet. Ces structures, qualifiées parfois de tourbillons stationnaires et reconnues comme une caractéristique de l'écoulement moyen, peuvent être décelées à l'intérieur

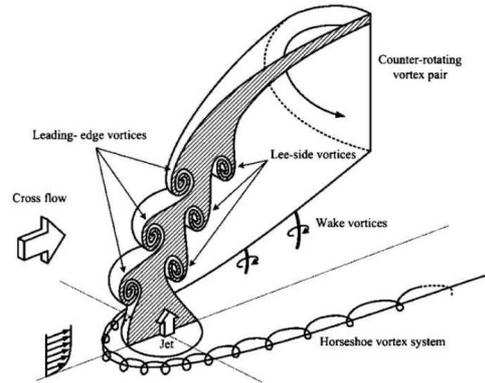


FIG. 8.13 – Illustration schématique du système tourbillonnaire provoqué par un jet circulaire dans un écoulement transverse [90]

de l'injecteur et ne doivent pas être confondues avec le tourbillon en « fer à cheval » présenté ci-dessous. En revanche, les faces latérales du jet ne présentent pas ce type de structures ;

- le vortex dit en « fer à cheval » contourne la colonne de jet au niveau de la paroi. Ce comportement est assimilé à celui d'un écoulement autour d'un système cylindre-paroi. Il est le résultat de l'interaction entre la couche limite de l'écoulement principal et le gradient de pression induit par le point de stagnation imposé par le jet. En d'autres termes, ceci se traduit par l'apparition d'un décollement et la formation d'un tourbillon qui s'enroule autour du jet ;
- les structures de sillage se forment derrière la colonne de jet et sont convectées dans la direction de l'écoulement principal. Cette région de sillage est constituée d'un ensemble de structures complexes et tridimensionnelles et les paramètres tels que le rapport de vitesse  $VR$  ou la trajectoire du jet influencent fortement le comportement de ces structures ;
- la paire de vortex contrarotatifs est la structure de vorticité dominante d'un jet en écoulement transverse. Lorsque le jet pénètre normalement dans l'écoulement principal, il se crée une interaction complexe entre les deux fluides, amenant à la déflexion du jet dans la direction principale. La paire de vortex contrarotatifs se forme alors et se développe dans le champ lointain. Il serait issu de la région de couche limite   la paroi au niveau de l'injection. Des simulations numériques (DNS) ont montré que la pénétration du jet augmente fortement avec l'épaisseur de la couche limite. La fréquence de formation du second vortex semble être elle aussi influencée par l'épaisseur de la couche limite, la période de formation des anneaux de vorticité augmentant avec  $\delta$ . Ceci semble en accord avec le fait que pour un  $\delta$  grand, la faible inclinaison du jet associée à une plus forte pénétration conduisent l'écoulement à contourner le jet et à se comporter comme un écoulement autour d'un cylindre. Il faut enfin noter que la paire de vortex contrarotatifs joue un rôle significatif dans le processus de mélange entre le jet et l'écoulement principal dans le champ

lointain. Les larges niveaux de vorticité contribuent à l'entraînement de l'air environnant à l'intérieur du jet et à l'amélioration du mélange.

Bien que de nombreuses études aient été menées sur le sujet, le caractère fortement tridimensionnel des structures tourbillonnaires ne permet pas encore de bien comprendre ce type d'écoulement.

L'idée de notre essai est d'étudier l'action d'une des structures caractéristiques de cet écoulement complexe. Nous avons convenu de remplacer le jet par des cylindres solides de même diamètre. Le choix a porté sur des mines de graphite rigides, suffisamment longues (d'une hauteur de  $1\text{cm}$ ) pour nous affranchir des effets de bord éventuels sur la couche limite. Ces cylindres génèrent uniquement des tourbillons de sillage. Il faut cependant remarquer que les conditions aux limites qu'offrent ces cylindres sur l'écoulement transverse sont des conditions de paroi (vitesse nulle) alors que les conditions aux limites apportées par les jets sont fluidiques (vitesse verticale de l'ordre de  $U_j$ ).



FIG. 8.14 – La maquette et les micro-cylindres introduits dans les orifices des microjets

On remarque que les cylindres apportent également un gain en portance non négligeable mais inférieur à celui apporté par les jets. Le sillage des cylindres modifie l'écoulement et a un effet bénéfique sur la portance. On constate également que le  $C_{z,max}$  est inférieur mais que le décrochage est légèrement retardé. Enfin, les cylindres génèrent de la traînée aux petites comme aux grandes incidences. Cependant, l'évolution des efforts aérodynamiques est très différente de celle obtenue pour les microjets. Les tourbillons de sillage ne peuvent expliquer seuls les mécanismes physiques en jeu.

### Visualisations par tomographies

Les films sont réalisés à différentes vitesses  $U_\infty$ , soit de  $0.7$  à  $8\text{m/s}$  sur la maquette ONERA D-Visu. L'incidence de la maquette est choisie pour que la couche limite soit décollée et de façon à être au voisinage du recollement (soit à environ  $2^\circ$  au dessus de l'incidence de décrochage). Dans ces conditions, les microjets permettent un recollement de la couche limite sur toute la gamme de vitesses amont, néanmoins le débit nécessaire croît avec la vitesse de l'écoulement. Un rapport de vitesses

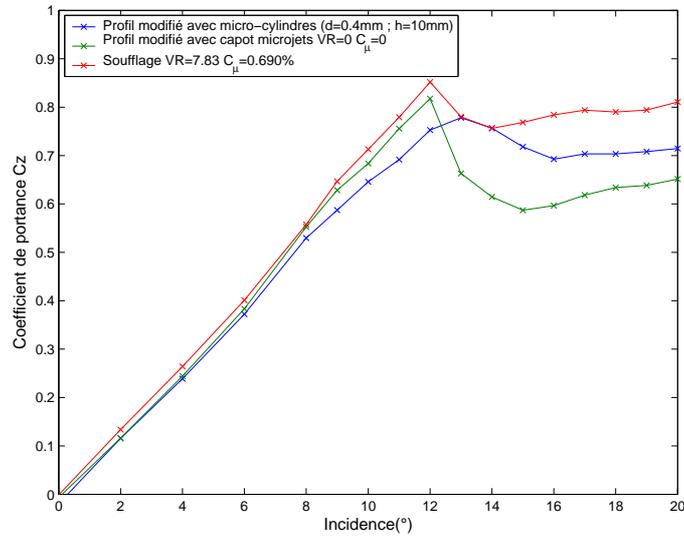


FIG. 8.15 – Effets des micro-cylindres sur le coefficient de portance pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

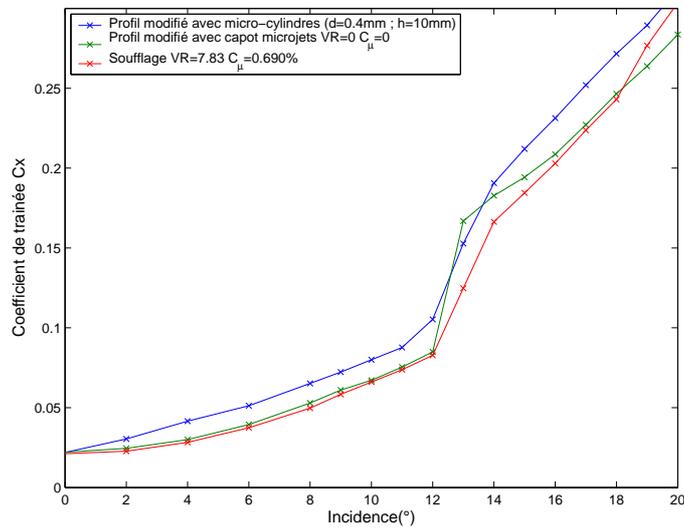


FIG. 8.16 – Effets des micro-cylindres sur le coefficient de traînée pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

$VR = 2.5$  est requis pour obtenir le recollement. Une série d'essais a été réalisée pour observer l'influence de la position de la structure du jet par rapport à la couche limite décollée. Les clichés suivants sont réalisés à  $U_j$  décroissante pour  $U_\infty = 0.8m/s$  ( $Re_{C_2} = 53300$ ) et  $\alpha = 11^\circ$ . La diminution de  $U_j$  est suffisamment lente pour que l'écoulement soit stabilisé sur chaque cliché.

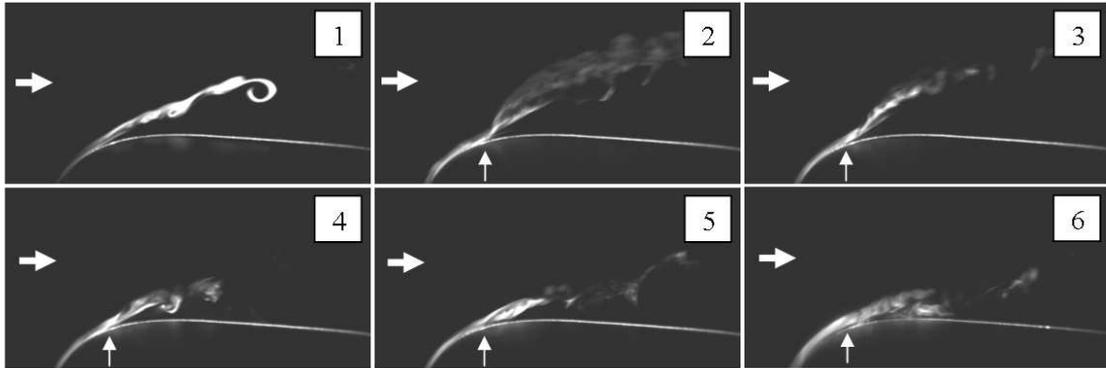


FIG. 8.17 – Séquence de contrôle en réduisant la vitesse de soufflage jusqu'à l'obtention du recollement

Analysons la séquence de recollement proposée en Fig. 8.17 :

1. Ecoulement non contrôlé : présence d'un décollement de bord d'attaque
2. On remarque que le jet traverse la couche limite décollée. Cette configuration du jet ne permet pas de faire recoller la couche limite. Au contraire, elle contribue d'avantage à augmenter l'épaisseur de décollement.
3. Le débit du jet est réduit, le panache se rapproche de la couche limite décollée.
4. La surface d'expansion du jet rencontre la couche limite décollée. Des échappements tourbillonnaires ont lieu lors de cette rencontre.
5. Le mélange jet-couche limite décollée se rapproche alors de la paroi.
6. La couche limite est presque recollée.

Cette expérience ne permet pas de rendre compte des mécanismes complexes qui entrent en jeu dans ce type de phénomène. Cependant, elle montre qu'à ce nombre de Reynolds, ce n'est pas la base du jet qui permet le recollement de la couche limite mais les structures qui sont plus en aval, la paire de tourbillons contrarotatifs notamment.

### 8.3.2 Contrôle par soufflage tangentiel

#### Pesées aérodynamiques

L'actionneur décrit au paragraphe 5.2 est implanté sur le profil ONERA D-Béton. Lors des essais, le soufflage est appliqué pendant toute la montée en incidence de 0 à

20° sans interruption. La force résultant de l'éjection de fluide par les deux fentes est retranchée à la pesée d'ensemble (les pesées d'offset sont effectuées avec soufflage).

Les pesées réalisées à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$  montrent que la présence des fentes de soufflage tangentiel modifie le comportement aérodynamique du profil (Fig. 8.18). Si l'incidence de décrochage et la valeur du  $C_{z,max}$  restent sensiblement les mêmes, le décrochage est davantage marqué dans le cas du profil modifié. La polaire correspondant au profil modifié (avec capot de soufflage tangentiel) sans contrôle nous servira de référence pour évaluer les effets de l'actionneur. Une vitesse de contrôle  $VR = 1.5$  correspondant à un  $C_\mu$  de 0.72% permet à la fois de retarder l'incidence de décrochage mais aussi, à la différence du contrôle par microjets, d'augmenter la valeur du  $C_{z,max}$  :

- Le  $C_{z,max}$  passe de 0.72 à 0.82 soit une augmentation de 14%
- L'incidence de décrochage est retardée de 2°, passant de 11° à 13°

Par ailleurs, lorsque l'actionneur est activé, une diminution de la traînée est observée pour des incidences comprises entre 12° et 15° (Fig. 8.19).

Les gains en portance mesurés par les pesées correspondent qualitativement à un effet sur 56% de la totalité de la surface pesée. Cette remarque nous laisse envisager que l'on pourrait encore augmenter la portance en prolongeant les fentes de soufflage tangentiel sur toute l'envergure (comme pour les microjets).

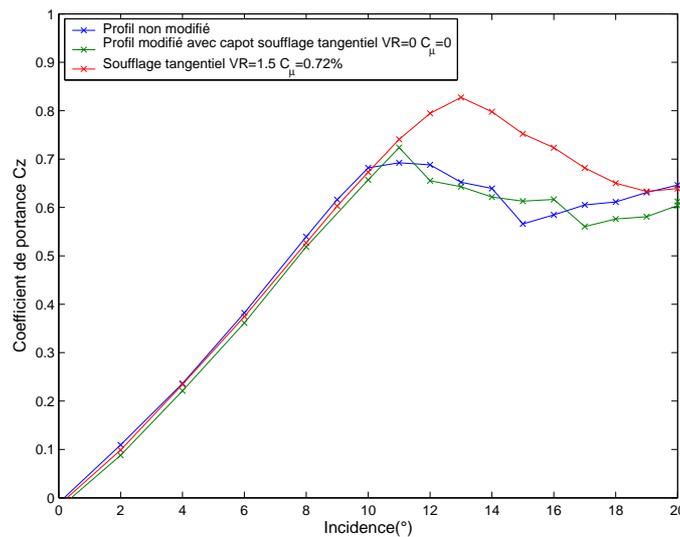


FIG. 8.18 – Effets du soufflage tangentiel sur le coefficient de portance à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

### Visualisations pariétales

Des visualisations par enduit pariétal ont été effectuées pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.70 \times 10^6$ . La Fig. 8.20 permet de visualiser l'effet du contrôle à  $VR = 2.67$  et  $C_\mu = 2.28\%$  sur l'écoulement en surface de la maquette à une incidence de  $13^\circ$ . Ces photographies mettent en évidence l'effet d'entraînement longitudinal de

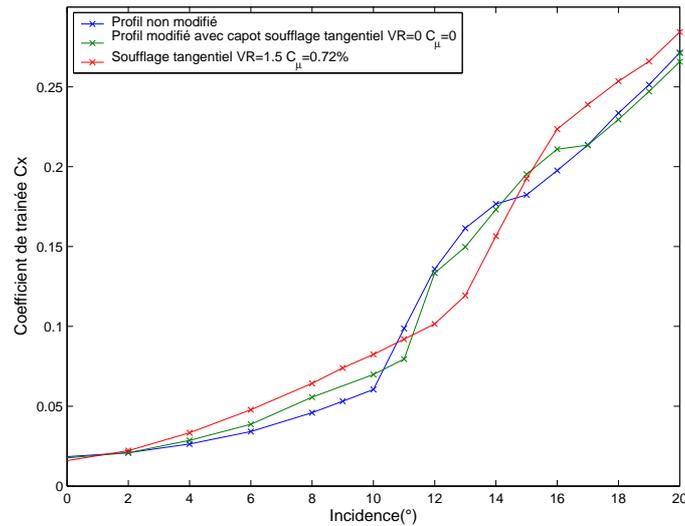


FIG. 8.19 – Effets du soufflage tangentiel sur le coefficient de traînée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

l'enduit dû à un frottement pariétal conséquent. L'injection de quantité de mouvement dans la couche limite provoque un recollement sur la totalité de la corde. Si les effets en termes de pesées sont immédiatement observables dès lors qu'une faible vitesse de soufflage tangentiel est introduite dans l'écoulement, aucun effet d'entraînement n'est observé sur les visualisations pariétales en-deçà d'une valeur seuil de  $VR = 1.5$

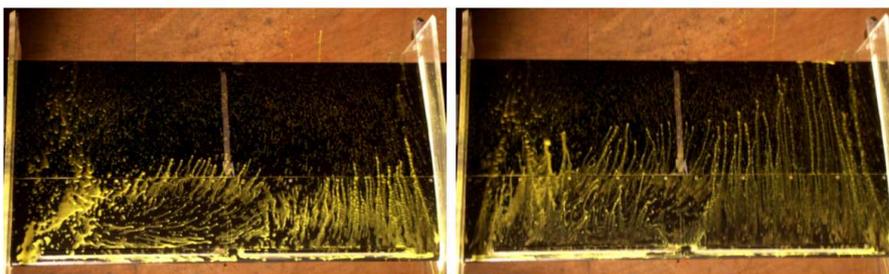


FIG. 8.20 – Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle (à droite) pour une incidence  $\alpha = 13^\circ$  et pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.7 \times 10^6$

## 8.4 Etude expérimentale du profil en transition déclenchée

Les deux modes d'action mis en place en transition naturelle de la couche limite sont testés de même manière en transition déclenchée. Pour être efficaces, les microjets utilisés doivent être placés en amont du décollement (paragraphe 3.4.3) et donc, pour notre configuration, dans une zone où la couche limite est encore laminaire. Cela signifie que si l'on veut déclencher la transition avant que la couche limite ne rencontre les microjets, il faut l'effectuer sur une distance très courte entre le point d'arrêt et le point de décollement. En outre, cette région n'est pas propice à la transition puisque la courbure du bord d'attaque fournit un très fort gradient de pression négatif qui a tendance à relaminariser la couche limite. Pour réaliser la transition dans ces conditions, il faut avant tout connaître les caractéristiques de la couche limite. Ne disposant pas du matériel nécessaire pour effectuer les mesures à cet emplacement, nous avons eu recours aux résultats de l'étude numérique présentée au paragraphe 8.1.

### 8.4.1 Essais avec carborundum

Comme énoncé dans le paragraphe 2.5, la transition est effective avec des rugosités de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$ . Le carborundum a été appliqué le long d'une génératrice, à partir de  $x/C = 0.3\%$  et sur une largeur de  $2mm$  en abscisse curviligne. Les calculs Xfoil indiquent qu'à cette position, l'épaisseur de déplacement de la couche limite est de l'ordre de  $\delta_1 = 0.04mm$  (paragraphe 8.1). Des visualisations pariétales ont alors été effectuées pour un nombre de Reynolds de  $0.93 \times 10^6$  pour observer le nouveau comportement du profil. La Fig. 8.21 montre que l'incidence de décrochage est retardée à :

- $12^\circ$  pour une taille de carborundum de  $23\mu m$ ,
- $13^\circ$  pour une taille de carborundum de  $45\mu m$ ,
- $14^\circ$  pour une taille de carborundum de  $88\mu m$ .

Quand l'incidence augmente, les rugosités semblent maintenir la présence du bulbe court au-delà de sa limite d'explosion en transition naturelle. Les clichés montrent également que la ligne d'accumulation d'enduit est toujours présente. Si le bulbe laminaire apparaît toujours, la transition ne semble donc pas être effective au moment du décollement, ce que suggérait déjà le calcul de  $Re_{\theta_k}$  au paragraphe 8.1.

Nous avons alors décidé de tester des rugosités de taille bien plus importante que  $\delta_1$ . Nous avons appliqué du carborundum de granulométrie  $300\mu m$  collé sur une bande adhésive de  $100\mu m$  (soit une hauteur totale de  $400\mu m$ ) à une abscisse  $x/C = 0.3\%$ . Les visualisations pariétales (Fig. 8.22) montrent que l'incidence de décrochage est la même qu'en écoulement naturel et que la ligne d'accumulation d'enduit a disparu. Des pesées ont alors été effectuées dans cette configuration. Les courbes de portance (Fig. 8.23) sont écrêtées, en particulier aux nombres de Reynolds élevés, et on observe une chute du  $C_{z,max}$ . Si cet essai a permis a priori de supprimer le bulbe laminaire, il a néanmoins détérioré les performances du profil. Les rugosités

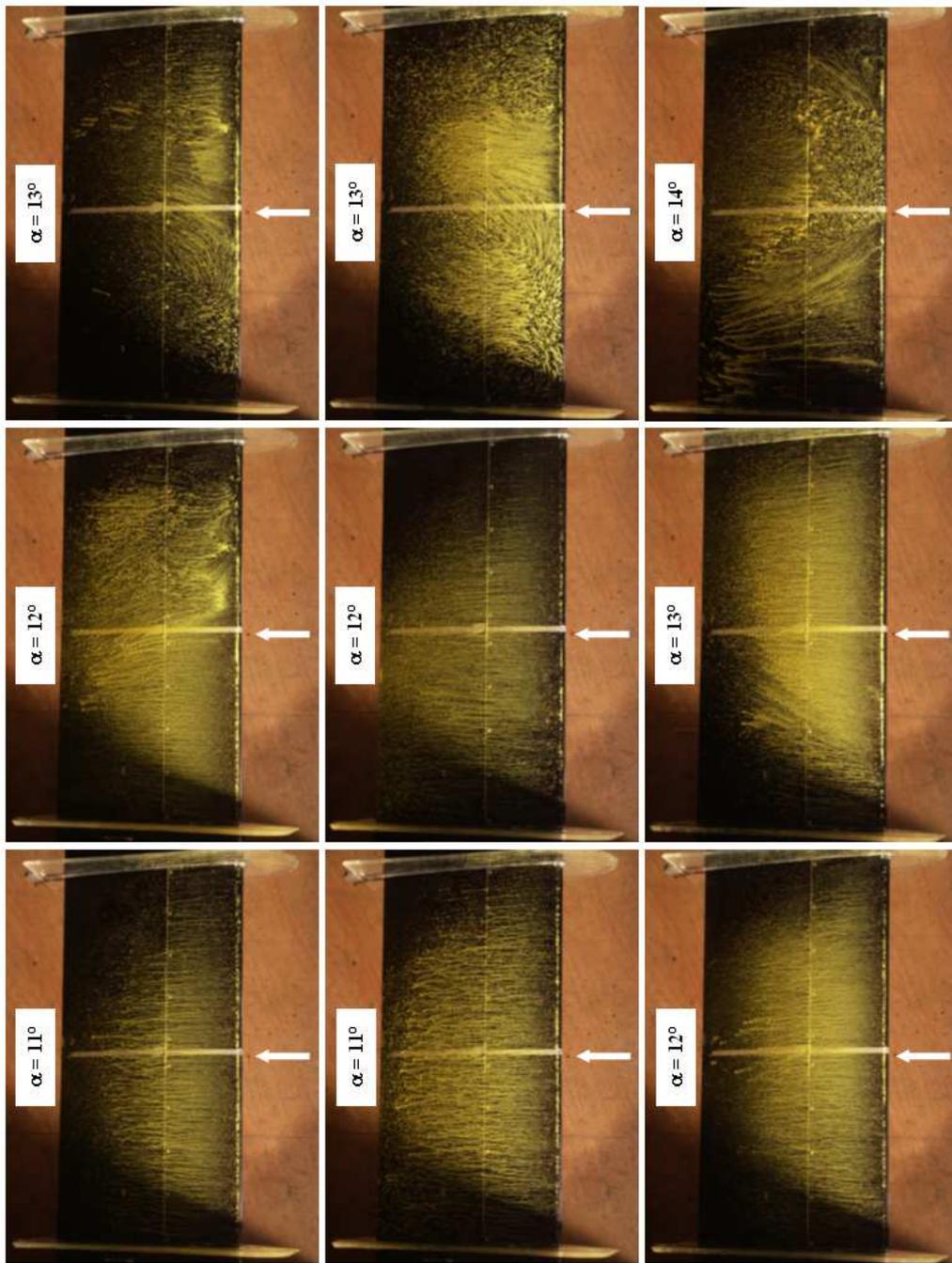


FIG. 8.21 – Visualisations pariétales des décollements sur le profil ONERA D en transition déclenchée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . Hauteur des rugosités de carborundum : 23 microns (à gauche), 45 microns (au centre), 88 microns (à droite)

de grande taille (environ 10 fois  $\delta_1$ ) provoquent peut-être un décollement intempestif de la couche limite plutôt qu'une transition forcée. Ce résultat rejoint une observation faite dans le procès verbal d'essais n°59/1157.AN [15] : « *Les expériences [...] confirment la possibilité [...] de modifier la largeur du « bulbe de décollement » en créant en amont un état de pré-turbulence au moyen d'obstacles appropriés. Toutefois, il faut éviter de déclencher franchement la transition ; car, ainsi qu'il a été constaté par ailleurs, le « bulbe » disparaîtrait, ce qui aurait pour conséquence d'écrêter la courbe  $C_z = f(\alpha)$ .* ». Par ailleurs, le déclenchement de transition augmente systématiquement la traînée (Fig. 8.24) à nombre de Reynolds élevé tandis que pour  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ , il existe une plage d'incidences comprises entre  $11^\circ$  et  $13.5^\circ$  pour laquelle la traînée est légèrement réduite. Enfin, on remarque que cette hauteur de rugosité permet d'installer des lignes de décollement homogènes en envergure (Fig. 8.22), rendant ainsi envisageables les interprétations de distributions de pression.

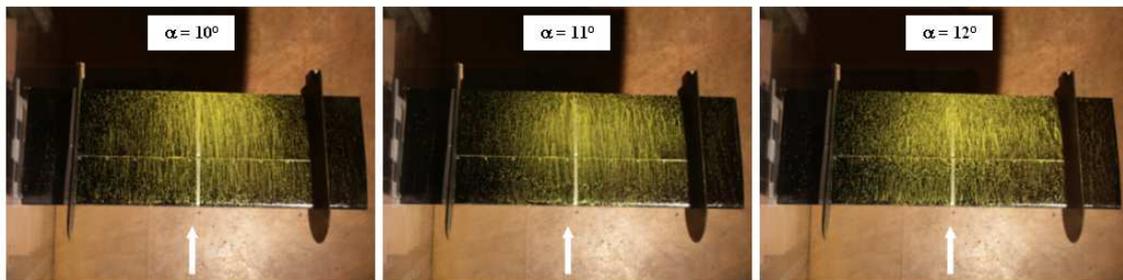


FIG. 8.22 – Visualisations pariétales des décollements sur le profil ONERA D en transition déclenchée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . Hauteur des rugosités de carborundum : 300 microns

### 8.4.2 Essais effectués par l'ONERA avec une bande de rugosités

Dans le procès verbal d'essais n°53/1157.AN de l'ONERA [17], des essais de transition déclenchée ont été effectués sur un profil ONERA D de corde  $0.75m$  avec des rugosités tridimensionnelles de type triangulaire (rugosité « C ») placées le long d'une génératrice au bord d'attaque.

Ces essais ont montré d'une part que les rugosités permettent de passer d'un régime bulbe long à un régime bulbe court pour des nombres de Reynolds inférieurs à  $10^6$ . D'autre part, les courbes de  $C_p$  obtenues à  $Re_{C_1} = 0.75 \times 10^6$  avec la rugosité « C » montrent toujours un plateau isobare pour les incidences de  $8^\circ$  et  $10^\circ$ . A ce nombre de Reynolds, les rugosités ne semblent donc pas déclencher strictement la transition puisque les mesures révèlent la trace d'un bulbe laminaire.

En revanche les essais effectués à  $Re_C = 2 \times 10^6$  et aux mêmes incidences montrent que pour certaines positions de la rugosité « C », le plateau isobare disparaît, ce qui indique que les rugosités ont effectivement pour effet de déclencher la

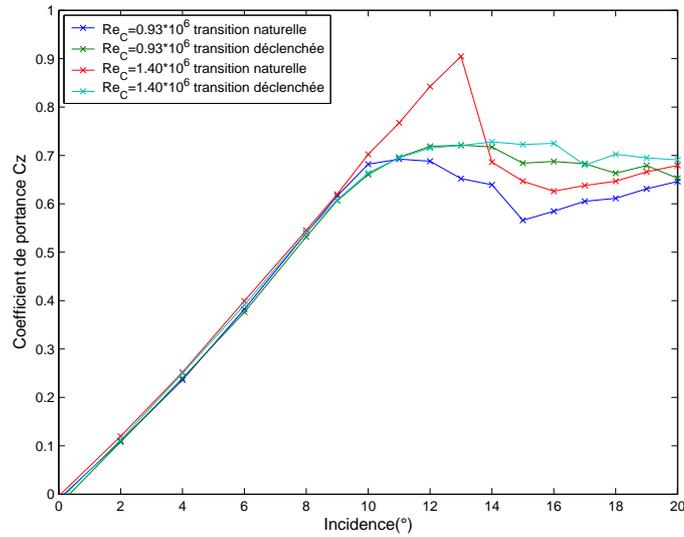


FIG. 8.23 – Modifications des courbes de portance résultant du déclenchement de transition (carborundum de taille  $300\mu m$ )

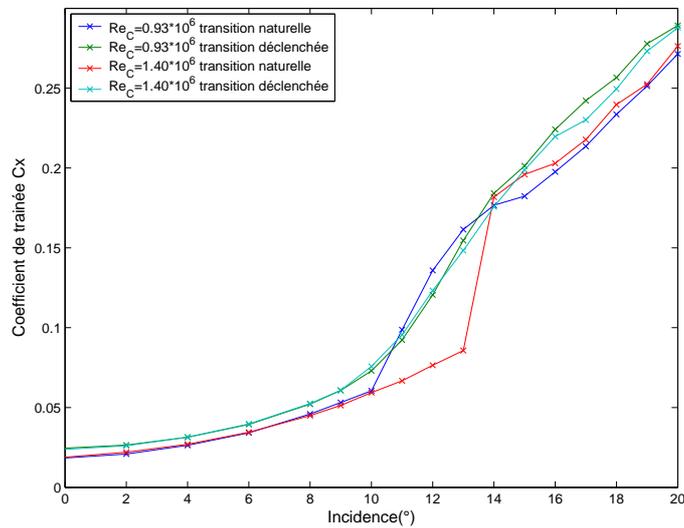


FIG. 8.24 – Modifications des courbes de traînée résultant du déclenchement de transition (carborundum de taille  $300\mu m$ )

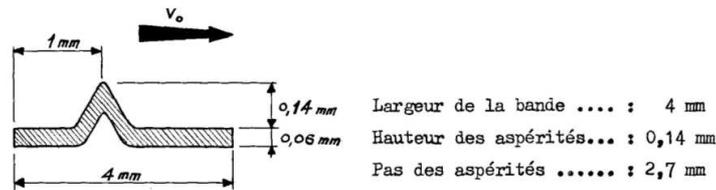


FIG. 8.25 – Caractéristiques de la rugosité « C »

transition.

### 8.4.3 Conclusions sur le déclenchement de la transition

Nos essais ont montré qu'il était très difficile de déclencher de manière satisfaisante la transition sur un bord d'attaque présentant un fort gradient de pression négatif. De plus, la distance disponible est très courte (10 mm) et ne permet pas de déclencher efficacement la transition. Les essais de l'ONERA montrent qu'il est possible d'empêcher la formation du bulbe laminaire, cependant nous n'avons pas d'information sur l'état de la couche limite dans ce cas. Ce résultat a été obtenu à un nombre de Reynolds  $Re_C = 2 \times 10^6$ , qui n'est pas accessible dans la Soufflerie Béton. Devant les difficultés rencontrées, nous avons fait le choix d'utiliser le carborundum de granulométrie  $300 \mu m$ . Cette configuration, qui, certes modifie localement la forme du profil permet de supprimer le bulbe laminaire et rend par ailleurs possible la lecture et l'interprétation des distributions de pression.

## 8.5 Application du contrôle en transition déclenchée

### 8.5.1 Contrôle par microjets

#### Pesées aérodynamiques

Comme pour le cas sans déclenchement de transition, les pesées sont effectuées pour deux nombres de Reynolds ( $0,93 \times 10^6$  et  $1,4 \times 10^6$ ) et pour différentes pressions d'alimentation  $P_m$  (induisant des coefficients  $C_\mu$  différents). Lors des essais, le soufflage est appliqué pendant toute la montée en incidence de 0 à 20° sans interruption. Les pesées d'*offset* prennent en compte le moment à piquer résultant de l'éjection de fluide par les orifices.

Les essais à  $Re_{C_1} = 0,93 \times 10^6$  (Fig. 8.26) montrent que l'utilisation des microjets induit :

- une légère augmentation de la valeur du  $C_{z,max}$ ,
- une augmentation de la portance à l'issue du décrochage et son maintien aux alentours de  $C_z = 0,7$  jusqu'à 20° au moins pour les vitesses de contrôle

Incidence(°)	12°	13°	14°	15°	16°	17°	18°	19°	20°
Gain en $C_z$ (%)	6.1	7.3	8.0	7.3	2.1	-0.3	9.7	1.4	16.2

TAB. 8.3 – Gain en portance obtenu avec les microjets pour  $VR = 7.83$  et  $C_\mu = 0.574\%$  ( $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ )

soniques. Les gains obtenus sont néanmoins plus faibles que dans le cas du contrôle sur la couche limite laminaire.

Ils montrent également qu'un contrôle efficace ne requiert pas nécessairement des vitesses de jets soniques. Ainsi, même pour un  $C_\mu$  plus faible de 0.2% et avec une vitesse de 205m/s ( $VR = 5.12$ ), un gain de portance est observé.

En-deçà d'une incidence de 10°, les microjets ne semblent pas avoir d'effets significatifs sur la traînée (Fig. 8.27). La diminution de traînée observée pour la plage d'incidences 10° - 16° est due à la suppression de la zone décollée sur le profil. Pour le cas correspondant au coefficient de soufflage le plus faible, à partir d'une incidence de 14°, la réduction de traînée est plus faible : on observe une perte d'efficacité du contrôle. Pour des incidences supérieures à 16°, la diminution en traînée est quasiment nul.

Pour un nombre de Reynolds plus élevé ( $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$ , soit une vitesse amont de 60m/s), la Fig. 8.28 montre que l'utilisation des microjets induit une augmentation de portance à l'issue du décrochage. Pour mémoire, le régime de décrochage à ce nombre de Reynolds est toujours lié à l'explosion d'un bulbe court (aussi bien sur le capot nu que sur le capot avec rugosités). Les remarques concernant les modifications du coefficient de traînée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$  s'appliquent également à ce nombre de Reynolds (Fig. 8.29).

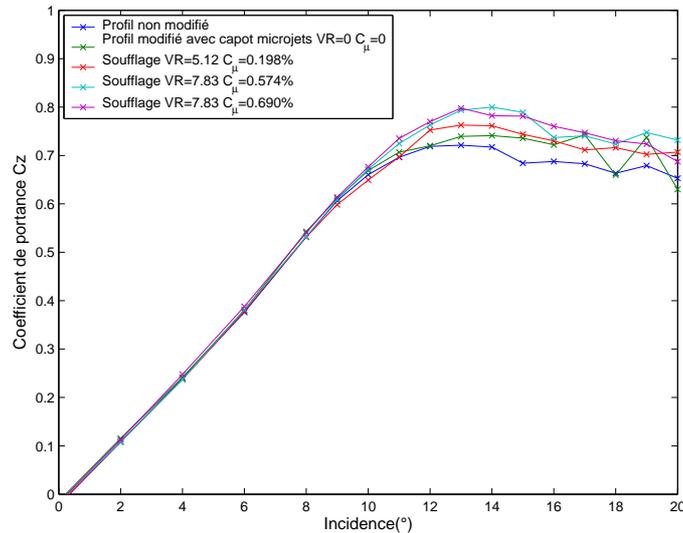


FIG. 8.26 – Evolution du  $C_z$  avec contrôle par microjets à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

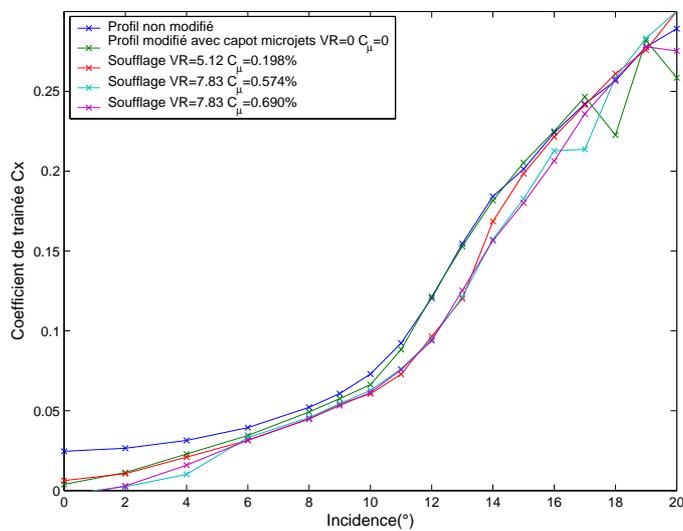


FIG. 8.27 – Evolution du  $C_x$  avec contrôle par microjets à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

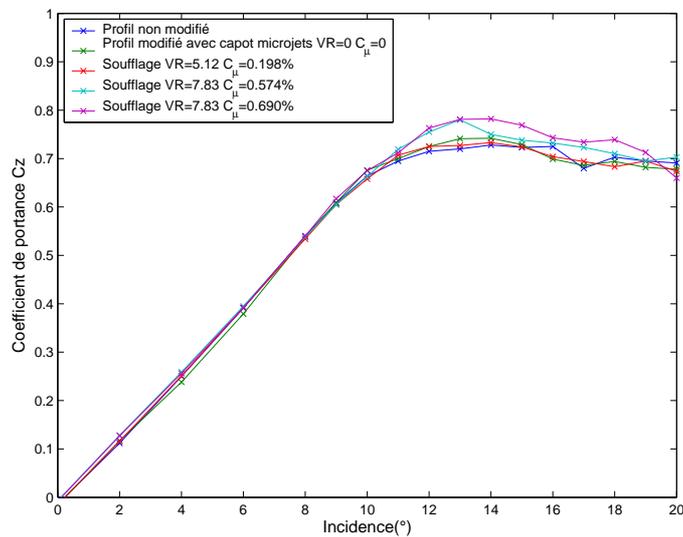


FIG. 8.28 – Evolution du  $C_z$  avec contrôle par microjets à  $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$

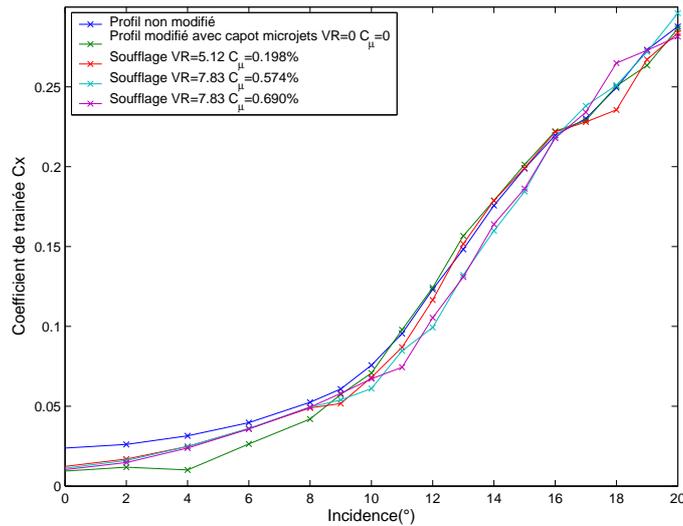


FIG. 8.29 – Evolution du  $C_x$  avec contrôle par microjets à  $Re_{C_1} = 1.4 \times 10^6$

### Visualisations pariétales

Comme pour la configuration en transition naturelle, les visualisations pariétales ont été effectuées pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . La Fig. 8.30 met en évidence l'effet du contrôle à  $VR = 7.72$  et  $C_\mu = 0.34\%$  sur l'écoulement en surface de la maquette à une incidence de  $12^\circ$ . La couche limite est fortement modifiée par les microjets : l'écoulement est recollé dans la zone contrôlée de la maquette, excepté à mi-envergure. Rappelons qu'au centre de la maquette, les trous de part et d'autre de la couronne de prises de pression sont espacés de  $45\text{mm}$  (paragraphe 5.1.2).

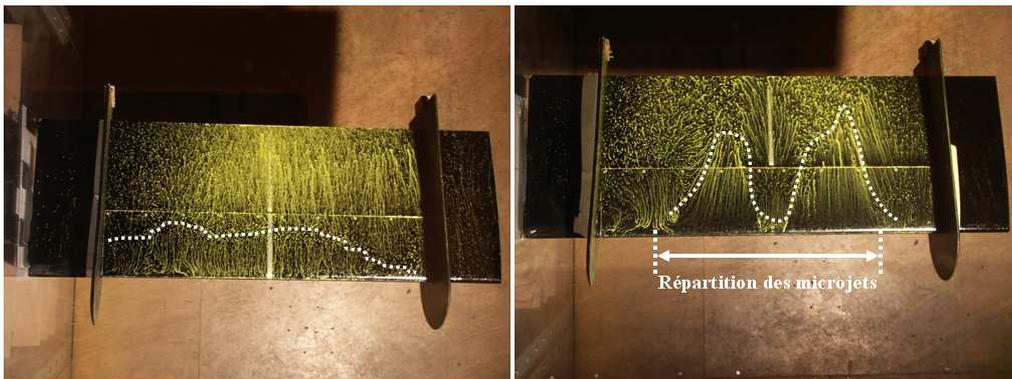


FIG. 8.30 – Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle (à droite) pour une incidence  $\alpha = 12^\circ$  et pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

## 8.5.2 Contrôle par soufflage tangentiel

### Pesées aérodynamiques

Ces essais sont réalisés pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ . Une vitesse de contrôle  $VR = 1.5$  correspondant à un  $C_\mu$  de 0.72% permet à la fois de légèrement retarder l'incidence de décrochage (passant de  $14^\circ$  à  $15^\circ$ ) et d'augmenter de 7% la valeur du coefficient de portance maximum  $C_{z,max}$ , qui passe de 0.73 dans le cas du profil non contrôlé à 0.78 par activation du soufflage (Fig. 8.31).

Une diminution corrélative de la traînée est observée pour des incidences comprises entre  $11^\circ$  et  $16^\circ$  (Fig. 8.32). Aux incidences faibles ( $\alpha \leq 11^\circ$ ), le jet tangentiel crée une traînée parasite supplémentaire ; pour les incidences élevées ( $\alpha \geq 16^\circ$ ), le contrôle devient inopérant et une légère augmentation de traînée est observée.

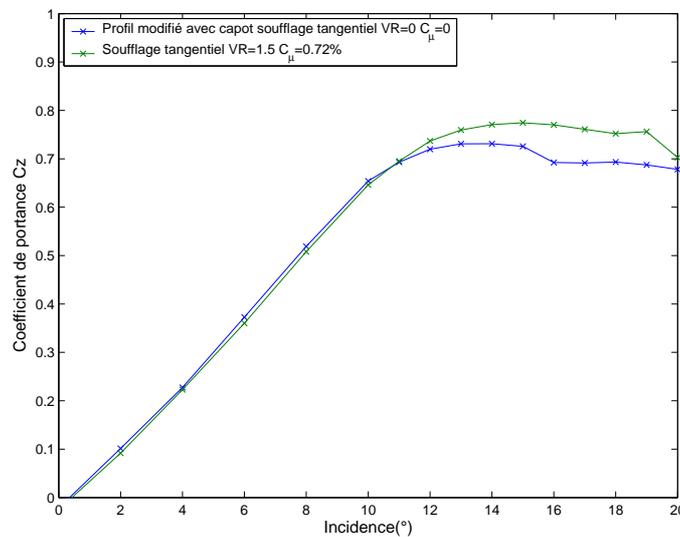


FIG. 8.31 – Effets du soufflage tangentiel sur le coefficient de portance à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

Des essais non concluants, effectués pour des nombres de Reynolds plus élevés, indiquent que les vitesses d'éjection de l'actionneur « soufflage tangentiel continu », de l'ordre de  $60m/s$ , se révèlent insuffisantes pour achever un contrôle efficace des décollements au-delà d'une vitesse d'écoulement de  $40m/s$ .

### Visualisations pariétales

Des visualisations par enduit pariétal ont également été réalisées pour plusieurs nombres de Reynolds. La Fig. 8.33 permet de visualiser l'effet du contrôle à  $VR = 2$  et  $C_\mu = 1.28\%$  sur l'écoulement en surface de la maquette à une incidence de  $12^\circ$  et pour un nombre de Reynolds de  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$ .

La zone décollée, couvrant environ 30% du profil non contrôlé, disparaît sous les effets du soufflage. L'entraînement de l'enduit est clairement observable en aval des deux fentes tangentielles. Une région de décollement subsiste néanmoins de part et

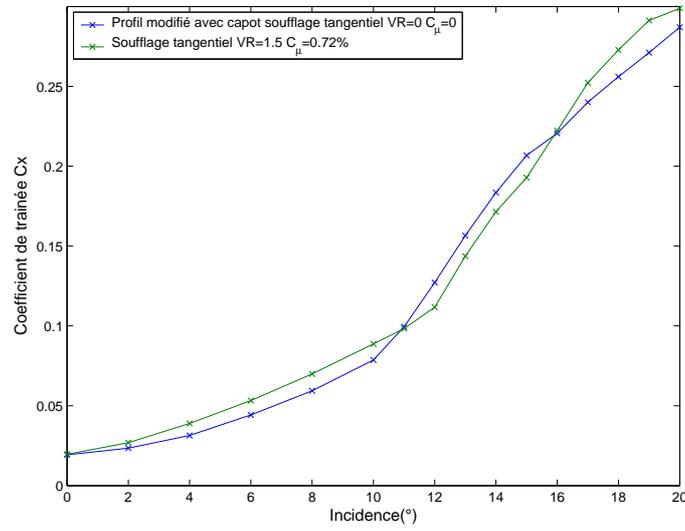


FIG. 8.32 – Effets du soufflage tangentiel sur le coefficient de traînée à  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

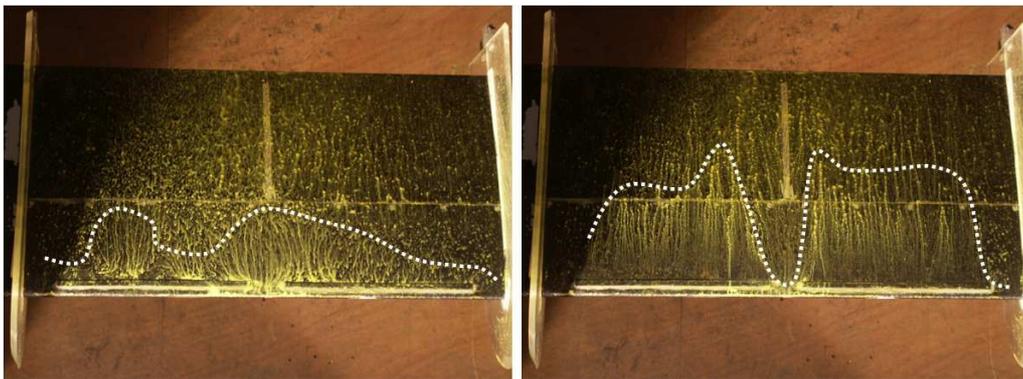


FIG. 8.33 – Visualisations pariétales de l'écoulement sans contrôle (à gauche) et avec contrôle (à droite) pour une incidence  $\alpha = 12^\circ$  et pour un nombre de Reynolds  $Re_{C_1} = 0.93 \times 10^6$

d'autre de la couronne de prises de pression, le soufflage n'étant pas appliqué sur une portion centrale (de largeur  $4cm$ ) de l'aile.

## 8.6 Conclusions

Dans cette partie, nous avons tenté de contrôler les décollements de couche limite sur un profil ONERA D. Les mesures réalisées sur cette configuration incluent des pesées aérodynamiques, des distributions de pression en paroi, des visualisations pariétales des décollements au moyen d'enduits visqueux sur une première maquette ainsi que des tomographies à faibles nombres de Reynolds sur un profil à échelle 3.

L'étude numérique préliminaire du profil et les essais de qualification en souffleries ont révélé un comportement aérodynamique caractérisé par des décollements de bord d'attaque. Deux régimes d'écoulement ont, en outre, été mis en évidence : un régime à « bulbe court » et un régime à « bulbe long ». Il a été montré que ces deux états dépendent des paramètres de l'écoulement, en particulier de l'incidence de l'aile, du nombre de Reynolds et de la transition.

Contraints d'imposer le déclenchement de la transition à proximité du bord d'attaque où les rayons de courbure du profil sont faibles, nous avons été confrontés à des tailles de couche limite très réduites rendant délicat le choix d'une rugosité adaptée. Nous avons donc délibérément choisi de réaliser, dans un premier temps, les essais de contrôle sur une couche limite se développant naturellement sur le profil : la transition laminaire-turbulent se produit alors au niveau du bulbe.

Deux types d'actionneurs ont été testés sur le profil ONERA D : les microjets (soufflage continu à travers des orifices de  $0.4mm$  de diamètre répartis tous les centimètres et percés perpendiculairement à la corde à une distance  $x/C = 1.5\%$  du bord d'attaque) et l'actionneur « soufflage tangentiel » (soufflage continu à travers une fente d'épaisseur  $0.5mm$  tangentielle à la paroi à une distance  $x/C = 6.5\%$ ). Les vitesses en sortie des actionneurs sont de l'ordre de  $300m/s$  pour les microjets ( $VR = 7.5$ ) et de  $60m/s$  ( $VR = 1.5$ ) pour le soufflage tangentiel. Pour les deux types d'action, l'ordre de grandeur des coefficients de soufflage  $C_\mu$  est de  $0.5\%$ .

L'utilisation des microjets permet une augmentation de la portance après le décrochage. La valeur du  $C_{z,max}$  n'est pas affectée par l'activation des microjets ; en revanche, les gains de portance  $\Delta C_z$  après décrochage sont de l'ordre de  $25\%$  en transition naturelle et de  $7\%$  en transition déclenchée. Les visualisations pariétales et les tomographies indiquent que, jusqu'à une certaine incidence  $\alpha_{crit}$ , la couche limite est recollée sous l'effet du soufflage par microjets. Il en résulte une diminution significative de la traînée sur une plage d'incidences  $[\alpha_{decrochage}; \alpha_{crit}]$ .

Le soufflage tangentiel a pour effet à la fois de retarder l'incidence de décrochage, d'augmenter la valeur du  $C_{z,max}$  et d'augmenter le coefficient de portance post-décrochage. L'incidence de décrochage est ainsi retardée de  $1$  ou  $2^\circ$ . Le gain  $\Delta C_{z,max}$  est de  $14\%$  en transition naturelle, il est de  $7\%$  en transition déclenchée. Par ailleurs, ce type de contrôle semble moins robuste que le contrôle par microjets étant donné que les gains de portance post-décrochage chutent rapidement avec l'incidence. Ainsi, les effets du contrôle sur la portance deviennent faibles à partir de  $18^\circ$ .

Deux remarques importantes méritent notre attention. Il est rappelé que les gains annoncés correspondent à un contrôle qui n'est pas appliqué sur toute l'envergure (40% de l'envergure pour les microjets, et 56% de l'envergure pour le soufflage tangentiel). Il est donc raisonnable de penser que des gains plus conséquents seraient obtenus si les actionneurs étaient répartis sur toute l'envergure de l'aile. En outre, il est à noter que la seule présence des actionneurs induit une modification de l'écoulement et donc des caractéristiques aérodynamiques de l'aile. La configuration de référence considérée pour mesurer les gains correspond donc à l'aile équipée d'un actionneur (en position *off*).

Les résultats obtenus dans ce chapitre soulignent l'importance du déclenchement de transition. Il paraît clair qu'en transition naturelle, l'activation des actionneurs joue un rôle non négligeable dans le processus de transition laminaire-turbulent de la couche limite. En conséquence, les gains en performances aérodynamiques (c'est-à-dire l'augmentation de portance et la réduction de traînée) s'avèrent réduits si la précaution est prise de déclencher artificiellement la transition en amont de l'actionneur. Nombreux sont les articles dans lesquelles aucune précision n'est apportée quant à cet aspect, certains auteurs faisant même le choix, délibéré ou non, d'utiliser purement et simplement leurs actionneurs sur des couches limites laminares.

# Conclusion générale

## Conclusions

Dans le cadre des travaux du Groupement de Recherche CNRS « Contrôle Des Décollements » sur le profil, nous avons réalisé une étude expérimentale du contrôle des décollements de couche limite se produisant sur des profils d'aile en incidence, en régime subsonique. Les objectifs étaient principalement de prouver et de quantifier l'efficacité de divers modes de contrôle en terme d'amélioration des performances aérodynamiques : augmentation de portance, réduction de traînée . . . Les contrôles qui ont été utilisés concernent des injecteurs fluidiques discrets disposés en paroi : ces actionneurs ont permis d'agir sur les décollements de la couche limite de façon à les réduire voire les annuler. Une étude préliminaire a permis de préciser les principaux paramètres (nombre de Reynolds, gradient de pression, courbure de la paroi, état de surface, taux de turbulence de l'écoulement) susceptibles de conditionner la couche limite avant d'aborder le contrôle proprement dit. Plusieurs types d'actionneurs ont été testés : générateurs de tourbillons fluidiques, jets synthétiques, soufflage tangentiel et microjets continus.

Ces systèmes de contrôle ont été appliqués à deux types de profils :

- un profil épais NACA 0015, caractérisé par des décollements naissant au bord de fuite et progressant vers le bord d'attaque avec l'incidence. Largement étudié par la communauté scientifique, ce profil a fait l'objet de nombreuses publications traitant du contrôle des décollements. Pour ce profil, la transition de la couche limite est systématiquement déclenchée au bord d'attaque. Sur cette maquette, nous avons pu tester des générateurs de tourbillons fluidiques et deux types de jets synthétiques (d'abord des jets tangentiels en proche bord d'attaque, puis des jets perpendiculaires à la paroi dans la région décollée),
- un profil ONERA D pour lequel les décollements sont rapidement fixés en proche bord d'attaque. Réaliser un contrôle sur une telle configuration d'écoulement s'avère difficile étant donné que les possibilités géométriques d'insérer les actionneurs en amont des décollements sont extrêmement réduites (faibles rayons de courbure et faibles épaisseurs du profil, implantation des actionneurs dans des petits volumes). S'ajoute à ces considérations le problème du déclenchement de transition de la couche limite rendu très délicat pour des raisons similaires. Le challenge est donc multiple pour contrôler ce type d'écoulement. Il a été possible d'installer sur la maquette deux dispositifs de

soufflage continu : le soufflage tangentiel et les microjets.

Les expériences ont été réalisées à la fois dans la Soufflerie Béton et la Soufflerie VISU 01. La mise en place de ces deux configurations permet une double approche d'autant plus intéressante que les deux montages conduisent à des nombres de Reynolds se situant dans la même gamme (compris entre  $0.5 \times 10^6$  et  $1 \times 10^6$ ).

La soufflerie de visualisation autorise une approche davantage « physique » des phénomènes. C'est également dans cette soufflerie qu'a été mise en place l'étude de la couche de mélange turbulente. Ce montage, utilisant une plaque plane, permet de s'affranchir de certains paramètres inhérents au contrôle sur profils d'aile (gradient de pression longitudinal, courbure de la paroi) tout en permettant de réaliser le même type de contrôle dans des conditions très proches.

La soufflerie Béton permet quant à elle, une approche plus « quantitative », grâce aux moyens qui y sont mis en œuvre (balance aérodynamique de paroi, système de déplacement pour les explorations de sillage, système de mesures des répartitions de pression autour du profil, visualisations pariétales).

Les principales conclusions concernant l'efficacité des actionneurs sur les deux configurations sont maintenant détaillées.

– NACA 0015 :

**Les générateurs de tourbillons fluidiques**, disposés à  $x/C = 20\%$ , permettent des gains de portance compris entre 5 et 14% et des réductions de traînée considérables atteignant 62% à l'incidence de décrochage ( $\alpha = 12^\circ$ ); nos essais ayant montré une influence non négligeable de la présence des orifices en paroi, les polaires de référence choisies sont celles correspondant au profil présentant les VGF (non obstrués) en position *off*. Les différentes techniques de visualisation mises en œuvre montrent un recollement complet de la couche limite sur la région où est appliqué le contrôle (au moins jusqu'à des incidences de l'ordre de  $15^\circ$ ). Les coefficients de soufflage  $C_\mu$  nécessaires pour aboutir à ces effets sont relativement faibles, de l'ordre de 0.8%.

Des résultats prouvant l'efficacité d'un **jet synthétique tangentiel** positionné à  $x/C = 20\%$  ont également été obtenus dans la soufflerie de visualisation. Des coefficients de soufflage de l'ordre de 1 à 2% aboutissent à un recollement complet de la couche limite jusqu'à des incidences de  $15^\circ$ . Les essais montrent que les tourbillons de Kelvin-Helmholtz se développant dans la couche de cisaillement de l'écoulement non contrôlé se transforment, sous l'effet du soufflage synthétique, en une série de tourbillons de taille plus réduite favorisant le processus de recollement de la couche limite. La fréquence d'émission des tourbillons correspond alors à la fréquence de soufflage de l'actionneur.

Moyennant des taux de soufflage plus élevés ( $C_\mu$  de l'ordre de 4%), **le jet synthétique perpendiculaire à la paroi** positionné à  $x/C = 70\%$  permet également d'aboutir à un recollement de la couche limite (par exemple, à une incidence  $\alpha = 14^\circ$ , le décollement passe de  $x/C = 50\%$  à  $x/C = 80\%$  avec le contrôle). Nous avons mis en évidence un effet de fréquence du contrôle (des fréquences réduites  $F^+ < 4$  semblent optimales), ce qui souligne l'importance de l'excitation des modes instables de l'écoulement dans les processus de recollement. L'originalité de l'implantation des actionneurs à une position éloignée du bord d'attaque (donc susceptible de devoir agir sur des écoulements localement décollés) nous a conduit à expérimenter un dispositif semblable, sur une plaque plane, dans le but de comprendre les interactions possibles entre le jet synthétique et une couche de mélange turbulente. Les premières conclusions des essais correspondants indiquent une possible interaction entre les fréquences propres de la couche de mélange et la fréquence de soufflage de l'actionneur.

– ONERA D :

Les deux types de contrôle testés ont abouti à des résultats satisfaisants au regard des difficultés rencontrées quant à leur implantation sur la voilure. **Les microjets** (positionnés à  $x/C = 1.5\%$ ), s'ils ne permettent pas un recul du décrochage, contribuent à une augmentation substantielle de la portance pour des incidences supérieures. Les gains de portance  $\Delta C_z$  après décrochage sont de l'ordre de 25% en transition naturelle et de 7% en transition déclenchée. L'ordre de grandeur des coefficients de soufflage  $C_\mu$  nécessaire est de 0.5% pour les microjets.

Pour des  $C_\mu$  comparables, **le soufflage tangentiel continu** (fente placée à  $x/C = 6.5\%$ ) a pour effet de retarder l'incidence de décrochage, d'accroître la valeur du  $C_{z,max}$  et d'augmenter le coefficient de portance post-décrochage. L'incidence de décrochage est ainsi retardée de  $2^\circ$  en transition naturelle et de  $1^\circ$  en transition déclenchée. Le gain  $\Delta C_{z,max}$  est de 14% en transition naturelle, il n'est que de 7% en transition déclenchée.

Ces essais montrent que **les microjets** sont plus efficaces pour une gamme d'incidence située au-delà de l'incidence de décrochage tandis que **le soufflage tangentiel** permet essentiellement de reculer le début du décrochage.

**Remarque :** Il est important de garder en mémoire que l'implantation des actionneurs ne concernait pas la totalité de l'envergure de l'aile. Les bénéfices obtenus en terme de performances seraient à revoir à la hausse si toute l'envergure de l'aile était équipée.

Concernant la configuration pour le contrôle d'une couche de mélange, l'aptitude des jets synthétiques à rabattre la ligne moyenne en direction de la paroi est com-

parée à l'efficacité du contrôle qui conduit au recollement sur le profil NACA 0015. Les investigations à partir de la PIV et de la POD mettent en évidence la disparition, sous l'effet du contrôle, des tourbillons de Kelvin-Helmholtz de la couche de mélange en amont de l'actionneur. Ces structures réapparaissent et sont renforcées en aval du jet, ce qui tend à rapprocher la couche cisailée de la plaque plane.

Au sein du GDR CDD, l'efficacité des microjets a également été mesurée sur une seconde maquette ONERA D à l'IMF de Toulouse (thèse de Doctorat de Julien Favier). En outre, la dynamique développée par les techniques de contrôle sur voilure se poursuit dans le cadre de campagnes d'essais du Projet d'Etudes Amont (PEA) de la DGA « Conception Aérodynamique et Contrôle du Vol des Avions de Combat ».

## Perspectives

Ces travaux ont permis, au travers de nombreuses expériences, de caractériser les effets de différents contrôles sur les écoulements autour de voilures. Nous ne pourrions terminer ce manuscrit sans mentionner les nouvelles voies de recherche ouvertes lors de cette étude, de multiples questions restant encore à ce jour en suspend. On se propose donc d'évoquer quelques éléments d'analyses complémentaires.

Le parallèle établi entre le profil fortement décollé et le montage « couche de mélange » mériterait une analyse plus approfondie. Les résultats présentés au chapitre 7 pourraient être complétés par une étude de la turbulence par anémométrie fil chaud : il serait sans doute pertinent d'essayer de mettre en évidence un éventuel couplage entre les fréquences naturelles de la couche de mélange turbulente et la fréquence imposée par le dispositif de contrôle.

Concernant les profils et les méthodes de contrôle de la zone de décollement, plusieurs voies sont ouvertes. Si l'étude proposée dans ce manuscrit démontre l'efficacité des techniques de soufflage instationnaire, les actionneurs utilisés sont d'une conception relativement simplifiée et leurs performances sont assez limitées. Il serait précieux de disposer d'actionneurs instationnaires dont les deux paramètres (fréquence et intensité) soient découplés de façon à mettre en évidence leurs effets respectifs. Les collaborations que le LEA développe dans le cadre général du GDR avec d'autres organismes permettent d'envisager de nouveaux prototypes à implanter sur maquette : ceux du Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs (LPMO) de Besançon ou encore ceux de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) de Lille.

D'autres travaux sont en cours, en coopération avec l'équipe EFDYN du LEA à l'aide d'actionneurs de type « plasmas froids » sur la maquette NACA 0015-Béton. Une campagne d'essais réalisée sur le profil NACA 0015-Visu a en effet permis de valider l'efficacité de tels dispositifs pour des écoulements à nombres de Reynolds modérés (Fig. 8.34). L'étape suivante consiste à tester ce type d'actionneurs pour des

écoulements à plus grands nombres de Reynolds dans la Soufflerie Béton. L'implantation des électrodes implique de nombreuses modifications de la maquette actuelle (choix du revêtement du profil, élimination de toutes les parties métalliques) mais une campagne PIV est d'ores et déjà prévue pour avril 2007.

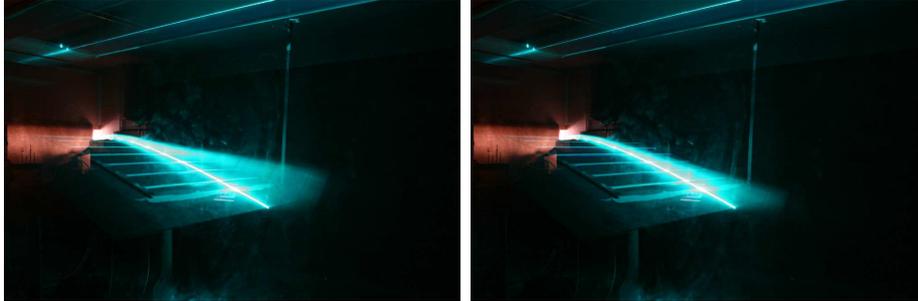


FIG. 8.34 – Tomographies réalisées sur le profil NACA 0015-Visu placé à incidence  $\alpha = 15^\circ$  dans un écoulement à  $Re_{C_2} = 0.5 \times 10^6$ . A gauche, écoulement sans contrôle. A droite, application d'une décharge (tension  $U = 23kV$  et fréquence  $f = 1kHz$ ) créant un vent ionique orienté dans le sens de l'écoulement [65]

Concernant la prospective à moyen terme, une approche instationnaire du contrôle est programmée, dans le cadre de la thèse de Doctorat de Wei Long Siau. Il s'agira de caractériser les temps de réponse des actionneurs d'une part et les temps de réaction de l'écoulement au contrôle d'autre part. La quantification des temps caractéristiques des processus transitoires du passage à l'état collé et du re-décollement pourra être réalisée, par exemple, au moyen de films chauds placés en paroi. Une telle étude implique, par ailleurs, que les temps de réponse des dispositifs d'activation et d'arrêt du soufflage soient bien inférieurs aux temps caractéristiques des processus transitoires de l'écoulement. Dès lors, il serait intéressant pour ces études de concevoir des actionneurs dont les temps de réponse soient faibles, typiquement deux ordres de grandeur plus petits que les temps caractéristiques de l'écoulement [80].

A plus long terme, l'objectif est l'implantation sur les voilures d'un système de contrôle rétroactif. En effet, le contrôle des décollements de couche limite peut être très efficace pour certains régimes de vol de l'avion mais peut s'avérer inefficace voire pénalisant dans d'autres régimes. Piloter le contrôle par un dispositif pneumatique revêt alors un grand intérêt. Il permet d'utiliser le système uniquement dans les régimes pour lesquels il est conçu ou lorsque le contrôle est nécessaire. Une manière de progresser dans le développement du contrôle est alors de réaliser un système en boucle fermée de contrôle rétroactif. Dans ce cas, les caractéristiques du contrôle doivent être adaptées en temps réel en fonction de l'écoulement. Ces dispositifs, qui ne sont à ce jour qu'au stade d'études préliminaires, nécessitent l'utilisation de capteurs positionnés dans l'écoulement, capables de prédire les variations de celui-ci. Cette information est ensuite transmise pour la mise en œuvre des actionneurs.

Les principaux enseignements de ces essais sur des actionneurs de types et de dimensions variables, générant des signaux allant du continu à l'instantané ont permis de qualifier leur aptitude à reculer les décollements sur un « mode actif ». La prise en compte de ces résultats et des approches concernant les temps de réponse de l'écoulement permettront d'alimenter les futures stratégies de contrôle en boucle fermée.

# Bibliographie

- [1] Ahuja K., Whipkey R. et Jones G. (1983) Control of turbulent boundary layer flow by sound. *AIAA 83-0726*.
- [2] Amitay M., Smith B., Glezer A. et Wygnanski I. (1998) Aerodynamic flow control using synthetic jet technology. *AIAA 98-0208*.
- [3] Arnal D. (1984) Special course on stability and transition of laminar flow. Tech. Rep. R-709, Advisory Group for Aerospace Research and Development.
- [4] Arnal D. (1988) Recherches sur la transition liées au projet Hermès. Tech. Rep. OA 18/5005 AYD (DERAT 18/5005.08).
- [5] Ashill P., Fulker J. et Hackett K. (2001) Research at DERA on Sub Boundary layer Vortex Generators (SBVGs). *AIAA 2001-0887*.
- [6] Ashill P., Fulker J. et Hackett K. (2002) Studies of flows induced by Sub Boundary layer Vortex Generators (SBVGs). *AIAA 2002-0968*.
- [7] Aubry N., Guyonnet R. et Lima R. (1991) Spatio-temporal analysis of complex signals : theory and applications. *J. Statistical Physics*, vol. 64(3/4), pp. 683–739.
- [8] Aupoix B. (2001) *Couches limites bidimensionnelles compressibles. Descriptif et mode d'emploi du code CLIC2*. Etudes RG.
- [9] Bales K., Khoo P. et Jefferies R. (2003) Flow control of a naca 0015 airfoil using a chordwise array of synthetic jets. *AIAA 2003-61*.
- [10] Bamber M. (1930) Wind-tunnel tests on airfoil boundary layer control using a backward-opening slot. *NACA Report n°385*.
- [11] Bar-Sever A. (1989) Separation control on an airfoil by periodic forcing. *AIAA Journal*, vol. 27(6), pp. 820–1.
- [12] Batchelor G. (1967) *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 1st ed.
- [13] Bell J. et Mehta R. (1990) Development of a two-stream mixing layer from tripped and untripped boundary layers. *AIAA Journal*, vol. 28(12), pp. 2034–2042.
- [14] Berkooz G., Holmes P. et Lumley J. (1993) The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanic*, vol. 25, pp. 539–575.
- [15] Bevert A. et Rebuffet P. (1969) Essais courant plan, en incompressible, du profil transsonique D. Tech. Rep. 59/1157.AN, Direction Aérodynamique de l'ONERA, Chatillon.
- [16] Bevert A. et Rebuffet P. (1969) Etude des décollements de bord d'attaque (bord d'attaque à grande échelle avec effet de circulation par volet soufflé. Tech. Rep. 57/1157.AN, Direction Aérodynamique de l'ONERA, Chatillon.

- [17] Bevert A. et Rebuffet P. (1969) Influence de la loi de courbure au bord d'attaque sur les caractéristiques de décrochage en courant plan incompressible (profils "D" et "E"). Tech. Rep. 53/1157.AN, Direction Aérodynamique de l'ONERA, Chatillon.
- [18] Boisson H., Kourta A. et Spohn A. (2004) Etudes expérimentale et numérique sur le dièdre. *Présenté lors de la journée du GDR au LEA Poitiers.*
- [19] Bouillon F., Lindquist C., Montesino S., Tardu S. et Thibault J.P. (2005) Contrôle d'écoulement par Forçage Electromagnétique. *Présenté lors de la réunion d'avancement des travaux du GDR à l'IMF Toulouse.*
- [20] Bourgois S. (2002) *Contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre. Comparaison des effets de l'aspiration et du soufflage synthétique.* Rapport de D.E.A., Université de Poitiers.
- [21] Bourgois S., Favier J., Sommier E., Tensi J. et Alvi F. (2005) Etude Expérimentale du Contrôle des Décollements de Couche Limite par Aspiration et Soufflage. *Actes du Colloque FLUVISU11.*
- [22] Brown G. et Roshko A. (1974) On density effect and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, vol. 64, pp. 775–816.
- [23] Brunet V. (2005) Vortex generator simulation on a transonic configuration. *Contrôle des décollements, Optimisation des performances et nouveaux actionneurs, Colloque de synthèse*, pp. 181.
- [24] Camussi R., Guj G. et Stella A. (2002) Experimental study of a jet in a crossflow at very low reynolds number. *J. Fluid Mech.*, vol. 454(01), pp. 113–144.
- [25] Caruana D. (2006) Générateur de micro-jet synthétique par plasma. *Présenté lors de la journée du GDR au LEA Poitiers.*
- [26] Cauley W.M., Saydah A. et Bueck J. (1966) Effect of spherical roughness on hypersonic boundary layer transition. *AIAA Journal*, vol. 4(12), pp. 2142–8.
- [27] Chang R., Hsiao F.B. et Shyu R.N. (1992) Forcing level effects of internal acoustic excitation on the improvement of airfoil performance. *AIAA Journal*, vol. 29(5), pp. 823–9.
- [28] Chen F.J. et Beeler G. (2002) Virtual Shaping of a Two-dimensional NACA 0015 Airfoil Using Synthetic Jet Actuator. *AIAA-2002-3273.*
- [29] Comolet R. (1976) *Mécanique expérimentale des fluides*. 2nd ed.
- [30] Courtine S. (2006) *Etude expérimentale des décollements provoqués par une paroi courbe : topologie et évolution spatio-temporelle.* Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- [31] Courty J., Rosenblum J., Petit G., Siau W., Jiang Y. et Gok E. (2004) Future of flight control : DSO / Dassault-Aviation collaborative studies on micro flow control. *NCATMC 2004.*
- [32] Cousteix J. (1989) *Turbulence et couche limite*. Cepadues ed.
- [33] Dandois J. (2006) *Contrôle des décollements par jet synthétique.* Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI.
- [34] Déleroy J. (2001) Décollement en écoulement tridimensionnel stationnaire. points singuliers, lignes séparatrices et tourbillons. *Cours d'aérodynamique de l'université de Versailles - St Quentin-en-Yvelines.*

- [35] Doenhoff A.V. et Braslow A. (1961) *The Effects of Distributed Surface Roughness on Laminar Flow*. In *Boundary-Layer Control*. 1st ed.
- [36] Donovan J., Kral L. et Cary A. (1998) Active flow control applied to an airfoil. *AIAA 1998-210*.
- [37] D.Osmont (2005) Actionneur paramétrable pour générateur de tourbillons. *Présenté lors de la journée du GDR à l'IMF Toulouse*.
- [38] Drela M. et Giles M. (1987) Viscous-inviscid analysis of transonic and low reynolds number airfoils. *AIAA Journal*, vol. 25(10), pp. 1347–1355.
- [39] Druault P. (2003) *Développement d'interface expériences/simulation. Application à l'écoulement de couche de mélange plane turbulente*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- [40] Erk P., Graichen K. et Fernholz H.H. (1997) Separation control on an airfoil using strong acoustic perturbations. *Euromech Colloquium 361 - Active Control of Turbulent Shear Flows, Berlin*.
- [41] Favier J., Bourgois S., Sommier E., Tensi J., Kourta A. et Alvi F. (2004) Contrôle du décollement par microjets sur profil ONERA D. *Présenté lors de la journée du GDR au LEA Poitiers*.
- [42] Fiedler H. (1998) Control of free turbulent shear flows. *Flow Control « Fundamentals and Practice » de Gad-el Hak M., Pollard A. and Bonnet J.P.*, vol. 5, pp. 335–429.
- [43] Fielder H. (1987) *Coherent structures. Advances in Turbulence*. Springer-Verlag, g. comte-bellot and j. mathieu ed.
- [44] Fournier G., Bourgois S., Pellerin S., Tensi J., Phuoc L.T. et Jabi R.E. (2004) Wall suction influence on the flow around a cylinder in laminar wake configuration by large eddy simulation and experimental approaches. *2nd AIAA Flow Control Conference, Portland*.
- [45] Fric T. et Roshko A. (1989) Structure in the near field of the transverse jet. Dans *7th Symposium on Turbulent Shear Flows*, 6-4. Stanford.
- [46] Frutos J. (2005) Micro actionneur pour le contrôle actif de couche limite. développements au cours de l'année 2004. *Présenté lors de la journée du GDR à l'IMF Toulouse*.
- [47] Frutos J., Bailly Y., Edouard C., Bastien F., Guerneur F. et Labachellerie M.D. (2004) Microactionneurs électrostatiques pour le contrôle actif d'écoulement. *39ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée : Contrôle des écoulements, Paris*.
- [48] Gad-El-Hak M. (1994) Interactive control of turbulent boundary layer : a futuristic overview. *3th AIAA Shear Flow Control Conference*.
- [49] Gilarranz J., Traub L. et Rediniotis O. (2002) Characterization of a compact, high-power synthetic jet actuator for flow separation control. *AIAA-2002-0127*.
- [50] Greenblatt D., Darabi A., Nishri B. et Wygnanski I. (1999) Some factors affecting stall control with particular emphasis on dynamic stall. *AIAA 99-3504, 30th AIAA Fluid Dynamics Conference, Norfolk, VA*.
- [51] Greenblatt D. et Wygnanski I. (2000) The control of flow separation by periodic excitation. *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 36, pp. 487–545.

- [52] Grossman K., Bohdan C. et VanWie D. (2003) Sparkjet Actuators for Flow Control. *AIAA 2003-0057*.
- [53] Hasselbrink E. et Mungal M. (2001) Transverse jets and jet flames. part 1. scaling laws for strong transverse jets. *J. Fluid Mech.*, vol. 443, pp. 1–25.
- [54] Hefner J. (1988) Dragging down fuel cost. *Aerospace America*, vol. 26.
- [55] Hites M., Nagib H., Bachar T. et Wygnanski I. (2001) Enhanced Performance of Airfoils at Moderate Mach Numbers Using Zero-Mass Flux Pulsed Blowing. *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*.
- [56] H. Johari et Rixon G. (2003) Effects of Pulsing on a Vortex Generator Jet. *AIAA Journal*, vol. 41(12), pp. 2309–2315.
- [57] Hoerner S. et Borst H. (1985) *Fluid-Dynamic Lift*. 2nd ed.
- [58] Hornung H. et Perry A. (1984) Some aspects of three-dimensional separation. *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung*, vol. 8, pp. 77–87 and 155–160.
- [59] Hsiao F.B., Liu C.F. et Shyu J.Y. (1990) Control of wall-separated flow by internal acoustic excitation. *AIAA Journal*, vol. 28(8), pp. 1440–6.
- [60] Hsiao F.B., Shyu R.N. et Chang R. (1994) High angle of attack airfoil performance improvement by internal acoustic excitation. *AIAA Journal*, vol. 32(3), pp. 655–7.
- [61] Huang L., Maestrello L. et Bryant T. (1987) Separation control over airfoils at high angles of attack by sound emanating from the surface. *AIAA 87-1261*.
- [62] Huang L., P.G. Huang a.R.L. et Hauser T. (2004) Numerical Study of Blowing and Suction Control Mechanism on NACA0012 Airfoil. *J. Aircraft*, vol. 41(5).
- [63] Hussain A. (1986) Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 173, pp. 303–356.
- [64] Jenkins L., Gorton S. et Anders S. (2002) Flow Control Device Evaluation for an Internal Flow with an Adverse Pressure Gradient. *AIAA-2002-0266*.
- [65] Jolibois J., Forte M. et Moreau E. (2006) Separation control along a NACA 0015 using a Dielectric Barrier Discharge actuator. *IUTAM Symposium on Flow Control with Memes in London, UK*.
- [66] Joslin R., Horta L. et Chen F. (1999) Transiting action control to application. *AIAA-99-3575*.
- [67] J.Soria, Stephens T. et Tuck A. (2006) Flow Visualisations and PIV Measurements of ZNMF Jet Control of Separated Flow Over NACA0015 Airfoil. Dans *Proceedings of FEDSM2006. ASME Joint U.S. - European Fluids Engineering Summer Meeting*.
- [68] Klebanoff P. et Tidstrom K. (1972) Mechanism by which a two-dimensionnal roughness element induces boundary layer transition. *Phys. Fluids*, vol. 15(7).
- [69] Kostas J., Foucault J. et Stanislas M. (2005) Investigation of the use of pulsed jets for boundary layer control on aircraft. *Contrôle des décollements, Optimisation des performances et nouveaux actionneurs, Colloque de synthèse*, pp. 165.
- [70] Kumar V. et Alvi F. (2003) Use of Supersonic Microjets for Active Separation Control in Diffusers. *AIAA-2003-4160*.

- [71] Labergue A., Léger L., Moreau E., Touchard G. et Bonnet J.P. (2004) Experimental study of the detachment and the reattachment of an airflow along an inclined wall by a surface corona discharge - application to a plane turbulent mixing layer. *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 40(5), pp. 1205–1214.
- [72] Laburthe F. (1992) *Problème de stabilité linéaire et prévision de la transition sur des configurations tridimensionnelles incompressibles et compressibles*. Thèse de Doctorat.
- [73] Lasauskas E. (2003) The Design of Low Speed Wing Section for Safety and Performance. *Transport and telecommunication : proceedings of the international conference « Reliability and statistics in transportation and communication » (RelStat' 03)*.
- [74] Lasheras J. et Choi H. (1988) Three dimensional instability of a plane free shear layer : an experimental study of the formation and evolution of stream-wise vortices. *J. Fluid Mech.*, vol. 189, pp. 53–86.
- [75] Liepman H. (1943) *Investigations of laminar boundary layer stability and transition on curved boundaries*. NACA Wartime Report W-107.
- [76] Liepman H. (1945) *Investigations of boundary layer transition on concave walls*. NACA Wartime Report W-87.
- [77] Lighthill J. (1963) *Introduction. Real and Ideal fluids / Boundary Layer Theory in : Laminar Boundary Layers*. Oxford Univ. Press, I. Rosenhead ed.
- [78] Lumley J. (1967) *The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows pp. 166-178*. *Atm. Turb. and Radio Wave Prop.* Nauka, Moscow, Yaglom and Tatarsky ed.
- [79] Magill J. et McManus K. (2001) Exploring the Feasibility of Pulsed Jet Separation Control for Aircraft Configurations. *Journal of Aircraft*, vol. 38(1), pp. 48–56.
- [80] Mathis R. (2006) *Etude expérimentale du contrôle d'une couche de mélange par décollement piloté - analyse de l'actionneur et application sur un jet*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- [81] Maurin O. (2002) *Etude de la déviation de l'écoulement en aval d'une plaque plane par jets synthétiques pariétaux*. Rapport de D.E.A., Ecole Doctorale M.E.G.A de Lyon.
- [82] McCormick D. (2000) Boundary Layer Separation Control with Directed Synthetic Jets. *AIAA 2000-519*.
- [83] McManus K., Davis S. et Legner H. (1994) Pulsed Vortex Generator Jets for Active Control of Flow Separation. *AIAA 94-2218*.
- [84] McManus K. et Magill J. (1997) Airfoil Performance Enhancement Using Pulsed Jet Separation Control. *AIAA 97-1971*.
- [85] Mish P. et Devenport W. (2001) Mean Loading Effects on the Surface Pressure Fluctuations on an Airfoil in Turbulence. *AIAA 2001-2211*.
- [86] Moreau E., Touchard G., Léger L., Labergue A. et Artana G. (2003) Airflow control by electrofluidodynamic actuators. *Presented at the Conference on plasmas for stealth and flow and combustion control, ONERA-CNRS, Paris*.
- [87] Morel-Fatio S., Pines D. et Kiddy J. (2003) UAV Performance Enhancements with Piezoelectric Synthetic Jet Actuators. *AIAA 2003-394*.

- [88] Naveh T., Seifert A., Tumin A. et Wygnanski I. (1998) Sweep effect on parameters governing control of separation by periodic excitation. *AIAA Journal*, vol. 35(3), pp. 510–2.
- [89] Neuberger D. et Wygnanski I. (1987) The use of a vibrating ribbon to delay separation on two-dimensional airfoils : some preliminary observations. *Presented at the Workshop on Unsteady Separated Flow, Air Force Academy*.
- [90] New T. et Soria J. (2004) Near-field pairing of leading-edge vortices in elliptic jets in cross flow. *European Journal of Mechanics/B Fluids*. In Press.
- [91] Oswatitsch K. (1958) Die Ablösungsbedingung von Grenzschichten. *IUTAM Symposium on Boundary Layer Research*, pp. 357–367.
- [92] Poisson-Quinton P. (1995) Le rôle de l'aérodynamique dans le contrôle actif de l'avion. *Revue française de mécanique*, (1995-2).
- [93] Post M.L. et C. Corke T. (2003) Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuators. *AIAA 2003-1024*.
- [94] Prandtl L. (1904) Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung. *Internationaler Mathematiker-Kongress Heidelberg*, vol. Verhandlungen 3, pp. 484–491.
- [95] Prandtl L. et Tietjens O. (1929) *Hydro- und Aeromechanik*. Erster Band. Berlin, Springer ed.
- [96] Raffel M., Willert C. et Kompenhans J. (2000) *Particle Image Velocimetry, a practical guide*. Springer-Verlag, Berlin.
- [97] Rao P., Gilarranz J., Ko J., Strganac T. et Rediniotis O. (2000) Flow Separation Control via Synthetic Jet Actuation. *AIAA-2000-0407*.
- [98] Rebuffet P. (1958) *Aérodynamique expérimentale*. Librairie Polytechnique Ch. Béranger, 2nd ed.
- [99] Reichardt H. (1942) Gesetzmässigkeiten der freien turbulenz. *VDI-Forschungsheft*, vol. 414.
- [100] Robinson S. (1991) Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*.
- [101] Rodi W. (1975) A review of experimental data of uniform density free turbulent boundary layers. *Studies in convection*, pp. 79–165. Academic Press, NY.
- [102] Schaeffler N., Hepner T., Jones G. et Kegerise M.A. (2002) Overview of Active Flow Control Actuator Development at NASA Langley Research Center. *AIAA 2002-3159*.
- [103] Schlichting H. (1960) *A background of the problems of boundary layer research*. AGARD report 253.
- [104] Seifert A., Bachar T., Koss T., Shepshelovich M. et Wygnanski I. (1993) Oscillatory blowing, a tool to delay boundary layer separation. *AIAA Journal*, vol. 31(11), pp. 2052–60.
- [105] Seifert A., Darabi A. et Wygnanski I. (1996) Delay of airfoil stall by periodic excitation. *AIAA J. Aircraft*, vol. 33(4), pp. 691–8.
- [106] Seifert A., Eliahu S., Greenblatt D. et Wygnanski I. (1998) Use of piezoelectric actuators for airfoil separation control. *AIAA Journal*, vol. 36(8), pp. 1535–7.

- [107] Seifert A. et Pack L. (1998) Oscillatory Control of Separation at High Reynolds Numbers. *AIAA 98-214*.
- [108] Sirovich L. (1987) *Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures, Part 1 : Coherent Structures*, pp. 561-571. Quarterly of Applied Mathematics, XLV, 3.
- [109] Smith B. et Swift G. (2001) Synthetic jets at large Reynolds number and comparison to continuous jets. *AIAA 2001-3030*.
- [110] Smith B. et Swift G. (2003) A comparison between synthetic jets and continuous jets. *Exp. Fluids*, vol. 34(12), pp. 467-472.
- [111] Smith D., Amitay M., Kibens V., Parekh D. et Glezer A. (1998) Modification of Lifting Body Aerodynamics using Synthetic Jet Actuators. *AIAA 98-0209*.
- [112] Stewartson K. (1970) On laminar boundary layers near corners. *Quart. Journ. Mech. and Applied Math.*, vol. 23, pp. 138-152.
- [113] Sychev V.V. (1974) On laminar separation. *Fluid Dynamics*, vol. 7, pp. 407-419.
- [114] Tani T. (1964) Low speed flow involving bubble separations. *Progress in Aeronautical Sciences*, vol. 5.
- [115] Tillman C., Langan K., Betterton J. et Wilson M. (2000) Characterization of Pulsed Vortex Generators Jets for Active Flow Control. *Paper presented at the RTO AVT Symposium on « Active Control Technology for Enhanced Performance Operational Capabilities of Military Aircraft, Land Vehicles and Sea Vehicles », Braunschweig, Germany*.
- [116] Timmer W. et Schaffarczyk A. (2004) The effect of roughness at high Reynolds numbers on the performance of DU 97-W-300Mod. *Special European Wind Energy Association Conference : The Science of making Torque from Wind*.
- [117] Tollmien W. (1931) *The production of turbulence*. NACA tm 609.
- [118] Viets H., Piatt M. et Ball M. (1979) Unsteady wing boundary layer energization. *AIAA 79-1631*.
- [119] Viswanath P., Ramesh G. et Madhavan K. (2000) Separation control by tangential blowing inside the bubble. *Exp. Fluids*, vol. 29, pp. 96-102.
- [120] Wang Z. et Stoffel B. (2003) Behaviour of Synthetic Jet on Stalled Airfoil Flow. *AIAA 2003-222, 41th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*.
- [121] Weier T., Fey U., Gerbeth G., Mutschke G. et Avilov V. (2000) Boundary Layer Control by Means of Electromagnetic Forces. *ERCOFTAC Bulletin 44*, pp. 36-40.
- [122] Weihs D. et Katz J. (1983) Cellular patterns in poststall flow over unswept wings. *AIAA Journal 0001-1452*, vol. 21(12), pp. 1757-1759.
- [123] Werlé H. (1989) *Handbook of Flow Visualization*. Hemisphere Publishing Corporation ed.
- [124] White F. (1991) *Viscous Fluid Flow*. Mechanical Engineering Series. McGraw-Hill, Inc., New York.
- [125] Willert C. et Gharib M. (1991) Digital particle image velocimetry. *Exp. Fluids*, vol. 10, pp. 181-193.

- [126] Wu J., Gu J. et Wu J. (1988) Steady three-dimensional fluid particle-separation from arbitrary smooth surface and formation of free vortex layers. *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung*, vol. 12, pp. 89–98.
- [127] Wu J. et Wu J. (1993) Interactions between a solid surface and a viscous compressible flow field. *J. Fluid Mech.*, vol. 254, pp. 183–211.
- [128] Zhou M., Fernholz H., Ma H., Wu J. et Wu J. (1993) Vortex capture by a two-dimensional airfoil with a small oscillating leading-edge flap. *AIAA 93-3266*.

# Annexe A

## Vélocimétrie par imagerie de particules bidimensionnelle

Parmi les différentes techniques de mesure de vitesse en écoulements turbulents existantes, la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (ou PIV, terme anglais pour *Particle Image Velocimetry*) est la seule capable de fournir une carte instantanée du champ de vitesse de l'écoulement. Les paragraphes suivants sont consacrés à la description de cette technique.

### A.1 Principe

La technique de mesure de vitesse par imagerie de particules (ou PIV) est basée sur l'évaluation du déplacement  $d$  de particules présentes dans l'écoulement au cours d'un bref intervalle de temps  $\Delta t$ . La vitesse de l'écoulement  $U_f$  est alors assimilée à celle des particules et est calculée par  $U_f = d/\Delta t$ . Une configuration expérimentale typique de mesure par PIV est présentée sur la figure A.1. L'écoulement investigué estensemencé à l'aide de particules dont les caractéristiques sont choisies de manière à ne pas altérer la dynamique de l'écoulement. La section de mesures est alors illuminée deux fois en un court intervalle de temps afin d'enregistrer (sur film photographique ou capteur CCD) la lumière diffusée par les particules sur une ou plusieurs images. Le déplacement des particules est ensuite déterminé à l'aide d'algorithmes de traitement d'images. Si les deux illuminations sont enregistrées sur une même image, celle-ci sera traitée par auto-corrélation pour déterminer le déplacement. Si deux images sont enregistrées, le traitement PIV se fera alors par inter-corrélation de celles-ci.

La PIV est donc une technique **non-intrusive** : elle ne nécessite pas l'introduc-

tion de sonde dans l'écoulement pouvant le perturber. Elle est **indirecte** puisqu'elle est basée sur la mesure du déplacement de particules le plus souvent ajoutées au fluide considéré. On fait alors l'hypothèse que les particules se déplacent à la vitesse locale du fluide entre les deux illuminations.

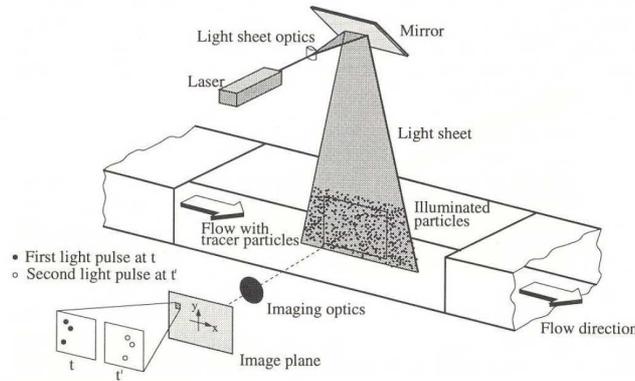


FIG. A.1 – Configuration expérimentale de mesure par PIV (d'après Raffel *et al.* [96])

## A.2 Mise en œuvre

La mise en œuvre de la PIV requiert l'ensemencement de l'écoulement, son illumination ainsi que l'enregistrement d'images de haute qualité qui permettront la détermination du champ de vitesse dans la section de mesure. Ces divers éléments doivent répondre à certaines contraintes de manière à assurer une mesure correcte et fiable.

### A.2.1 L'illumination de l'écoulement

La source lumineuse utilisée pour la PIV doit être capable de fournir une lumière monochromatique, de grande puissance (la direction d'observation est le plus souvent de  $90^\circ$ , direction défavorable en ce qui concerne l'intensité lumineuse diffusée par les particules) qui puisse être transformée en une fine nappe lumineuse la plus homogène possible en termes d'intensité. Pour ces raisons, les lasers sont les sources lumineuses les plus utilisées en PIV. Si les lasers continus conviennent pour des applications dans l'eau ou l'air à faibles vitesses, l'utilisation de lasers à impulsion est préférable car ils permettent un niveau de puissance bien supérieur. Ainsi, en

écoulement rapide où les temps d'exposition doivent être réduits, l'intensité lumineuse doit être suffisamment importante pour garantir une bonne qualité d'images. Les lasers de type Hélium-Néon (He-Ne, de longueur d'onde  $\lambda = 633nm$ ) sont les plus communément utilisés ainsi que les plus efficaces dans le domaine du visible. Le laser Néodym-YAG (Nd-YAG,  $\lambda = 532nm$ ) est aussi très utilisé pour sa puissance. La longueur d'onde naturelle émise est de  $\lambda = 1064nm$  et est divisée grâce à un doubleur de fréquence. La longueur d'onde obtenue est alors bien adaptée à la sensibilité des films ou des caméras CCD utilisés en PIV. La lumière émise est polarisée linéairement, horizontalement ou verticalement. Des filtres polarisants peuvent donc être utilisés pour séparer optiquement deux nappes laser. De plus, par l'utilisation d'un interrupteur (Q-switch) dans la cavité laser, la lumière émise peut être pulsée, permettant de produire deux illuminations successives à un intervalle de temps ajustable par l'utilisateur. Le laser peut ainsi fournir des impulsions doubles à une fréquence de l'ordre de 10 Hz. L'intervalle de temps entre les deux impulsions est à choisir en fonction des échelles temporelles de l'écoulement étudié, notamment afin que les particules visibles sur la première image soient encore visibles sur la deuxième.

Enfin, le faisceau issu du laser est transformé en une tranche grâce à un jeu de lentilles permettant de contrôler son étendue et son épaisseur.

## A.2.2 L'ensemencement

Les principales contraintes imposées aux particules choisies pour ensemencher l'écoulement sont au nombre de trois.

Premièrement, la vitesse du fluide étant déterminée par la mesure du déplacement des particules, celles-ci doivent suivre au mieux les mouvements du fluide étudié. Le temps de réponse d'une particule soumise à une accélération du fluide doit donc être le plus faible possible. Une estimation de ce temps de réponse peut être dérivée de l'équation de Stokes [96]. La loi de réponse de la vitesse de la particule est une loi exponentielle dont le temps caractéristique est une fonction croissante de la taille des particules et de leur densité. Ainsi, en termes de suivi de l'écoulement, la taille des particules a intérêt à être la plus faible possible.

La deuxième caractéristique importante des particules est la manière dont elles diffusent la lumière incidente. En effet, ce phénomène dépend du rapport entre l'indice de réfraction des particules et celui du milieu dans lequel elles se trouvent, de leur taille, de leur forme et de la direction d'observation par rapport à celle de la lumière incidente. Une manière d'augmenter l'intensité de la lumière diffusée est d'augmenter la taille des particules. Un compromis entre la taille de particule

satisfaisant le critère précédent et celle permettant une bonne diffusion de la lumière est donc nécessaire. De plus, pour des angles d'observation compris entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , la polarisation de la lumière peut être réorientée, ce qui peut poser des problèmes dans le cas de l'utilisation de filtres polarisants pour la séparation d'images par exemple. Néanmoins, il est à noter que cette technique donne de bons résultats dans l'air avec des particules d'huile d'olive d'un diamètre de l'ordre de  $1\mu m$ .

Enfin, l'homogénéité de l'ensemencement est un paramètre important afin d'assurer un nombre suffisant de particules dans la fenêtre d'interrogation pour le calcul des auto ou inter-corrélations entre les illuminations et une intensité de lumière diffusée homogène dans toute la zone de mesure.

### A.2.3 L'enregistrement des images

L'acquisition des images PIV peut se faire de deux manières : soit sur film photographique, soit par caméra électronique CCD.

L'enregistrement sur film photographique nécessite des films présentant une bonne sensibilité et un fort contraste. En général, la sensibilité spectrale la plus grande est obtenue pour des longueurs d'onde de l'ordre de  $500nm$ , ce qui correspond bien à la fréquence doublée des lasers Nd-YAG par exemple. Un autre critère important pour le choix d'un film photographique est sa résolution spatiale ou la fréquence spatiale maximale enregistrable. Celle-ci est fonction de l'émulsion utilisée et est une fonction décroissante de la sensibilité du film. Bien que présentant des caractéristiques compatibles avec une utilisation en PIV, l'enregistrement sur film présente des traitements plus longs et laborieux (développement, numérisation des images...) qui rendent leur utilisation pratique plus pénible, notamment s'il est nécessaire d'acquérir un grand nombre d'images.

Pour ces dernières raisons et grâce aux progrès réalisés dans le domaine de l'électronique, l'acquisition des images PIV est maintenant réalisée à l'aide de caméras CCD (ou Charged Coupled Device en anglais). L'un des principaux avantages est la disponibilité immédiate de l'image sans aucun traitement photo-chimique. L'élément de base du capteur CCD est le pixel dont la dimension typique est de  $10 \times 10\mu m^2$ . Exposé à la lumière, le pixel se charge électriquement. Durant l'exposition, cette charge est linéaire jusqu'à un seuil de saturation qui se traduit par une pollution des pixels voisins. Des registres de stockage temporaire sont utilisés pour la sauvegarde de la charge de chaque pixel pour permettre une nouvelle exposition. Cette opération ayant une durée de l'ordre de la micro-seconde, ces caméras permettent d'acquérir deux images en un intervalle de temps très court. Les deux images sont ensuite stockées définitivement après lecture des registres. La dynamique de co-

dage des caméras est d'environ 100 à 200 niveaux de gris codés sur 8 à 12 bits par pixels, ce qui permet l'utilisation de petites fenêtres d'interrogation (122 pixels). Actuellement, la cadence d'enregistrement d'une paire d'images est de l'ordre de  $30Hz$ . Cette fréquence constitue une limite pour l'étude des écoulements à haut nombre de Reynolds, les fréquences typiques mises en jeu étant trop importantes pour obtenir des mesures bien résolues en temps par PIV.

## A.3 Traitement des images

### A.3.1 Détermination du déplacement

La détermination du déplacement des particules entre deux expositions successives dépend de la manière dont ces dernières sont enregistrées. Si les deux illuminations sont enregistrées sur la même image, la détermination du déplacement se fait par corrélation de l'image avec elle-même (auto-corrélation) sur un sous-domaine (la fenêtre d'interrogation). La corrélation obtenue présente généralement trois pics (voir Fig. A.2a) :

- le pic le plus important ( $R_p$ ) qui correspond à l'auto-corrélation de l'image avec elle-même (déplacement nul),
- deux pics secondaires ( $R_{D-}$  et  $R_{D+}$ ) correspondant à la corrélation des particules de la première exposition avec leurs images dues à la seconde exposition et vice-versa. La position de ces pics donne alors accès à l'amplitude et à la direction du déplacement,
- des pics d'amplitude plus faible dûs au bruit de mesure.

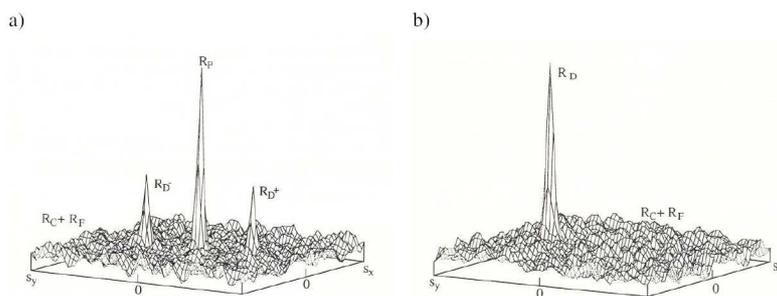


FIG. A.2 – Fonction d'auto-corrélation a), Fonction d'intercorrélation b) (d'après Raffel *et al.* [96])

L'apparition de deux pics  $R_{D-}$  et  $R_{D+}$  symétriques par rapport au pic central conduit à l'indétermination du sens du déplacement. De plus, en cas de déplacement

de faible amplitude, les pics de corrélation  $R_{D-}$  et  $R_{D+}$  peuvent être masqués par le pic central. Néanmoins, ces inconvénients peuvent être contournés en imposant un déplacement systématique lors de la seconde exposition avant le calcul de la fonction d'auto-corrélation.

Dans le cas où les deux expositions sont enregistrées sur deux images différentes, le calcul du déplacement le plus probable des particules d'une illumination à l'autre se fait par inter-corrélation. La fonction d'inter-corrélation obtenue (voir Fig. A.2b) ne présente plus qu'un seul pic  $R_D$ . Cette méthode permet donc de déterminer sans ambiguïté l'amplitude, la direction et le sens du déplacement des particules d'une exposition à l'autre.

Le calcul des corrélations ou inter-corrélations par méthode directe implique un grand nombre d'opérations  $(n \times m)^2$  pour des fenêtres de taille  $(n \times m)$  et donc un coût en temps de calcul important. Une alternative aujourd'hui couramment utilisée consiste à effectuer ces calculs via l'utilisation de transformées de Fourier rapide (FFT) (nombre d'opérations de l'ordre de  $N \log_2 N$  pour des fenêtres carrées). Cela impose néanmoins l'utilisation de fenêtres d'analyse dont les dimensions sont des puissances de 2. De plus, l'utilisation de transformées de Fourier suppose que les données sont périodiques. Les images utilisées ne l'étant pas, il est nécessaire d'utiliser des fenêtres de pondération avant le calcul afin de ne pas introduire de bruit à haute fréquence. Enfin, le critère de Nyquist doit être respecté pour éviter les effets d'*aliasing*. Celui-ci apparaît si le déplacement mesuré est supérieur à la moitié de la fenêtre d'interrogation. Une solution à ce problème consiste à augmenter la taille de la fenêtre ou à réduire l'intervalle de temps entre les deux expositions pour obtenir un déplacement plus faible.

Les images acquises par capteurs CCD fournissent une information discrète en espace dont le pas est la taille du pixel. Ainsi, le déplacement déterminé à partir de telles données est connu avec une incertitude d'un pixel. Néanmoins, différentes techniques existent pour déterminer une approximation sub-pixel [125] de la position du pic de corrélation et donc du déplacement. Une des plus robustes consiste à interpoler la fonction de corrélation à l'aide d'une fonction continue (de type centroïde, parabole ou gaussienne) déterminée à partir de trois positions : la position correspondant au maximum de corrélation et deux points de part et d'autre. Il est à noter que l'utilisation de tels estimateurs à trois points peut induire un effet de *peak-locking* biaisant l'estimation du déplacement si les particules utilisées sont de taille insuffisante.

### A.3.2 Algorithmes de PIV

Le déplacement des particules est déterminé par inter-corrélation des deux expositions successives. Toutefois, la précision de cette opération peut être affectée par différents facteurs tels que la perte de particules entre la première et la deuxième exposition, l'existence d'un gradient de déplacement dans la fenêtre, l'effet de *peak-locking* ou encore l'amplitude trop faible du pic de corrélation due à un déplacement trop grand. Afin de réduire les limitations de la méthode, divers algorithmes itératifs plus ou moins sophistiqués ont été développés au cours de ces dernières années.



## Annexe B

# Mesure de la traînée de profil par exploration de sillage

Cette méthode permet de déterminer la traînée de profil à partir de sondages de sillage; elle est applicable aussi bien en soufflerie qu'en vol. Le principe est dû à Betz (1925) mais la méthode n'est entrée en application qu'à la suite des travaux de Jones (1936) qui a obtenu, par un raisonnement différent, une formule conduisant à des calculs plus courts.

Soient une section droite de l'aile et deux plans infinis A et B normaux à la vitesse  $U_\infty$  supposée parallèle à l'axe Ox (Fig. B.1). Dans le plan A, à l'infini amont,  $U_\infty$  et  $P_\infty$  sont uniformes. Le plan B est choisi assez en aval, pour des raisons que nous verrons ultérieurement; en un point du plan B, désignons par  $U$  la vitesse et par  $P$  la pression statique.

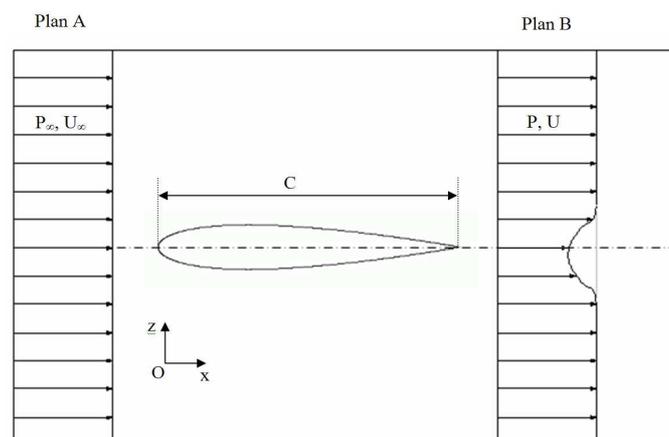


FIG. B.1 – Notations utilisées

Les calculs sont menés par unité d'envergure. Appliquons le théorème des quantités de mouvement (projetées sur l'axe Ox) au volume fluide limité par les plans A et B.

La masse qui traverse par unité de temps un élément  $dz$  du plan B est  $\rho U dz$  (en confondant la vitesse  $U$  avec sa projection sur l'axe Ox) ; la variation de quantité de mouvement de cette masse entre les plans A et B est :

$$\int_B \rho U(U - U_\infty) dz = +F_x + \int_B (P_\infty - P) dz$$

D'où l'expression de la traînée :

$$-F_x = \int_B [(P_\infty - P) + \rho U(U_\infty - U)] dz$$

Cette intégrale étendue au plan B peut être ramenée à une intégrale à prendre uniquement dans le sillage sous deux hypothèses :

- on suppose que les vitesses locales dans ce plan sont peu défléchies par rapport à la vitesse  $U_\infty$  ; comme la pression totale est constante en dehors du sillage, on montre alors que l'intégrale prise sur la fraction  $B_1$  de B extérieure au sillage, est du second ordre devant l'écart relatif de vitesse  $\epsilon = 1 - U/U_\infty$  en dehors du sillage,
- on suppose que dans le sillage  $P = P_\infty$ .

Pour ces deux raisons, le plan B doit être choisi suffisamment en aval de l'aile.

Par suite :

$$-F_x = \int_{sillage} \rho U(U_\infty - U) dz$$

Comme, par unité d'envergure, on a :

$$F_x = \frac{1}{2} \rho C U_\infty^2 C_x$$

On en déduit :

$$C_x = \frac{2}{C} \int_{sillage} \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dz$$

## Annexe C

# Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD)

DE nombreuses études ([43],[63]) ont mis en évidence l'existence et l'importance des structures cohérentes au sein des écoulements turbulents. Les difficultés à les définir et à les extraire ont conduit au développement de différentes méthodes d'identification. Afin de pallier les problèmes posés par les techniques de mesure conditionnelle (définition du critère de détection), une approche basée uniquement sur un critère énergétique a été proposée par Lumley [78] : la décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD). Celle-ci consiste à considérer que les structures cohérentes sont celles qui ont la plus grande projection au sens des moindres carrés sur le champ de vitesse. Cette définition conduit à la résolution d'un problème aux valeurs propres dont le noyau est le tenseur des corrélations spatiales en deux points. L'ensemble des modes propres obtenu constitue alors une base orthonormale optimale au sens de l'énergie pour les réalisations de l'écoulement. Cette approche a ensuite été adaptée par Sirovich [108] (introduisant alors la Snapshot POD) à des données très bien résolues spatialement mais dont le nombre d'échantillons est limité (de type mesures PIV ou données issues de simulation numérique par exemple). De plus, une généralisation de la méthode appelée décomposition bi-orthogonale a été proposée par Aubry *et al.* [7] qui peut être réalisée sans a priori sur la nature de la distribution statistique des signaux considérés (stationnarité, ergodicité . . .). Le développement des capacités de calcul a favorisé l'acquisition et le calcul des données nécessaires à la mise en œuvre de la POD. Celle-ci est maintenant largement utilisée pour l'analyse des écoulements complexes aussi bien en écoulements cisailés libres qu'en écoulement de paroi, en convection libre ou encore en géophysique.

Enfin, la POD a conduit au développement de la POD étendue. Celle-ci permet

d'extraire d'une grandeur physique quelconque (la concentration, la pression ou le champ de vitesse par exemple) la partie corrélée à une autre grandeur connue sur un domaine différent ou pas. Cette technique est à rapprocher des méthodes d'analyse conditionnelle qui permettent l'étude de la réponse d'une grandeur physique à un ou plusieurs signaux de référence. L'équivalence entre l'estimation stochastique linéaire et la POD étendue a d'ailleurs été démontrée.

Pour de plus amples détails sur la POD, on pourra se référer aux travaux de Berkooz *et al.* [14] par exemple.

## C.1 Formalisme mathématique

L'approche POD consiste à trouver une fonction déterministe  $\phi(X)$  maximisant sa projection sur la variable aléatoire  $u(X)$ . Ces fonctions appartiennent à l'espace des fonctions complexes dont les composantes  $\phi_i(X)$  sont des fonctions complexes continues à variables réelles. En se restreignant à l'espace des fonctions à carré intégrable, on définit le produit scalaire suivant :

$$(C.1) \quad (u, \phi) = \int_D u(X)\phi^*(X)dX = \sum_{i=1}^{N_C} \int_D u_i(X)\phi_i^*(X)dX$$

où  $N_C$  représente le nombre de composantes utilisées pour la décomposition et  $D$  le domaine spatial étudié ( $\mathbb{R}^3$  dans le cas le plus général). En outre,  $\hat{u}^*$  est le complexe conjugué de  $\hat{u}$ . La norme associée à ce produit scalaire est définie par :

$$(C.2) \quad \|u\|^2 = \int_D u(X)u^*(X)dX$$

L'opérateur noté  $\langle \bullet \rangle$  utilisé par la suite pourra être une moyenne spatiale ou temporelle suivant le type d'approche considéré (POD classique ou snapshot). Le problème de recherche de la fonction  $\phi$  est équivalent à la maximisation de :

$$(C.3) \quad \frac{\langle \|u, \phi\|^2 \rangle}{\|\phi\|^2}$$

Ce problème de maximisation conduit à la résolution d'un problème aux valeurs propres qui se présente sous la forme d'une équation intégrale de Fredholm :

$$(C.4) \quad \sum_{i=1}^{N_C} \int_D R_{ij}(X, X)\phi_j^{(n)}(X)dX = \lambda^{(n)}\phi_i^{(n)}(X)$$

où  $R_{ij}(X, X)$  est le tenseur des corrélations en deux points.

Selon la théorie d'Hilbert Schmidt, il est nécessaire que le domaine d'intégration soit borné et que le tenseur des corrélations utilisé soit hermitien et appartienne à l'espace des fonctions à carré sommable. S'il existe des directions d'homogénéité ou de stationnarité, la POD ne peut donc pas être appliquée et est généralement remplacée par la décomposition harmonique (cf. C.3).

Sous ces conditions, l'équation C.4 admet une infinité dénombrable de solutions  $\phi^{(n)}$  associées aux valeurs propres  $\lambda^{(n)}$  constituant une base orthogonale pour l'espace des réalisations  $u(X)$ . Les fonctions  $\phi^{(n)}$  peuvent être choisies de manière à ce que la base soit orthonormale, c'est-à-dire :

$$(C.5) \quad (\phi^{(n)}, \phi^{(m)}) = \delta_{nm}$$

où  $\delta_{nm}$  désigne le symbole de Kronecker.

Toute réalisation  $u_i(X)$  peut donc être décomposée sur cette base :

$$(C.6) \quad u_i(X, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a^{(n)}(t) \phi_i^{(n)}(X)$$

Les coefficients de projection  $a^{(n)}$  sont calculés par :

$$(C.7) \quad a^{(n)} = \int_D u_i(X, t) \phi_i^{(n)}(X)$$

et sont non corrélés entre eux :

$$(C.8) \quad \langle a^{(n)} a^{(m)} \rangle = \delta_{nm} \lambda^{(n)}$$

De plus, le noyau  $R_{ij}$  peut être reconstruit à partir des fonctions propres :

$$(C.9) \quad R_{ij}(X, X') = \sum_{i=1}^{\infty} \lambda^{(n)} \phi_i^{*(n)}(X) \phi_j^{(n)}(X')$$

La valeur propre de rang  $n$  traduit le contenu énergétique du mode correspondant, la somme des valeurs propres représentant l'énergie totale dans le domaine de mesure. De plus, par définition, la POD est optimale au sens de l'énergie, elle capture un maximum d'énergie en un minimum de modes.

Etant donné qu'il existe une relation linéaire entre les modes POD et les réalisations instantanées du champ de vitesse (Eq. C.6), les modes propres vérifient les mêmes relations linéaires que l'écoulement. En particulier, si l'écoulement est incompressible, les modes POD sont à divergence nulle. Si les conditions aux limites de l'écoulement sont décrites par des relations linéaires, comme c'est le cas pour des conditions de périodicité ou de non glissement, les modes propres les vérifient aussi.

En revanche, afin d'obtenir les coefficients temporels (Eq. C.7) de la projection, il est nécessaire de connaître le champ de vitesse en tout point à tout instant. Par conséquent, la mise en œuvre de la POD sur des données expérimentales est ardue car elle impose l'utilisation d'un grand nombre de sondes. De plus, cela soulève le problème de l'*aliasing* spatial. En effet, il a été montré qu'il existe un nombre de coupure dans le spectre des valeurs propres qui correspond à  $N_c \times N_y/2$  (où  $N_c$  est le nombre de composantes de vitesse mesurées et  $N_y$  le nombre de points de mesure dans les directions inhomogènes). Ainsi, le nombre de modes POD pouvant être obtenus est une fonction croissante du nombre de points sur lequel est connu le tenseur des corrélations utilisé.

## C.2 POD classique et Snapshot POD

Deux approches principales POD ont été développées dans la littérature suivant le noyau du problème aux valeurs propres considéré. Elles aboutissent au même type de décomposition dans le cas d'un champ spatio-temporel :

$$(C.10) \quad u_i(X, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a^{(n)}(t) \phi_i^{(n)}(X)$$

La *POD classique*, telle qu'introduite initialement par Lumley [78], est basée sur l'utilisation du tenseur des corrélations spatiales en deux points. L'opérateur moyenne  $\langle \bullet \rangle$  utilisé correspond alors à une opération de moyenne temporelle. En faisant les hypothèses de stationnarité et d'ergodicité, le noyau POD est alors défini par :

$$(C.11) \quad R_{ij}(X, X') = \frac{1}{T} \int_T u_i(X, t) u_j(X', t) dt \quad ; \quad T \rightarrow \infty$$

Les fonctions propres obtenues ne dépendent que de la variable spatiale X. Le calcul du tenseur  $R_{ij}$  nécessite un nombre d'échantillons temporels suffisant pour assurer la convergence statistique.

Cette approche est donc particulièrement bien adaptée au traitement de données issues par exemple de mesures par peignes de fils chauds ou par antenne de microphones.

La *Snapshot POD* développée par Sirovich [108] est basée sur le tenseur des corrélations temporelles défini par :

$$(C.12) \quad C(t, t') = \frac{1}{\epsilon} \int_D u_i(X, t) u_i(X, t') dX$$

où  $\epsilon = T \times V$  avec  $T$ , la longueur temporelle de l'échantillon et  $V$  le volume d'intégration du domaine  $D$ . L'équation de Fredholm à résoudre est la suivante :

$$(C.13) \quad \int_T C(t, t') a(t') dt' = \lambda a(t)$$

Les modes spatiaux  $\phi^{(n)}(X)$  sont alors calculés par projection de la variable aléatoire  $u_i(X, t)$  sur les coefficients  $a^{(n)}(t)$  :

$$(C.14) \quad \phi_i^{(n)}(X) = \int_T u_i(X, t) a^{(n)}(t) dt$$

Cette approche présente les mêmes propriétés en terme de convergence et de reconstruction du champ de vitesse que la POD classique. Ici, l'opérateur de moyenne étant une moyenne spatiale, cette technique est généralement utilisée dans le cas de données bien résolues spatialement mais présentant un faible nombre d'échantillons temporels comme par exemple les mesures obtenues par PIV ou les résultats de simulations numériques.

### Remarques concernant les deux types d'approches POD

- contrairement à la POD classique où les corrélations  $R_{ij}(X, X')$ ,  $i \neq j$ , sont explicitement prises en compte lors de la résolution du problème aux valeurs propres, la méthode des snapshots ne fait pas intervenir de corrélation inter-composante,
- la Snapshot POD peut être appliquée à partir de deux types d'échantillons : des échantillons indépendants temporellement ou des échantillons continus en temps sur une durée limitée. Dans le premier cas, si le nombre d'échantillons est suffisant, les deux types de POD sont équivalents. Dans le deuxième cas, les modes POD obtenus par la méthode des snapshots ne sont descriptifs que de l'échantillon retenu.

### C.3 POD et analyse harmonique

La mise en œuvre de la POD nécessite que le domaine d'intégration soit borné. Les directions d'homogénéité, de stationnarité ou de périodicité nécessitent donc un traitement particulier. Nous traiterons ici uniquement le cas d'une direction d'homogénéité,  $Ox_3$ , l'extension à d'autres directions étant directe. Si l'on suppose que l'écoulement est homogène en moyenne suivant la direction  $Ox_3$ , le tenseur des corrélations ne dépend plus de la position effective  $x_3$  mais uniquement de la distance  $r_3 = x'_3 - x_3$ . En distinguant la variable  $x_3$  et en introduisant une nouvelle variable  $\chi$ , la variable d'espace  $X$  devient  $X = (\chi; x_3)$ . On peut alors écrire l'équation de Fredholm sous la forme suivante :

$$(C.15) \quad \sum_{j=1}^{N_c} \int_D \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(\chi, \chi'; x_3 - x'_3) \phi_j^{(n)}(\chi'; x'_3) d\chi' dx'_3 = \lambda^{(n)} \phi_i^{(n)}(\chi; x_3)$$

Compte tenu de l'homogénéité, on peut procéder à une décomposition harmonique de  $\phi_i^{(n)}$  suivant la direction  $Ox_3$ , on introduit la décomposition en série de Fourier  $\tilde{\phi}_i^{(n)}$  définie par :

$$(C.16) \quad \phi_i^{(n)}(\chi; r_3) = \sum_{k_3=-\infty}^{+\infty} \tilde{\phi}_i^{(n)}(\chi; k_3) \cdot \exp(2\pi j \cdot k_3 r_3)$$

En introduisant la transformée de Fourier  $\Psi_{ij}$  de la corrélation dans la direction  $Ox_3$  et en appliquant les propriétés d'unicité des coefficients de Fourier, le problème aux valeurs propres à résoudre devient :

$$(C.17) \quad \sum_{j=1}^{N_c} \int_D \Psi_{ij}(\chi, \chi'; k_3) \tilde{\phi}_j^{(n)}(\chi'; k_3) d\chi' = \lambda^{(n)}(k_3) \tilde{\phi}_i^{(n)}(\chi; k_3)$$

Cette forme revient à admettre que l'équation est considérée indépendante pour chaque nombre d'onde  $k_3$ . De plus, la suite des fonctions harmoniques devient solution de l'intégrale de Fredholm. Dans ces directions, la POD se ramène donc à la décomposition harmonique. Sous cette forme, la transformée de Fourier du champ aléatoire sera donnée en fonction des fonctions propres par :

$$(C.18) \quad \tilde{u}_i(\chi; k_3) = \sum_n \tilde{a}^{(n)}(k_3) \tilde{\phi}_i^{(n)}(\chi; k_3) \quad \forall k_3$$

La seule différence avec le problème initial réside dans le fait que, si une fonction  $\tilde{\phi}_i(\chi; k_3)$  est solution du problème aux valeurs propres, alors toute fonction de la forme :  $\tilde{\phi}_i(\chi; k_3) \exp(j\theta(k_3))$  est solution du même problème, satisfaisant également les conditions du théorème de la POD. Il subsiste donc une indétermination pour la direction correspondant à  $k_3$  due au fait que la fonction de phase  $\theta(k_3)$  ne peut pas être déterminée à partir des seules corrélations en deux points. La prise en compte du caractère homogène d'une des directions du domaine d'intégration a été développée ici pour le formalisme de la POD classique. Cependant, à notre connaissance, aucune approche similaire n'a été menée en considérant la snapshot POD, en particulier lors de l'analyse de données issues de simulations numériques où des conditions de périodicité sont fréquemment utilisées. On peut néanmoins s'attendre, dans le cas où une décomposition par la méthode des snapshots est réalisée sur un domaine comportant une direction d'homogénéité, à une diminution de la rapidité de la convergence énergétique de la décomposition POD, celle-ci dégénérant en modes harmoniques dans la direction homogène.

## C.4 Formulation discrète

Quel que soit le type d'approche POD retenu, la résolution de l'équation de Fredholm nécessite, en pratique, la discrétisation du problème intégral. Nous nous plaçons ici dans le cas de la réalisation d'une POD classique. En discrétisant le domaine spatial sur lequel on réalise la POD en  $N$  points, le problème discret à résoudre peut s'écrire de la manière suivante :

$$(C.19) \quad \sum_{M=1}^{N_c \times N} A_{LM} V_M W_M = \Lambda_L V_L$$

la matrice  $A_{LM}$  représente ici la matrice des corrélations  $R_{ij}(X, X')$ ,  $W_M$  est une matrice de pondération traduisant la règle d'intégration utilisée,  $V_M$  et  $\Lambda_M$  étant respectivement les vecteurs propres et valeurs propres cherchés.

La matrice  $A_{LM} W_M$  n'étant pas hermitienne, le problème numérique à résoudre peut s'écrire :

$$(C.20) \quad \sum_{M=1}^{N_c \times N} B_{LM} V'_M = \Lambda_L V'_L$$

où  $B_{LM} = \sqrt{W_L} A_{LM} \sqrt{W_M}$ , de manière à mettre l'Eq. C.19 sous la forme d'un problème aux valeurs propres classiques d'une matrice hermitienne. On peut montrer

que la matrice  $B$  possède les mêmes valeurs propres que la matrice  $A$ . Néanmoins, les vecteurs propres  $V'$  sont affectés par la loi de pondération et sont reliés aux vecteurs propres de  $A$  par :

$$(C.21) \quad V_k = \frac{V'_k}{\sqrt{W_k}}$$

On peut remarquer que la taille du problème à résoudre est directement lié au nombre de points retenus dans la discrétisation du domaine d'intégration. Dans le cas d'une POD classique, l'utilisation d'un maillage spatial très fin peut rendre la résolution de l'équation de Fredholm problématique. Pour cette raison, la méthode des snapshots est mieux adaptée au traitement de données issues de simulations numériques ou de mesures par PIV, la résolution étant en général importante et le nombre d'échantillons temporels limité.