



**HAL**  
open science

## Contrôle d'écoulements

Julien Favier

► **To cite this version:**

Julien Favier. Contrôle d'écoulements. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique (Toulouse), 2007. Français. <NNT : 2007INPT010H>. <tel-04614516>

**HAL Id: tel-04614516**

**<https://hal.science/tel-04614516v1>**

Submitted on 17 Jun 2024

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

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



HAL Authorization

N° d'ordre :

# THÈSE

pour obtenir le titre de

*Docteur de l'Institut National Polytechnique de Toulouse*

spécialité : *Dynamique des Fluides*

préparée à

*l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse*

école doctorale :

*Transfert, Dynamique des Fluides, Energétique, Procédés*

par

**Julien FAVIER**

---

## *Contrôle d'écoulements : approche expérimentale et modélisation de dimension réduite*

---

Soutenue publiquement le 12 mars 2007 devant le jury composé de :

Jean-Paul BONNET	Examineur	Directeur de Recherche CNRS, LEA, Poitiers
Alessandro BOTTARO	Directeur de thèse	Professeur à l'Université de Gênes, Italie
Laurent CORDIER	Examineur	Chargé de Recherche CNRS, LEA, Poitiers
Angelo IOLLO	Rapporteur	Professeur à l'Université de Bordeaux
Laurent JACQUIN	Rapporteur	Directeur de Recherche ONERA, Meudon
Azeddine KOURTA	Directeur de thèse	Chargé de Recherche CNRS, IMFT, Toulouse
Jacques MAGNAUDET	Examineur	Directeur de Recherche CNRS, IMFT, Toulouse
Patrick LE QUÉRÉ	Examineur	Directeur de Recherche CNRS, LIMSI, Orsay

# Merci !

Pour commencer je remercie Laurent Jacquin et Angelo Iollo pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse, et pour avoir si bien cerné les difficultés et les avancées de ce travail. Je remercie également les autres membres du jury, Laurent Cordier, Patrick Le Quéré, Jean-Paul Bonnet, ainsi que Jacques Magnaudet pour avoir présidé avec panache cette soutenance colorée dont je garderai un très bon souvenir.

Merci à Azeddine Kourta, co-directeur de la thèse, pour les multiples rencontres scientifiques dont il m'a fait profiter et pour m'avoir laissé la liberté de m'égarer à côté du chemin... pour en revenir, au prix de quelques écorchures, avec de nouvelles idées de directions possibles, qui je l'espère décideront quelques-uns à les suivre. Merci aussi à Alessandro Bottaro, pour m'avoir laissé le temps nécessaire pour terminer ce travail, ainsi que pour son soutien moral et son optimisme réconfortant qui ont ponctué quelques moments clés de la thèse.

Un grand merci également aux chercheurs du LEA Poitiers où j'ai passé trois mois dans le cadre du forum EFFC1, Jean-Paul Bonnet, Joël Delville, Jean Tensi, Sébastien Bourgois, Emmanuel Sommier, et les scientifiques internationaux qui ont participé aux manips, Julio Soria et Farukh Alvi. Ce séjour, extrêmement enrichissant pour moi par les rencontres que j'ai pu y faire, a été un tournant dans la thèse et une occasion unique de travailler avec un réel plaisir dans des conditions idéales.

Comment remercier ensuite Laurent Cordier, dont la rencontre par hasard a changé le cours de ce travail. Ses avis éclairés sur la POD, son aide indispensable sur la modélisation de dimension réduite et sa rigueur mathématique ont été indéniablement des éléments essentiels pour mener à bien cette thèse. Mais plus que tout ça, les longues discussions hors-pistes que j'ai pu partager avec lui, sa passion pour la science et son soutien franc et chaleureux dans les moments les plus durs, restent pour moi le point le plus marquant de la thèse.

Je remercie aussi bien sûr l'ensemble du personnel administratif et technique de l'IMFT, les chercheurs et les compagnons de thèse que j'ai pu croiser tout au long de ces trois années, en vrac et de façon non exhaustive, Franc Vigie et Arnaud Antkowiak aux côtés de qui j'ai tant appris, Rémi Bourguet aussi bien pour son amitié que pour les débats scientifiques fertiles que j'ai pu avoir avec lui, les expérimentateurs du labo, le service signaux et images aussi compétent que sympathique, les oiseaux de passages thésards Bernardo Galletti, Alistair Revell... Les innombrables discussions autour d'un verre, d'un tableau ou d'un gobelet de café, tantôt scientifiques tantôt plus légères et résolument non scientifiques, ont représenté une expérience humaine étonnante qui m'a fait évoluer à la fois personnellement et dans mon travail de thèse.

Pour finir, je remercie mes proches, ceux pour qui, à une unique exception près, le contrôle d'écoulements peut se faire simplement avec un bon robinet, ma famille qui a toujours cru en moi, qui m'a tout le temps encouragé et sans qui rien n'aurait été possible, ma mère, mon frère et mon père, ma grand-mère, mes oncles et tantes, mes cousins, et mes amis marseillais avec qui j'ai pu régulièrement oublier les méandres de la thèse le temps d'un week-end. Le reste de mes remerciements va pour finir à ma chiquilla, qui malgré le mystère entourant cette thèse, m'a toujours apporté une confiance et un soutien sans faille.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Physique de la couche limite et stratégies de contrôle</b>	<b>7</b>
1 Principes généraux du contrôle	7
2 Structure de la couche limite	8
2.1 Structure cohérente ?	9
2.2 Les principales structures cohérentes	10
3 Le phénomène de décollement de couche limite	13
3.1 La physique	13
3.2 Causes	14
3.3 Les effets	14
3.4 Le décollement tridimensionnel	16
4 Méthodes de contrôle expérimental du décollement	16
4.1 Avant-propos	17
4.2 Comment agir physiquement sur le fluide pour contrôler le décollement ?	17
4.3 Le contrôle passif	19
4.4 Le contrôle actif	21
5 La quête de la loi de contrôle optimale	27
5.1 Résolution de problèmes d'optimisation complets	27
5.2 Calculs d'optimisation basés sur une modélisation de dimension réduite des équations de référence	29
<b>2 Outils d'investigation expérimentaux et numériques</b>	<b>33</b>
1 Dispositifs expérimentaux et métrologie	33
1.1 La Soufflerie S1 de l'IMFT	33
1.2 La Soufflerie S4 de l'IMFT	34
1.3 La Soufflerie «Béton» de l'ENSMA	34
1.4 Visualisations d'écoulement	35
1.5 Mesures PIV	36
1.6 Sources d'erreur	40
2 Simulations numériques	42
2.1 Simulation de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à $Re = 200$	42
2.2 Simulation de l'écoulement autour d'un profil d'aile à $Re = 5000$	43
3 Décomposition orthogonale en modes propres (POD)	45
3.1 Définition de la matrice des snapshots $A$	45
3.2 Compression d'informations	46
3.3 Application	50

<b>3</b>	<b>Contrôle expérimental</b>	<b>53</b>
1	Présentation de l'actionneur de soufflage par microjets	53
1.1	Instrumentation du profil d'aile	54
1.2	Dispositif de soufflage	54
2	Effet sur le contrôle du décollement	55
2.1	Définition du coefficient de soufflage $C_\mu$	55
2.2	Visualisations pariétales	57
2.3	Mesures des coefficients aérodynamiques globaux	58
3	Principe du contrôle	60
3.1	Modèle de trajectoire des microjets	60
3.2	Topologie des microjets	61
3.3	Effets de la vorticité en fer à cheval sur le décollement	62
3.4	Déclenchement de la transition	64
3.5	Remarque sur la présence d'un bulbe laminaire sur le profil ONERA D	66
3.6	Bilan	67
4	Mesures PIV	67
4.1	Dispositif expérimental	67
4.2	Traitement d'images	69
4.3	Champs de vitesse mesurés par PIV	69
4.4	Résultats en configuration de transition déclenchée	71
4.5	Post-traitement par POD	72
5	Conclusion sur le contrôle par microjets	74
6	Expériences de développement et d'analyse d'autres actionneurs	75
6.1	étude prospective d'un actionneur MEMS de décollement	75
6.2	Contrôle de stries pariétales	76
6.3	Analyse des effets du contrôle	77
<b>4</b>	<b>Modélisation de dimension réduite</b>	<b>83</b>
1	Projection de la dynamique dans le sous-espace $\mathcal{R}_K$ de dimension réduite	84
2	Remarque sur le choix du jeu de snapshots	85
3	Les différentes bases de snapshots utilisées	86
3.1	Sillage d'un cylindre circulaire (DNS) : cas <i>cylindre-DNS</i>	86
3.2	écoulement décollé sur un profil ONERA D (PIV) : cas <i>profil-PIV</i>	87
3.3	écoulement décollé sur un profil NACA012 (DNS) : cas <i>profil-DNS</i>	87
3.4	Extraction des bases POD	89
3.5	Obtention des modèles d'ordre réduit	94
4	Principe de la calibration du modèle d'ordre réduit	95
4.1	Instabilité du système et nécessité de calibration	95
4.2	Termes de calibration	95
5	Calcul des termes de calibration par une méthode de moindres carrés	97
5.1	évaluation analytique	97
5.2	évaluation numérique	98
6	Calcul des termes de calibration par résolution d'un problème d'optimisation sous contraintes	100
7	Application des méthodes de calibration aux configurations d'étude	102
7.1	Prédictions obtenues par calibrations des modèles	102
7.2	Forme des termes de calibration	107
7.3	Méthode de calcul des termes de calibration	109
8	Prévisions aux temps longs	110
8.1	Cas <i>cylindre-DNS</i>	111
8.2	Cas <i>profil-DNS</i>	114
9	Conclusions et discussions	115

<b>5 Conclusion générale et perspectives</b>	<b>117</b>
1 Les bases . . . . .	117
2 Cheminement . . . . .	117
3 Étude expérimentale . . . . .	118
4 Modélisation de dimension réduite . . . . .	119
5 Perspectives . . . . .	120
<b>Table des figures</b>	<b>123</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>127</b>

# Introduction

« *L'homme est un éternel chercheur.  
Il aspire à l'infini, il trouve le fini.* »  
**Jean-Charles Harvey**

Dans le domaine du contrôle des écoulements en aéronautique, les progrès scientifiques et technologiques revêtent une importance capitale pour la réduction de la consommation de carburant. En effet, à l'heure actuelle, des milliards de litres de pétrole fossile doivent être consommés pour vaincre la force de traînée globale s'opposant à l'avancement de l'appareil. Outre l'aspect financier qui représente un poids déterminant sur l'économie mondiale, le problème des réserves de pétrole fossile limitées devient aussi politique et écologique avec les émissions de gaz carbonique qui représentent la principale contribution à l'effet de serre.

Dans ce contexte, l'aptitude à optimiser les phénomènes d'origine aérodynamique en vue d'un meilleur contrôle des écoulements et de l'amélioration des performances de l'appareil représente donc un des enjeux actuels primordiaux. De plus, les performances aéronautiques étant étroitement liées les unes avec les autres, chaque progrès technologique entraînant une économie de carburant va par exemple permettre de réduire la taille des réservoirs, et donc d'alléger l'appareil conduisant ainsi à une baisse de la consommation. De plus, le contrôle de l'écoulement autour d'un avion permet une amélioration notable du confort global lié aux au parc aérien mondial, en termes de nuisance sonores, de réduction de gaz polluants et de manœuvrabilité. Les efforts de recherche consacrés à l'étude de ces moyens de contrôle sont considérables et ne cessent d'augmenter car ils constituent un défi scientifique majeur, de par sa complexité et l'extrême diversité des voies d'investigation qui lui sont associées.



FIG. 1 – Avion de transport.

Toutefois, il est à noter que le cap de la commercialisation d'actionneurs de contrôle d'écoulements et de leur production de masse n'a pas encore été franchi de manière franche autant du côté des constructeurs automobiles que des industries de construction aéronautique. Cette frilosité apparente, laissant transparaître un réel besoin d'efficacité maximale à moindres coûts, ne saurait perdurer et la barrière devrait être sautée dans les cinq années qui viennent chez les gros constructeurs aéronautiques mondiaux<sup>1</sup>. De même, les dernières «concept-cars» Peugeot ou Renault équipées d'actionneurs dernière génération, laissent entrevoir des envies sérieuses de commercialisation.

Cette thématique scientifique du contrôle trouve aussi de nombreuses applications dans le domaine des écoulements internes s'effectuant dans les moteurs. En effet, améliorer les performances des moteurs ou diminuer leurs émissions polluantes revêt une importance déterminante dans un contexte actuel où la croissance de la circulation et la puissance des moteurs contribuent à faire progresser les émissions de

<sup>1</sup>Communication de N. Wood, Airbus UK (Wood, 2006)

dioxyde de carbone, principal gaz à effet de serre. En ce sens, les écoulements internes dans les cylindres moteurs doivent être mieux compris et certains phénomènes mieux contrôlés.

Par ailleurs, le thème scientifique du contrôle trouve également des champs d'applications privilégiés dans des domaines aussi divers que la biomécanique où la maîtrise des écoulements sanguins s'avère indispensable pour traiter de nombreuses maladies cardio-vasculaires, la dynamique des écoulements liés aux barrages hydroélectriques, l'optimisation des gestes sportifs, les éoliennes ou le contrôle des marchés financiers.

### Position générale de la thèse

Dans le cadre de ce mémoire, le décollement de couche limite autour d'un profil d'aile constitue la configuration d'étude principale, en raison des enjeux scientifiques et industriels qu'elle représente. Deux approches seront développées afin de comprendre les mécanismes du phénomène physique, identifier les mécanismes de son contrôle, développer un actionneur approprié et en optimiser les performances.

La première, purement expérimentale, permettra tout d'abord de caractériser le phénomène de décollement de couche limite autour du profil, puis d'apporter un éclairage sur les mécanismes de son contrôle. Des mesures viendront ensuite caractériser les effets du contrôle, notamment en termes d'amélioration des performances aérodynamiques. À partir de ces analyses ainsi que des mesures fournies par la première approche, une étude visant à optimiser les performances du contrôle sera entreprise. Comme il est détaillé dans le paragraphe suivant, la résolution de ce problème d'optimisation a nécessité la mise en œuvre de modèles afin de réduire la complexité des équations.

### Démarche théorique

Le mouvement de tous les fluides présents dans la nature, que ce soit les mouvements atmosphériques, les courants océaniques, ou les turbulences de l'écoulement d'air autour d'une aile d'avion de transport, sont décrits en termes mathématiques par les équations de Navier-Stokes<sup>2</sup>.

Le problème fondamental que pose l'étude des écoulements de fluide ou de leur contrôle vient du fait que ces équations ne possèdent pas<sup>3</sup> de solution analytique dans le cas général. En effet, les équations décrivant l'état du fluide sont fortement non-linéaires et à chaque instant, l'écoulement est une fonction de l'espace, qui est théoriquement un espace vectoriel de dimension infinie. De ce fait, la mécanique des fluides ne peut se développer qu'en relation étroite avec l'*expérimentation*, qu'elle soit basée sur le calcul approché d'une solution des équations à l'aide d'ordinateurs, ou la mesure physique des variables d'état de l'écoulement. Ces deux approches, communément qualifiées de *numérique* et d'*expérimentale* ne permettent cependant pas d'atteindre une solution absolue mais donnent des résultats qui sont systématiquement entachés d'erreurs. En effet, une difficulté majeure liée aux deux approches est le caractère fortement multi-échelles de la dynamique d'un écoulement complexe qui impose de simuler ou de mesurer à la fois l'échelle microscopique des petits tourbillons et l'échelle macroscopique de la tornade à laquelle ils appartiennent. De plus, la forte non-linéarité des équations du mouvement engendre une sensibilité extrême aux conditions initiales et la moindre erreur dans la mesure ou le calcul peut mener à des solutions très éloignées du comportement réel du fluide que l'on désire connaître ou contrôler.

Pour contourner ces problèmes la simulation numérique fait généralement appel à des modèles pour approcher certains comportements du fluide<sup>4</sup> ou certaines gammes d'échelles de l'écoulement. Les codes de calcul actuels permettent d'atteindre des solutions proches de la réalité dans beaucoup de configurations réelles, mais la véracité de la solution reste toujours sujette à caution dans certains cas, la prévision météorologique par exemple.

---

<sup>2</sup> dans le cadre de l'approximation des milieux continus

<sup>3</sup> pas encore ?

<sup>4</sup> la turbulence par exemple

De par sa nature intrinsèque, l’approche expérimentale demeure entachée d’erreur. Elle permet toutefois de mesurer les variables d’état de l’écoulement dans des configurations complexes où les approximations des simulations numériques sont souvent mises en défaut.

Le problème posé dans le cadre de cette thèse est de contrôler un écoulement de fluide. Un outil permettant d’agir sur l’écoulement doit donc être conçu pour le manipuler, son action étant mise en évidence par le calcul ou par la mesure des variables d’état du fluide. Par ailleurs, l’action de contrôle doit avoir une efficacité optimale en fonction de l’objectif de contrôle : dans le cadre de problématiques industrielles, le rendement énergétique du contrôle doit être le plus élevé possible<sup>5</sup>.

La loi de contrôle optimisée en fonction d’un objectif fixé peut être calculée par la théorie du contrôle optimal en agissant sur les équations gouvernant l’évolution du fluide, en temps et en espace, *i.e.* les équations de Navier-Stokes. Cependant, à chaque itération (d’une boucle de résolution itérative par exemple), il est nécessaire de résoudre le système d’équations direct et le système adjoint (Fig. 2), ce qui génère des temps de calculs et des tailles de stockage mémoire largement prohibitives dans la majorité des configurations industrielles réalistes.

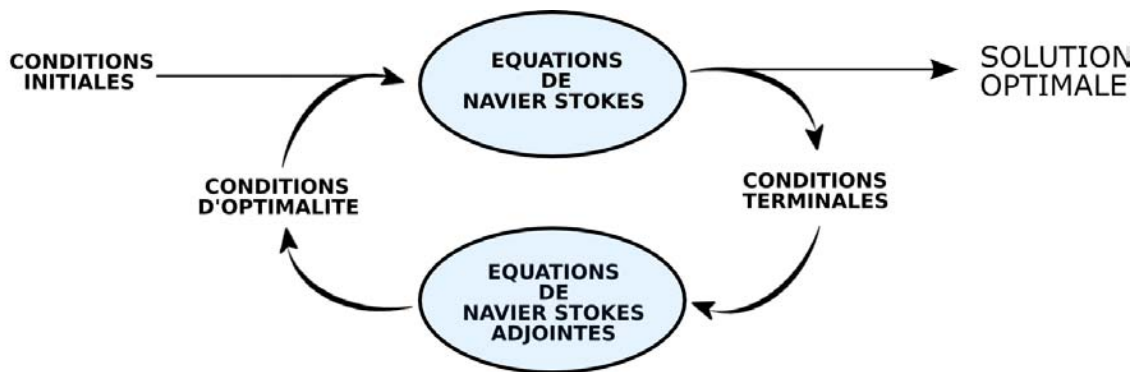


FIG. 2 – Principe du contrôle optimal par résolution itérative.

Une solution pour réduire les coûts de calcul consiste à remplacer les équations d’état par un modèle de plus faible dimension, et donc moins coûteux à calculer. Mathématiquement, ce modèle appartient à un espace de dimension réduite qu’il est nécessaire de déterminer par l’intermédiaire d’une base réduite de fonctions  $\mathbf{f}_i$ ,  $i = 1, \dots, n$ . Le modèle d’ordre réduit est alors l’approximation  $\tilde{u}$  de l’état telle que :  $\tilde{u} = \sum_{i=1}^n c_i \mathbf{f}_i$ . La dynamique est donc déterminée dans le sous-espace  $\mathcal{V} = \text{vect}\{\mathbf{f}_1, \dots, \mathbf{f}_n\}$  et les coefficients  $c_i$  sont calculés en résolvant les équations du mouvement dans ce sous-espace, c’est-à-dire en projetant les équations de Navier-Stokes sur  $\mathcal{V}$ .

Les méthodes de contrôle optimal nécessitent à chaque itération la résolution des équations d’état et des équations adjointes. En approximant ces deux équations “haute fidélité” (Gunzburger, 2000) dans le sous-espace  $\mathcal{V}$  de dimension réduite, il est possible de réduire considérablement les coûts numériques à chaque itération (Fig. 3). Notons que la mesure de grandeurs physiques ou le calcul numérique impose déjà de discrétiser la solution d’état sur une base réduite : dans le cas de la mécanique des fluides, cela concerne la mesure des variables d’état du fluide, des champs de vitesse PIV par exemple, ou leur calcul numérique par résolution des équations de Navier-Stokes. C’est en quelque sorte un premier modèle d’ordre réduit qui permet de passer d’une dimension infinie à une dimension égale aux nombres de points de discrétisation<sup>6</sup>. Cette base réduite doit donc être choisie de façon à ce qu’elle contienne toutes les caractéristiques de la dynamique des états rencontrés durant la simulation numérique ou la mesure. Cependant, ces bases réduites contiennent inévitablement des informations redondantes : en d’autres termes, la dynamique pourrait être reproduite avec un nombre plus petit de fonctions de base. Cela revient à un problème de *compression d’informations* visant à déterminer un minimum de fonctions les plus représentatives de la dynamique.

<sup>5</sup>petites causes, grands effets

<sup>6</sup>passage du continu au discret

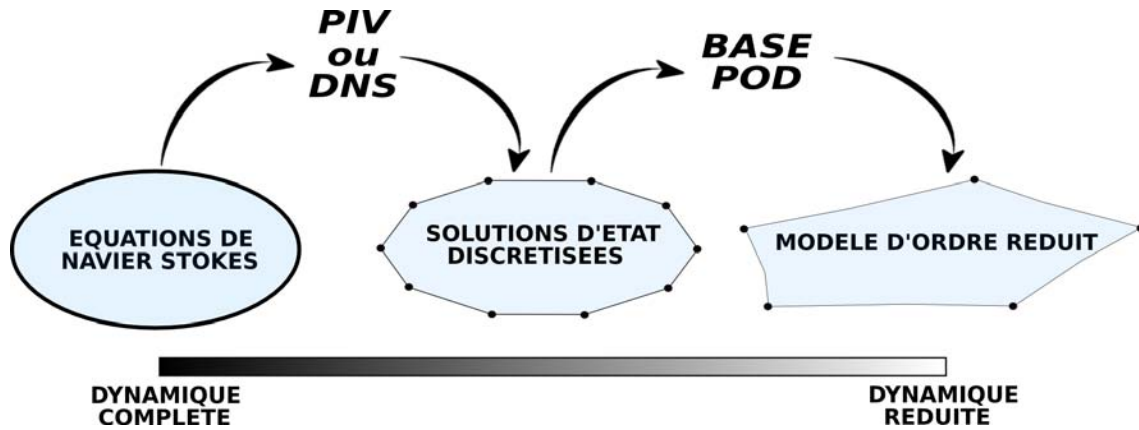


FIG. 3 – Principe de la modélisation de dimension réduite. Les ovales de la figure 2 peuvent être avantageusement remplacés par les pentagones symbolisant les modèles d’ordre réduit.

Dans l’optique de reconstruire la dynamique de l’espace complet le plus fidèlement possible, il faut par conséquent être capable d’extraire une base qui capture les informations essentielles que contient la base réduite de discrétisation, tout en ayant la plus petite dimension possible. En d’autres termes, il faut supprimer la redondance d’informations spatio-temporelles présentes dans le résultat de la mesure ou de la simulation, de façon à capturer les informations pertinentes en un minimum de points de mesure ou de calcul.

Ceci conduit directement au champ de la compression optimale d’informations, problème fortement pluridisciplinaire qui a été résolu dans différents domaines d’application, grâce à un même concept. Il est à la source de la décomposition aux valeurs singulières (*SVD*) en algèbre matricielle, de l’analyse en composantes principales en mathématiques statistiques (*ACP*), de la décomposition de Karhunen-Loève ou de la projection orthogonale directe (*POD*). Dans cette thèse la *POD* sera utilisée, dans l’optique de ce qui précède, pour post-traiter les solutions des variables d’état qui seront soit mesurées par vélocimétrie par images de particules (*PIV*) soit calculées par simulation numérique directe (*DNS*). Différentes configurations seront utilisées pour tester la qualité de prédiction des modèles de dimension réduite : un écoulement autour d’un cylindre circulaire à  $Re = 200$  et des configurations d’écoulement massivement décollés autour d’un profil d’aile à  $Re = O(10^5)$  (mesuré) et  $Re = 5000$  (simulé). Des modèles de dimension réduite seront construits et calibrés pour les différentes configurations de façon à obtenir une prédiction de la dynamique de référence la plus précise possible.

## Plan

La structuration de la démarche adoptée dans le présent mémoire suivra donc les principes exposés ci-dessus :

- ▷ Le premier chapitre débute par un bilan bibliographique général sur la physique du phénomène de décollement de couche limite et des techniques de son contrôle. Loin de prétendre à l’exhaustivité dans le contexte si florissant des actionneurs de contrôle, cet exposé passe en revue les principales techniques expérimentales employées jusqu’alors et les classe selon leurs principes physiques d’action sur l’écoulement. La dynamique des différentes structures cohérentes de la couche limite turbulente est aussi exposée afin d’éclairer les mécanismes d’action des processus de contrôle. Par ailleurs, les différents concepts appartenant à des thématiques connexes au domaine du contrôle et qui seront repris au cours de ce travail sont exposés dans ce chapitre, le phénomène de bulbe laminaire sur un profil d’aile par exemple, ou les mécanismes de transition à la turbulence. La revue bibliographique se dirige ensuite vers les nombreux travaux visant au calcul d’une loi de contrôle optimale, véritable quête dont les différentes voies d’investigation sont exposées et commentées afin de situer leurs enjeux et leurs difficultés de réalisation. Un panorama des travaux sur la modélisation de

dimension réduite est finalement présenté, comme un concept permettant de réduire la complexité de résolution des méthodes d'optimisation.

- ▷ Le chapitre 2 présente les outils techniques utilisés au cours des mesures et des différents développements de la thèse. Les souffleries utilisées au cours de la thèse, les mesures par balances aérodynamiques ainsi que les techniques de visualisation sont d'abord présentées. La technique de mesure par PIV, première pierre de base des développements de ce mémoire y est ensuite exposée aux cotés des simulations numériques, ainsi que le principe de la POD, seconde pierre angulaire de la thèse. Un accent tout particulier a été mis sur la mise en œuvre de ces techniques ainsi que sur les principes sur lesquelles elles reposent. La POD sera présentée à partir du concept mathématique qui est à sa source, la décomposition en valeurs singulières, et la technique de PIV sera détaillée depuis la réalisation de la mesure jusqu'au traitement des champs de vitesse, en insistant sur les sources d'erreurs potentielles. Suivant une méthodologie axée sur le principe du contrôle, ce chapitre clôt alors un large panorama qui a conduit à présenter et analyser les différents mécanismes du système à contrôler (la couche limite), les moyens expérimentaux permettant de le manipuler (les actionneurs de contrôle), et les voies d'investigation qui sont mises en œuvre pour le caractériser et en analyser les effets (PIV, POD et autres moyens de mesure et de visualisation). Les chapitres suivants sont ensuite consacrés exclusivement aux résultats, analyses physiques et développements théoriques de ce travail.
- ▷ Les différentes études expérimentales réalisées au cours de la thèse seront présentées dans le chapitre 3. Elles concernent l'étude d'un actionneur de contrôle du décollement par microjets continus et d'un actionneur de contrôle de la traînée sur plaque plane en agissant sur les stries pariétales. La mise en œuvre de différentes techniques de contrôle a ainsi permis d'acquérir une expérience élargie à la fois de la réalisation expérimentale d'actionneurs mais aussi des différentes voies d'analyse expérimentales qui leur sont associées. L'efficacité des différents moyens de contrôle est caractérisée, discutée et analysée grâce aux techniques de mesures présentées au chapitre 2, et la POD utilisée dans l'optique d'une extraction de structures cohérentes permet une analyse ciblée des effets des différents contrôles sur la couche limite.
- ▷ Le chapitre 4 est consacré à la modélisation de dimension réduite des différentes configurations étudiées, numériques ou expérimentales. Partant de l'écoulement simulé ou mesuré, la POD est utilisée pour extraire les fonctions propres POD de l'écoulement qui sont ici utilisées en tant que base mathématique. La dynamique complète des équations de Navier-Stokes y est projetée afin d'obtenir une dynamique réduite capable d'être utilisée dans la résolution d'un problème de calcul de loi de contrôle optimale. La figure 4 présente le principe schématique de la démarche. Afin de réaliser la dernière étape, le modèle ainsi construit doit être le plus précis possible et dans ce but, des techniques de calibration sont développées, pour améliorer la qualité de prédiction de la dynamique de référence. Les trois configurations d'étude, à savoir l'écoulement derrière un cylindre circulaire simulé par DNS, l'écoulement autour d'un profil ONERA D mesuré par PIV et l'écoulement décollé autour d'un profil NACA012 simulé par un code RANS permettent une comparaison de l'efficacité des modèles d'ordre réduit selon la complexité de la dynamique à reconstruire et permettent de comparer les différentes méthodes de calibration développées dans ce travail.
- ▷ Le présent mémoire s'achève par une conclusion résumant les contributions de la thèse et présentant les perspectives à court terme qui en découlent.

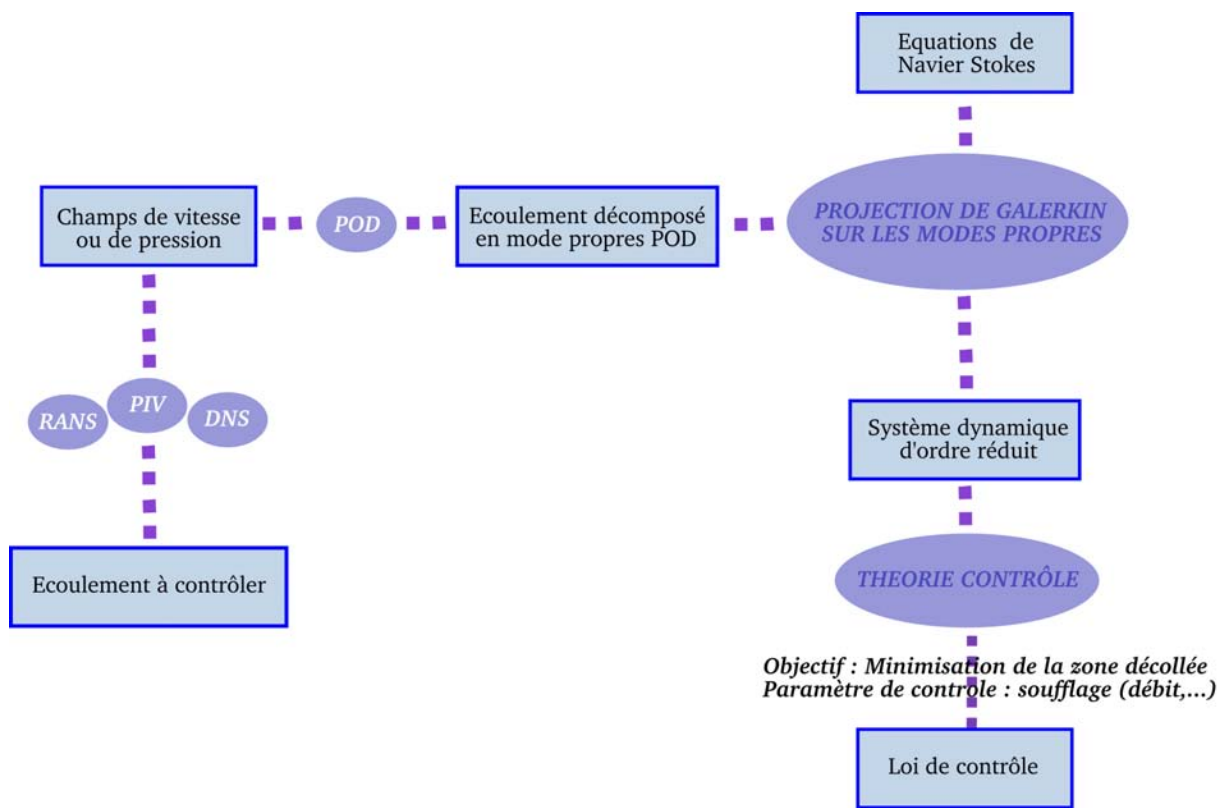


FIG. 4 – Principe général du contrôle en utilisant un modèle de dimension réduite POD.

# Chapitre

# 1

## *Physique de la couche limite et stratégies de contrôle*

«Les uns disent que c'est un caillou,  
les autres que c'est un oiseau.  
En effet, c'est un oeuf.»

**Lanza Del Vasto**

### Aperçu

<b>1</b>	<b>Principes généraux du contrôle</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Structure de la couche limite</b>	<b>8</b>
<b>3</b>	<b>Le phénomène de décollement de couche limite</b>	<b>13</b>
<b>4</b>	<b>Méthodes de contrôle expérimental du décollement</b>	<b>16</b>
<b>5</b>	<b>La quête de la loi de contrôle optimale</b>	<b>27</b>

## 1 Principes généraux du contrôle

Le contrôle d'un système s'inscrit dans la thématique pluridisciplinaire de la théorie de l'information. La notion de contrôle et sa mise en place exigent d'une façon générale la réalisation de plusieurs conditions essentielles :

- ▷ La première d'entre elles concerne la *circulation de l'information* au sein du système de façon à pouvoir agir et influencer sur sa dynamique à partir de l'extérieur. Cette circulation de l'information va permettre de relier les différents éléments du processus de contrôle en véhiculant la loi de contrôle.
- ▷ Le contrôle d'un système impose également de prendre en considération les liens dynamiques qui unissent les éléments qui le composent car d'un point de vue thermodynamique, la présence mais surtout l'organisation de ses composants déterminent sa nature, ses caractéristiques et son comportement. C'est pourquoi dans le cadre de cette thèse, il est fondamental de bien connaître la dynamique intrinsèque de la couche limite qui est le système que l'on désire contrôler.
- ▷ La mise en place d'un processus de contrôle nécessite aussi la présence de *capteurs* au sein de l'écoulement, qui sont les témoins de l'état du système et les initiateurs de l'information se dirigeant vers l'extérieur du système. C'est le rôle que jouent les outils de mesure ou de simulation numérique. Cet élément du processus de contrôle est déterminant car l'erreur liée aux informations qu'il fournit nécessite d'être finement quantifiée et la rapidité avec laquelle l'information est collectée conditionne également la faisabilité du contrôle.
- ▷ Les derniers éléments constitutifs du processus sont les *effecteurs*, communément appelés actionneurs dans le cadre du contrôle d'écoulement. Leur rôle est de réaliser l'action commandée depuis

l'extérieur dans un but précis qui donne tout son sens au processus de contrôle. L'action est locale et doit avoir un rendement action/effet le plus grand possible.

Dans le cadre de cette thèse, le contrôle sera appliqué de façon locale, en proche paroi, dans la couche limite qui est à la genèse des phénomènes gouvernant la dynamique globale d'un écoulement, l'objectif ultime étant de contrôler les caractéristiques aérodynamiques globales d'un profil d'aile, c'est-à-dire la traînée, la portance, le moment et le bruit généré par la présence du profil dans l'écoulement.

Il est usuel de classer les diverses techniques de contrôle d'écoulements selon l'énergie d'entrée du processus de contrôle et la boucle de contrôle qui y est implémentée : le contrôle est dit *actif* si il y a un apport d'énergie extérieure au système et *passif* sinon. Ces deux grandes classes seront développées extensivement plus loin. Le contrôle actif peut dans certains cas suivre une loi déterminée a priori sans information instantanée sur le système. On parle alors de contrôle actif prédéterminé.

Dans le cas du contrôle actif de type interactif, le système peut être soit auto-régulé lorsque tout écart par rapport à la position d'équilibre est corrigé de façon à ramener le système dans son état régulé<sup>1</sup> (Fiedler et Fernholz, 1990), soit régulé par la présence d'une boucle de rétroaction qui modifie le système en fonction des informations d'entrée fournies par les capteurs.

## 2 Structure de la couche limite

Les recherches sur la dynamique des structures constituant la couche limite ont évolué conjointement au développement de nouveaux moyens expérimentaux d'investigation et de nouveaux concepts modélisant la phénoménologie de la turbulence. Dans l'optique de contrôler le décollement, il est nécessaire de s'intéresser à la structure de la couche limite en régime laminaire ainsi qu'en régime turbulent. Ainsi, comme il sera vu plus loin, il peut être utile de rendre la couche limite turbulente afin de retarder le décollement car cette dernière est plus résistante au décollement dans l'état turbulent. La structure d'une couche limite laminaire étant parfaitement connue, nous nous attacherons dans ce qui suit à présenter les caractéristiques et la dynamique des structures cohérentes présentes dans une couche limite turbulente.

L'existence de la couche limite s'explique par la présence de la paroi, qui à cause de la viscosité, impose une condition de non-glissement. Il en résulte une difficulté dans la représentation des profils de vitesse par une seule loi, et usuellement on distingue deux régions : l'une dominée par les effets visqueux et l'autre par la turbulence. Cette description provient de l'analyse sur le frottement total  $\tau(y)$  qui montre que ce dernier est essentiellement composé de la contrainte turbulente  $-\rho \langle u'v' \rangle$  dans pratiquement toute la couche limite, sauf à proximité de la paroi où sa contribution devient négligeable devant le frottement visqueux.

Le profil de vitesse dans la couche limite suit donc deux comportements indépendants, basés sur deux grandeurs d'échelle distinctes. Usuellement, on distingue deux régions principales, séparées par une zone de raccordement. La région proche de la paroi, appelée région interne, est décrite par l'évolution du frottement pariétal  $\tau_p$  et on peut considérer que le profil de vitesse  $U(y)$  est seulement fonction de cette quantité. Dans cette zone, on définit la loi de paroi  $U^+ = f(y^+)$  en utilisant deux variables internes adimensionnées par la vitesse de frottement pariétal  $u_\tau$ . Cette loi est valable jusqu'à une distance de la paroi où la contrainte visqueuse devient négligeable devant la contrainte turbulente. Dans la région externe, les ordres de grandeur typiques de la turbulence sont l'épaisseur  $\delta$  de la couche limite ainsi que la vitesse de frottement  $u_\tau$  et on y définit une loi sensible aux conditions de turbulence extérieure appelée loi de vitesse déficitaire. La figure 1.1 récapitule les différentes zones qui constituent la couche limite, chaque zone étant régie par une loi modélisant l'écoulement dans la région considérée.

---

<sup>1</sup>à l'image de l'équilibre d'une réaction chimique réglée par la loi d'action de masse

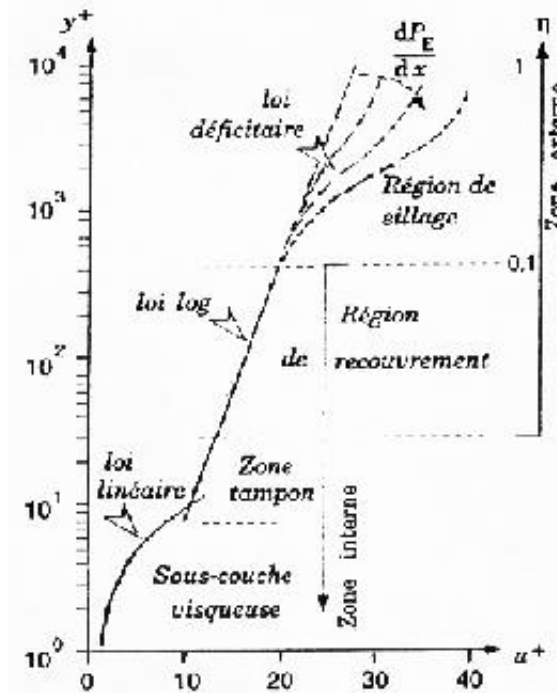


FIG. 1.1 – Les différentes zones de la couche limite (Chassaing, 2000).

## 2.1 Structure cohérente ?

Dans la suite de ce travail, la notion de structure cohérente sera présentée à diverses occasions. Il est cependant très délicat de définir précisément et sans ambiguïté une structure cohérente et de nombreuses définitions ont été proposées dans la littérature. L'article de Hussain (1986) permet à ce titre de se faire une idée des nombreuses et différentes manières d'aborder ce concept. En raison du caractère multi-échelle de la turbulence, il règne dans un écoulement turbulent des structures tourbillonnaires dont la taille s'échelonne sur une très large gamme d'échelle. Pour désigner ces entités physiques, il est nécessaire d'introduire le terme de cohérence, qui est une propriété à la fois du temps et de l'espace. A titre d'illustration, la figure 1.2 présente une structure cohérente.

En 1986, Hussain donne la définition suivante : «Une structure cohérente est un domaine où le rotationnel instantané présente un fort niveau de corrélation spatiale». Robinson (1991) préfère définir une structure cohérente de manière plus générale comme un «espace tridimensionnel de l'écoulement sur lequel au moins l'une des grandeurs caractéristiques (composantes de vitesse, masse volumique, température, etc.) présente une forte corrélation avec elle-même ou une autre grandeur sur un intervalle spatial et temporel plus grand que les petites échelles locales de l'écoulement». Par ailleurs, nous verrons dans la suite qu'une structure cohérente peut également être définie au moyen d'un outil de post-traitement de données : la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD). Dans ce qui suit, le terme de structure cohérente sera proche de la définition proposée par Robinson et se référera donc à une notion de forte auto-corrélation spatio-temporelle. La POD sera aussi utilisée pour mettre en évidence ces structures issues de base de données expérimentales ou numériques.



FIG. 1.2 – Cyclone Elena.

## 2.2 Les principales structures cohérentes

Dans cette section, une description des structures cohérentes principales est présentée suivant la chronologie de leur découverte. A l'origine, la présence de telles structures a été décelée par la détection de phénomènes d'éjection («*burst*») et de balayage («*sweep*») de fluide dans la couche limite. En effet, leur identification résulte du fait qu'elles sont responsables d'un fort gradient de vitesse à la paroi et contribuent fortement à la traînée de frottement (Willmarth et Lu, 1972), ce qui en fait des cibles privilégiées des actionneurs de contrôle dans l'optique d'optimiser les performances globales d'engins aéronautiques.

### ▷ Structure tourbillonnaire en fer à cheval

La structure en fer à cheval, aussi appelée en épingle à cheveu (ou *hairpin*), semble avoir été postulée pour la première fois par Theodorsen (1952). Son existence a été au départ assez controversée mais avec le développement de nouveaux outils d'identification, la naissance et le développement de cette structure sont à présent parfaitement reconnus. Un simple élément de rugosité d'une taille appropriée dans une couche laminaire, déclenche la formation d'un tourbillon en fer à cheval, qui est une perturbation dépendante du nombre de Reynolds formé sur la hauteur de la rugosité et la vitesse locale à son extrémité. La transition à la turbulence peut alors être déclenchée suivant l'intensité de cette perturbation. Du point de vue du contrôle expérimental, ces structures jouent souvent un rôle déterminant si l'on se réfère aux travaux de Acar et Smith (1987), où l'injection d'un faible débit de fluide au niveau de la paroi provoque la formation d'un tourbillon en fer à cheval après réorientation de la vorticité par l'écoulement moyen. Ces structures sont donc un moyen possible d'action sur le fluide mais plus généralement, elles peuvent se créer spontanément sous la seule influence de petites perturbations. En effet, on peut considérer que sous l'effet du cisaillement moyen, des rouleaux de vorticité sont situés à proximité immédiate de la paroi, disposés perpendiculairement à l'écoulement. Une perturbation quelconque induite sur ces rouleaux initialement rectilignes, va alors les déformer dans le sens de l'écoulement. Les parties alors surélevées entrant dans une zone de plus grande vitesse génèrent ensuite un enroulement en forme de fer à cheval (Fig. 1.3). Ce phénomène est associé à une éjection de fluide de la paroi vers la couche externe, ce qui est décelable et vérifié expérimentalement.

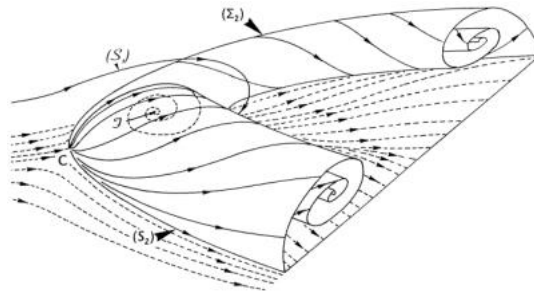


FIG. 1.3 – Formation d'un tourbillon en fer à cheval d'après Delery (2001).

### ▷ Stries de couche limite

Les stries de haute vitesse et de basse vitesse dans la région de proche paroi ont été mises en évidence à l'origine par des techniques de visualisation d'écoulement. Ainsi, les travaux de Smith et Metzler (1983) par exemple, ont révélé grâce à des bulles d'hydrogène, la présence d'une succession de zones de sur-vitesse et de sous-vitesse réparties dans la direction transversale à l'écoulement. De façon théorique, si l'on considère la couche limite soumise à une perturbation extérieure aléatoire<sup>2</sup>, les modes de stabilité linéaire les plus amplifiés par la perturbation correspondent à des tourbillons quasi-longitudinaux contrarotatifs, ce qui est lié à l'organisation de la couche limite en zones de forte vitesse relative et faible vitesse relative.

<sup>2</sup>induite par du bruit

La figure 1.4 présente une simulation de la turbulence de proche paroi laissant apparaître des stries pariétales turbulentes.

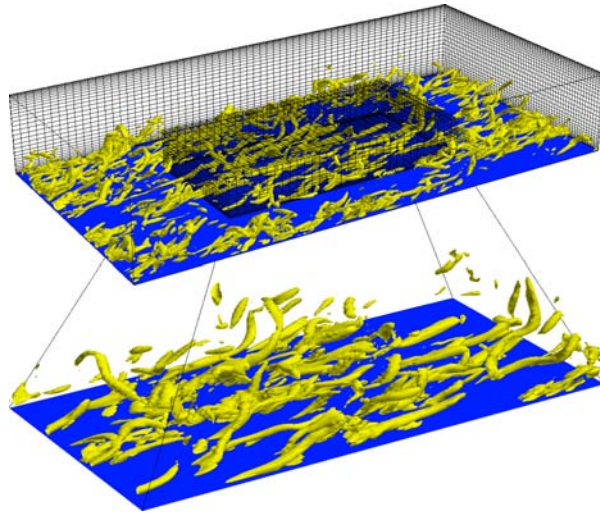


FIG. 1.4 – Simulation numérique de la turbulence de proche paroi réalisée par [Bewley \(1998\)](#).

#### ▷ Phénomène d'éclatement tourbillonnaire

Aussi appelé «*bursting*», ce terme est généralement employé pour désigner de forts événements intermittents associés à une production de turbulence dans la couche limite via des éclatements violents de structures se manifestant par des projections de fluide, notamment dans la direction de la paroi. Une revue complète des différentes définitions de ce phénomène est proposée par [Robinson \(1991\)](#). Les tourbillons transversaux que sont les tourbillons en fer à cheval, sous l'effet de leur propre croissance et de leur élévation, vont éclater et générer ces projections de fluide observables expérimentalement. A titre d'illustration, la figure 1.5 présente une visualisation d'une couche limite où l'on peut distinguer les éjections turbulentes et les éclatements tourbillonnaires.

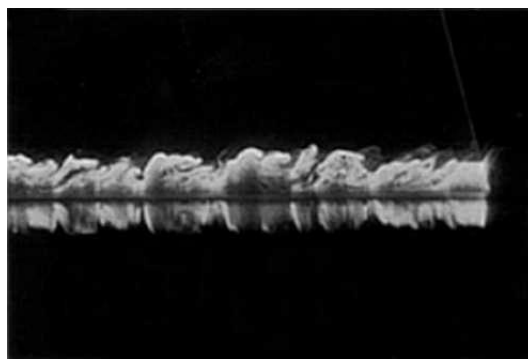


FIG. 1.5 – Visualisation par plan laser d'une couche limite turbulente ([Gad-el-Hak, 2000](#)).

#### ▷ Modèle de dynamique interne

Les principales structures de la couche limite présentées ci-dessus ont chacune un rôle précis dans la dynamique d'une couche limite turbulente et de nombreux travaux se sont attachés à construire des modèles de développement des structures et de génération de la turbulence. Les études très détaillées de

Robinson (1991) et Panton (2001) présentent à ce sujet un panorama exhaustif des différentes conceptions de la dynamique interne en couche limite. Le mécanisme simplifié du cycle de production de la turbulence qui suit se veut une synthèse des phénomènes liés aux différentes structures cohérentes principales. Ce modèle prend naissance dans la région interne ( $y^+ \leq 100$ ) où la production maximale de turbulence est située dans la zone tampon ( $y^+ \leq 30$ ) (Fig. 1.1). La figure 1.6 permet d'illustrer le cycle de production de turbulence d'après Hinze (1975).

**Initiation** L'écoulement de base non perturbé est caractérisé par la présence d'un gradient de vitesse vertical caractéristique de la couche limite. Sous l'effet d'une légère perturbation<sup>3</sup>, il va s'étirer et s'élever pour prendre la forme d'un tourbillon en fer à cheval. Ce phénomène induit aussi de fortes contraintes de cisaillement, vérifiables par le calcul ou l'expérience.

**Création de turbulence** Ces instabilités croissent et oscillent pour former une poche de turbulence qui va éclater («*bursts*» *turbulents*) et produire les phénomènes de balayage de fluide observables par des visualisations d'écoulements et responsables d'un fort taux de cisaillement vertical  $\partial U/\partial y$ . Ce phénomène de croissance d'instabilités et d'éclatement, qui permet d'expliquer la production de turbulence, est référencé dans la littérature sous le nom de «*lift-up*» (Henningson *et al.*, 1990).

**Le retour aux stries** Une fois l'éclatement produit, du fluide à haute vitesse relative est propulsé contre la paroi par un phénomène de balayage de fluide engendrant une régénération des tourbillons sous l'action des contraintes de cisaillement moyen  $\partial U/\partial y$ . Ce gradient de vitesse vertical induit alors de la forte vorticité transversale et l'écoulement s'organise en tourbillons quasi-longitudinaux contrarotatifs (ces derniers constituent en fait la perturbation optimale de l'écoulement, *i.e.* qui maximise l'énergie<sup>4</sup>). La conséquence de ce phénomène est la formation de stries de basse vitesse en très proche paroi. Le cycle recommence à partir de cet état où une légère perturbation va contribuer à recréer un tourbillon en fer à cheval. Le cycle est dit autonome ou auto-entretenu.

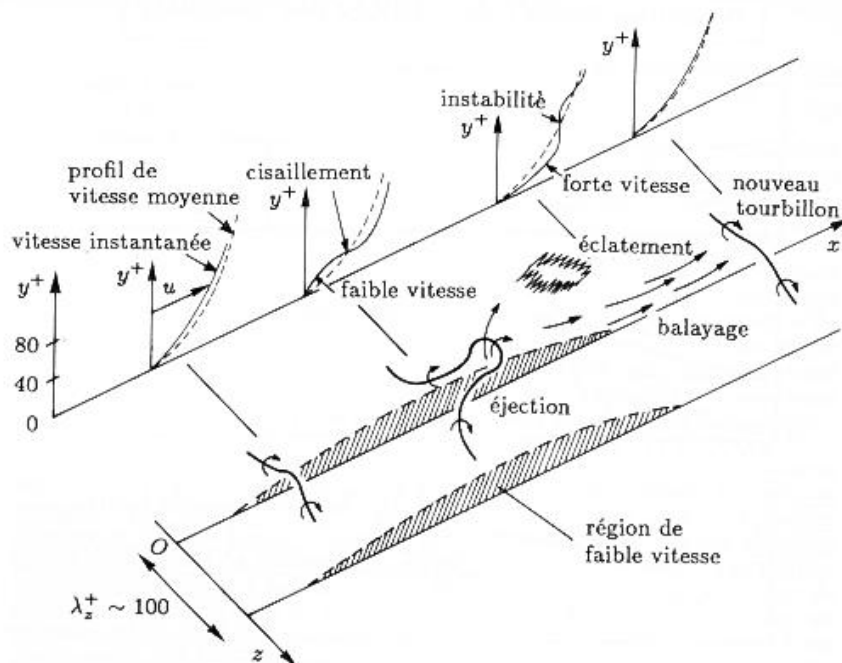


FIG. 1.6 – Cycle de production de turbulence d'après Hinze (1975).

<sup>3</sup>bruit ou forçage. . .

<sup>4</sup>Notons que le comportement naturel d'un écoulement soumis à un bruit extérieur aléatoire a tendance à s'organiser de cette façon.

### 3 Le phénomène de décollement de couche limite

Après ce rapide tour d’horizon des différentes structures cohérentes, le paragraphe suivant présente le phénomène à contrôler, à savoir le décollement de la couche limite.

#### 3.1 La physique

Prandtl (1904) a été le premier à mentionner le phénomène de décollement dans un manuscrit où il pose les briques de la théorie de la couche limite. Parallèlement à cette étude théorique, il est intéressant de noter qu’il mène, dès 1904, des expériences avant-gardistes sur le contrôle par aspiration de la couche limite d’un cylindre, permettant la réduction de la traînée. De plus, il étudie le décollement et dégage un critère précis d’occurrence du phénomène, dans le cas d’une couche limite bidimensionnelle stationnaire autour d’une paroi fixe en présence d’une distribution de pression extérieure donnée.

A présent, le concept de décollement est relativement bien compris. Au niveau de la couche limite, les particules de fluide sont ralenties par le frottement visqueux sur la paroi ou par la présence d’un gradient de pression défavorable tendant à freiner les particules.

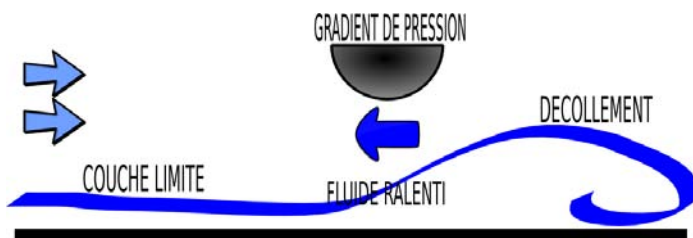


FIG. 1.7 – Décollement de couche limite.

La zone de gradient de pression défavorable est schématisée sur la figure 1.7 par une flèche opposée au mouvement des particules, ayant tendance à les ralentir. D’un point de vue énergétique, l’énergie cinétique dans la région de gradient de pression favorable est dissipée par les frottements visqueux internes de la couche limite et il se peut qu’elle devienne insuffisante pour surmonter une trop forte surpression. Le mouvement des particules

de proche paroi est alors ralenti, voire éventuellement arrêté. Dans cette zone de fluide mort, les particules ont tendance à se décoller car elles sont aspirées par la dépression située au-dessus de l’extrados et n’ont plus l’énergie cinétique suffisante pour rester au voisinage de la paroi. La couche visqueuse se détache alors de la paroi et la couche limite décolle (Maskell, 1955). Il est alors clair qu’une couche limite turbulente est plus résistante au décollement, d’une part car elle plus énergétique par nature<sup>5</sup>, et d’autre part car les propriétés de mélange de la turbulence ont tendance à re-homogénéiser les différences énergétiques de la couche limite entre le fluide mort de proche paroi et le fluide énergétique plus loin de la paroi (ce phénomène sera repris en détail lors des expériences de ce travail).

L’écoulement au voisinage de la paroi devient alors fortement rotationnel, la composante normale de la vitesse augmente et les approximations de couche limite ne sont plus valides. Il s’ensuit une chute importante des performances aérodynamiques globales du profil, conséquence directe des perturbations locales de l’écoulement autour du profil.

Au point de décollement, la vitesse du fluide est nulle, et au-delà de ce point, les particules se déplacent dans la direction opposée à l’écoulement, phénomène appelé écoulement de retour. Cette zone de recirculation au-dessus du profil, matérialisée par une inversion du profil de vitesse sur la figure 1.8, est responsable de la perte de performances aérodynamiques. En aval de la région décollée, la couche limite peut recoller à la paroi ou rester décollée et ainsi étendre la zone de décollement sur la totalité du profil.

En  $y = 0$ , la condition de compatibilité à la paroi (Schlichting et Gersten, 2000) s’écrit :

$$\mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{y=0} = \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (1.1)$$

Ainsi, en fonction du gradient de pression, les points d’inflexion du profil de vitesse se déduisent du signe de  $(\partial^2 u / \partial y^2)_{y=0}$  et la courbure des profils de vitesse de couche limite est donc un moyen de caractériser le décollement.

<sup>5</sup>les mouvements et les chocs entre les particules turbulentes générant de l’énergie cinétique

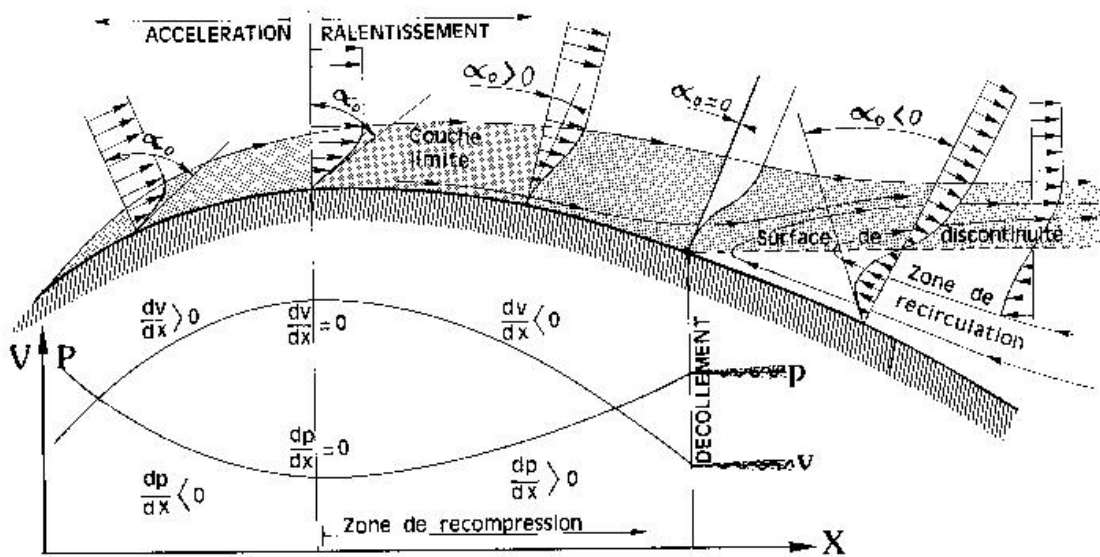


FIG. 1.8 – Profils de vitesse lors du décollement (Chassaing, 2000).

### 3.2 Causes

Le décollement de la couche limite est provoqué par différents phénomènes liés au milieu fluide entourant le profil considéré, mais qui reviennent tous à une modification du champ de pression extérieur, phénomène pointé du doigt relativement tôt par Prandtl (1904). Il est d'usage de parler de gradient de pression défavorable lorsque la pression statique augmente dans la direction de l'écoulement. Le fluide est alors ralenti car un gradient de pression s'oppose à son mouvement et la couche limite décolle selon le principe schématisé sur la figure 1.7.

Généralement les décollements de couche limite se produisent donc sur des fortes courbures de paroi, ou en présence d'un obstacle venant perturber le champ de pression environnant. Dans le contexte aéronautique, le décollement se produit lors des phases de vols où les incidences aérodynamiques sont plus fortes, *i.e.* au décollage et à l'atterrissage. Le contrôle du phénomène lors de ces phases de vols se révèle capital car elles constituent l'essentiel de la dépense d'énergie lors du vol d'un avion. Notons que dans le cas d'un écoulement supersonique, la pression subit une augmentation notable lors du passage d'une onde de choc et de son interaction avec la couche limite visqueuse et il y a alors décollement (Lange, 1954).

Le décollement peut aussi être provoqué par des modifications instationnaires du champ de pression provoquées par des cycles de décrochage dynamique lorsque le profil est mis en mouvement. C'est le cas notamment des pales de rotor d'hélicoptères qui oscillent suivant un mouvement proche du tangage conduisant à des phénomènes de décrochage dynamique néfastes, voire dévastateurs pour les appareils (McCroskey, 1982; Favier, 1980).

### 3.3 Les effets

Les effets du décollement de couche limite, perturbant généralement énormément les performances aérodynamiques, constituent des obstacles à la manœuvrabilité des appareils. Les phénomènes physiques pénalisant pour l'aérodynamique sont les suivants :

- ▷ de grandes perturbations dans les distributions de pression,
- ▷ une augmentation de la traînée de forme,
- ▷ l'apparition du décrochage et l'augmentation des efforts sur le profil,
- ▷ une chute notable de la portance,

- ▷ une augmentation des nuisances sonores dues à la forte vorticité qui règne dans la zone décollée et interagit avec la paroi.

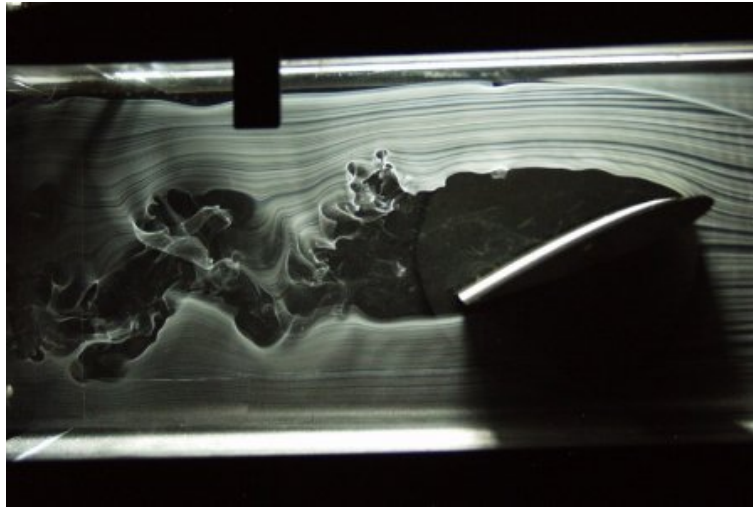


FIG. 1.9 – D coll ment autour d’un profil d’aile d’avion. Visualisations par fumées réalisées à Cornell University, New York. <http://instruct1.cit.cornell.edu/courses/mae427/>.

En fonction du gradient extérieur de pression, la couche limite peut rester décollée et ainsi former une large zone de recirculation s’étendant sur toute la surface du profil (Fig. 1.9). Si l’énergie cinétique est suffisante pour compenser l’action du gradient de pression qui a tendance à aspirer les particules vers le haut, la couche limite peut recoller au profil plus en aval et avant le bord de fuite, ce qui est moins néfaste en terme de performances aérodynamiques.

Il est important de noter l’existence d’un type particulier de d coll ment appelé *bulbe* de d coll ment laminaire (Fig. 1.10) qui fait chuter notablement la finesse aérodynamique d’un profil<sup>6</sup>. Ce phénomène apparaît lorsqu’une couche limite laminaire décolle en présence d’un léger gradient de pression défavorable en raison de sa nature laminaire qui la rend relativement sensible au d coll ment. La transition à la turbulence se fait alors dans la zone décollée et elle recolle au profil en régime turbulent lorsqu’elle gagne l’énergie cinétique nécessaire pour compenser l’effet du gradient de pression. Il se forme alors la zone de d coll ment local généralement située dans la région du bord d’attaque du profil appelée bulbe laminaire, perturbant l’aérodynamique du profil.

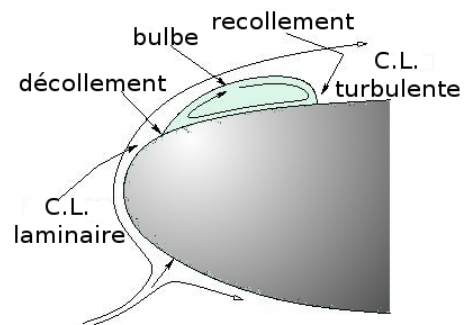


FIG. 1.10 – Bulbe laminaire.

Dans tous les cas de d coll ment, la chute de la portance et l’augmentation de la traînée sont importantes et nuisent considérablement aux performances des profils d’ailes. Par voie de conséquence, le contrôle d’un tel phénomène trouve un champ d’application très vaste dans l’aérodynamique des engins aéronautiques subsoniques et supersoniques, des compresseurs, des diffuseurs, des machines à voilures tournantes comme les hélices, et les rotors d’hélicoptères, la réduction des quantités de carburant dans les moteurs et la manœuvrabilité des avions, tant au niveau du confort qu’au niveau des risques dus aux effets néfastes du décrochage stationnaire ou instationnaire.

<sup>6</sup>définie par le rapport de la portance sur la traînée

### 3.4 Le décollement tridimensionnel

Le décollement est généralement étudié dans le cas bidimensionnel mais dans les applications réelles, les effets tridimensionnels jouent un rôle important. Il est impossible d'appliquer la théorie bidimensionnelle à une configuration en trois dimensions et une terminologie plus générale est nécessaire (Delery, 2001). En ce sens, la théorie des points singuliers constitue un outil capable de décrire rationnellement les champs de vitesse en trois dimensions. Une condition nécessaire de décollement est que le spectre des lignes de frottement pariétal contienne au moins un point selle, aussi appelé col (Fig. 1.11). La différence majeure avec le cas bidimensionnel est qu'une couche limite tridimensionnelle résiste plus facilement au décollement. En effet, dans un champ de pression extérieur, le fluide se dirige préférentiellement dans une direction où le gradient de pression est favorable et non nécessairement vers les régions de gradient de pression défavorable comme dans le modèle bidimensionnel. Dans les études en deux dimensions du phénomène de décollement, il est donc fondamental de se placer dans les régions de l'écoulement où l'on peut négliger les effets tridimensionnels. Dans le cas d'un écoulement autour d'un profil d'aile, ces phénomènes proviennent d'effets de bord où la circulation de l'écoulement d'intrados rejoint l'écoulement d'extrados en générant de la vorticité.

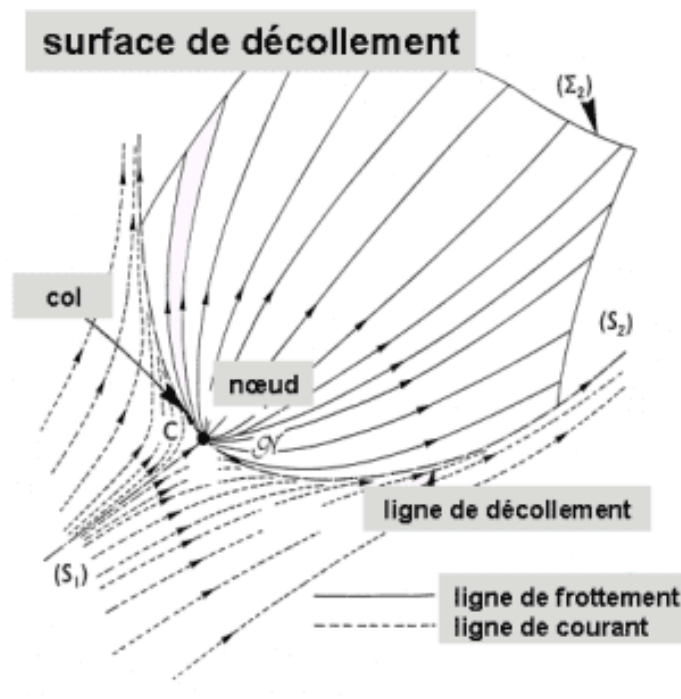


FIG. 1.11 – Décollement tridimensionnel d'après Delery (2001).

## 4 Méthodes de contrôle expérimental du décollement

Ce paragraphe présente un panorama (détaillé mais non exhaustif) des différentes techniques de contrôle qui ont été mises en œuvre expérimentalement pour contrôler le phénomène de décollement. L'objet de ce propos étant la faisabilité de l'implémentation d'actionneurs et leur efficacité *in situ*, seuls les travaux expérimentaux sont présentés mais de nombreuses études analogues numériques aboutissent aux mêmes conclusions et permettent, dans certains cas, d'effectuer d'utiles optimisations paramétriques des actionneurs, plus lourdes à mettre en place expérimentalement.

## 4.1 Avant-propos

La nécessité du contrôle des écoulements est apparue à partir des années soixante principalement pour réduire le frottement pariétal, retarder le décollement ou la transition, et diminuer le bruit ou les vibrations. Pour contrôler le décollement, il est apparu naturel d'intervenir au niveau de l'écoulement de proche paroi, car c'est en agissant au niveau de la couche limite qu'il est possible d'influer sur les caractéristiques aérodynamiques globales d'un profil. A l'origine, les moyens de contrôle étaient passifs, c'est-à-dire qu'ils ne nécessitaient pas d'apport d'énergie extérieure. Avec le développement de nouvelles technologies et l'amélioration des connaissances relatives à la dynamique interne de la couche limite turbulente, les techniques de contrôle possibles, passives ou actives, se sont extrêmement diversifiées.

Il est important de noter qu'actuellement dans la plupart des cas, si les gains de performances aérodynamiques ont été bien démontrés en laboratoire, il y a jusqu'ici peu d'applications opérationnelles dans des conditions réelles. Les raisons sont souvent des problèmes de portabilité des différents systèmes sur l'appareil en conditions de fonctionnement, mais aussi les difficultés liées à la coordination de secteurs scientifiques très différents (Poisson-Quinton, 1995). En effet, le contrôle peut être appréhendé comme un concept en soi (Lumley et Blossey, 1998) s'étendant de par sa nature à des domaines très divers, tels que par exemple la conception micro-mécanique d'actionneurs (MEMS), la mécanique des fluides, la théorie du contrôle et des systèmes dynamiques, l'intelligence artificielle, l'automatique, l'électrotechnique ou encore la magnétohydrodynamique.

Les différentes méthodes de contrôle sont dites actives si elles comportent une injection d'énergie dans le système, ou passives si elles constituent une simple modification physique du système. Dans ce paragraphe, les principes généraux régissant les différentes techniques de contrôle du décollement seront tout d'abord énoncés. Une présentation plus détaillée des différentes techniques suivra en distinguant leur nature passive ou active et leurs mécanismes d'action respectifs.

## 4.2 Comment agir physiquement sur le fluide pour contrôler le décollement ?

La conception des actionneurs dans le domaine du contrôle expérimental doit, de façon naturelle, être guidée par les principes physiques du phénomène à contrôler. Ainsi, il est possible de retarder ou d'empêcher le décollement en exploitant diverses propriétés de la couche limite décollée ou sur le point de décoller<sup>7</sup>. Globalement, on distingue trois grands principes d'action sur le décollement, qui sont présentés ci-dessous.

### ▷ Déformation du profil de vitesse

L'idée est ici de jouer sur le profil de vitesse de couche limite pour agir sur le décollement, et plus précisément sur sa courbure à la paroi. En présence d'un décollement, la pente au niveau de la paroi ( $y = 0$ ), *i.e.*  $\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}$  est négative en aval du point de décollement et positive en amont, comme l'illustre la figure 1.12a.

Une condition nécessaire pour qu'une couche limite bidimensionnelle stationnaire décolle est que :  $\left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{y=0} > 0$ . En effet, comme représenté sur le schéma de la figure 1.12b, la naissance d'un écoulement de retour, *i.e.* dans le sens inverse de l'écoulement (se manifestant par une vitesse nulle à la paroi) est associé à un point d'inflexion.

La contraposée<sup>8</sup> de la précédente remarque est qu'une courbure négative du profil de vitesse à la paroi doit être une condition suffisante pour que la couche limite ne décolle pas (Gad-el-Hak, 2000).

<sup>7</sup>Notons que dans certains cas il peut s'avérer nécessaire de provoquer le décollement de la couche limite; c'est par exemple le cas pour des écoulements autour d'ailes delta et en supersonique (Gad-el-Hak, 2000).

<sup>8</sup>P et Q étant deux propriétés, montrer que P implique Q par un raisonnement par contraposée consiste à prouver que non Q implique non P.

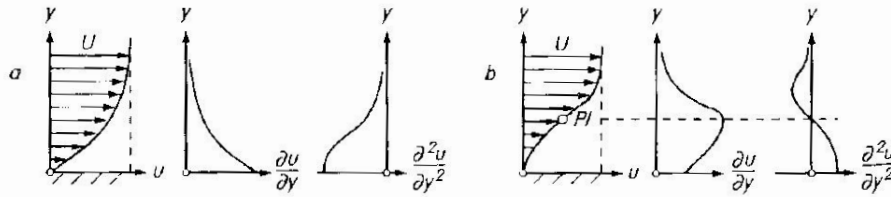


FIG. 1.12 – Distributions de vitesse de couche limite et leurs dérivées (Schlichting et Gersten, 2000).

Il est donc possible de contrôler le décollement en modifiant la courbure du profil de vitesse à la paroi, c'est-à-dire en imposant un  $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_{y=0}$  le plus négatif possible. En d'autres termes, le contrôle doit avoir pour effet de rendre le profil de vitesse «le moins déficitaire» possible. Les équations de Navier-Stokes écrites au niveau de la paroi pour un écoulement incompressible et un profil de faible cambrure, projetées sur l'axe longitudinal s'expriment par :

$$\underbrace{\rho v_p \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0}}_1 + \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{y=0}}_2 - \underbrace{\frac{\partial \mu}{\partial y} \Big|_{y=0} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0}}_3 = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_{y=0}. \quad (1.2)$$

Compte tenu des termes de gauche de l'équation (1.2), les moyens de contrôle du décollement qui agissent dans le sens  $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_{y=0} < 0$ , sont les suivants :

1. Introduire une vitesse d'aspiration à la paroi :  $v_p < 0$ .
2. Imposer un gradient de pression favorable à la paroi :  $\frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{y=0} < 0$ .
3. Introduire un gradient de viscosité en proche paroi :  $\frac{\partial \mu}{\partial y} \Big|_{y=0} > 0$ .

De nombreuses techniques expérimentales jouent sur l'un des ces trois paramètres de contrôle et seront présentées plus loin, quelques exemples sont :

1. Aspiration pariétale (actif) ou paroi poreuse (passif),
2. Modification de forme du profil, par ondulation de la paroi,
3. «Farter» la paroi pour diminuer la viscosité de la paroi. . .

### ▷ Énergiser la couche limite

L'idée de base est ici l'injection de quantité de mouvement dans la sous-couche visqueuse de la couche limite, afin d'apporter de l'énergie dans la région du fluide mort en très proche paroi. Ceci peut se faire de deux manières :

- ▷ en transférant de la quantité de mouvement de la zone loin de la paroi, riche en quantité de mouvement, vers la très proche paroi où le fluide est fortement ralenti,
- ▷ en aspirant simplement la cause du décollement : le fluide mort de proche paroi.

Les méthodes de contrôle passives basées sur ce principe sont des éléments solides montés sur la paroi, afin de rediriger le fluide vers la région désirée, mais elles ont souvent l'inconvénient d'être intrusives et d'introduire une traînée parasite. Les méthodes actives, beaucoup plus répandues, sont des techniques

plus évoluées d'aspiration et de soufflage, de génération de tourbillons ou des méthodes utilisant des excitations acoustiques.

▷ **Rendre la couche limite plus résistante au décollement**

L'idée simple est d'utiliser le fait que la couche limite est plus résistante au décollement si elle est turbulente. En effet, une couche limite turbulente est un excellent transporteur de quantité de mouvement et possède la propriété de mélanger le fluide ralenti près de la paroi au fluide rapide situé dans la région au-dessus. L'énergie cinétique des particules de couche limite est alors suffisante pour supporter le gradient de pression défavorable sans subir de décollement de couche limite.

Une première méthode consiste à accroître le développement des ondes de Tollmien-Schlichting, responsables des instabilités qui déclenchent la transition. Dans ce scénario de transition, une instabilité primaire de nature visqueuse se développe lentement en modifiant le profil de vitesse de l'écoulement de base, puis produit des instabilités secondaires convectives qui se développent plus rapidement et conduisent à la turbulence. Une seconde approche tend à introduire dans la couche limite des perturbations de grande amplitude, afin de provoquer une transition de type «bypass» (provoquée par des mécanismes autres qu'une croissance d'instabilités). La couche limite est alors organisée en stries et il se produit le mécanisme déjà décrit au §2.2.

Les actionneurs permettant d'agir sur les ondes de Tollmien-Schlichting visent à introduire des fréquences dans l'écoulement qui vont interagir avec les fréquences caractéristiques des ondes. Pour forcer la transition «bypass», les actionneurs utilisés sont généralement de type passif et consistent en des éléments solides placés sur le profil afin d'induire des perturbations dans l'écoulement. Dans le cadre de ce travail et comme il sera vu au chapitre 3, une méthode de transition est utilisée en utilisant une bande de fines rugosités calibrées au niveau du bord d'attaque du profil.

### 4.3 Le contrôle passif

Ce type de contrôle présente l'avantage de ne pas nécessiter d'apport d'énergie extérieure, ce qui est intéressant du point de vue des applications industrielles, bien que ce type d'actionneurs soit généralement intrusif et perturbe l'écoulement. L'idée est donc dans ce cas, moins la perturbation mais la manipulation de l'écoulement à des fins de contrôle. Le paragraphe suivant présente une revue des différents types d'actionneurs passifs de contrôle du décollement.

▷ **Amplificateurs de turbulence passifs**

La couche limite étant plus résistante au décollement en régime turbulent qu'en régime laminaire, le principe simple de ces dispositifs appelés *turbulators* est de forcer la transition dans la couche limite. Ainsi des éléments solides prenant la forme de rugosités dentelées, striées ou saillantes, placées dans la zone du bord d'attaque d'un profil, sont capables de générer des perturbations non linéaires provoquant une transition «bypass». Il est aussi envisageable de déclencher un mécanisme de lift-up, par génération d'un tourbillon en fer à cheval, en plaçant de fines rugosités dans l'écoulement, perpendiculairement au profil. Les travaux de [Howard et Goodman \(1988\)](#) ont en effet permis de réduire le décollement en plaçant des cannelures transversales à l'écoulement et des cannelures en forme de «V» placés longitudinalement. Par ailleurs, une étude expérimentale réalisée par [Van Ingen \(1956\)](#) a montré qu'il était possible de diminuer la taille d'un bulbe de décollement laminaire en utilisant un revêtement strié à la paroi. De nombreuses techniques peuvent être utilisées afin de provoquer la transition, mais le juste choix de la forme des éléments solides déclencheurs reste très délicat. Un simple fil, des rugosités calibrées, des fines pellicules autocollantes ou des bandes de scotch ont été par exemple utilisées avec succès pour provoquer une transition de la couche limite. Le choix est par conséquent fortement dépendant de la configuration expérimentale étudiée, et d'une certaine dose d'empirisme...

▷ **Générateurs de tourbillons passifs**

Des générateurs de tourbillons (*Vortex-Generators*) fixés sur le profil dans la direction transversale à l'écoulement (par exemple ceux testés par [Rao et Kariya 1988](#)) permettent de contrôler le décollement en favorisant les interactions entre les grosses structures pour augmenter le taux de mélange et ainsi favoriser le transfert d'énergie entre les zones riches en énergie cinétique et la zone de fluide mort en très proche paroi. Ce type de générateurs a été testé avec succès dans de nombreuses études expérimentales. Les éléments peuvent prendre par exemple la forme de prismes ou de plusieurs profils d'aile de petites dimensions dont les paramètres de forme sont fonctions de l'épaisseur de la couche limite et de leur espacement. Ces paramètres, critiques pour la génération des tourbillons, sont généralement déterminés par une étude paramétrique empirique. Ces tourbillons doivent être corotatifs car des tourbillons contrarotatifs ont tendance à éloigner de la paroi les régions de forte vorticité, ce qui nuit à la capacité de mélange du fluide. Pour une étude plus détaillée, le lecteur peut se référer à [Lin \(2002\)](#). Ce type de contrôle est très utilisé actuellement en aéronautique ainsi qu'en aérodynamique automobile (Fig. 1.13).   ce sujet, les dernières «concept-cars» présentées par Peugeot et Renault en France, incluent des générateurs de tourbillons pour contrôler le décollement s'effectuant au niveau de la lunette arrière, dans le but de contrôler la traînée de forme, bien supérieure à la traînée visqueuse dans le cas de l'aérodynamique automobile.



FIG. 1.13 – «Vortex generators» pour contrôler l'écoulement de lunette arrière (Mitsubishi).

▷ **Ajout d'éléments solides**



FIG. 1.14 – Plumage du faucon crécerelle exploitant de nombreuses techniques de contrôle passif.

D'autres méthodes que l'on pourrait qualifier de méthodes fluidiques passives, consistent en des éléments mécaniques directement montés sur les profils tels que des ailerons placés au bord d'attaque ou au bord de fuite. Ils permettent de diriger l'écoulement vers la région de fluide mort de la couche limite ([Smith, 1975](#)) pour ajouter de la quantité de mouvement et ainsi ré-energiser le fluide. D'autres techniques de soufflage passif, voire de forme optimisée, se rencontrent beaucoup dans la nature, notamment dans le plumage caractéristique de certains oiseaux ou la queue fendue des faucons (Fig. 1.14), qui permet des redirections d'écoulement complexes dans la zone de l'écoulement proche du plumage. Dans le champ des applications industrielles actuelles, l'intensité du soufflage est encore trop limitée et les techniques de soufflage actif sont généralement préférées. Pourtant, l'observation des propriétés structurelles des plumages des oiseaux (redirections de fluide, modification de la cambrure de la paroi, volets etc...), de la peau des animaux aquatiques (propriétés élastiques, textures de paroi...) est riche d'enseignement et de nouveaux concepts de contrôle. De plus, ces techniques présentent l'avantage de pouvoir être couplées avec des méthodes de contrôle actif et ainsi augmenter l'efficacité globale du contrôle. L'arrivée de nouveaux matériaux, plus légers, flexibles et surtout capables

de certains oiseaux ou la queue fendue des faucons (Fig. 1.14), qui permet des redirections d'écoulement complexes dans la zone de l'écoulement proche du plumage. Dans le champ des applications industrielles actuelles, l'intensité du soufflage est encore trop limitée et les techniques de soufflage actif sont généralement préférées. Pourtant, l'observation des propriétés structurelles des plumages des oiseaux (redirections de fluide, modification de la cambrure de la paroi, volets etc...), de la peau des animaux aquatiques (propriétés élastiques, textures de paroi...) est riche d'enseignement et de nouveaux concepts de contrôle. De plus, ces techniques présentent l'avantage de pouvoir être couplées avec des méthodes de contrôle actif et ainsi augmenter l'efficacité globale du contrôle. L'arrivée de nouveaux matériaux, plus légers, flexibles et surtout capables

de résister à de fortes contraintes, devrait sans nul doute relancer les études dans cette direction car ce type de contrôle ne nécessite pas de techniques d'actionnement mécanique coûteuses en énergie.

#### ▷ **Modification des propriétés mécaniques de la paroi**

Afin de déformer le profil de vitesse à la paroi, des études expérimentales ont été menées en utilisant une paroi poreuse laissant s'écouler le fluide ralenti de proche paroi dans une cavité interne au profil. Ce contrôle, de type aspiration passive ou transpiration, testé par [Bauer et Hernandez \(1988\)](#) en écoulement subsonique et supersonique, affiche des résultats intéressants en terme de diminution de la traînée et de retardement du décollement. Par ailleurs, de nombreuses recherches sont menées sur l'utilisation d'un revêtement déformable à la paroi pour contrôler l'écoulement de proche paroi. Ainsi, des études théoriques de stabilité linéaire décrivent l'influence des mouvements de la paroi sur les ondes de Tollmien-Schlichting ([Davies et Carpenter, 1997](#); [Carpenter et Garrad, 1985, 1986](#)). Ces études ont été comparées avec succès aux données expérimentales obtenues par l'équipe de [Babenko \(1973a\)](#). Cette idée de paroi compliant, inspirée des propriétés mécaniques de la peau des dauphins, exploite le couplage fluide-structure entre la paroi ondulante et les ondes d'instabilités du fluide offrant ainsi des possibilités de manipulation d'instabilités et de structures cohérentes pariétales.

### 4.4 Le contrôle actif

Le contrôle actif se caractérise par l'injection dans le système d'une quantité d'énergie externe à l'écoulement, devant idéalement être la plus faible possible pour obtenir un bon rendement entre l'énergie fournie et le gain énergétique résultant. Actuellement, ces techniques remportent le plus de succès au vu du nombre considérable des recherches dans ce domaine. Un panorama des différentes techniques de contrôle actif est présenté ci-dessous.

#### ▷ **Paroi mobile**

Différents procédés exploitant des mouvements de paroi pour contrôler le décollement sont utilisés. Le premier type est basé sur un mouvement d'amont en aval de la paroi, ou tamis ([Maresca et al., 1979](#)), pour minimiser le mouvement relatif de la paroi par rapport au fluide. Le principe sous-jacent est d'apporter de la quantité de mouvement dans la région de proche paroi. Par ailleurs, de nombreuses expériences ont porté sur des cylindres à parois mobiles suivant l'axe du cylindre. De cette manière, le décollement a pu être supprimé dans la région latérale du cylindre où le mouvement de la paroi se fait dans le même sens que l'écoulement. Sur l'autre côté du cylindre, la couche limite est décollée<sup>9</sup> mais de façon moins importante que dans le cas non contrôlé. Bien que cette méthode de contrôle rencontre peu de succès dans le domaine de la conception d'actionneurs, les travaux de [Modi et al. \(1989\)](#) ont démontré leur efficacité, à la fois dans le cas d'un profil d'aile mais aussi dans la réduction du décollement autour d'un profil de camion. Sur le profil d'aile, des cylindres rotatifs ont été placés au niveau du bord de fuite et du bord d'attaque d'un profil ([Ericsson, 1993](#)) et les résultats ont mis en relief une augmentation de 200% de la portance et un recul de l'angle de décrochage. Notons qu'un autre effet produit par la mise en mouvement de la paroi est la production d'une couche de glissement pariétal qui permet de rendre la couche limite plus résistante au gradient de pression défavorable et ainsi retarder le décollement.

Une autre méthode consiste à modifier directement la forme géométrique du profil pour qu'il s'adapte aux conditions de l'écoulement. Le principe est de compenser le gradient de pression défavorable par une paroi dite adaptative. A cet effet, les expériences de [Munday et Jacob \(2001\)](#) ont mis en relief un contrôle efficace d'un bulbe de décollement laminaire en modifiant dynamiquement la cambrure de la paroi par des actionneurs piézoélectriques. Des visualisations par fumée ont permis de montrer que le phénomène de bulbe laminaire pouvait être supprimé pour des nombres de Reynolds de l'ordre de  $10^4$

<sup>9</sup>Ce phénomène appelé «effet magnus», bien connu des lanceurs de balles de base-ball, génère une force induite par la dissymétrie des décollements.

pour certaines fréquences particulières de battement des actionneurs. Il est cependant nécessaire de réaliser des mesures par PIV pour accéder à des données plus précises et surtout quantitatives de l'effet de l'actionneur. Il serait aussi souhaitable de produire un tel contrôle à des nombres de Reynolds plus élevés pour des applications éventuelles aux conditions réelles de vol. Par ailleurs, d'autres études expérimentales ont testé l'influence des mouvements harmoniques ondulatoires de la paroi sur les stries pariétales (Konieczny, 2004), ou encore des matériaux à mémoire de forme capables de modifier la courbure du profil et ainsi retarder le décollement (Pinkerton et Moses, 1997). Là encore, les futurs progrès technologiques passeront par l'utilisation de nouveaux matériaux, plus légers et ayant des propriétés électrodynamiques permettant d'atteindre des amplitudes de mouvement supérieures à celles obtenues actuellement (de l'ordre du millimètre). De nouveaux matériaux piézo-électriques, piézocéramiques et plus généralement les MEMS ouvrent en ce sens des perspectives très intéressantes d'exploitation à des fins de contrôle. Sur la figure 1.15, est présentée une utilisation intéressante d'une succession de petits bras actionneurs en piézocéramique, capables d'imprimer à une paroi latex les recouvrant, divers types d'ondulations. Par ailleurs, cette technique est utilisée dans le cadre du présent mémoire lors d'une expérience de contrôle (cf. chapitre 3).

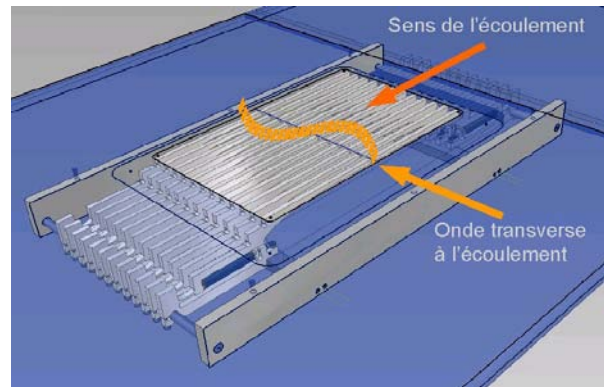


FIG. 1.15 – Contrôle de stries pariétales par ondulation de paroi (Konieczny, 2004).

Notons également les travaux expérimentaux et numériques sur l'effet des ailes battantes inspirées du vol des oiseaux et des insectes (*Flapping Wings*) (Jones *et al.*, 2004) à des nombres de Reynolds de  $10^4$ , capables de contrôler le décollement en appliquant un mouvement de battement à la fréquence d'échappement des tourbillons de décrochage dynamique induit par le mouvement des ailes (Fig. 1.16). Ce type de travaux bien qu'encourageant nécessite toutefois l'apport de nouveaux matériaux pour une implémentation dans des configurations réalistes de vol. Actuellement, les recherches dans cette direction sont principalement destinées à l'aérodynamique de véhicules de petites dimensions, les drones, qui de par leur faible poids ne nécessitent pas d'importantes forces de portance.

#### ▷ Méthodes continues d'aspiration/soufflage

Ces techniques ont été testées de façon extensive dans le domaine du contrôle expérimental. La littérature est très diversifiée sur les actionneurs fluidiques, mais il demeure pourtant difficile de dégager des lois de contrôle généralisables car les coefficients de soufflage ou d'aspiration sont souvent définis différemment selon les études et les techniques de contrôle efficaces sont souvent fortement liées à la configuration qui les concerne.

De nombreuses expériences montrent qu'en utilisant cette technique, il est possible de maintenir une couche limite non décollée en présence de forts gradients de pression adverses et ainsi obtenir des niveaux de portance élevés pour des applications particulières comme les turbo-voiles appliquées sur des navires expérimentaux du commandant Cousteau (Poisson-Quinton, 1995). Dans les techniques de contrôle par soufflage où l'injection de fluide se fait parallèlement à la paroi, l'effet est d'énergiser la couche limite



FIG. 1.16 – Maquette d'un microvéhicule à ailes battantes radio contrôlé (Jones *et al.*, 2004).

par ajout de quantité de mouvement. Cette technique nécessite souvent des vitesses de soufflage très importantes et dans la littérature, des soufflages normaux à la paroi ou faisant un angle aigu avec la paroi, sont plus souvent utilisés.

Les jets normaux à la paroi (Fig. 1.17), quant à eux, se comportent comme des jets dans un écoulement transverse et ont pour effet de modifier la répartition énergétique à l'intérieur de la couche limite, comme cela sera vu plus loin. L'orientation du soufflage des jets entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  aura alors un effet combiné de l'effet du soufflage normal et de l'effet du soufflage tangentiel. Le paramètre d'orientation des jets est donc visiblement difficile à fixer et il est très souvent choisi de manière empirique après une étude paramétrique visant à déterminer la configuration la plus efficace. Une méthode de soufflage continu et normal à la paroi sera testée dans ce travail lors d'une expérience de contrôle du décollement autour d'un profil d'aile. Notons aussi qu'un phénomène particulier lié au soufflage, l'effet Coanda, a été utilisé dans les travaux expérimentaux de Freund et Mungal (1994). Cet effet, dû à la dépression provoquée par la courbure des lignes de courant, a tendance à permettre au jet de «rester collé à l'obstacle» qu'il contourne. La configuration étudiée dans ces expériences concerne l'écoulement autour d'un cylindre profilé, à des nombres de Reynolds de l'ordre de  $10^5$ . L'effet Coanda, utilisé comme outil de contrôle, a permis de retarder le décollement de couche limite, avec une vitesse de soufflage de l'ordre de  $2U_\infty$ .

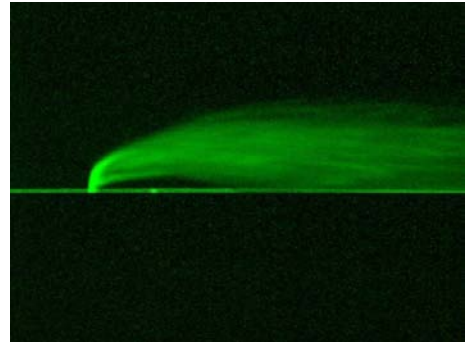


FIG. 1.17 – Visualisation par fluorescence laser d'un jet dans un écoulement transverse.

Les méthodes d'aspiration consistent à supprimer purement et simplement la cause du déséquilibre énergétique provoquant le décollement : le fluide ralenti de proche paroi. Ces techniques sont toutefois très coûteuses en termes de puissance d'aspiration et les méthodes de soufflage leur sont généralement préférées avec le souci d'obtenir des rendements performants.

#### ▷ Jets pulsés, jets synthétiques

Actuellement, au vu des différents travaux expérimentaux portant sur le contrôle ou la manipulation du décollement de couche limite, ce type de contrôle actif introduisant une fréquence dans l'écoulement s'avère particulièrement efficace. Comme il sera analysé dans la suite de ce paragraphe, les jets synthétiques apparaissent comme les plus efficaces, notamment grâce au fait qu'ils produisent plusieurs actions cumulées dans le sens d'une réduction du décollement.

La technique des jets pulsés a consisté, à ses débuts, à combiner les effets complémentaires du soufflage et de l'aspiration de façon à améliorer les rendements énergétiques en réduisant les débits d'injection. Les

soufflages, dans ce cas pulsés au lieu d'être continus (Benchiekh *et al.*, 2000), se révèlent être efficaces dans le contrôle du décollement de la couche limite.

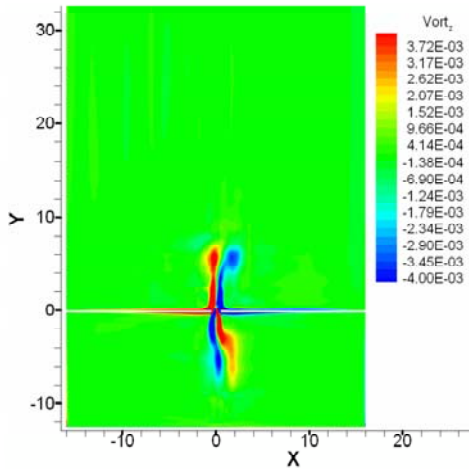


FIG. 1.18 – Simulation numérique d'un jet synthétique (Pes *et al.*, 2002).

miniaturisation des actionneurs qui ont axé les recherches vers l'utilisation de la technologie MEMS (Micro Electro-Mechanical System) afin de concevoir des actionneurs générant des jets synthétiques performants et très facilement embarquables sur des ailes d'avions. Les mécanismes de transferts d'énergie qui permettent de déplacer le point de décollement sont, pendant la phase de soufflage du jet, la génération de structures tourbillonnaires périodiques qui restent longtemps attachées à la paroi et pendant la phase d'aspiration, la suppression du fluide ralenti de proche paroi faisant recoller la couche limite. Ces conclusions proviennent d'études à la fois sur des cas d'études simples et bien documentés tels que le cylindre circulaire ou la plaque en incidence mais aussi sur des profils d'ailes à haut Reynolds (Bernard *et al.*, 1999).

Autre effet induit par les jets synthétiques, la génération de tourbillons advectés le long de la paroi a un effet positif pour contrôler le décollement. Le principe est le même que pour le cas des générateurs de tourbillons passifs et se fait par injection discrète de fluide au niveau de la couche limite. Cependant, grâce à cette technique, on peut contrôler l'amplitude dans l'espace des tourbillons générés, ce qui permet une plus grande marge d'action (McManus et Magill, 1996). Il ressort des expériences de Johnston et Nishi (1990) menées à des vitesses d'écoulement amont de  $15 \text{ m s}^{-1}$  que les générateurs de tourbillons par jets inclinés par rapport à la paroi sont plus efficaces que les jets tangentiels, mais il n'existe pas actuellement d'études théoriques donnant l'inclinaison optimale pour de tels jets (ou d'autres paramètres tels que l'emplacement, le diamètre, la géométrie et le débit). Ces études d'optimisation sont extrêmement lourdes numériquement pour des cas réalistes, tels qu'un profil d'aile à haut nombre de Reynolds, car il est nécessaire de prendre en compte à la fois l'effet local du jet relativement complexe (Fig. 1.19) mais aussi l'écoulement sur tout le profil. Comme il sera vu plus en détail au cours de cette étude, des méthodes de réduction de la complexité du problème peuvent être mises en place et ainsi permettre des perspectives sérieuses d'optimisation pour des coûts numériques plus faibles.

Enfin, un autre effet induit par ce type de jet concerne l'amplification de la turbulence dans les couches limites déjà décollées. L'idée est d'introduire des perturbations qui vont favoriser l'interaction entre les grosses structures transversales de la couche limite en aval du décollement, pour déclencher la turbulence et ainsi «remplir» le profil de vitesse en proche paroi<sup>10</sup>.

Comme le montre cette analyse de la littérature sur les jets synthétiques, le mécanisme d'action permettant le recollement de la couche limite est complexe et ne peut pas être identifié en tant que tel car il est une combinaison de différents effets. Il est par conséquent très difficile d'accéder à la configuration

<sup>10</sup>*i.e.* avoir des vitesses plus importantes en proche paroi

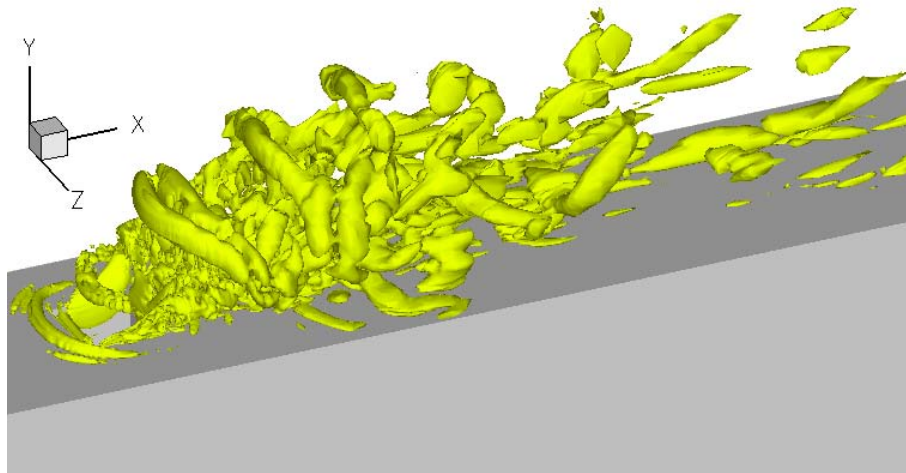


FIG. 1.19 – Vorticité simulée par LES d'un jet dans un écoulement transverse d'après [Saha \(2001\)](#).

la plus efficace de manière empirique en raison des multiples paramètres qui entrent en jeu : position de l'actionneur, débit, fréquence, orientation. Pour atteindre ce but, il est nécessaire de mettre en œuvre des méthodes d'optimisation qui seront présentées au chapitre 4. De plus, comme il sera vu plus loin, les résultats de ce travail de thèse concernant l'étude expérimentale d'une technique de contrôle générique par jet continu, ont conduit à l'étude d'un nouvel actionneur de jet synthétique.

#### ▷ Contrôle acoustique

Le principe est d'utiliser des ondes sonores qui vont interagir avec la couche limite. Dans les expériences de [Collins \(1979\)](#), les ondes sont générées par des hauts parleurs à l'extérieur de la couche limite et à des fréquences particulières permettant ainsi un déplacement du point de décollement vers l'aval en favorisant le mélange ou en excitant des instabilités intrinsèques à l'écoulement. Notons que dans les expériences de [Zaman \*et al.\* \(1987\)](#) par exemple, les fréquences les plus efficaces sont celles qui excitent les modes de résonance correspondant à leur configuration de soufflerie propre, ce qui remet en question la portabilité de la technique à d'autres configurations. De plus, les niveaux acoustiques nécessaires sont très élevés, ce qui en fait une technique de contrôle assez difficilement implémentable en situation réelle.

#### ▷ Contrôle thermique

Il est aussi possible de contrôler le décollement en chauffant directement l'écoulement, ce qui génère des transferts de chaleur entre le fluide et la paroi. Le fluide de proche paroi a alors une plus grande densité et une viscosité plus faible, ce qui entraîne un profil plus «plein» en proche paroi et une augmentation de la quantité de mouvement près de la proche paroi rendant la couche limite plus résistante au décollement (cf. [Chang 1976](#) pour une revue de synthèse des études sur le contrôle du décollement qui utilisent les transferts de chaleur entre la paroi et une couche limite compressible). Les recherches de [Cassel \(2001\)](#) mettent en évidence les effets bénéfiques de ce type de contrôle sur le décollement instationnaire de la couche limite. Cependant, ce type de contrôle est bien évidemment très gourmand en énergie et donc difficilement applicable avec les technologies actuelles.

#### ▷ Contrôle électromagnétique

Le contrôle électromagnétique est actuellement en plein essor et des recherches sont en cours pour implémenter un tel système sur un profil d'aile. Le principe est de générer dans la couche limite des forces volumiques ou surfaciques provenant des forces de Lorentz électromagnétiques afin de favoriser les mélanges d'énergies entre les différentes zones de l'écoulement, ou de «remplir» le profil de vitesse en

proche paroi. En effet, un fluide conducteur parcouru par un courant électrique est mis en mouvement par un champ magnétique et la dynamique d'un tel système est régie par les lois de la magnétohydrodynamique. Ce domaine scientifique qui couple les équations de la mécanique des fluides avec les équations de l'électromagnétisme, a été jusqu'à présent principalement appliqué au phénomène de propulsion et de production d'électricité en exploitant le fait qu'un fluide conducteur en mouvement dans un champ magnétique génère un courant électrique. A présent, pour contrôler un écoulement de fluide (Forte *et al.*, 2006), l'idée est d'exploiter la propriété que possède le fluide conducteur en présence d'un champ magnétique d'être mis en mouvement si l'on module la norme, la direction et le point d'application des forces de Lorentz  $\vec{F}$  définies par :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B}), \quad (1.3)$$

où  $\vec{B}$  est le vecteur densité de flux magnétique,  $\sigma$  la charge d'une particule de fluide,  $\vec{E}$  le champ électrique et  $\vec{u}$  la vitesse du fluide. Pour optimiser le contrôle il faut donc que charge  $q$  soit importante. Elle est liée à la conductivité électrique, qui est une propriété du fluide. Ainsi, Le fluide conducteur considéré peut être du métal liquide comme le mercure, un plasma, ou tout simplement de l'eau de mer mais sa conductivité électrique est relativement faible.

D'un point de vue expérimental, pour réaliser un tel contrôle, il est nécessaire de générer un plasma faiblement ionisé, par exemple en excitant le gaz par radio-fréquences, ou à l'aide de décharges électriques. Actuellement, la question fondamentale est la compréhension physique de l'effet du plasma sur l'écoulement de fluide, et inversement. Bien que cette technologie soit très prometteuse dans le contrôle du décollement (Fig. 1.20), les forces générées sont encore trop faibles et il est actuellement difficile de mettre en place expérimentalement un système de contrôle du décollement efficace pour des configurations à grand nombre de Reynolds.

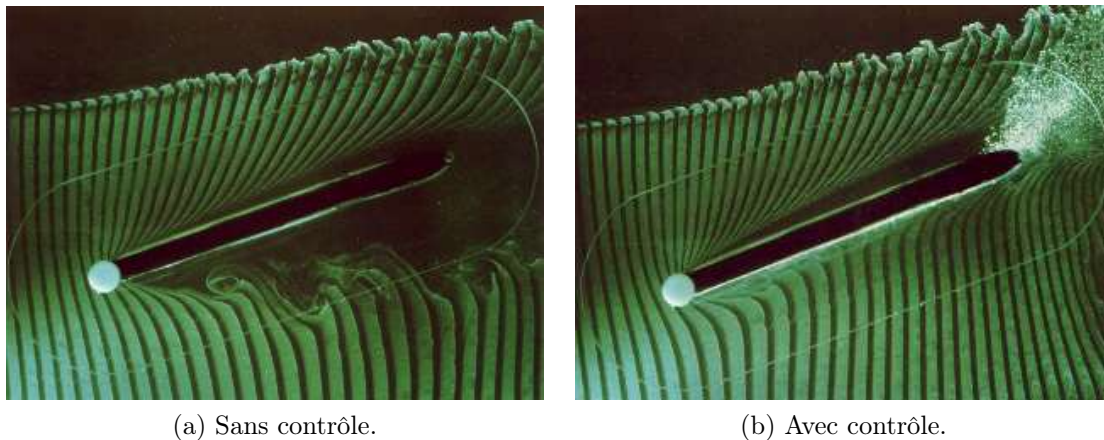


FIG. 1.20 – Effet du contrôle électromagnétique sur une plaque plane en incidence réalisé par Weier (1998).

#### ▷ Autres types de contrôle

En se basant toujours sur l'équation (1.2), il existe aussi des techniques utilisées pour modifier le gradient de viscosité en vue de contrôler le décollement. Par exemple, certaines méthodes de contrôle utilisent un chauffage de films pariétaux, de façon à modifier localement la viscosité de l'écoulement. Dans ce même but, des techniques de cavitation, sublimation, et de réaction chimique sont utilisées (pour une revue plus approfondie, se référer à l'ouvrage de référence de Gad-el-Hak (2000)).

Il est aussi possible d'injecter au niveau de la paroi un autre fluide qui a des propriétés visqueuses différentes et ainsi créer un gradient de viscosité local, ce qui revient à «farter» la paroi, à la manière du traitement effectué sur les skis pour améliorer la glisse sur la neige. Une autre méthode destinée à modifier localement les propriétés visqueuses du fluide pourrait consister à utiliser des parois recouvertes

de fourrure. En effet, à l'image de la peau des phoques, la présence de ce type particulier de revêtement de fourrure a pour effet d'introduire en proche paroi une viscosité anisotrope susceptible de pouvoir contrôler les effets du décollement. Toutefois, l'étude de ce type de problèmes mettant en jeu de complexes et nombreuses interactions entre des structures flexibles et le fluide environnant, s'avère extrêmement difficile à mettre en œuvre numériquement.

## 5 La quête de la loi de contrôle optimale

La revue bibliographique des méthodes expérimentales présentée ci-dessus illustre à quel point les voies empruntées pour contrôler le décollement sont diverses et combien il est difficile de comparer une technique par rapport à une autre, ou de juger de l'efficacité optimale de l'action de contrôle entreprise. D'un point de vue purement industriel, il est indispensable que le rendement soit le meilleur possible et cette efficacité optimale du contrôle peut être calculée en résolvant des problèmes d'optimisation. C'est dans ce domaine scientifique, plus proche des mathématiques que de la mécanique, que les lois de contrôle peuvent être calculées.

### 5.1 Résolution de problèmes d'optimisation complets

La solution optimale donnant les différents paramètres de contrôle optimaux pour un objectif donné est calculée selon le principe suivant :

- minimiser ou maximiser une fonctionnelle objectif, représentative de la grandeur ou des grandeurs à contrôler selon le problème posé : réduire la traînée, maximiser la portance, réduire le bruit sont autant des exemples d'objectifs potentiels. Il est aussi possible d'effectuer des optimisations multi-objectifs comme par exemple maximiser la portance tout en minimisant le bruit, ...
- en fonction d'un ou plusieurs paramètres de contrôle : forme du profil, paramètres d'actionnement d'un jet synthétique tels que l'orientation, la position, le débit, ...
- sous contraintes : on impose que le système respecte des équations gérant son évolution, les équations de Navier-Stokes pour les problèmes qui concernent la mécanique des fluides.

Moyennant le respect d'un certain formalisme et d'un fort coût numérique, il est ainsi possible de résoudre ce problème, tel qu'il est posé ci-dessus. De nombreux travaux sont fondés sur cette méthodologie (Bewley *et al.*, 2001; Protas et Styczek, 2002). Notons que l'augmentation croissante de la puissance de calculs des ordinateurs a contribué à dynamiser cette approche et encourage actuellement son application à des configurations réalistes de plus en plus complexes (Bewley, 2001).

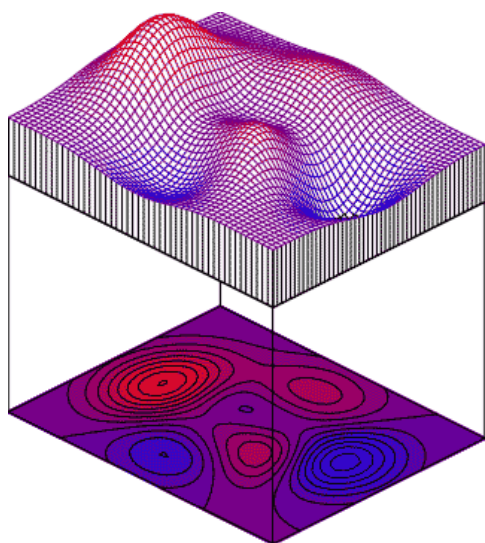


FIG. 1.21 – Exemple de fonctionnelle objectif présentant de multiples extrema.

Dans le cadre d'un problème de minimisation, la résolution se ramène en pratique à trouver le minimum (ou le maximum selon le problème posé) d'une hypersurface (Fig. 1.21), qui possède bien souvent plusieurs extrema. Il est possible de traiter ce problème en utilisant deux voies différentes : les approches stochastiques et les méthodes de gradient. Les premières tendent à trouver le minimum global de la fonctionnelle mais s'accompagnent de coût de calcul important. Les secondes sont moins coûteuses en temps de calcul et sont beaucoup plus précises mais il n'y a aucune assurance de convergence vers le minimum global. Ces techniques constituent la clé d'une résolution efficace d'un problème d'optimisation.

De nombreuses recherches ont été effectuées dans cette direction afin d'améliorer la convergence et la stabilité des algorithmes de recherche, particulièrement dans des configurations où les hypersurfaces sont très peu lisses et présentent de multiples solutions non globales. Des cas présentant une telle difficulté sont engendrés par des résolutions de problèmes d'optimisation de systèmes complexes, typiquement lors d'optimisations de plusieurs paramètres<sup>11</sup> ou de calculs de paramètres de contrôle optimaux sur des configurations d'écoulements turbulents.

### ▷ Méthodes stochastiques

Inspirés de la sélection naturelle, les algorithmes génétiques constituent la méthode stochastique la plus souvent implémentée. L'idée consiste à sélectionner parmi un ensemble d'individus donnés aléatoirement au départ celui le plus adapté à minimiser la fonctionnelle. Dans cette analogie, chaque individu est représenté par un certain jeu de paramètres (son patrimoine génétique constitué de chromosomes : les paramètres de contrôle) et la population d'individus évolue de génération en génération en se reproduisant entre eux. Pour explorer au maximum l'espace des paramètres, et éviter ainsi la convergence vers un minimum local, des perturbations stochastiques sont introduites afin d'enrichir les patrimoines génétiques des individus. D'autres méthodes, souvent très astucieuses, peuvent aussi être mises en place comme par exemple les algorithmes d'optimisation par essaim particulaire recuit simulé, optimisation par colonies de fourmis, ...

Ces méthodes sont généralement extrêmement coûteuses numériquement car elles nécessitent de très nombreuses résolutions des équations d'état qui sont dans le cas de la mécanique des fluides, les équations de Navier-Stokes rendant ainsi ces méthodes très lourdes à utiliser. Toutefois, avec l'aide de puissants moyens de calcul, il est possible d'obtenir des résultats intéressants en utilisant des techniques permettant de réduire le nombre de calculs des générations nécessaire à la convergence (utilisation de réseaux neuronaux par exemple (Duvigneau et Visonneau, 2004)).

### ▷ Méthodes de gradient

Les méthodes de gradient sont fondées sur une vision «plus géométrique» que la précédente. Elles consistent à chercher la solution dans la direction opposée au gradient de la fonctionnelle objectif<sup>12</sup>. Le pas (distance parcourue dans la direction de plus grande pente) peut ensuite être déterminé en utilisant différentes méthodes numériques et va gérer la vitesse de convergence ainsi que la stabilité de l'algorithme (Vitale, 2005) :

- ▷ Si il est trop petit, le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre le minimum peut devenir très important.
- ▷ Si il est trop grand, l'algorithme peut osciller autour du minimum sans converger.

Cette méthode, moins coûteuse numériquement que la première pour le type de configurations étudié au cours de ce mémoire, sera utilisée lors de la résolution de problèmes d'optimisation. Le calcul du gradient constitue le calcul le plus important et le plus délicat de la méthode. Dans le cadre de cette étude, il sera calculé par la méthode des multiplicateurs de Lagrange, qui consiste à poser le problème différemment pour se ramener à la résolution d'un problème d'optimisation sans contraintes. Le principe sera exposé au chapitre 4, lors de la calibration de modèle d'ordre réduit. Une autre technique, la méthode des sensibilités, peut toutefois être utilisée (Bergmann, 2004) et consiste à évaluer directement le gradient de la fonctionnelle objectif.

---

<sup>11</sup> lors d'optimisations multi-objectifs par exemple

<sup>12</sup>Le gradient d'une surface est un vecteur qui a pour sens l'accroissement local de celle-ci.

## 5.2 Calculs d'optimisation basés sur une modélisation de dimension réduite des équations de référence

### ▷ Présentation

La résolution de problèmes d'optimisation à partir des méthodes présentées ci-dessus est, dans le cas de la mécanique des fluides, généralement extrêmement lourde, voire inutilisable dans des configurations réalistes, la raison principale étant les multiples résolutions des équations de Navier-Stokes qu'elles nécessitent. Une méthode de réduction de la complexité du problème s'impose alors et consiste à remplacer les équations complètes du système, *i.e.* les équations de Navier-Stokes, par un modèle moins coûteux à résoudre numériquement. Les itérations du processus d'optimisation sont alors effectuées sur une approximation des équations de référence du système.

Historiquement, les prémisses de la modélisation d'écoulements turbulents par un système de dimension réduite commencent avec les travaux de Lumley (1967). Les travaux d'Aubry *et al.* (1988) sur la modélisation de la couche limite en zone de proche paroi constituent le premier exemple abouti de cette démarche. De nombreux modèles d'écoulement sont alors développés avec cette approche comme l'illustre la revue de Holmes *et al.* (1997). Puis, Graham *et al.* (1999a,b) posent les bases d'un modèle d'ordre réduit adapté pour une utilisation dans le cadre d'une résolution itérative d'un problème d'optimisation. Le principe consiste à utiliser un ensemble de réalisations numériques ou expérimentales de l'écoulement pour construire, par combinaison linéaire de ces réalisations, une base orthogonale de fonctions POD. Les équations d'état sont alors projetées sur la base des modes POD spatiaux donnant ainsi un système d'équations différentielles ordinaires qui décrivent l'évolution temporelle du système. Ce système de petite taille est alors résolu de façon très rapide.

### ▷ État de l'art

**Applications** Basés sur cette méthode, de nombreux travaux ont été entrepris pour construire des modèles d'ordre réduit dans des configurations d'écoulements décollés incompressibles (Graham *et al.*, 1999a), pour des configurations de couche de mélange (Braud, 2003; Perret, 2004), d'écoulements transitoires (Noack *et al.*, 2003) ou d'écoulements tridimensionnels présentant des bifurcations (Ma et Karniadakis, 2002). Des modèles d'écoulements compressibles ont aussi été développés en adaptant la formulation des équations du système à la prise en compte des variables supplémentaires de pression et de masse volumique, comme le présente Vigo (2000) avec une modélisation de l'écoulement autour d'un profil d'aile en écoulement compressible. Dans le cas d'un modèle compressible, il est aussi possible de définir des produits scalaires appropriés, comme il est proposé dans les travaux de Rowley *et al.* (2004) dans le cas d'un écoulement de cavité. Les cas d'application de cette méthodologie sont très nombreux et le choix de la configuration d'écoulement à modéliser est souvent motivé par l'objectif du calcul d'une loi de contrôle. Plutôt qu'un exposé exhaustif des diverses configurations étudiées dans la littérature, il est préférable de noter que cette méthodologie est employée dans toutes les configurations complexes rencontrées en mécanique des fluides, et peut être appliquée à tout système d'équations différentielles complexes, ce qui en fait un outil d'analyse et de modélisation pouvant aussi être étendu à d'autres domaines scientifiques. L'étude des marchés financiers, la magnétohydrodynamique ou la météorologie sont des exemples de champs d'application fertiles, le premier modèle d'ordre réduit de l'atmosphère martienne en est une bonne illustration (Whitehouse, 1999).

**Types de sources** Les modélisations de dimension réduite peuvent s'effectuer indifféremment à partir de bases de données numériques (Galletti *et al.*, 2004; Rempfer, 2000) ou de résultats expérimentaux provenant de capteurs de vitesse ou de pression. La technique de PIV est toute désignée pour générer des bases de données exploitables par ces approches mais d'autres techniques de mesure peuvent être utilisées. Les travaux de Ukeiley *et al.* (2001) par exemple, présentent un modèle d'ordre réduit de couche de mélange à partir d'une base de données recueillie à l'aide de peignes de fils chauds. Les données générées expérimentalement permettent souvent d'atteindre des nombres de Reynolds plus importants

que pour une simulation numérique, mais les principaux inconvénients résident dans le bruit de mesure qui introduit une erreur supplémentaire dans le modèle, et la difficulté de mesurer certaines grandeurs telles que la pression avec un échantillonnage spatial important. Dans ce contexte, l'étude de [Noack \*et al.\* \(2005\)](#) insiste sur la modélisation des termes inconnus lors de la construction de modèles d'ordre réduits POD.

**Stabilité** La vocation de ces études est, soit une meilleure compréhension de la dynamique de l'écoulement<sup>13</sup>, soit utiliser le modèle comme une approximation de la dynamique de référence dans une optique de résolution de problèmes d'optimisation. Il est dans ce cas très important que l'approximation du modèle soit stable numériquement, mais aussi fiable au sens de la reconstruction spatio-temporelle de l'écoulement de référence. C'est pourquoi des efforts particuliers sont portés sur l'amélioration de la qualité de prédiction des modèles ([Couplet \*et al.\*, 2005](#); [Noack \*et al.\*, 2003](#)). Différentes méthodes pour stabiliser, calibrer, corriger, selon la terminologie employée dans la littérature, sont entreprises afin de produire un modèle le plus fidèle possible ([Vigo, 2000](#); [Galletti \*et al.\*, 2005](#)). Cependant, les méthodes mises en œuvre dans cette optique sont relativement diverses et il n'existe pas encore actuellement d'études permettant de comparer les efficacités respectives des différentes méthodes de calibration. Ceci constitue une des contributions du présent travail de thèse. Des études sont parallèlement menées pour améliorer la stabilité numérique du modèle, en modifiant la norme utilisée pour la construction de la base POD ([Iollo \*et al.\*, 1998](#)), ou en utilisant d'autres outils pour construire la base, des séries de Fourier, des variantes de la POD ou d'autres techniques, comme il est présenté plus loin.

**Calcul d'optimisation** Le calcul d'une loi de contrôle optimale à partir d'un modèle d'ordre réduit a été proposé par [Graham \*et al.\* \(1999a\)](#) dans le cas canonique d'écoulement décollé, *i.e.* l'écoulement autour d'un cylindre circulaire présentant une dynamique fortement périodique dominée par les allées de Von Kármán. Ils proposent dans cette étude une méthodologie pour la construction d'un modèle incluant des conditions aux limites non homogènes nécessaires à la prise en compte d'une loi de contrôle instationnaire<sup>14</sup>. Dans une seconde partie, ils utilisent ensuite le modèle ainsi construit pour le calcul d'une loi de contrôle permettant de supprimer l'instationnarité du sillage ([Graham \*et al.\*, 1999b](#)). Plus récemment, les travaux de [Bergmann \*et al.\* \(2005\)](#) ont permis de calculer une loi de contrôle optimale de la traînée générée par l'écoulement autour d'un cylindre en utilisant un modèle d'ordre réduit. Ces différents travaux encouragent l'utilisation de cette méthodologie pour calculer des lois de contrôle sur des configurations à haut nombre de Reynolds et provenant de données expérimentales ou numériques. En 2005, Willcox pose, de façon formelle, le cadre d'une méthodologie de calcul d'optimisation basée sur un modèle d'ordre réduit en introduisant notamment la possibilité d'effectuer l'optimisation seulement sur une partition du domaine ([Willcox \*et al.\*, 2005](#)). Grâce à cette formulation simple, qui consiste à introduire un opérateur en plus dans les équations du système, il est alors possible d'optimiser seulement une partie du domaine, réduire le bruit seulement dans le sillage d'un profil par exemple. Les études visant à calculer une loi de contrôle en utilisant un modèle d'ordre réduit des équations de référence sont en plein essor, d'une part en raison d'enjeux scientifiques importants, notamment en termes de contrôle, mais d'autre part en raison des nombreux problèmes restant en suspens, la stabilité, la robustesse, la fiabilité du modèle par exemple.

**Théorie** Comme le démontre très clairement le nombre d'études lancées récemment sur le sujet, cette approche rencontre un intérêt croissant, notamment pour son intérêt en terme d'application. Cependant, la toile de fond mathématique sur laquelle repose l'utilisation du contrôle optimal basé sur une approximation de la dynamique de référence, demeure toujours très étudiée. En effet, des problèmes tels que le caractère global de l'extremum trouvé, ou plus spécifiquement l'égalité entre l'extremum calculé à partir du modèle d'approximation et l'extremum calculé à partir des équations de référence restent toujours en suspens. En ce sens, les calculs d'optimisation basés sur des modèles de dimension réduite sont parfois

---

<sup>13</sup>par le biais d'études du développement de certaines instabilités, de bifurcations...

<sup>14</sup>Comme il sera vu au chapitre 2, la décomposition POD doit alors être redéfinie dans le cas d'une condition aux limites dépendante du temps : une combinaison de soufflage et d'aspiration ou un mouvement de paroi par exemple.

qualifiés de sub-optimaux (se référer à [Hinze et Volkwein 2004](#) ou [Volkwein 2001](#) pour les développements mathématiques relatifs à ces considérations). Les dernières études dans ce domaine penchent pour l'utilisation de technique de «*space mapping*»<sup>15</sup> permettant de faire coïncider l'extremum du sous-espace de dimension réduite avec l'extremum de l'espace complet ([Hintermuller et Vicente, 2005](#)).

#### ▷ Avatars

Il est par ailleurs possible de construire des modèles en utilisant des bases réduites différentes de la POD. Les possibilités sont nombreuses et il est par exemple possible d'effectuer la projection de Galerkin sur des séries de Fourier, conférant ainsi, selon les travaux récents de [Willcox et Megretski \(2005\)](#), des propriétés de stabilité intéressantes par rapport à une base POD classique. Il est aussi possible d'utiliser de nombreuses autres bases telles que les polynômes de Lagrange, de Hermite ou les bases de Krylov. De récents travaux particulièrement intéressants ([Burkardt et al., 2004](#)) sur la construction de modèles d'ordre réduit, s'appuient sur une technique de compression d'informations conceptuellement différente de la POD : la *Centroidal Voronoi Tessellation* (CVT), utilisée dans des domaines très divers tels que la compression d'images ou la génération de maillage. Les résultats prometteurs de ces travaux indiquent aussi la possibilité d'une utilisation conjointe de la POD et de la CVT pour obtenir un modèle d'ordre réduit plus efficace.

La POD est généralement préférée dans les différentes études de la littérature, principalement en raison de sa capacité à décomposer un écoulement en éléments les plus énergétiques de manière optimale. Pourtant, rien ne garantit la pertinence de l'utilisation de la base POD pour la modélisation de dimension réduite et le choix de la meilleure base reste toujours une question ouverte<sup>16</sup>. Cependant, comme il sera fait dans ce mémoire, cette question peut être contournée en modifiant la base POD *a posteriori*, de manière à la rendre optimale pour une approximation obtenue par projection de Galerkin.

Il convient aussi de faire référence aux avatars de la POD sous sa formulation originelle : la très utilisée «*snapshot POD*» ([Sirovich, 1987](#)) qui sera mise en œuvre dans ce travail de thèse et détaillée plus loin, la «*balanced POD*» qui prend en compte les notions de contrôlabilité et d'observabilité du système ([Rowley, 2004](#)) ou la «*gappy POD*» ([Willcox, 2004](#)) qui traite les cas où les snapshots présentent des points erronés, typiquement les vecteurs faux des champs PIV. Comme cela sera analysé dans la suite, la POD est construite autour de la norme  $L_2$ , associée à l'espace des fonctions de carré intégrable qui est relativement bien adapté aux phénomènes classiquement rencontrés en mécanique des fluides (à énergie finie). Comme suggéré par [Iollo et al. \(1998\)](#), il est peut être intéressant d'utiliser la norme  $H_1$  à la place, conférant ainsi aux modes POD des propriétés de stabilité différentes, notamment dans la prise en compte des petites échelles, ce qui a pour effet de diminuer les lacunes dissipatives habituellement rencontrées dans les modèles d'ordre réduits basés sur la POD classique.

#### ▷ Bilan et questions ouvertes

La modélisation de dimension réduite se révèle être un outil puissant pour obtenir, à moindres coûts numériques, des lois de contrôle optimales. Globalement, les questions demeurant toujours ouvertes dans le contexte du calcul d'une loi de contrôle optimal sur un modèle d'ordre réduit peuvent se résumer aux points suivants :

- Il est nécessaire d'améliorer la précision du modèle, qui est par construction une approximation non parfaite de la dynamique de référence. Des techniques de calibration peuvent alors être développées à cet effet, afin de corriger (ou modéliser) les erreurs inhérentes à la construction du modèle. Une autre alternative consiste à choisir une base plus adaptée à la modélisation de dimension réduite que la POD. Dans cette optique, et comme il sera vu plus loin, il s'avère particulièrement intéressant de construire des modes optimaux pour la modélisation de dimension réduite. Cette idée est dans

<sup>15</sup>difféomorphisme d'espace

<sup>16</sup>Les problèmes d'instabilité du modèle d'ordre réduit alors que le modèle de référence est stable constituent une des raisons qui motivent les recherches dans cette direction.

un sens une façon d'inclure les méthodes de calibration (développées dans la suite de ce travail) directement dans la construction des modes<sup>17</sup>.

- Le modèle reste valide pour un certain de jeu de paramètres de contrôle (nombre de Reynolds, forme du profil, débit de soufflage, ...). Dans le cadre d'une résolution itérative de contrôle optimal par exemple, il est nécessaire de recalculer le modèle lorsque celui s'écarte d'une certaine région de confiance (cf. la TRPOD plus loin). Toute l'efficacité de la technique réside donc dans le rayon de ces régions de confiance, *i.e.* la robustesse des modes à une variation dans l'espace des paramètres de contrôle. Une définition précise de ces régions de confiance<sup>18</sup> ou la construction de modes POD présentant des propriétés de robustesse améliorées<sup>19</sup>, font partie de raffinements pouvant potentiellement améliorer cet aspect de la méthodologie.
- Il est nécessaire de clarifier dans quelle mesure il y a (ou non) une égalité entre l'extremum calculé dans le sous-espace de dimension réduite et l'extremum calculé dans l'espace complet. Quantifier les éventuels écarts selon le type de dynamique étudiée, développer des techniques permettant de faire coïncider les extrema constituent des études essentielles pour l'utilisation de la modélisation de dimension réduite dans ce contexte. De plus, il est actuellement particulièrement nécessaire de quantifier clairement les gains numériques (temps de simulation et stockage mémoire) obtenus par cette méthodologie, en comparant une résolution du problème d'optimisation par DNS et une résolution par modélisation de dimension réduite obtenue à partir du même code.

#### ▷ Étude présente

Comme il est présenté au chapitre 4, il a été choisi de construire le modèle réduit d'écoulement en utilisant la POD. Des méthodes de calibration seront ensuite présentées et comparées afin de déterminer l'approche la plus efficace. D'un certain point de vue, ces méthodes de calibration vont venir modifier la base POD afin de la rendre optimale pour la modélisation de dimension réduite. Une fois un modèle fiable construit, l'objectif final du calcul d'une loi de contrôle optimal pourra être atteint, et ainsi permettre des améliorations potentielles dans la mise en œuvre des actionneurs actuellement utilisés. Les différents développements relatifs à la construction de ce modèle sont présentés au chapitre 4. Un des objectifs du présent travail est de construire un modèle d'ordre réduit pour une configuration d'aile en situation de décrochage à haut nombre de Reynolds. Différentes configurations seront également étudiées, calculées à partir de simulations numériques ou mesurées par PIV.

---

<sup>17</sup>Ainsi, au lieu de construire des modes POD optimaux pour la reconstruction énergétique de l'écoulement, des modes optimaux pour la modélisation de dimension réduite peuvent être construits pour générer le sous-espace réduit dans lequel s'effectue l'optimisation (Willcox *et al.*, 2005).

<sup>18</sup>à géométrie non circulaire par exemple

<sup>19</sup>En redéfinissant le problème de maximisation à l'origine de la construction des modes POD, il peut ainsi être possible d'imposer des propriétés de robustesse à certains paramètres de contrôle.

# Chapitre

# 2

## *Outils d'investigation expérimentaux et numériques*

«*Tout le monde veut vivre au sommet de la montagne, sans soupçonner que  
le vrai bonheur est dans la manière de gravir la pente.*»

**Gabriel Garcia Marquez**

### Aperçu

---

<b>1</b>	<b>Dispositifs expérimentaux et métrologie</b> . . . . .	<b>33</b>
<b>2</b>	<b>Simulations numériques</b> . . . . .	<b>42</b>
<b>3</b>	<b>Décomposition orthogonale en modes propres (POD)</b> . . . . .	<b>45</b>

---

Ce chapitre présente les différentes voies d'expérimentation mises en œuvre dans cette étude : les méthodes d'investigation expérimentale et les méthodes numériques de simulation d'écoulement. La dernière partie de ce chapitre présente la POD qui est l'outil de traitement des informations issues des deux types d'expérimentation. Ces techniques constituant la racine des analyses et développements du travail de thèse, ce chapitre leur est dédié dans le but d'explorer en détail les tenants et les aboutissants de leur mise en œuvre.

## 1 Dispositifs expérimentaux et métrologie

Les différents outils expérimentaux sont présentés ci-après : les techniques de mesure et d'investigation et les trois souffleries utilisées : la soufflerie de Banlève S1 et la soufflerie S4 à l'IMFT, et la soufflerie «Béton» de l'ENSMA.

### 1.1 La Soufflerie S1 de l'IMFT

Connue sous le nom historique de soufflerie de Banlève (Fig. 2.1a), construite en 1938 et rénovée en 1992, elle a été utilisée lors de plusieurs campagnes de mesure portant sur le profil ONERA D décrit plus loin (Fig. 2.1b). L'architecture est de type Eiffel à veine ouverte circulaire de diamètre 2,40m, ce qui facilite les accès pour l'installation des dispositifs optiques nécessaires pour les mesures PIV décrites au paragraphe 1.5. La section d'entrée comprend un cloisonnage en nid d'abeille destiné à régulariser en amont les filets fluides et l'intensité turbulente naturelle est de l'ordre de 0,1%.

Le moteur du ventilateur a été sollicité sur la moitié de sa plage de fonctionnement afin d'obtenir des vitesses allant de 0 à 30 m/s. La veine d'essai se trouve au 1er étage tandis que le rez-de-chaussée est réservée au pupitre de commande et d'acquisition ainsi qu'à l'installation d'une balance aérodynamique de type Denis Gruson possédant 3 mats rigides profilés, protégés par des carénages<sup>1</sup>. Elle peut enregistrer

---

<sup>1</sup>non pesés lors de la mesure.

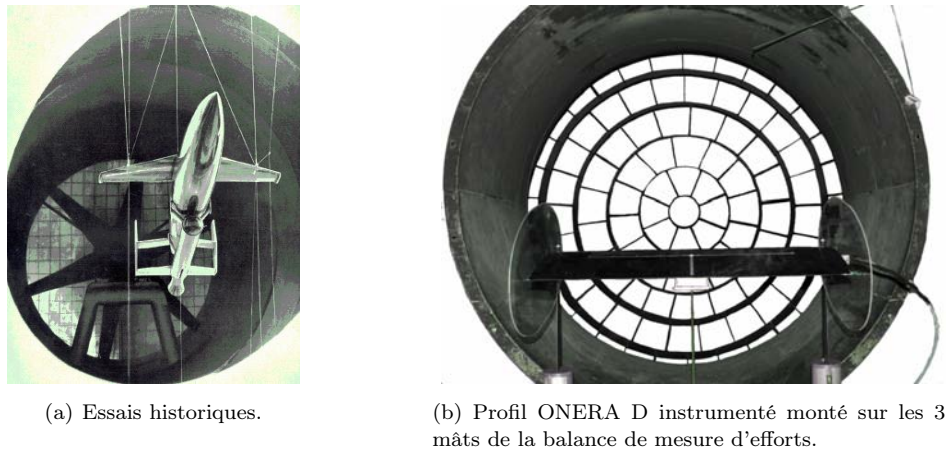


FIG. 2.1 – Vues de la veine d'essai de la soufflerie de Banlève.

simultanément les 3 forces et les 3 moments aérodynamiques de la maquette qui est ici un profil d'aile ONERA D, comme présenté plus loin. Pour chaque composante, la chaîne cinématique qui assure la transmission des efforts produits par la maquette, aboutit à l'extrémité d'une lame élastique encastrée dans des jauges extensométriques qui vont mesurer les différentes forces s'exerçant sur le profil.

## 1.2 La Soufflerie S4 de l'IMFT

La soufflerie S4 (Fig. 2.2) de dimensions plus réduites (0,7 m de haut et 1,8 m de large) a été utilisée pour la mesure de l'écoulement autour d'une plaque plane et dans le but de tester l'efficacité du contrôle de la traînée par un actionneur piézo-électrique (cf. chapitre 3). Il s'agit d'une soufflerie à veine rectangulaire fermée et à circuit fermé. De ce fait, elle est régulée en température et son intensité de turbulence naturelle est très faible, inférieure à 0,1%.

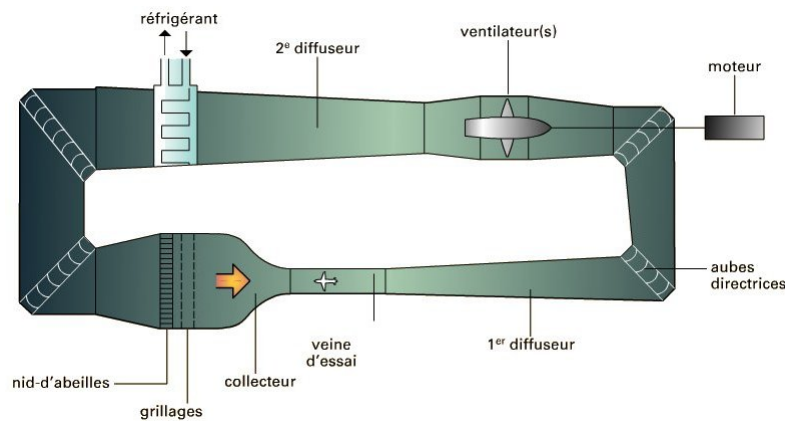


FIG. 2.2 – Veine d'essais de la soufflerie S4.

## 1.3 La Soufflerie «Béton» de l'ENSMA

La soufflerie «Béton» de l'ENSMA à Poitiers a été utilisée lors de l'EFFC1 («*European Forum on Flow Control 1*») pour tester le contrôle par actionneurs de soufflage fluidiques sur le profil ONERA D. L'architecture de la soufflerie est semblable à celle de la soufflerie S4 (Fig. 2.2) mais ses dimensions sont plus grandes (légèrement supérieures à celles de la soufflerie S1 de l'IMFT). Cette soufflerie est

aussi équipée d'une balance aérodynamique monomât et des mesures de coefficients aérodynamiques y ont également été effectuées sur le profil ONERA D.

### Précision des mesures d'efforts par les différentes balances aérodynamiques

Les vitesses de soufflerie sont contrôlées à l'aide de tubes de pitot et l'incertitude sur la mesure est inférieure à 2 m/s pour les vitesses principalement testées dans cette étude. Pour les mesures de coefficients aérodynamiques, les erreurs varient selon les efforts mesurés. En effet, la mesure des coefficients de portance est relativement précise (inférieure à 2%) car les efforts s'exerçant sur les profils étudiés sont situés au milieu de la gamme de mesure des jauges d'extensométrie (de l'ordre de la dizaine de Newton). La mesure de coefficients de traînée est quand à elle plus sujette à des incertitudes car les forces de traînée sur les profils sont, par nature, très faibles et sont donc parasitées par le bruit de mesure. Toutefois, les essais ont montré une bonne répétabilité dans les mesures, à l'exception de configurations particulières où des phénomènes sources d'irréversibilité sont présentes, comme des bulbes laminaires (cf. chapitre 3).

## 1.4 Visualisations d'écoulement

### ▷ Visualisations pariétales

Cette technique a pour but de visualiser au moyen de traceurs pariétaux les lignes de frottement qui sont définies comme la limite des lignes de courants quand l'altitude tend vers 0. Les propriétés physico-chimiques des traceurs sont déterminantes dans la qualité de la mesure. En effet, l'enduit pariétal doit constituer un bon compromis entre l'agrégat de particules et le mélange désordonné sans lien interparticulaire. De plus, il doit avoir la propriété de pouvoir marquer les lignes de frottement à faible vitesse de façon à visualiser les écoulements de retour par exemple qui sont souvent à faible vitesse.

Dans le cadre de l'étude expérimentale réalisée à l'ENSMA, l'enduit est à base de colorant jaune et d'acide oléique comme diluant. Il est d'abord déposé sur les parois du profil ONERA D en absence de vent. Le moteur de la soufflerie est alors sollicité avec une commande de type «échelon» de façon à atteindre très rapidement la vitesse de mesure<sup>2</sup>. Selon l'écoulement qui s'effectue au dessus de la zone de visualisation, les structures cohérentes présentes vont laisser leur trace sur l'enduit coloré, ce qui permet notamment de visualiser les zones décollées comme il est présenté plus loin. Bien que les visualisations des écoulements de retour ne soient pas complètement satisfaisantes (cf. chapitre 3), l'information primordiale sur le caractère local «décollé ou non» de la couche limite a néanmoins pu être correctement exploité.

### ▷ Visualisations par fumées

Des visualisations par fumées ont été mis en œuvre pour révéler l'écoulement autour de la plaque plane et mettre en évidence de façon qualitative l'effet du contrôle. Pour générer de la fumée avec une densité de particules adaptée aux exigences de visualisation de l'étude, une chambre de combustion a été fabriquée pour concentrer la fumée d'encens afin de la rendre plus dense avant qu'elle ne soit dirigée vers la veine. Elle se compose d'une boîte en plexiglas percée en deux endroits de part et d'autre de la chambre afin de permettre une circulation d'air à l'intérieur. Le combustible utilisé est de l'encens et la circulation d'air est régulée par un mécanisme de vanne qui permet d'entretenir la combustion. Une fente d'injection placée dans la paroi du profil (Fig. 2.3) permet de contrôler que le débit de fumée arrivant sur la plaque soit tel que la vitesse d'éjection soit négligeable devant la vitesse de l'écoulement amont. L'écoulement est alors filmé à l'aide d'une caméra ayant une fréquence d'acquisition de 25 Hz qui permet la réalisation des films et des photos instantanées de l'écoulement. Pour obtenir des films de bonne qualité capables de reproduire au mieux les fluctuations turbulentes très rapides (Fig. 2.4), il est nécessaire d'avoir des temps d'obturation très court de la caméra. En conséquence, il faut disposer d'un éclairage puissant pour compenser le manque de luminosité induit par la fermeture de l'objectif. À cet effet, un projecteur

<sup>2</sup>Typiquement le temps de mise en régime du moteur est de l'ordre de 10 secondes et un temps d'attente de quelques secondes est ensuite respecté pour avoir un régime d'écoulement pleinement établi dans la veine d'essai.

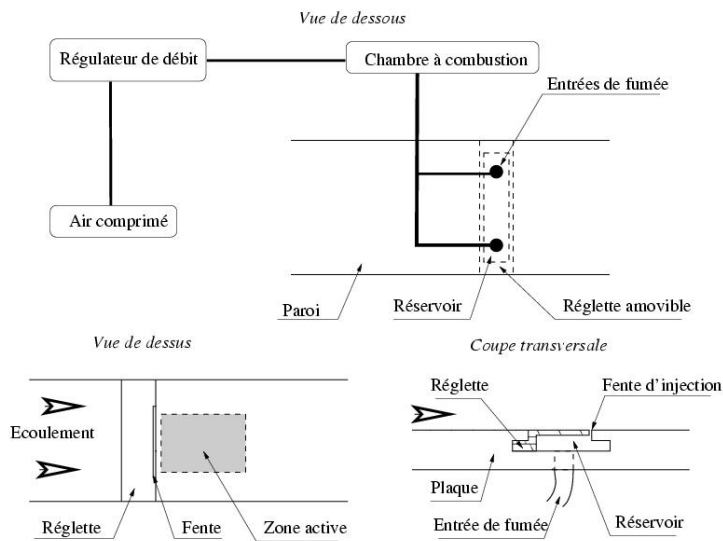


FIG. 2.3 – Dispositif de visualisation par fumée sur plaque plane mise en place dans la soufflerie S4.

halogène d'une puissance de 1250 W a été utilisé de manière à produire une nappe de lumière affleurante au profil.



FIG. 2.4 – Visualisation par fumée de stries turbulentes obtenues dans la présente étude.

### 1.5 Mesures PIV

La Vélocimétrie laser par Images de Particules a été utilisée en soufflerie S4 et S1 comme moyen d'investigation et de caractérisation des différents dispositifs de contrôle. L'établissement d'une base de données constituée par les champs de vitesse PIV a en outre permis de construire un modèle d'ordre réduit basé sur la POD (cf. chapitre 4). Cette technique étant à la source des développements qui suivent, une attention particulière est accordée dans ce paragraphe pour présenter les différents détails caractéristiques de la mesure.

#### ▷ Principe

D'une façon générale, le principe est d'enregistrer sur un capteur vidéo deux images successives de particules illuminées par une nappe laser. À partir de ces deux images, un champ de vitesse instantané est calculé par l'intermédiaire du déplacement moyen de chaque particule du champ (Fig. 2.5). Il faut noter que :

- Les propriétés des particules sont un paramètre fondamental car la lumière qu'elles diffusent conditionne la qualité de la mesure. De plus, il est nécessaire qu'elles suivent le plus fidèlement possible l'écoulement et qu'elles se mélangent au fluide sans produire de perturbations.
- L'usage des lasers comme source de lumière continue ou pulsée pour les mesures PIV, se justifie par la forte intensité lumineuse que doivent recevoir les particules, et aussi par le fait qu'une nappe de lumière s'obtient assez facilement avec un jeu de lentilles.
- Les deux images sont enregistrées avec un intervalle temporel de  $\Delta t$  sur le capteur d'une caméra positionnée avec un angle de  $90^\circ$  par rapport à la nappe laser.

Pour accéder au champ de vitesse, les images sont subdivisées en fenêtres d'interrogation et dans chacune d'elles, un vecteur vitesse est obtenu en mesurant le déplacement  $\vec{d}$  des particules entre deux instants séparés de  $\Delta t$  :

$$\vec{V} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{d}}{\Delta t}.$$

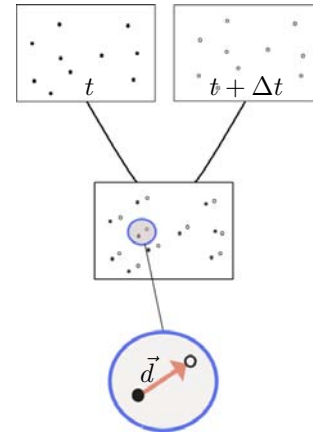


FIG. 2.5 – Principe de la PIV.

#### ▷ Enregistrement des images de particules

Historiquement, à l'origine du développement de la PIV, les images étaient enregistrées sur des films photographiques mais les progrès sans cesse croissants dans le domaine des capteurs CCD<sup>3</sup> ont permis aux mesures PIV de progresser considérablement en terme de discrétisation spatiale, et d'atteindre actuellement  $2048 \times 2048$  à  $4096 \times 4096$  lignes pour les résolutions les plus fines. Les fréquences d'acquisition ont aussi été nettement améliorées et les cadences les plus rapides permettent maintenant d'enregistrer 10000 images par seconde, et ainsi obtenir un suivi temporel de certaines configurations complexes d'écoulement à haut nombre de Reynolds. De plus un avantage pratique de l'utilisation de capteurs CCD est qu'ils permettent de vérifier la qualité des réglages pendant l'expérience grâce à la caméra. Ils sont composés d'une matrice de pixels<sup>4</sup> qui sont des éléments en silicium de quelques microns capables de capter la lumière pendant un intervalle de temps appelé période d'intégration. Ils convertissent alors la lumière en charge électrique pouvant être stockée dans une zone tampon prévue à cet effet.

Il existe différents modes de stockage et de transfert des charges électriques. Le capteur CMOS utilisé dans le cadre des expériences réalisées dans ce travail présente la particularité d'avoir un registre de lecture pour chaque pixel, ce qui en fait un mode de transfert plus efficace que les modes classiques à transfert de lignes.

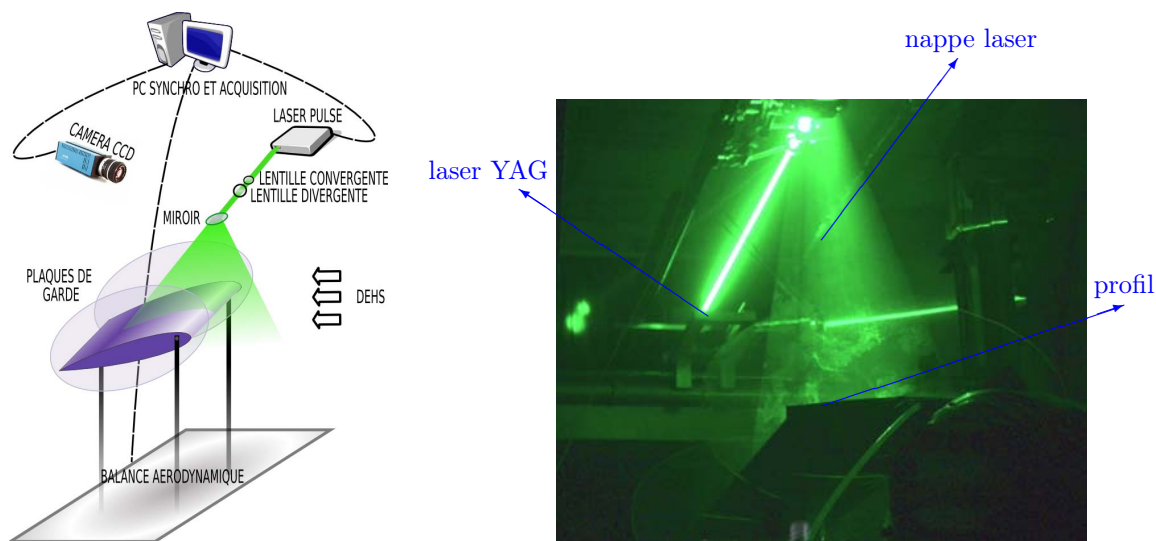
#### ▷ Dispositif expérimental

- **Caméra** La caméra principalement utilisée est une PCO 2000 CCD à 14 bits de dynamique qui est fixée sur un support inclinable de façon à suivre la mise en incidence du profil. La veine de mesure étant ouverte, la caméra est installée à l'intérieur d'un boîtier destiné à la protéger des particules d'ensemencement qui peuvent se déposer sur le capteur, et éventuellement introduire un biais non négligeable lors de la mesure.

Sa résolution est de  $2048 \times 2048$  pixels avec une dynamique de 16000 niveaux de gris et est équipée d'un objectif de 85 mm, avec une ouverture de diaphragme de 8. Un système de refroidissement est installé à l'intérieur du boîtier afin de diminuer le bruit sur le capteur causé par son échauffement. Dans ces

<sup>3</sup>Charge Coupled Device

<sup>4</sup>contraction de «picture elements»



(a) Mesures sur le profil ONERA D. (b) Photo du dispositif expérimental en fonctionnement.

FIG. 2.6 – Dispositif de mesures PIV.

conditions, le niveau de bruit est estimé à environ 200 niveaux de gris sur 16000, ce qui reste confortable pour les mesures qui sont réalisées.

Les réglages de la mise au point sont fondamentaux et doivent être réalisés avec précision avant chaque mesure car la netteté des particules va conditionner l'efficacité des calculs de corrélations (cf. §1.5). La durée d'exposition de la première image est quasi-instantanée (inférieure à la micro-seconde) et la deuxième image commence dès que la première est transférée dans la zone de stockage. Cette durée d'exposition est fixe et correspond au temps nécessaire à la caméra pour transférer les informations de la zone de stockage sur la mémoire vive de l'ordinateur, ce qui s'effectue par fibres optiques d'une longueur d'environ un mètre et équipées d'un branchement FireWire. Le temps d'exposition de la deuxième image est relativement important, c'est pourquoi il est nécessaire de masquer toutes les sources de lumière potentielles de la soufflerie. En effet, même si leur intensité est faible devant celle du laser, elles ont tendance à augmenter le bruit de l'image, le fond de l'image ayant tendance à devenir plus lumineux.

- **Laser** La puissance du laser est également un élément déterminant dans la mesure par PIV car elle détermine, avec la sensibilité du capteur CCD, la taille minimum des particules pouvant être exploitables pour une mesure de qualité.

Le laser est de type Nd-YAG Quantel pulsé (Fig. 2.6b) et l'énergie qu'il génère est de  $2 \times 200$  mJ par l'intermédiaire de deux cavités indépendantes. L'intervalle de temps  $\Delta t$  entre les deux flashes lasers est de  $20\mu s$  ou  $15\mu s$  selon la vitesse de l'écoulement amont. Ce paramètre est très important car d'une part, il ne doit pas être trop petit car si le déplacement des particules est trop faible, le bruit vient parasiter la mesure. D'autre part, le  $\Delta t$  ne doit pas être trop grand car les particules ne doivent pas dépasser les limites de la fenêtre d'interrogation sous peine de détériorer les calculs de corrélations.

Le système complet constitué de la caméra et du laser est réglé de façon à opérer à une fréquence de 10 Hz grâce à un dispositif de synchronisation conçu à l'IMFT dans le service «Signaux et Images». Afin d'obtenir une nappe de forte intensité lumineuse, dans l'alignement du laser est monté un axe métallique composé d'une lentille convergente sphérique et d'une lentille divergente rectangulaire dont les focales respectives sont choisies en fonction de la configuration d'étude (Fig. 2.6a). Le rôle de la première lentille est de focaliser le faisceau dans la zone de mesure et la deuxième l'étale dans la direction de divergence pour créer la nappe. Ce dispositif optique conditionne également l'épaisseur de la nappe qui doit être fixée de façon à ce que la lumière diffusée par chaque particule soit suffisante.

• **Synchronisation** Pour coordonner les différents éléments constitutifs de la mesure, un logiciel permet de contrôler un boîtier de synchronisation qui gère les décalages entre les pulses laser et les retards de la caméra de manière automatique. Les erreurs liés aux retards de synchronisation sont mineures, ce qui est parfaitement vérifié par la qualité des calculs de corrélation.

• **Ensemencement** L'ensemencement de l'écoulement est réalisé par un générateur qui diffuse des particules de Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) dont le diamètre moyen est de  $1\ \mu\text{m}$ . Elles sont générées en amont du convergent de la soufflerie et un temps de latence nécessaire à l'homogénéisation des particules dans la veine doit être respecté avant chaque mesure. La densité des particules injectées dans l'écoulement est déterminante et le débit des particules doit être adapté à la vitesse de la soufflerie. Pour affiner ce réglage, un zoom sur la caméra permet de contrôler le nombre de particules, en sachant qu'il faut environ quatre particules par fenêtre d'interrogation pour obtenir une bonne mesure (cf. plus loin).

• **Calibration des champs** Pour la calibration des champs, une mire est utilisée pour convertir les vitesses des champs de pixels/temps en m/s. Elle est constituée d'un support qui épouse parfaitement la corde du profil, sur lequel est collé une feuille de papier millimétré. Afin que toutes les images PIV soient positionnées par rapport à une même référence, avant chaque série de mesure une prise de vue de calibration est effectuée. Elle consiste à enregistrer une image de la mire avec les réglages de la mise au point de la caméra identiques à ceux de la mesure. La verticale de référence dans le référentiel de la soufflerie<sup>5</sup> est aussi enregistrée sur la même image, ce qui permet d'effectuer les réglages de positionnement du dispositif et de faciliter la calibration des champs après la mesure.

#### ▷ Calculs de corrélations

Ce traitement numérique consiste à repérer, pour chaque particule, la position qu'elle occupe à  $t_0 + \Delta t$  sur la deuxième image en connaissant sa position à  $t_0$  sur la première image. Il existe deux types de corrélations :

- auto-corrélation si les deux expositions sont superposées sur la même image,
- la corrélation croisée qui nécessite une et une seule exposition par image. C'est cette dernière qui est utilisée dans cette étude.

Le principe général du calcul des corrélations est le suivant : en notant  $\mathbf{d}$  le vecteur déplacement,  $I_1$  et  $I_2$  les intensités lumineuses transmises respectivement par les images 1 et 2, la fonction de corrélation  $C$  s'écrit :

$$C(\mathbf{d}) = \int I_1(x, y) I_2(x + d_x, y + d_y) d\Omega. \quad (2.1)$$

Le but est de localiser le pic de cette fonction de corrélation, c'est-à-dire déterminer la vitesse  $\mathbf{v} = \frac{\mathbf{d}}{\Delta t}$  qui maximise  $C$ .

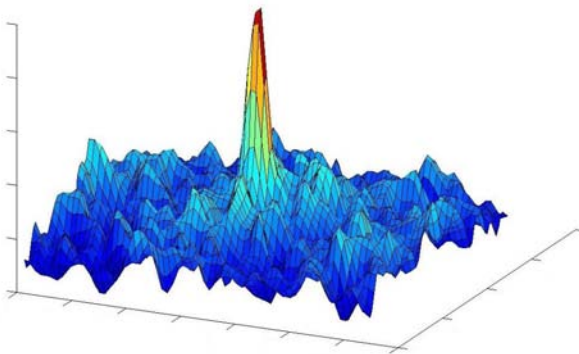


FIG. 2.7 – Pic de corrélation.

Sa valeur dépend d'une contribution liée au déplacement de particules et d'une contribution de bruit. La mesure est considérée non valide si la composante de déplacement est inférieure à la composante du bruit. Le pic de déplacement à l'intérieur de la fenêtre d'interrogation doit donc être le plus grand parmi un champ de pics aléatoire (Fig. 2.7). La discrétisation du capteur en pixels permet donc de localiser le pic pour une valeur entière du déplacement  $\mathbf{d}$ . Pour obtenir l'information avec une précision en-dessous du pixel, une interpolation par fonctions gaussiennes est utilisée.

<sup>5</sup>obtenue avec un fil à plomb

Dans les présentes présentes, les calculs de corrélation ont été effectués à l'aide du logiciel PIVIS développé à l'IMFT par le service «signaux et images». Il est basé sur une méthode de transformée de Fourier bidimensionnelle pour le calcul des corrélations. En effet, le calcul (2.1) se révèle être coûteux en temps du fait du nombre de points de discrétisation spatiale qu'il faut prendre en compte. Le principe est le suivant : la transformée de Fourier de  $I_1$  est multipliée par le complexe conjugué de  $I_2$  et le résultat est alors obtenu par transformée de Fourier inverse.

Le pic de corrélation qui détermine le déplacement d'une particule n'est pas infiniment étroit et sa largeur est supérieure à un pixel. Malgré l'utilisation de fonctions d'interpolation pour localiser le pic de corrélation, sa position a tendance à être estimée plus proche d'une valeur entière de pixel (Fig. 2.8). Ce phénomène est une source d'erreur dans la mesure PIV et porte le nom de «peak locking». Pour minimiser cette erreur, un calcul sub-pixel est utilisé pour approximer par une fonction gaussienne le maximum «réel» de la fonction de corrélation. L'algorithme développé par Maurel (2001) s'inspire des travaux de Lecordier *et al.* (2001) et est implémenté dans le logiciel PIVIS, avec un recouvrement de maille à 50 %. Le décalage de maille itératif a pour but de limiter la perte de particules dans le plan de mesure. Une première étape va déterminer le déplacement moyen en nombre entier de pixel des particules de la fenêtre d'interrogation, puis le pic de corrélation est centré par l'algorithme itératif.

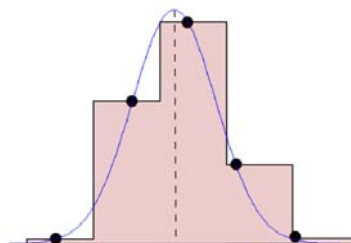


FIG. 2.8 – «Peak-locking».

## 1.6 Sources d'erreur

Il existe différentes sources d'erreur (systématiques et aléatoires) dans la technique de mesure par PIV. Dans les expériences présentes, une attention particulière a été portée sur les facteurs potentiels d'erreur qui suivent.

### ▷ Densité de l'ensemencement

L'ensemencement doit former un nuage de particules homogène. En effet, si il existe des «trous d'ensemencement», des parties du champ sont très mal corrélées, ce qui se traduit graphiquement par un pic de corrélation du déplacement noyé dans un champ de pics de bruit.

### ▷ Vibrations

La veine de la soufflerie S1 étant ouverte, bien que le flux soit très directif dans la zone de mesure il existe des détachements tourbillonnaires s'effectuant sur les bords de la veine, qui peuvent éventuellement venir impacter la nappe laser et la caméra. À cet effet, le laser est placé loin de l'écoulement et le bras optique, sur lequel repose les lentilles optiques, est contraint en deux points de son extrémité car il se trouve dans la partie haute de la veine où les vibrations ne sont pas négligeables. Avec ces précautions, la flèche en bout de bras du laser est très faible, car la position et l'épaisseur de la nappe laser sont stables pour les vitesses de soufflerie les plus grandes <sup>6</sup>.

### ▷ Réflexions

Les réflexions sont dues à l'impact de la nappe laser sur le profil et se manifestent par un trait lumineux de forte intensité de long de la corde<sup>7</sup>. Elles sont néfastes car une trop forte lumière peut venir saturer les pixels du capteur qui la reçoivent. Pour cela les réglages du positionnement de la caméra se font à une intensité de laser plus faible et le champ d'observation est ajusté de manière arasante au profil afin de masquer la réflexion. De plus, la présence de réflexions résiduelles, dues par exemple aux réflexions

<sup>6</sup>Ces paramètres sont contrôlés en mesurant la dispersion de la nappe sur une bande de papier optique qui a la propriété de laisser la trace du laser sur sa surface.

<sup>7</sup>La photo de la figure 2.6 est pour cette raison prise par en-dessous pour éviter cette réflexion sur le capteur de l'appareil.

du laser sur les parties métalliques de la veine, peut générer des vecteurs faux en illuminant les pixels de manière continue et perturbant ainsi le calcul de corrélation.

### ▷ Parallaxe

La caméra étant placée de manière la plus arasante possible à la paroi, le côté du profil a tendance à masquer une petite zone près de la paroi. Toutefois, ce n'est pas extrêmement pénalisant puisque la mesure dans cette zone inférieure à 1 mm d'altitude par rapport à la paroi est polluée par les réflexions de la nappe laser, et donc inutilisable pour la mesure. L'information ainsi non mesurée dans cette zone est de l'ordre de 2 mm au dessus de la paroi pour le cas de la plaque plane et un peu plus grande pour le cas de l'aile ONERA-D, 5 mm en raison de la courbure du profil (cf. chapitre 3 pour la description des expériences).

### ▷ Estimation de l'erreur globale et correction des vecteurs faux

Il est difficile d'estimer de manière rigoureuse l'erreur totale commise sur la mesure PIV, en prenant en compte la totalité des sources d'erreur potentielles. En effet, dans le cas d'une couche limite décollée, l'erreur globale est supérieure à celle obtenue dans le cas d'un écoulement non décollé car les phénomènes tourbillonnaires rendent les calculs de corrélation plus difficiles à converger. De plus, dans la région décollée contenant des zones de forte vorticité, le bruit aléatoire peut augmenter notablement, et des particules peuvent éventuellement s'échapper des fenêtres d'interrogation, malgré la technique de recouvrement de mailles utilisée ici. Ceci a pour effet d'introduire dans ces zones d'écoulement des erreurs d'estimation du déplacement des particules de l'ordre de quelques pixels.

Une estimation de l'erreur totale de la mesure PIV (incertitude de mesure, erreur numérique du calcul de corélation) par la somme des différentes contributions est souvent maximisée car les différentes erreurs peuvent éventuellement se compenser. En effet, il est impossible de mener un calcul d'erreur rigoureux en effectuant une somme algébrique des différentes contributions mises en jeu. Dans la pratique des expériences de la présente étude, une bonne reproductibilité des mesures est toutefois observée dans la grande majorité des mesures réalisées. La dispersion des valeurs sur la norme de la vitesse conduit, dans le cas décollé par exemple (pour un angle d'attaque de  $16^\circ$  et un nombre de Reynolds de  $4,6 \cdot 10^5$ ), à une estimation de l'erreur totale inférieure à 8%,   la suite d'un calcul de cor lations itératif subpixel. Pour un écoulement non décollé, cette estimation est pratiquement réduite de moitié (inférieure à 5%).

Au terme du calcul de corélation, les champs de vitesse présentent donc inévitablement des vecteurs faux (Fig. 2.9). Pour les traiter (notamment en vue d'une exploitation dans le cadre de la POD), les normes des vecteurs vitesse supérieures à un certain seuil sont considérées comme fausses, le seuil étant déterminé en fonction de la vitesse de soufflerie. Par exemple, ce seuil est égal à 30 m/s pour une vitesse de soufflerie de 25 m/s, soit une valeur 20% supérieure à la vitesse de l'écoulement amont. La valeur des vecteurs faux est ensuite interpolée par une méthode de moyenne glissante qui consiste à calculer la moyenne des huit vecteurs adjacents   la fenêtre d'interrogation considérée. Cependant, cette moyenne a pour effet de lisser les zones de forts gradients de vitesse, telles que la frontière entre l'écoulement potentiel et la zone de décollement. Pour diminuer cette perte d'information liée au lissage, les fenêtres d'interrogation sont choisies de taille très petite par rapport au champ total. Dans le cas du profil d'aile ONERA-D des mailles de dimensions  $16 \times 16$  pixels pour un champ total de  $2400 \times 2400$  pixels introduisent une erreur de lissage de l'ordre de 0,01%, qui reste négligeable sur l'estimation d'un champ total instantané. Cette étape rajoutant une contribution à l'erreur totale, demeure cependant nécessaire pour un post-traitement ultérieur, notamment par la POD<sup>8</sup>, comme il sera vu plus loin, aux chapitres 3 et 4.

<sup>8</sup>En effet la présence de ce type de vecteurs faux générant un bruit dans les champs instantanés peut éventuellement introduire des erreurs dans les post-traitements POD de la suite du mémoire, qui sont basés sur les champs de vitesse instantanés

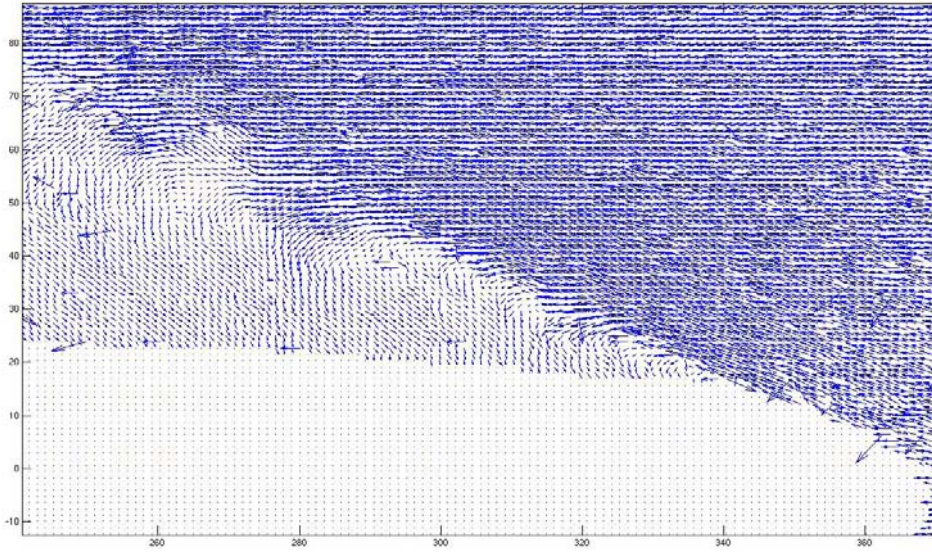


FIG. 2.9 – Exemple de champs bruts obtenus après calculs des corrélations (l'écoulement se fait de la droite vers la gauche).

## 2 Simulations numériques

Pour obtenir les champs de vitesse bidimensionnels autour d'un cylindre circulaire et d'un profil d'aile, différents codes ont été utilisés en tant qu'outils d'expérimentation numériques, permettant ainsi de générer des bases POD et des modèles d'ordre réduit.

### 2.1 Simulation de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à $Re = 200$

Dans le cadre de cette configuration d'étude, le code DNS ICARE développé à l'IMFT, a été utilisé<sup>9</sup>. Il est écrit en langage MATLAB, ce qui a facilité son couplage avec les différents développements numériques de ce travail de thèse (tous écrits en MATLAB). Le principe de résolution des équations de Navier-Stokes par le code ICARE (version éléments finis) est brièvement exposé ci-dessous.

Soit  $\mathbf{u}(x, y, t)$  la vitesse bidimensionnelle et  $p = p(x, y, t)$  la pression, après adimensionnement les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{grad}(\mathbf{u}) \cdot \mathbf{u} = -\mathbf{grad}(p) + \frac{1}{Re} \Delta(\mathbf{u}) \end{cases} \quad (2.2)$$

#### ▷ Discrétisation en temps

Elle se fait à l'aide d'un schéma prédicteur-correcteur développé par Braza (1981). Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer à Braza (1986).

• **Prédiction :** le champ prédit  $\mathbf{u}^*$  est déterminé par le schéma :

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}^* \otimes \mathbf{u}^n) = -\nabla p^n + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{u}^*. \quad (2.3)$$

<sup>9</sup>Aucun développement supplémentaire n'a été effectué sur le code source.

- **Détermination de la fonction potentielle auxiliaire  $\Phi$**  : L'équation de Poisson permet alors de connaître la fonction  $\Phi$  par :

$$\Delta\Phi = \nabla \cdot \mathbf{u}^*. \quad (2.4)$$

- **Correction**  $\mathbf{u}^{n+1}$  et  $p^{(n+1)}$  sont alors corrigés par :  $\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^* - \nabla\Phi$  et  $p^{n+1} = p^n + \frac{\Phi}{\Delta t}$ .

#### ▷ Discrétisation en espace

Elle se fait par une approximation en éléments finis et le maillage est triangulaire de type Delaunay, format aisément manipulable sous MATLAB<sup>10</sup>. Un maillage multibloc utilisé et validé lors d'études précédentes sur le cylindre a été choisi pour la configuration d'étude du présent travail. La projection des équations du schéma prédicteur-correcteur sur les éléments finis du maillage donne les solutions de  $\mathbf{u}$  et de  $p$  au pas suivant.

Ce code a été validé avec des résultats expérimentaux pour des cas similaires à la configuration qui concerne cette étude (Braza *et al.*, 1986).

## 2.2 Simulation de l'écoulement autour d'un profil d'aile à $R_e = 5000$

Pour calculer les solutions numériques de l'écoulement décollé autour d'un profil NACA12 à  $R_e = 5000$  et un angle d'attaque de  $17^\circ$ , le code commercial FLUENT a été utilisé.

#### ▷ Maillage

Afin de réaliser une DNS, un maillage suffisamment raffiné a été réalisé avec le logiciel GRIDGEN. Bien que plus difficile à mettre en œuvre dans le cas d'un profil d'aile, un maillage monobloc a été préféré à un maillage multibloc. En effet, comme il sera vu dans la suite du mémoire, il est nécessaire, pour la POD par exemple, de travailler sur une matrice unique décrivant l'espace, de manière à en extraire les éléments propres. Cependant, il est possible de travailler avec un maillage comportant plusieurs sous-blocs en réalisant une interpolation de chaque élément sur un maillage cartésien, de manière à se ramener à une matrice unique (cette opération a été mise en œuvre dans le cas de la simulation DNS autour du cylindre en utilisant un schéma d'interpolation cubique<sup>11</sup>).

Le logiciel GRIDGEN, particulièrement adapté à la génération de maillages monoblocs de ce type, a permis d'obtenir une bonne orthogonalité des mailles à la paroi ainsi que d'améliorer le rapport d'aspect des mailles dans la zone proche du profil, grâce à des algorithmes paramétrables implémentés dans le logiciel. Au final, le maillage en C de 35979 éléments représenté sur la figure 2.10 a été utilisé pour la simulation. Un autre maillage a aussi été testé (multibloc) afin de vérifier l'indépendance de la solution par rapport au maillage à  $R_e = 5000$ . Les différences minimales constatées sur la position instantanée des tourbillons de sillage ainsi que l'évolution instationnaire du nombre de Strouhal ont conduit à valider le maillage utilisé (Fig. 2.10).

#### ▷ Résolution

Le logiciel FLUENT, en version bidimensionnelle double précision (2ddp) et instationnaire a été mis en œuvre. La résolution par DNS (aucun modèle de turbulence n'a été utilisé) donne une solution convergée au bout de quelques heures. Ce type de simulation sous FLUENT, est validé assez bien documenté, notamment dans le guide d'utilisation du logiciel. Un exemple de champ de vitesse vertical obtenu est représenté sur la figure 2.11. Le sillage est simulé afin de prendre en compte l'alternance tourbillonnaire induite par la présence du profil.

<sup>10</sup>grâce à la «toolbox Partial Differential Equations»

<sup>11</sup>Toutefois, l'erreur engendrée par cette opération ainsi que la dégradation de la finesse du maillage à laquelle elle est associée n'influence pas la précision du calcul des premiers modes de la décomposition POD (calculés par la suite), qui sont les plus énergétiques et associés aux plus grandes échelles.

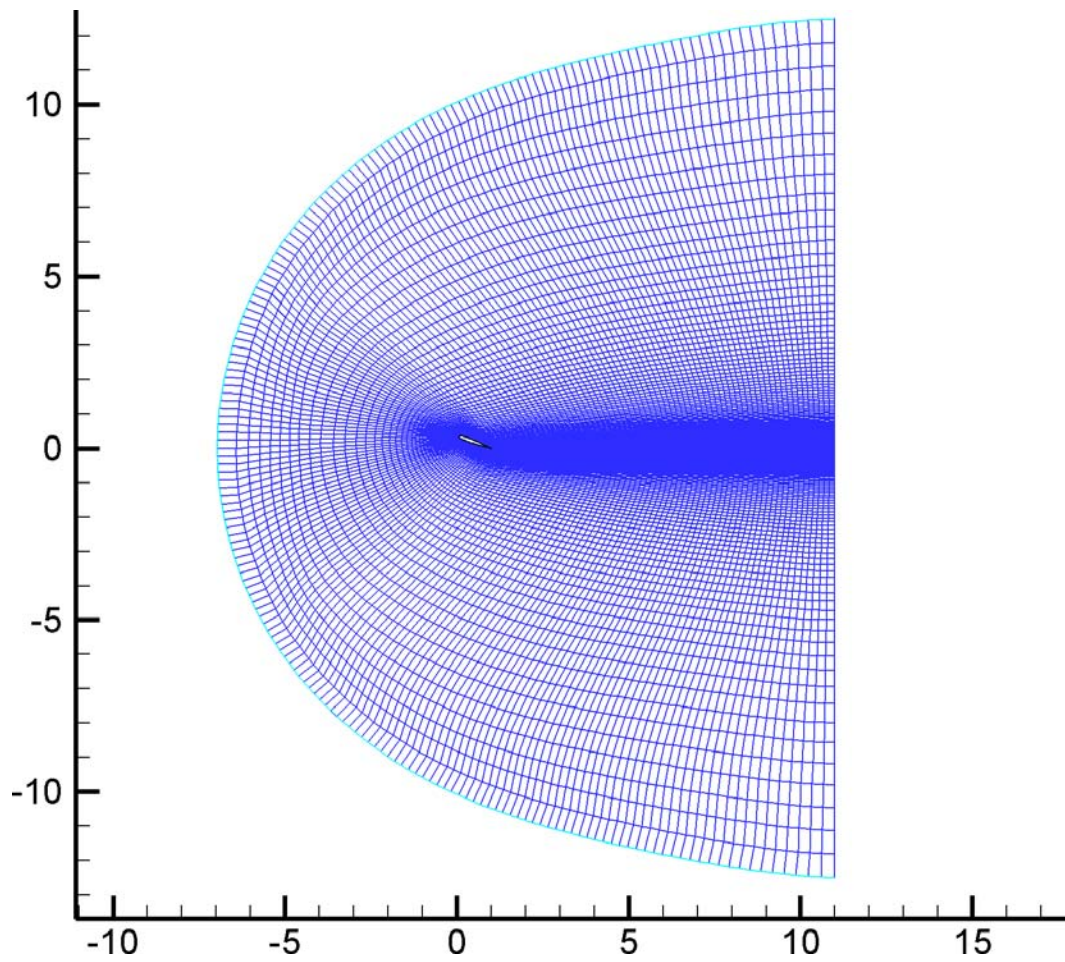


FIG. 2.10 – Maillage monobloc du profil NACA12 généré par GRIDGEN.

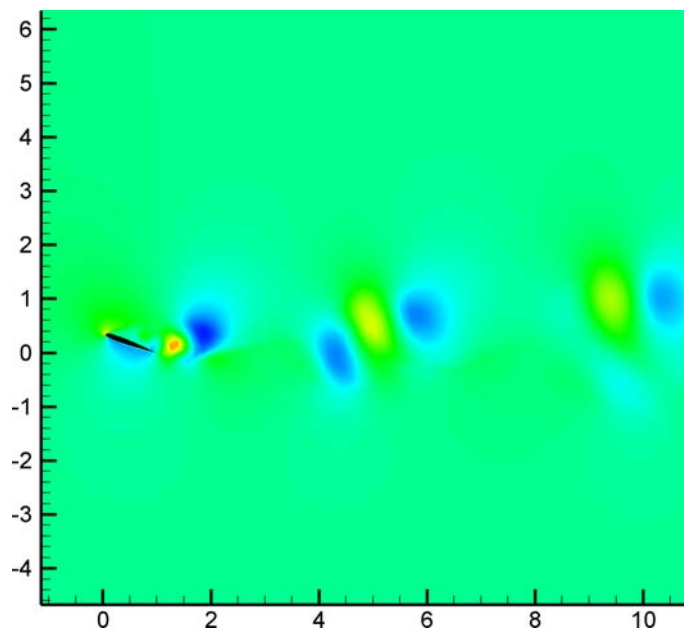


FIG. 2.11 – Exemple de champ instantané de la vitesse verticale autour du profil NACA12 à  $R_e = 5000$  simulé par FLUENT.

### 3 Décomposition orthogonale en modes propres (POD)

La POD a constitué un outil déterminant développé et utilisé dans le cadre de la thèse, aussi bien comme un moyen efficace d'extraction de structures cohérentes à partir de données numériques et expérimentales, que pour la création d'une base de fonctions servant à la construction d'un modèle d'ordre réduit.

Historiquement, Lumley (1967) l'introduit dans le but d'extraire les structures cohérentes d'un écoulement turbulent. Elles sont alors définies comme la plus grande projection, au sens des moindres carrés, sur le champ de vitesse. Comme cela sera détaillé au prochain paragraphe, le calcul de ces structures cohérentes donne lieu à la résolution d'un problème aux valeurs propres. La POD est utilisée de manière extensive dans le domaine de la mécanique des fluides (Sirovich, 1987; Rempfer, 1996; Ukeiley *et al.*, 2001). Des études de référence telles que la thèse de Delville (1995) ou la revue de Cordier et Bergmann (2002) procurent une présentation complète de la technique.

Dans ce qui suit, la POD est présentée sous l'angle de la compression d'informations, en partant du principe mathématique qui est à sa source.

#### 3.1 Définition de la matrice des snapshots A

Cette définition, bien que formelle va permettre de simplifier la suite du développement qui y fait référence dans la suite du mémoire.

Soit un système possédant  $N_v$  variables indépendantes (vitesse, pression, masse volumique, etc...). Pour chaque valeur de  $N_p$  paramètres de contrôle, elles sont mesurées ou calculées dans une base réduite qui définit l'espace de discrétisation :  $N_X$  points en espace ( $N_X = N_x \times N_y \times N_z$  dans le cas d'une DNS 3D par exemple) et  $N_t$  points en temps.

Un jeu de *snapshots*<sup>12</sup> est stocké dans la *matrice des snapshots*  $A \in \mathbb{R}^{N_X \times N_v \times N_t \times N_p}$  qui représente les solutions des  $N_v$  variables d'état correspondant à  $N_p$  valeurs de paramètres de contrôle, chaque solution discrétisée en espace et en temps ayant pour dimension  $N_X \times N_t$  (Fig. 2.12).

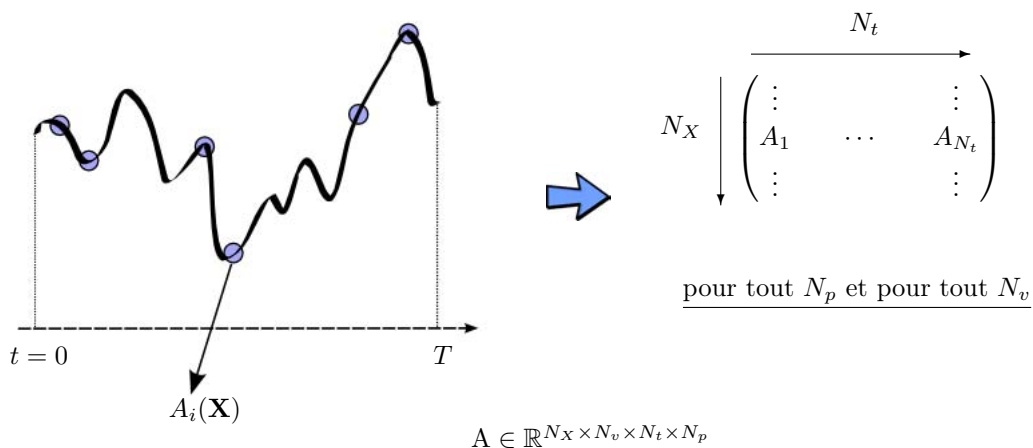


FIG. 2.12 – Obtention de la matrice des snapshots A.

<sup>12</sup>Un snapshot, pouvant se traduire en français par «cliché» correspond à une réalisation de l'écoulement, mesurée ou simulée. Dans la suite de la thèse, le terme anglais sera préféré.

### 3.2 Compression d'informations

#### La décomposition en valeurs singulières - SVD

Soit  $A$  une matrice de dimensions  $N_X \times N_t$ . La *Singular Value Decomposition* (SVD) permet d'exprimer  $A$  sous la forme :

$$A = USV^T. \tag{2.5}$$

- $U$  est de dimensions  $N_X \times N_X$  et  $V$  de dimensions  $N_t \times N_t$ .
- $S$  est une matrice diagonale de termes réels  $\sigma_i$ , positifs ou nuls appelés les valeurs singulières de  $A$ .
- $U$  et  $V$  sont orthogonales. La SVD s'écrit donc aussi  $AV = US$ .
- Le rang de  $A$  est égal au nombre de valeurs singulières non nulles.

Cette décomposition, qui est valable quelle que soit la matrice  $A$ , est utilisée dans des secteurs scientifiques très variés et il est intéressant pour la compréhension des nombreuses applications qui en découlent d'en avoir une vision géométrique. La matrice  $A$  est donc géométriquement une transformation linéaire qui envoie l'espace de dimension  $N_t$  sur l'espace de dimension  $N_X$ . Par exemple, l'action de  $A$  sur la spirale cible bleue de la figure 2.13 donne la spirale représentée en rouge. L'action de la matrice  $A$  peut se décomposer en trois transformations élémentaires, représentées sur le figure 2.13 :

- une rotation du repère initial vers un repère *adapté* dont les axes représentent les directions propres de la cible, qui est l'action de la matrice  $V$ ,
- une dilatation (ou une contraction suivant le signe de la valeur singulière) dans chacune des directions propres<sup>13</sup>.
- une deuxième rotation pour revenir au repère initial.

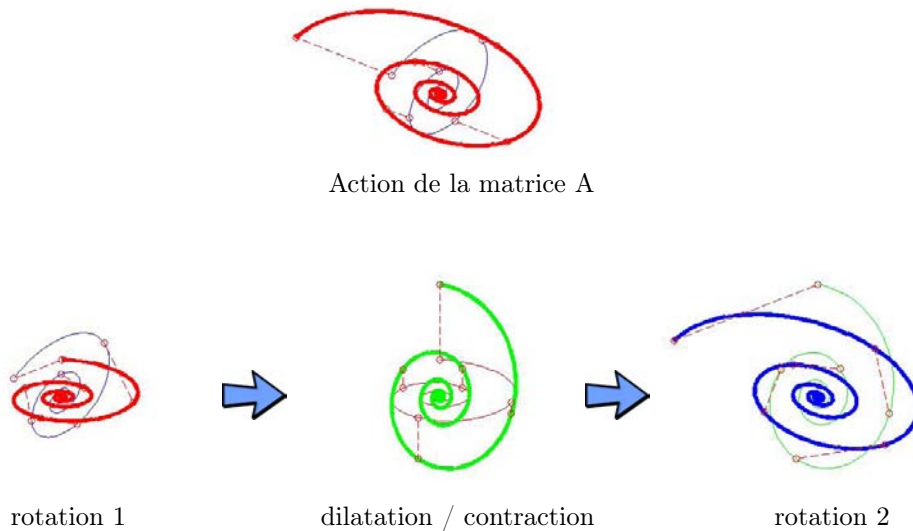


FIG. 2.13 – Interprétation géométrique de la SVD.

#### Compression d'informations

Cette décomposition se révèle très utile pour compresser l'information ou en d'autres termes, extraire l'information la plus pertinente d'une matrice de données  $A$ . Cela se traduit en termes mathématiques par la recherche d'une matrice  $\tilde{A}$  telle que la norme de  $A - \tilde{A}$  soit minimale et que  $\tilde{A}$  soit de rang inférieur à  $A$  (Bergmann, 2004). La norme utilisée est la norme de Frobenius  $\|A - \tilde{A}\|_F$  qui représente la racine

<sup>13</sup>Lorsqu'une valeur singulière est nulle, cela revient à réduire à zéro une dimension, *i.e.* effectuer une projection sur cette dimension.



- Les valeurs propres  $\lambda_i$  des matrices carrés symétriques  $A^T A$  et  $AA^T$  sont égales aux carrés des valeurs singulières  $\sigma_i$  de  $A$ .
- Les colonnes de  $U$  représentent les vecteurs propres de  $AA^T$ .
- Les colonnes de  $V$  représentent les vecteurs propres de  $A^T A$ .

Si  $A$  est la matrice des snapshots définie au §3.1, les matrices  $A^T A$  ou  $AA^T$ , respectivement de dimensions  $N_t \times N_t$  et  $N_X \times N_X$  représentent les corrélations en temps et en espace de la grandeur considérée. Dans les cas où  $N_X \gg N_t$ , *i.e.* où la discrétisation spatiale est bien plus importante que la discrétisation temporelle, ce qui est souvent le cas (champs PIV, champs issus de simulations numériques), la matrice  $A^T A$  (de dimensions  $N_t \times N_t$ ) est beaucoup moins grande que  $AA^T$  (de dimensions  $N_X \times N_X$ ). Il est par conséquent plus intéressant en terme de rapidité de calcul d'effectuer la décomposition en éléments propres de  $A^T A$ . Dans la suite, on utilisera cette approche consistant à d'abord déterminer les vecteurs singuliers droits  $V$  qui prend le nom de méthode des snapshots dans le cas de la POD (Sirovich, 1987), par opposition à la méthode classique qui est basée sur  $AA^T$ . Les vecteurs singuliers gauche  $U$  sont ensuite déduits par la relation  $U = S^{-1}AV$ , donnant ainsi les fonctions de base  $\Phi$ .

*En appliquant le concept de la SVD à une matrice de snapshots  $A$  définie dans un espace  $\mathcal{E}$  de dimensions  $N_X \times N_t$ , il est donc possible de déterminer une base de fonctions  $\Phi_i$ ,  $i = 1 \dots K$ , qui définissent un sous espace  $\mathcal{R}_K$  de dimension réduite  $K$  dans lequel toute redondance d'information de la matrice de snapshots  $A$  est éliminée.*

$\mathcal{R}_K$  extrait donc l'information la plus pertinente de  $\mathcal{E}$  en un minimum de  $K$  dimensions.

Ce concept est précisément l'outil nécessaire à la modélisation de dimension réduite. Il est à la source de méthodes de compressions d'informations utilisées dans des domaines variés telles que l'analyse en composantes principales (ACP) en statistiques ou la décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) utilisée en mécanique des fluides et présentée dans le paragraphe suivant.

### Décomposition orthogonale aux Valeurs Propres - POD

On se propose d'extraire l'information pertinente de la matrice des snapshots  $A$  définie au §3.1. Dans le cadre de la mécanique des fluides, et tel que défini par Berkooz *et al.* (1993a) ou Delville *et al.* (1999), la POD est un outil de traitement de données qui permet d'extraire les structures cohérentes d'un écoulement. Cette approche permet en outre d'aborder la définition d'une structure cohérente (comme mentionné au chapitre 1) sous l'angle de la corrélation spatio-temporelle. La POD en donc est un moyen de mise en évidence, *i.e.* la POD extrait le snapshot qui possède la plus grande projection en moyenne sur l'ensemble des snapshots.

Mathématiquement, une grandeur caractéristique  $\mathbf{V}(X, T)$  de l'écoulement, est *approximée* par une somme finie de fonctions de base  $\Phi(X)$  orthonormées et pondérées par des coefficients temporels  $a_i(t)$ , au même titre qu'une décomposition de Fourier :

$$\mathbf{V}(X, t) = \sum_{i=1}^N a_i(t) \Phi_i(X). \quad (2.9)$$

Il faut donc rechercher les fonctions  $\Phi$  qui possèdent au sens des moindres carrés la plus grande projection en moyenne sur les observations, *i.e.* qui satisfont la maximisation suivante :

$$\max_{\Phi} \frac{\langle |(\mathbf{u}, \Phi)|^2 \rangle}{\|\Phi\|^2}. \quad (2.10)$$

La division par  $\|\Phi\|^2$  permet d'isoler l'effet de l'amplitude et ainsi de prendre en compte seulement la corrélation de  $\Phi$  avec les observations. On impose aussi  $\Phi \in \mathcal{L}^2$ , *i.e.*  $\Phi$  est de carré intégrable, ce

qui revient à considérer des fonctions à énergie cinétique finie (ce qui est le cas de toutes les grandeurs mesurées).

$(.,.)$  représente le produit scalaire canonique sur  $L^2$  et  $\|\cdot\|$  sa norme associée. L'opérateur de moyenne  $\langle \cdot \rangle$  sera défini plus loin. On peut montrer que ce problème de maximisation admet une solution égale à la plus grande valeur propre du problème suivant (Bergmann (2004)) :

$$\int_{\Omega} R_{ij}(X, X') \Phi_j^{(n)}(X') dX' = \lambda^{(n)} \Phi_i^{(n)} \quad n = 1 \dots N_{POD}, \quad (2.11)$$

où  $R(X, X') = \langle \mathbf{V}(X) \mathbf{V}(X') \rangle$  désigne le tenseur des corrélations en deux points. Les fonctions de base POD sont donc les vecteurs propres du tenseur des corrélations  $R$ , ce qui est à relier avec les éléments propres des matrices  $A^T A$  et  $AA^T$  du §3.2<sup>15</sup>. Dans le cadre de la thèse, la méthode des snapshots introduite par Sirovich (1987) est utilisée et le calcul des modes POD se fait donc en déterminant d'abord les vecteurs singuliers droits de  $A$ . L'opérateur de moyenne étant alors la moyenne en espace  $\langle \cdot \rangle = \int_{\Omega} \cdot dx$ , le tenseur des corrélations de dimensions  $N_t \times N_t$  s'écrit alors :

$$C(t, t') = \frac{1}{T} \int_{\Omega} \mathbf{V}(X, t) \mathbf{V}(X, t') dX. \quad (2.12)$$

Les  $a^n(t)$  sont les vecteurs propres de  $C(t, t')$  :

$$\int_T C(t, t') a^{(n)}(t') dt' = \lambda^{(n)} a^{(n)}(t). \quad (2.13)$$

- La plupart du temps, l'intégrale en temps est remplacée par une somme discrète car les snapshots sont échantillonnés à intervalle régulier dans le temps.
- L'intégrale en espace s'exprime de façon discrète par  $\int_{\Omega} f(X) dX = \sum_i f(X_i) M_i$ , où  $A_i$  représente l'aire d'une maille de discrétisation élémentaire. Matriciellement, le calcul fait intervenir une matrice de masse  $M$  qui est diagonale et dont chaque élément représente l'aire de la maille correspondante. Dans le cas de champs issus de mesures PIV où le maillage est équiréparti, cette matrice est simplement omise (posée égale à la matrice identité).

### Propriétés des modes POD et choix du produit scalaire

L'opérateur de moyenne  $\langle \cdot \rangle$  est choisi en fonction de la méthode utilisée pour effectuer la POD : c'est la moyenne spatiale dans le cas de la méthode des snapshots.

Le produit scalaire choisi est le produit scalaire  $L^2$  canonique :  $(f, g) = \int_{\Omega} f'g dx = f'Mg$ ,  $M$  étant la matrice de masse. La norme associée  $\|u\|^2 = (u, u)$  est donc liée à l'énergie cinétique, proportionnelle à cette norme. De plus  $L^2$  est l'espace de Hilbert des fonctions de carrés intégrables, ce qui en fait un espace tout désigné pour des problèmes d'écoulements de fluides (grandeurs à énergie finie).

La base a les propriétés suivantes :

- On impose que les fonctions spatiales  $\Phi_i$  soient orthonormées :  $(\Phi_i, \Phi_j) = \delta_{ij}$ .
- les modes propres temporels sont orthonormés  $\frac{1}{T} \int_T a_i(t) a_j'(t) dt = \lambda_i \delta_{ij}$ .

Selon la méthode des snapshots, les fonctions  $\Phi$  sont une combinaison linéaire des snapshots. En conséquence, les propriétés linéaires et homogènes d'une variable d'état de l'écoulement sont vérifiées également pour les fonctions spatiales. Ainsi, des conditions aux limites de Dirichlet homogènes ou des conditions d'incompressibilité sont portables aux fonctions de base  $\Phi$ . Dans certains cas, il convient toutefois d'adapter la décomposition pour se placer dans des cas de conditions aux limites homogènes :

<sup>15</sup>Notons qu'en statistique le traitement d'un tableau de données par Analyse en Composantes Principales s'écrit de la même façon mais sans l'intégrale en espace. En effet, dans le cas de la mécanique des fluides, cette intégrale va prendre en compte le type de maillage utilisé pour la discrétisation par l'intermédiaire d'une matrice de masse qui va pondérer chaque maille en fonction de sa géométrie.

- Si le problème a des conditions aux limites homogènes, la décomposition  $\tilde{\mathbf{u}}(X, t) = \sum_{i=1}^K a_i(t) \Phi(\mathbf{X})$  est utilisée.
- Si le problème a des conditions aux limites non homogènes mais indépendantes du temps, la décomposition  $\tilde{\mathbf{u}}(x, t) = \mathbf{u}_m(X) + \sum_{i=1}^K a_i(t) \Phi(\mathbf{x})$  est adoptée.
- Si le problème a des conditions aux limites non homogènes et dépendantes du temps, la décomposition  $\tilde{\mathbf{u}}(x, t) = \mathbf{u}_m(X) + \gamma(t) \mathbf{u}_c(X) \sum_{i=1}^K a_i(t) \Phi(\mathbf{x})$  est préférée, où  $\mathbf{u}_c$  est une «fonction de contrôle» (se référer aux travaux de [Graham \*et al.\* \(1999a\)](#) ou de [Bergmann \*et al.\* \(2005\)](#) pour plus de détails).

Dans tous les cas, il est donc possible de se ramener à des fonctions de base qui vérifient des conditions aux limites homogènes. Ceci constitue une propriété intéressante qui sera utile par la suite lors de la construction de modèles d'ordre réduit (cf. chapitre 4).

• **Construction numérique de la base POD** En utilisant la méthode des snapshots, le codage se fait en quelques lignes avec le logiciel MATLAB<sup>16</sup> :

1. Construction de la matrice des snapshots  $A$  à partir des données expérimentales ou numériques suivant la convention définie au §3.1.
2. Construction de la matrice des corrélations  $C = \frac{1}{N_t} A^T M A$ ,  $M$  étant la matrice de masse relative au maillage.
3. Calcul des éléments propres  $a_i(t)$  et  $\lambda_i$  à l'aide de la routine `eig`.
4. Calcul des  $\Phi$  à partir des vecteurs propres temporels par projection :  $\Phi_i(X) = A^T a_i(t)$ .

### 3.3 Application

Ce paragraphe est une brève illustration de la technique de compression d'informations utilisée. Le cas de la compression d'image est d'abord présenté car il est très explicite.

#### ▷ Cas où $A$ est d'ordre 2 : compression d'une image

En respectant les conventions de la matrice  $A$  définie au §3.1, une image peut être décrite de façon générale par une fonction qui attribue une valeur à chaque pixel d'une image de dimension  $N_X \times N_t$ . Cette valeur peut être soit un scalaire dans le cas où l'image est décrite par des niveaux de gris (ou une luminosité), soit un vecteur dans le cas où l'image est décrite dans un espace des couleurs à  $N_v$  dimensions<sup>17</sup>.

L'objectif est de supprimer la redondance d'informations entre les colonnes de l'image et d'extraire des vecteurs propres qui ont la dimension des colonnes de la matrice. Sur l'exemple de la figure 2.14, le spectre des valeurs propres  $\lambda_i$  décroît très rapidement, car une grande partie des informations est contenue dans les premiers modes. En effet, la prise en compte de 30 modes permet de fournir une approximation très correcte de l'image originale, ce qui montre l'importance du rang de la matrice des corrélations : les vecteurs colonnes sont très corrélés entre eux, ce qui rend la compression d'informations efficace. Pour des images où les couleurs sont réparties de façon plus inhomogènes, *i.e.* les vecteurs colonnes de la matrice de corrélation sont peu corrélés entre eux, il est nécessaire de prendre en compte un grand nombre de modes pour une reconstruction correcte.

<sup>16</sup>Les performances de ce langage de programmation sont comparables à celles d'un langage de programmation non interprété tel que le C++ ou le FORTRAN, dans la mesure où le codage est vectorisé au maximum et les routines natives de MATLAB sont préférées à une programmation itérative.

<sup>17</sup>par exemple  $N_v = 3$  dans le cas d'un codage tri-chrome rouge-vert-bleu (RGB) ou  $N_v = 4$  dans le cas d'une quadrichromie cyan-magenta-jaune-noir (CMYK).

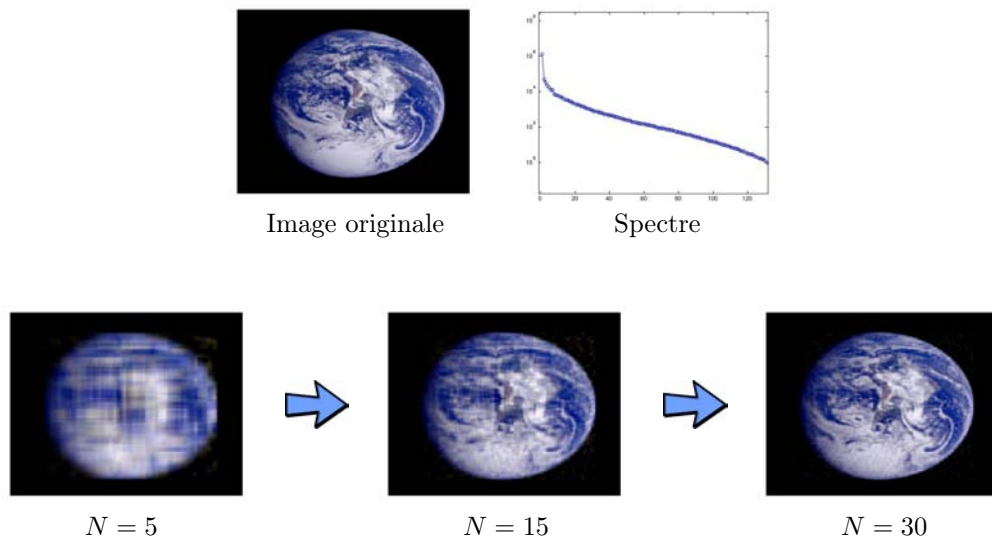


FIG. 2.14 – Compression d'image.

#### Remarque sur les formats de compression multimédia

La transformée en cosinus discret est utilisée dans la compression d'image au format JPEG et de films au format MPEG, en utilisant le fait que l'information est essentiellement portée par les coefficients basses fréquences. L'intérêt de cette transformation est que seul un petit nombre de coefficients sont non-nuls, et peuvent être utilisés pour reconstruire l'image par transformée inverse lors de la décompression. A l'instar de la compression par SVD, l'allègement vient de la suppression des coefficients nuls ou proches de zéro. Au niveau des média sonores, les formats MP3 ou Ogg-Vorbis utilisent une version modifiée de cette technique.

Comme le montrent [Berkooz et al. \(1993a\)](#), il est possible de faire un parallèle entre la POD et la décomposition en séries de Fourier. En effet, dans le cas de directions spatiales homogènes (constantes ou périodiques), les fonctions de base sont de la forme  $e^{2i\pi t/T}$  et la décomposition en séries de Fourier est équivalente à la POD.

#### ▷ Cas où $A$ est d'ordre 3 : compression d'un jeu de snapshots échantillonnés dans le temps

Ce cas correspond aux traitements de données qui seront effectués dans la suite de l'étude. Dans ce cas,  $N_X$  qui représente le nombre de points de discrétisation spatiale est égal à  $N_x \times N_y \times N_z$ , si les snapshots sont discrétisés dans les 3 directions de l'espace. La dimension  $N_t$  va alors être déterminante car de même que dans le cas de la compression d'image, le rang de la matrice des corrélations conditionne l'extraction efficace d'informations pertinentes. L'efficacité de la compression d'informations dans le cas d'une base de données PIV, ou DNS, est donc fonction de la corrélation temporelle des snapshots. Elle sera donc liée à l'échantillonnage en temps des snapshots et bien sûr au nombre de Reynolds qui va déterminer la rapidité du phénomène qui doit être capturé par l'ensemble des snapshots.



# Chapitre

# 3

## Contrôle expérimental

«La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne.  
La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.  
Rien n'est plus proche du vrai que le faux.»

Albert Einstein

### Aperçu

<b>1</b>	<b>Présentation de l'actionneur de soufflage par microjets</b>	<b>53</b>
<b>2</b>	<b>Effet sur le contrôle du décollement</b>	<b>55</b>
<b>3</b>	<b>Principe du contrôle</b>	<b>60</b>
<b>4</b>	<b>Mesures PIV</b>	<b>67</b>
<b>5</b>	<b>Conclusion sur le contrôle par microjets</b>	<b>74</b>
<b>6</b>	<b>Expériences de développement et d'analyse d'autres actionneurs</b>	<b>75</b>

Ce chapitre présente les études expérimentales menées sur le contrôle du décollement ou des caractéristiques de la couche limite. Une première expérience de contrôle par microjets à soufflage continu est tout d'abord présentée, les moyens d'investigation étant principalement des mesures PIV et des décompositions POD. Une autre expérience de contrôle est ensuite présentée et étudiée suivant la même méthodologie. Le but de cette deuxième expérience de contrôle est de réduire la traînée sur une plaque plane en manipulant les stries pariétales de couche limite.

## 1 Présentation de l'actionneur de soufflage par microjets

Le choix du type d'actionneur est sous-tendu par deux principes. Le premier est que pour étudier finement les propriétés physiques du contrôle du décollement, il est préférable d'utiliser un actionneur ayant un effet générique, dans le sens où les conclusions tirées de son étude peuvent être étendues à d'autres actionneurs et d'autres configurations. Le deuxième principe est que l'actionneur doit être conçu de manière à être implémenté sur une aile d'avion en vue d'applications industrielles. Dans cette optique, il doit induire peu de traînée parasite, être peu encombrant et avoir un poids relativement réduit, et son action doit être optimisée de façon à obtenir le meilleur rendement énergétique. Compte tenu de ces conditions, le choix s'est donc porté sur un système de contrôle appelé *microjets*, qui constitue un compromis respectant ces deux principes. Les résultats expérimentaux concernant les visualisations pariétales et les mesures de coefficients aérodynamiques du §2.3 ont été réalisées dans la soufflerie «Béton» de l'ENSMA (cf. chapitre 2), de même que la conception de l'actionneur en collaboration avec le LEA dans le cadre de l'EFFC1 et du GDR 2502 «Contrôle des décollements». Cette technique de contrôle a également été

développée en collaboration avec F.S. Alvi qui a réalisé de nombreuses études sur ce type d'actionneur et qui a contribué à son implémentation et à son étude sur le profil (Phalnikar *et al.*, 2001).

### 1.1 Instrumentation du profil d'aile

Le système de contrôle du décollement par microjets est installé à l'intérieur du profil ONERA D, grâce à un capot d'extrados amovible (Fig. 3.1a). C'est un profil symétrique de 0,35 m de corde. Le matériel nécessaire au fonctionnement des actionneurs est installé à l'intérieur du profil, dans la zone proche du bord d'attaque.

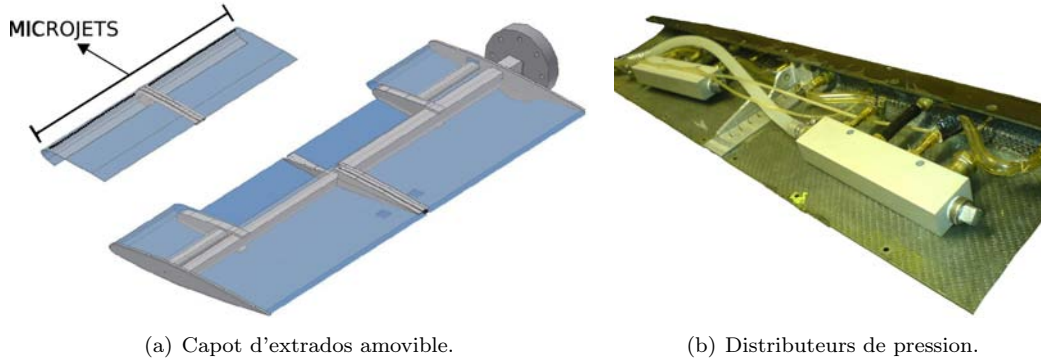


FIG. 3.1 – Instrumentation du profil d'aile ONERA D.

Le principe du contrôle est ici de produire un soufflage continu par l'intermédiaire de micro-orifices usinés dans le profil, au niveau de la zone de décollement. La partie de l'extrados amovible est percée de petits orifices de 0,4 mm de diamètre placés à 12 mm du bord d'attaque le long de l'envergure et juste avant le point de décollement de ce profil (soit une ligne de 82 trous espacés de 5 mm). Le soufflage est effectué perpendiculairement à la corde et la vitesse des jets est égale à la vitesse du son. La vitesse sonique est atteinte en raison de la section très petite des orifices et seulement 2 bars d'air comprimé sont nécessaires pour obtenir un tel soufflage. L'air comprimé injecté à l'intérieur du profil est dirigé vers une chambre de tranquillisation sous le bord d'attaque, et il est ensuite éjecté à la vitesse du son par les microjets.

En complément des mesures effectuées sur l'écoulement autour du profil, une couronne de prises de pression est installée sur le profil (Fig. 3.2). La distribution de pression autour de l'aile (intrados et extrados) peut ainsi être mesurée et comparée avec les mesures de coefficients aérodynamiques par la balance de pesée.

### 1.2 Dispositif de soufflage

Le système de soufflage est constitué de deux chambres de tranquillisation situées sous le bord d'attaque et percées des 82 micro-orifices, respectivement sur les parties gauche et droite de l'envergure. L'arrivée d'air comprimé est divisée en deux parties allant chacune vers une chambre de tranquillisation par l'intermédiaire de deux distributeurs de pression (Fig. 3.1b). La pression d'entrée est mesurée à l'aide d'un manodétendeur et la pression statique dans les chambres de tranquillisation est mesurée en quatre points de l'envergure, pour tester l'homogénéité du contrôle dans la chambre grâce à un manomètre électronique (Fig. 3.3). Dans cette configuration, l'orifice cylindrique des microjets joue le rôle de col entre l'écoulement de la chambre et l'écoulement extérieur et sera sonique pour une valeur suffisante de la différence de pression  $P_0 - P_\infty$ . L'écoulement étant isentropique dans l'orifice cylindrique, les abaques donnent pour un écoulement sonique  $M = 1$ ,  $\frac{P_j}{P_0} = 0,5283$  (se reporter à la figure 3.3 pour une illustration des différentes notations des pressions autour du profil). Jusqu'au blocage sonique, la pression  $P_j$

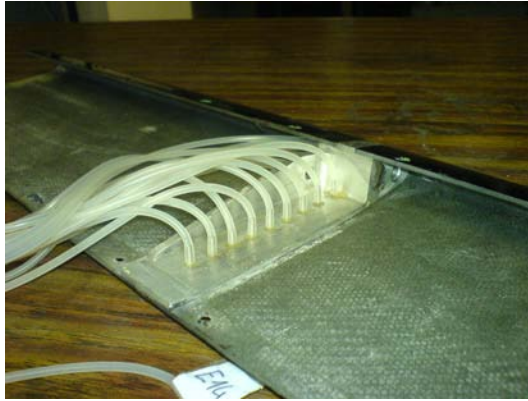


FIG. 3.2 – Prises de pression statique sur le capot amovible de bord d'attaque.

est égale à la pression  $P_e$  de l'écoulement potentiel au voisinage de l'orifice et pour atteindre une vitesse d'éjection sonique, il faut que  $P_0 \geq \frac{P_e}{0,5283}$ . La pression  $P_e$  varie selon l'incidence et est connue grâce aux distributions de  $C_p$  mesurées par les prises de pression statique. La pression la plus faible mesurée,  $P_{e_{min}} = 97 \cdot 10^3$  Pa, est obtenue pour une incidence de  $10^\circ$ , ce qui implique :

$$P_0 \geq 1,84 \text{ bars pour une vitesse d'éjection sonique.} \quad (3.1)$$

Le débit  $\dot{m}$  est donné par  $\dot{m} = \rho_j S_j V_j = P_j S_j M \sqrt{\frac{\gamma}{RT_j}}$ . La quantité de mouvement s'écrit donc  $\dot{m} V_j = P_j S_j M^2 \gamma$ , d'où si le col est sonique :

$$V_j = \frac{1}{\dot{m}} 0,5283 P_0 S_j \gamma. \quad (3.2)$$

Si le col n'est pas sonique (pression  $P_0$  inférieure à 1,84 bars) la vitesse d'éjection est alors donnée par :

$$V_j = \frac{1}{\dot{m}} P_e S_j M^2 \gamma. \quad (3.3)$$

Les valeurs de  $P_e$  et  $M$  sont déterminées à partir de tables isentropiques et le débit  $\dot{m}$  est calculé grâce à un débitmètre selon le principe exposé sur la figure 3.3. Une fois le seuil de la vitesse du son atteint, la vitesse n'augmente plus car un divergent est nécessaire pour passer en écoulement supersonique. On a donc un effet de blocage sonique très utile pour le contrôle, car il va permettre de fixer la vitesse pour une pression suffisante en entrée.

Sur la figure 3.4a, les débits calculés pour les deux cavités sont comparés avec le débit total mesuré à l'aide d'un débitmètre et montrent une bonne adéquation entre les deux approches. La figure 3.4b illustre le blocage sonique du contrôle avec des vitesses de sortie des microjets calculées pour les deux parties de la chambre de tranquillisation. Ainsi, pour une pression de contrôle égale à 2,5 bars, les vitesses des microjets sont identiques à droite et à gauche et le contrôle est homogène sur l'envergure du profil.

## 2 Effet sur le contrôle du décollement

### 2.1 Définition du coefficient de soufflage $C_\mu$

La littérature fournit selon les travaux des définitions très différentes du coefficient de soufflage. Il est parfois défini comme un rapport entre la vitesse de soufflage et la vitesse de soufflerie, un rapport de quantités de mouvement ou dans certains cas un rapport de pressions. Ce manque d'unification se révèle ainsi difficile à interpréter pour comparer les efficacités respectives des différentes techniques de

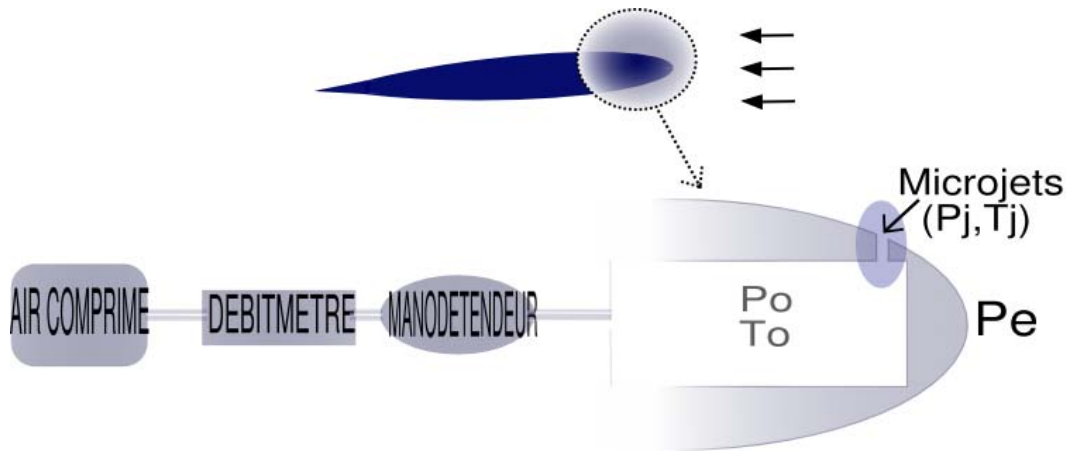


FIG. 3.3 – Caractérisation de l'actionneur par mesures de débit.

contrôle. De plus, cette définition est fondamentale car le coefficient de soufflage doit être représentatif de l'efficacité du contrôle. En d'autres termes, plus le coefficient de soufflage  $C_\mu$  est petit, moins le contrôle sera coûteux à mettre en œuvre, ce qui constitue la clé de voûte des problématiques industrielles pour le contrôle d'écoulement.

Dans ce qui suit, une définition est proposée où le coefficient  $C_\mu$  est construit sur un rapport de deux énergies. Le système considéré est un profil d'aile en incidence dans une configuration d'écoulement décollé. Un bilan simple permet de définir le  $C_\mu$  comme le rapport entre l'énergie apportée par le contrôle (les 82 microjets) et l'énergie apportée par l'écoulement amont (la soufflerie).

L'énergie apportée par l'actionneur s'écrit  $E_j = \frac{1}{2} \rho_j S_j l_j U_j^2$  avec :

- $\rho_j$  la masse volumique de l'air soufflé,
- $S_j$  la surface des 82 microjets de 0,4 mm de diamètre,
- $l_j$  une longueur caractéristique de l'épanouissement d'un microjet,
- $U_j$  la vitesse d'un microjet.

L'énergie apportée par l'écoulement amont s'écrit :  $E_\infty = \frac{1}{2} \rho_\infty S_\infty l_d U_\infty^2$  avec :

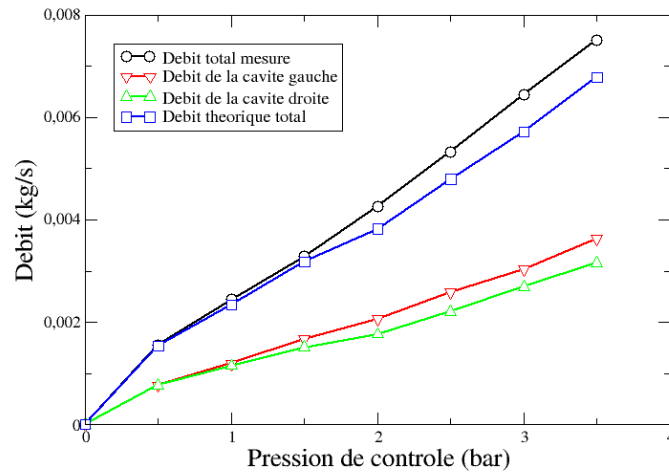
- $\rho_\infty \simeq \rho_j$ ,
- $S_\infty$  la surface portante,
- $l_d$  une longueur caractérisant l'épaisseur du décollement,
- $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement amont.

On peut considérer que la longueur de l'épanouissement du jet est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de couche limite décollée<sup>1</sup>. En considérant que  $l_j \simeq l_d$ , le coefficient de soufflage  $C_\mu$  s'écrit simplement sous la forme :

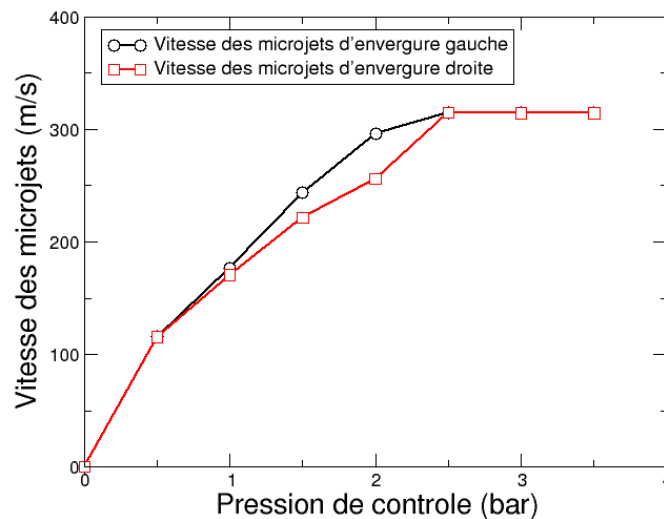
$$C_\mu = \frac{S_j}{S_\infty} \frac{U_j^2}{U_\infty^2}. \quad (3.4)$$

Ainsi, pour fixer un ordre de grandeur, dans un écoulement amont de 20 m/s et pour une vitesse de soufflage sonique pour chacun des 82 microjets, le coefficient de soufflage est de 0,9 %. Pour un actionneur qui serait constitué d'une fente de 0,4 mm au lieu des 82 microjets, le coefficient de soufflage serait de 13 %. Le gain d'efficacité est donc majeur en utilisant une configuration de microjets plutôt qu'une fente. Ainsi, bien que cela ne semble pas *a priori* intuitif, l'énergie apportée par les jets soniques est faible car, du fait de leur très faible section, la quantité de mouvement injectée est minimale et la vitesse de soufflage est très grande en raison d'un fort rétrécissement de la section de soufflage.

<sup>1</sup>Cette hypothèse peut être vérifiée qualitativement par le modèle empirique de trajectoire de jet présenté au §3 ou à partir des mesures de champs de vitesse PIV du §4.3.



(a) Comparaison entre le débit théorique et les mesures au débitmètre.



(b) Vitesse des microjets pour les deux moitiés de l'envergure du profil.

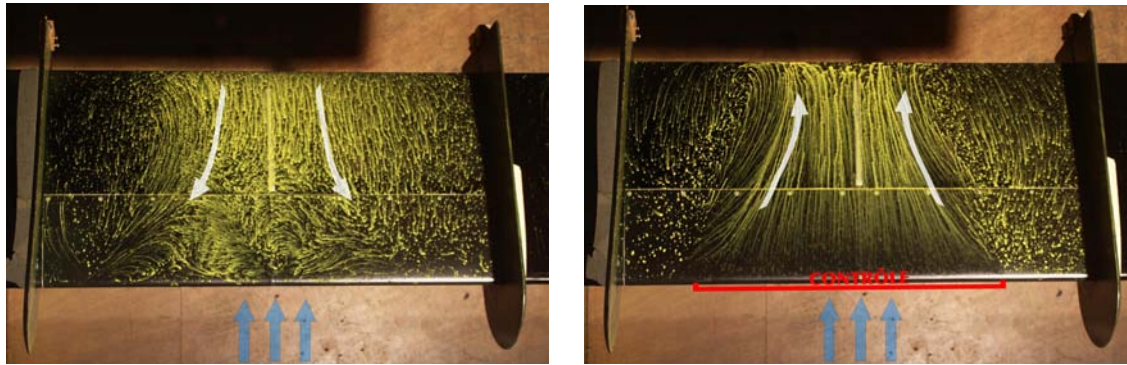
FIG. 3.4 – Caractérisation de la vitesse de soufflage des microjets.

## 2.2 Visualisations pariétales

Pour étudier l'effet de ces actionneurs de manière qualitative dans un premier temps, des visualisations pariétales sont réalisées afin de localiser les zones décollées et ainsi apprécier l'effet du contrôle sur le décollement.

La figure 3.5 montre l'effet des microjets à soufflage continu, pour une vitesse de soufflerie de 40 m/s, ce qui correspond à un coefficient de soufflage  $C_{\mu} = 0,2\%$ , selon la définition donnée ci-dessus. Lorsque la couche limite est décollée, les traceurs font apparaître sur la surface du profil un comportement désordonné (Fig. 3.5). En effet, comme il est mentionné au chapitre 2, les propriétés physico-chimiques

de l'enduit utilisé ne permettent pas de marquer les lignes de frottement dans les zones d'écoulement de retour. Cependant, cette visualisation apporte une information binaire sur la nature décollée ou non de la couche limite. Les lignes de frottement de la figure 3.5a traduisent la présence d'un écoulement décollé, contrastant avec les lignes de frottement très directives de la figure 3.5b, signe d'une couche limite non décollée en aval de la zone de contrôle qui représente environ 40% de l'envergure. Notons par ailleurs la présence d'effets tridimensionnels sur les bords, dûs à la présence des plaques de garde (Fig. 3.5b).



(a) Écoulement non contrôlé.

(b) Écoulement contrôlé par microjets.

FIG. 3.5 – Visualisations pariétales pour  $R_e = 0,93 \cdot 10^6$  et  $\alpha = 14^\circ$ .

### 2.3 Mesures des coefficients aérodynamiques globaux

Conjointement, les coefficients aérodynamiques  $C_z$ ,  $C_x$  et  $C_m$  mesurés par une balance<sup>2</sup> de pesée confirment de manière quantitative la suppression du décollement, notamment par des gains importants en portance au niveau de l'incidence de décrochage (Fig. 3.6). L'effet du contrôle est, comme prévu, fixé par le phénomène de blocage sonique (cf. §1.2), au-delà d'une pression d'entrée suffisante ou d'un certain coefficient de soufflage  $C_{\mu}$  (ces deux paramètres étant liés et caractérisant l'énergie apportée par le contrôle). Le gain en portance est de 20% après l'incidence de décrochage pour un contrôle s'étendant sur 40% de l'e

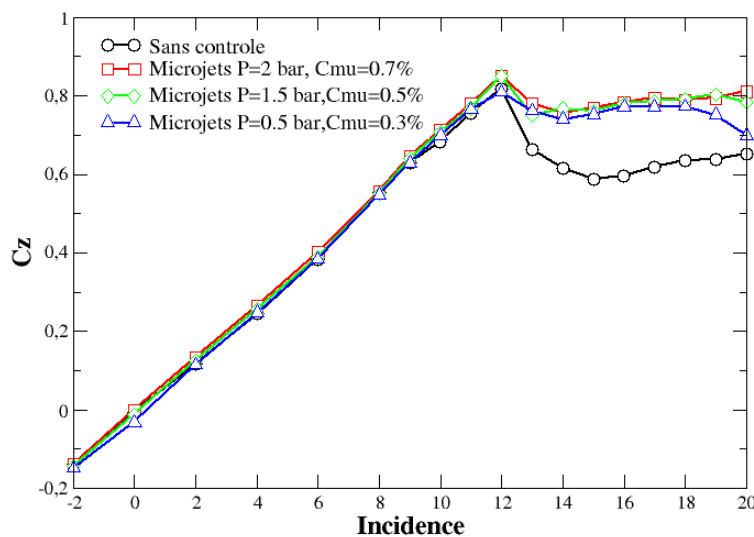


FIG. 3.6 – Coefficients de portance pour  $R_e = 0,93 \cdot 10^6$ .

<sup>2</sup>et retrouvés par intégration des distributions autour du profil mesurés par les prises de pression statique.

La figure 3.7 représente les valeurs RMS des coefficients de portance  $C_z$  instantanés sur 30000 échantillons. Le contrôle a donc pour effet d'augmenter la valeur moyenne de la portance, mais aussi de diminuer les fluctuations autour de cette valeur moyenne, car les perturbations liées aux phénomènes instationnaires de la couche limite décollée disparaissent avec le recollement.

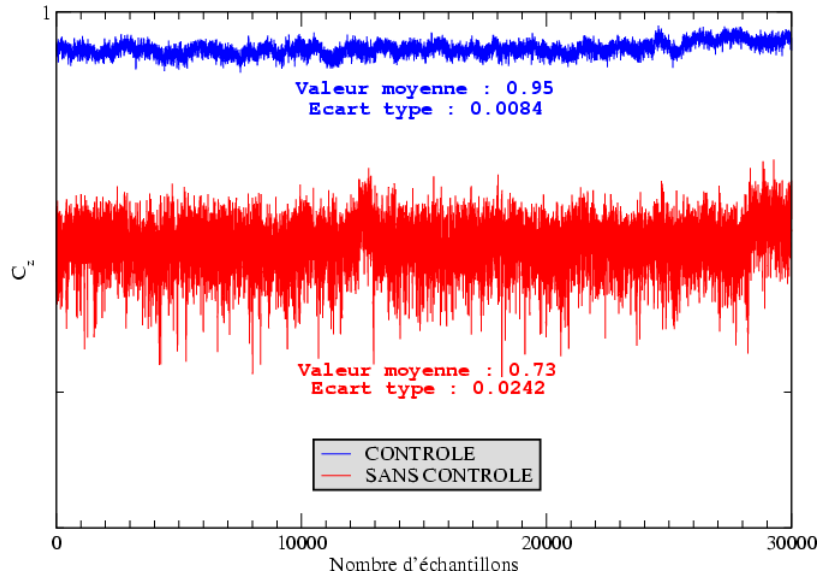


FIG. 3.7 – Effet du contrôle sur les fluctuations rms des coefficients de portance pour  $C_\mu = 0,7\%$ .

Le contrôle a un effet moindre sur le coefficient de traînée. En effet, malgré la réduction de traînée de forme induite par le recollement, les microjets induisent une traînée parasite au niveau du bord d'attaque<sup>3</sup>. Il reste donc difficile de tirer des conclusions définitives à partir de l'analyse des coefficients de traînée. Cependant, notons que pour des petites incidences, la traînée de forme est réduite par le contrôle comme l'illustre la figure 3.8 qui correspond à une configuration de décrochage (pour  $R_e = 4,6 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 16^\circ$ ).

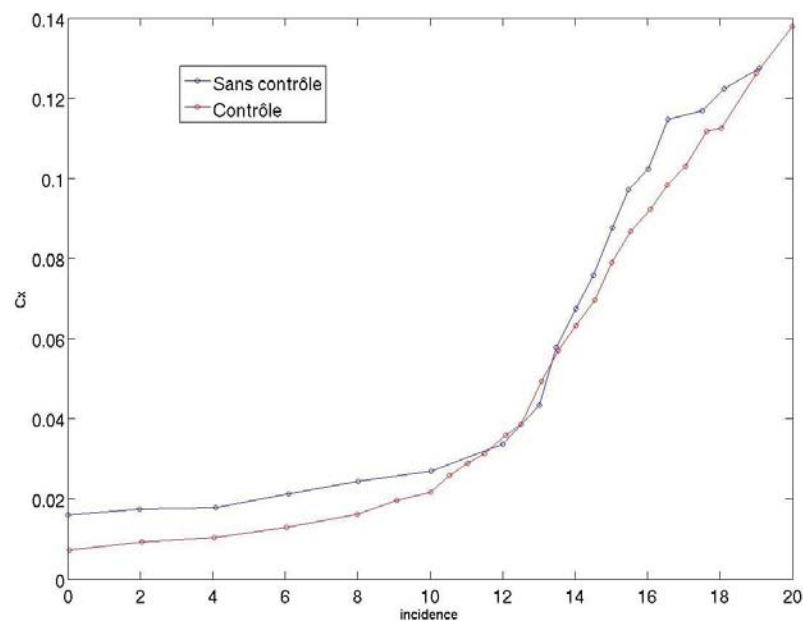


FIG. 3.8 – Coefficient de traînée pour  $R_e = 4,6 \cdot 10^5$ .

<sup>3</sup>Ce phénomène induit est mis en évidence au §4.3 par les mesures PIV.

### 3 Principe du contrôle

Avant de présenter les mesures de champs de vitesse avec et sans contrôle obtenues par PIV, il a paru intéressant de s'interroger sur les principes physiques qui permettent d'obtenir le phénomène de recollement de la couche limite observé dans les expériences précédentes.

#### 3.1 Modèle de trajectoire des microjets

Dans les conditions de l'étude, le type de contrôle utilisé se ramène à des jets dans un écoulement transverse soufflés à une vitesse de 330 m/s environ dans un écoulement amont de 20 à 40 m/s. La littérature sur les jets dans les écoulements transverses est très riche et fournit un grand nombre de résultats expérimentaux (Bowersox, 1997) et numériques (Marzouk et Ghoniem, 2001; Yuan *et al.*, 1999). Une des références dans le domaine est l'étude de Fric et Roshko (1994) qui pose les bases des mécanismes physiques régissant ce type d'écoulement. Par ailleurs, les travaux de Margason (1993) constituent une synthèse de tous les travaux effectués dans ce domaine depuis 50 ans et constituent également une référence intéressante pour caractériser la dynamique des jets dans un écoulement transverse. Plus intéressant pour ce qui nous concerne, Hasselbrink JR et Mungal (2001) proposent un modèle pour ce type de jet sur la base des diverses données expérimentales et numériques obtenues. Une simulation de cette loi empirique appliquée à la configuration de l'étude permet ainsi d'accéder à une estimation de la trajectoire d'un microjet par rapport à la paroi (Fig. 3.9). Ce modèle, bien que grossier permet néanmoins de fixer les différents ordres de grandeur à l'intérieur de la couche limite en le comparant avec des estimations des épaisseurs caractéristiques de la couche limite. Première information, le jet de contrôle a tendance à se courber sensiblement sous l'effet de l'écoulement amont et, comme illustré sur la figure 3.9, il existe une interaction entre la couche de mélange et le jet (selon le modèle environ 5mm après la sortie du jet).

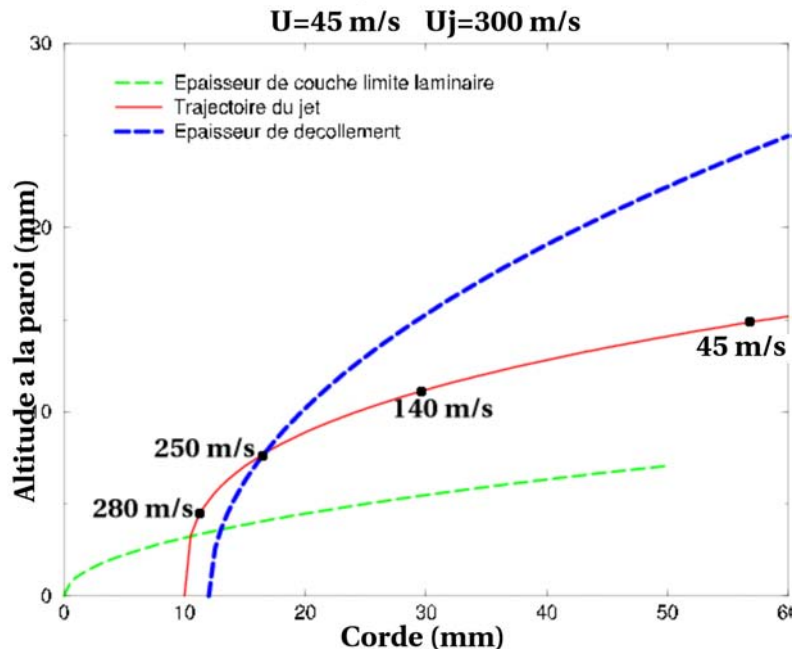


FIG. 3.9 – Trajectoire du microjet prédite par le modèle empirique et comparaison avec les épaisseurs estimées de couche limite.

Par ailleurs, Hasselbrink JR et Mungal (2001) donnent dans leurs travaux un modèle en champ proche et un modèle en champ lointain permettant d'estimer les vitesses des microjets le long de la corde. Ces estimations des vitesses montrent une bonne adéquation avec les mesures réalisées par anémométrie à

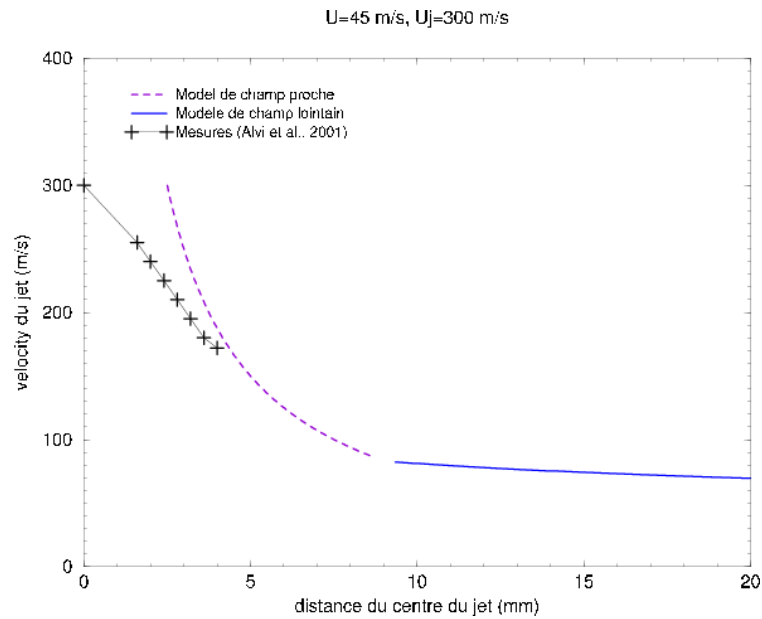


FIG. 3.10 – Estimations de la vitesse des microjets et comparaison avec des mesures en proche paroi.

fil chaud par Phalnikar *et al.* (2001) dans la région très proche de la sortie du jet, comme l'illustre la figure 3.10.

Ce modèle rudimentaire permet néanmoins de mettre le doigt sur une interaction potentielle entre le jet et la couche limite décollée. Par conséquent, le croisement entre la courbe de trajectoire du jet et la courbe en pointillés de la figure 3.9 désigne l'endroit où doivent s'effectuer les investigations permettant de comprendre l'influence des microjets sur le recollement.

### 3.2 Topologie des microjets

Afin d'étudier plus finement l'interaction entre le jet de contrôle et la couche limite, il est nécessaire de connaître de manière approfondie la topologie de l'écoulement généré par un jet dans un écoulement transverse. Les données existantes dans la littérature (Hasselbrink JR et Mungal, 2001; Fric et Roshko, 1994; New et Soria, 2004) montrent qu'il s'y forme un tourbillon en fer à cheval («*horseshoe vortex*») à la base du jet, en zone de très proche de la paroi (Fig. 3.11). Le jet se termine alors par une paire de tourbillons contrarotatifs au niveau de la couche de mélange. Les interfaces du jet avec l'écoulement transverse sont le siège du développement de tourbillons. Comme l'illustre la figure 3.12, un tel jet génère des systèmes de vorticités très divers. Notons toutefois que le jet de contrôle est ici considéré de façon isolée, alors que la configuration réelle du contrôle concerne 82 microjets adjacents. Par conséquent, pour une étude plus approfondie, il serait nécessaire de prendre en compte les interactions s'effectuant entre les sillages des différents jets. Toutefois, la modélisation de ce phénomène demeure relativement complexe à mettre en œuvre et il sera ici négligé pour privilégier une étude qualitative globale des effets du contrôle.

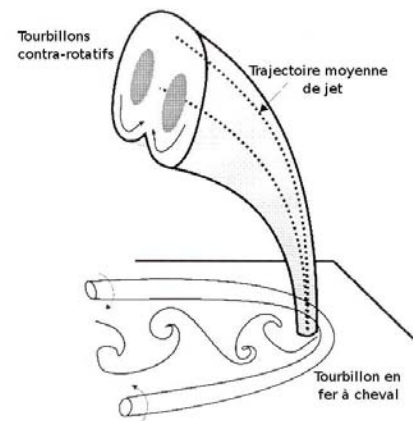


FIG. 3.11 – Topologie du jet d'après Hasselbrink JR et Mungal (2001).

Le recollement de la couche limite s'effectue par conséquent par l'un des deux mécanismes suivants<sup>4</sup> :

<sup>4</sup>ou une combinaison des deux

- ▷ Le tourbillon en fer à cheval va énergiser la zone de fluide de proche paroi fortement ralenti et éventuellement provoquer une transition de la couche limite (cf. chapitre 1), favorisant ainsi le recollement.
- ▷ La paire de tourbillons contrarotatifs advectée le long de la corde va avoir pour conséquence de mélanger le fluide mort en proche paroi avec le fluide à haute énergie cinétique de la couche de mélange. Les disparités énergétiques responsables du décollement disparaissant, la couche limite sera à même de recoller.

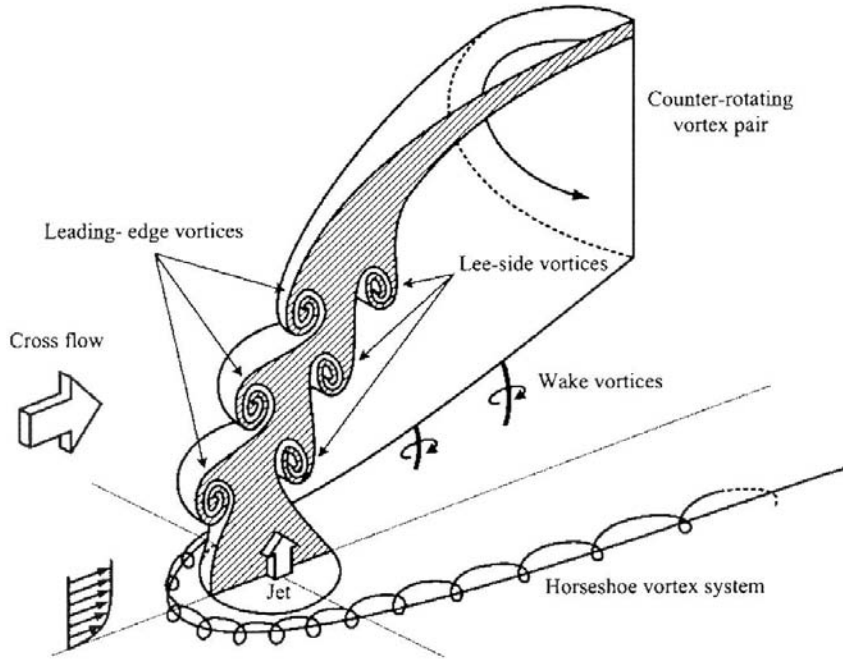


FIG. 3.12 – Jet dans un écoulement transverse d’après [New et Soria \(2004\)](#).

### 3.3 Effets de la vorticité en fer à cheval sur le décollement



FIG. 3.13 – «Microcylindres» au bord d’attaque.

Poursuivant dans la même direction visant à cerner le mécanisme propre au microjet qui permet le recollement de la couche limite, une expérience a été menée pour isoler l’effet du seul tourbillon en fer à cheval. Pour cela, des cylindres solides de petites dimensions (0,4mm de diamètre), ont été insérés dans les orifices des microjets afin de ne retenir que l’effet de la vorticité en fer à cheval et non la paire de tourbillons contrarotatifs dus   la courbure du jet sous l’effet de l’écoulement amont. En effet, les cylindres étant des tiges rigides de graphite, à la différence des microjets ils ne se plient pas sous l’effet de l’écoulement amont, ce qui exclut la possibilité de génération d’une paire de tourbillons. Notons par ailleurs que dans un certain sens, cette expérience constitue un

test de contrôle passif par générateurs de tourbillons au bord d’attaque et, comme le montreront les résultats de la figure 3.15, des gains de portance sont effectivement observés.

Les visualisations pariétales de la figure 3.14 indiquent que le décollement est supprimé jusqu'à des incidences élevées ( $16^\circ$  pour cette configuration) bien qu'aux fortes incidences, l'écoulement soit dissymétrique le long de l'envergure. La partie droite de l'aile présente un recollement local, alors que les traceurs pariétaux montrent un décollement sur le reste de l'extrados. Cet effet peut avoir plusieurs origines :

- Une légère dissymétrie dans la vitesse de contrôle entre la cavité gauche et la cavité droite (cf. Fig. 3.4) tendant à dissymétriser l'écoulement suivant l'envergure.
- Un effet tridimensionnel du décollement en dépit de la présence des plaques de garde.
- Un problème lié à la visualisation pariétale et relatif aux propriétés visqueuses de l'enduit utilisé ou de la répartition quelque peu hétérogène suivant l'envergure.

Toutefois, l'effet de contrôle du décollement est notable sur les coefficients aérodynamiques. La figure 3.15 présente les gains de portance obtenus avec et sans forçage par les microcylindres. En leur présence, la portance augmente de façon moins importante que dans le cas des microjets, indiquant ainsi que l'effet de la vorticité en fer à cheval n'est pas le seul phénomène agissant sur le décollement, bien qu'il ait une contribution non négligeable. Notons de plus que l'angle de décrochage est légèrement retardé en incidence d'un degré.

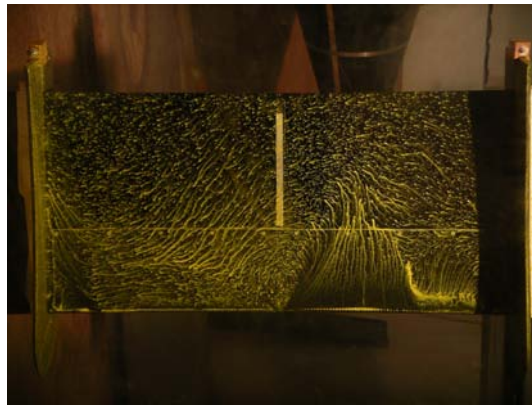


FIG. 3.14 – Visualisations pariétales de l'écoulement forcé par les «microcylindres» à une incidence de  $16^\circ$ .

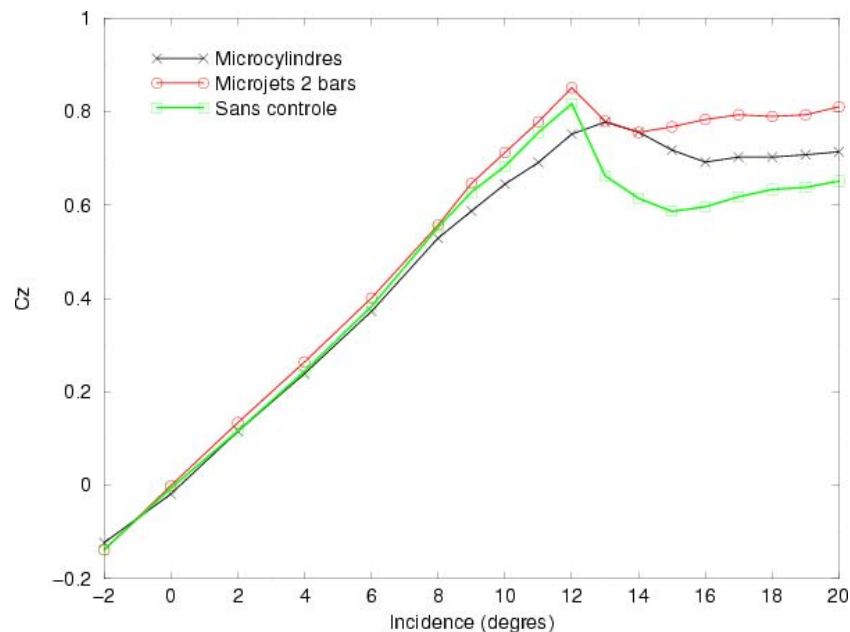


FIG. 3.15 – Coefficients de portance pour l'écoulement forcé par les «microcylindres».

Afin d'améliorer la compréhension du contrôle et en poursuivant la démarche qui consiste à disséquer les différents mécanismes potentiels, il a paru intéressant d'isoler l'effet de la transition sur le profil. En effet, il est possible que l'actionneur n'ait pour effet principal que de rendre la couche limite turbulente, et donc plus résistante au décollement, comme précédemment mentionné au chapitre 1.

### 3.4 Déclenchement de la transition

Afin de forcer la transition de la couche limite et ainsi tester l'efficacité de l'actionneur sur une couche limite turbulente, il est nécessaire de provoquer artificiellement la transition de la couche limite avant le point de décollement. Parmi les différentes techniques expérimentales permettant d'obtenir ce résultat, il a été choisi de placer sur le profil des rugosités disposées en amont du point de décollement.

Il s'est avéré particulièrement délicat de choisir une technique capable de faire transitionner la couche limite tout en n'induisant aucun autre effet parasite sur le comportement de celle-ci. De plus, le décollement s'effectuant sur le profil ONERA D à quelques pourcentages en corde du bord d'attaque, la transition est difficile à provoquer car elle doit se situer dans une zone très proche du point de décollement. Si l'on se réfère aux mécanismes de transition présentés au chapitre 1, une transition par déstabilisation des ondes de Tollmien-Schlichting semble assez improbable du fait de la proximité du point de décollement par rapport au bord d'attaque. Il semble donc plus judicieux de forcer une transition rapide, voire quasiment immédiate de la couche limite à l'endroit où sont placées les rugosités. Notons que la vision d'une transition ponctuelle et immédiate est une vue de l'esprit et dans la pratique la transition est zonale, en temps et en espace. Il est donc délicat de provoquer la transition dans cette configuration mais la démarche a consisté à se rapprocher le plus possible d'une transition ponctuelle (spatio-temporelle).

A cet effet, différentes techniques ont été testées dans la soufflerie de l'ENSMA (notamment un fil au niveau du bord d'attaque ou la pose de papier abrasif sur la paroi du profil). Finalement le choix s'est porté sur des rugosités calibrées et déjà utilisées lors d'essais effectués à l'ONERA qui sont vraisemblablement capables de provoquer une transition tridimensionnelle rapide de la couche limite.

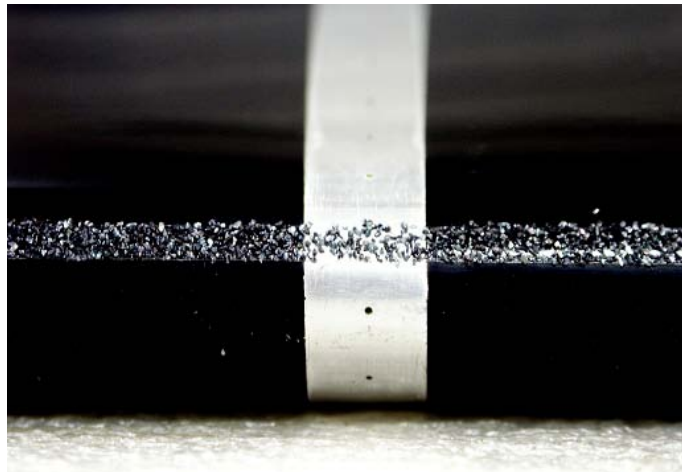


FIG. 3.16 – Bande de grains de carborandum utilisée pour provoquer la transition de la couche limite au niveau du bord d'attaque.

Les rugosités sont des grains de carborandum calibrés (taille nominale de  $1\mu\text{m}$ ), disposés de façon inhomogène sur une bande de 1 mm d'épaisseur tout au long de la corde (Fig. 3.16). Le carborandum<sup>5</sup> est de la poudre de carbure de silicium, dont les particules possèdent des angles saillants étant à même de provoquer une transition tridimensionnelle rapide de la couche limite. Ces bandes de rugosité ont été installées sur le profil dans la soufflerie de l'ENSMA et à l'IMFT où des tailles de grains plus fines ont été

<sup>5</sup>utilisé en gravure d'art

prises en place, les résultats obtenus dans les deux souffleries étant analogues. Pratiquement, les grains de carborandum sont collés sur une fine couche de résine appliquée au pinceau directement sur le bord d'attaque à travers un pochoir de 1 mm d'épaisseur.

L'effet du déclenchement de la transition sur le comportement de la portance est présenté sur les figures 3.17 et 3.18. Comme prévu, la transition a pour effet de rendre la couche limite plus résistante au décollement (cf. chapitre 1), ce qui se manifeste par les gains de portance qui subsistent après le décrochage, et un retard de l'angle de décrochage de deux degrés dans les deux cas. Il est aussi intéressant de remarquer que le contrôle garde un effet significatif sur la portance même lorsque la transition est déclenchée. Ceci confirme bien le fait que l'action des microjets permettant le recollement n'est pas uniquement un effet de transition de la couche limite.

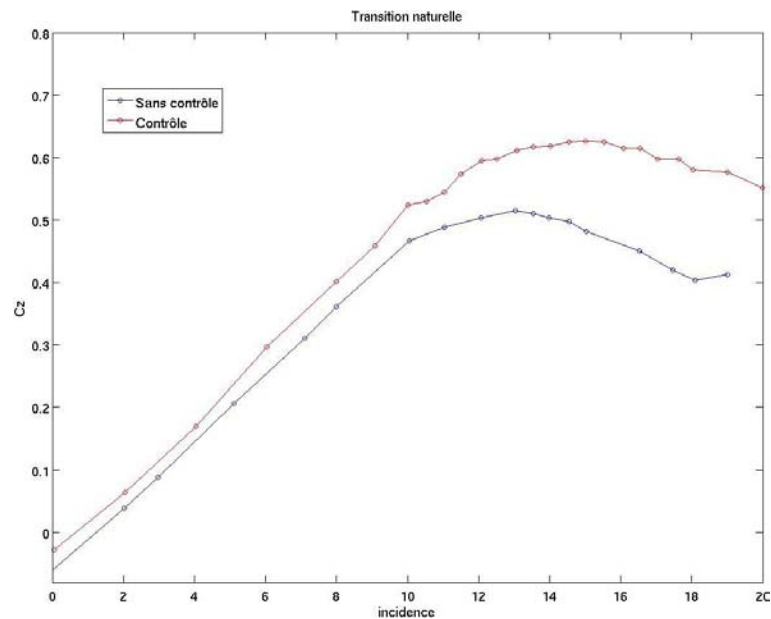


FIG. 3.17 – Mesures de portance en transition naturelle.

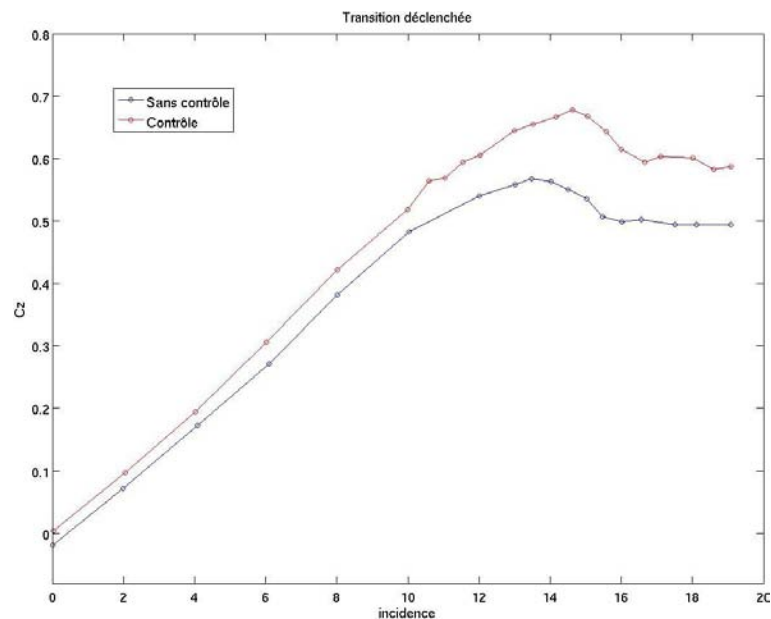


FIG. 3.18 – Mesures de portance avec déclenchement de la transition.

### 3.5 Remarque sur la présence d'un bulbe laminaire sur le profil ONERA D

Le profil ONERA D, cas d'étude sélectionné pour le GDR 2502 «Contrôle des décollements», présente certaines particularités qui différencie de manière assez marquée ses propriétés aérodynamiques de celles des profils d'aile classiquement étudiés.

C'est un profil d'aile très fin (conçu pour le vol transsonique) avec un bord d'attaque relativement abrupt. Cette forme géométrique fait que l'espace disponible à l'intérieur de la maquette pour installer le dispositif est très exigü, ce qui a quelque peu perturbé la conception et la mise en place de l'installation des dispositifs de contrôle (microjets et étude prospective d'un nouvel actionneur, cf. §6.1). Le décollement s'effectue en effet très près du bord d'attaque et reste dans cette zone même lorsque l'incidence et le nombre de Reynolds varient. Lors des mesures des coefficients aérodynamiques réalisées au LEA ainsi qu'à l'IMFT, il a été noté un phénomène d'hystérésis entre les phases d'incidence montante et descendante du profil. Après un examen minutieux des techniques de mesures et d'actionnement d'incidence utilisés qui auraient pu induire un tel phénomène, la cause a été identifiée comme résultant de la présence d'un bulbe laminaire présent au niveau du bord d'attaque.

En effet, comme il a été confirmé par l'examen de rapports techniques antérieurs réalisés par l'ONERA au cours d'une campagne de mesures visant à caractériser ce profil (Bever et Rebuffet, 1969), il apparaît que le décollement sur le profil ONERA D inclue la présence d'un bulbe laminaire au bord d'attaque<sup>6</sup>. Sa trace est observable sur la distribution de coefficients de pression pariétale par la présence d'une légère bosse au niveau du profil extradados de la distribution, située à quelques pourcents du bord d'attaque (Fig. 3.19). Ce phénomène a été également constaté aux alentours d'une incidence de  $10^\circ$  par des mesures de pression pariétales statiques réalisées au LEA et à l'IMFT confirmant l'apparition d'une bosse caractéristique dans la région très proche du bord d'attaque.

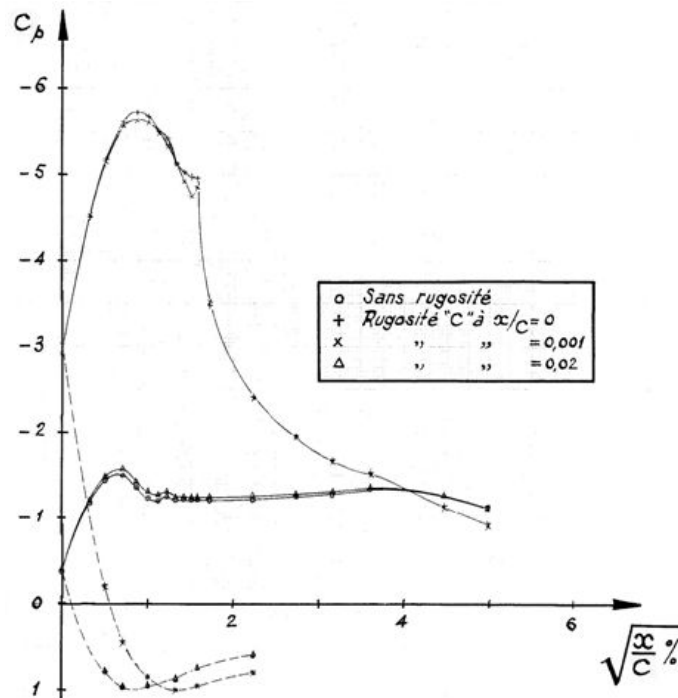


FIG. 3.19 – Expériences réalisées sur le profil ONERA D -  $\alpha = 10^\circ$  et  $R_e = 0,93 \cdot 10^6$  (Bever et Rebuffet, 1969).

<sup>6</sup>dont on peut trouver une description des mécanismes au chapitre 1.

La présence de ce bulbe, décelée par des comportements non répétitifs lors des mesures de portance, ainsi que par la présence de zones très confinées d'écoulement de retour (visibles sur les visualisations pariétales dans la région proche du bord d'attaque), est associée à une forte non reproductibilité. En effet, ce bulbe laminaire étant très instable, il engendre un phénomène d'hystérésis lorsque la couche limite est sur le point de décoller, c'est-à-dire aux alentours de  $10^\circ$ .

Toutefois, pour des incidences plus élevées, comme les incidences de décrochage, le bulbe laminaire disparaît car l'écoulement est fortement décollé sur la totalité de l'extrados. Le bulbe laminaire est donc présent uniquement à la naissance du décollement et un moyen de s'affranchir de ce problème lié aux configurations de léger décollement est de provoquer la transition de la couche limite tel que présenté plus haut.

### 3.6 Bilan

Les différentes analyses et expériences conduites pour isoler les différents effets potentiels du contrôle, ont permis de montrer que l'effet du contrôle générant le recollement de la couche limite est une combinaison des trois différents mécanismes suivants<sup>7</sup> :

1. une homogénéisation des disparités énergétiques présente dans la couche limite par l'intermédiaire de la paire de tourbillons contrarotatifs,
2. un effet de ré-énergisation de la zone de fluide mort en proche paroi par l'action du tourbillon en fer à cheval,
3. un effet de transition tendant à rendre la couche limite plus résistante au décollement.

Toutefois et comme cela sera illustré dans la suite, l'effet 1 de l'encadré ci-dessus semble être prépondérant et en ce sens, il est possible de qualifier les microjets de «générateurs de tourbillons fluidiques», bien que leur action soit relativement plus complexe.

## 4 Mesures PIV

En parallèle aux mesures précédentes, la PIV a été mise en œuvre pour mesurer des champs de vitesse bidimensionnels à différentes valeurs du nombre de Reynolds  $Re$ , de l'incidence  $\alpha$ , avec et sans contrôle (Fig. 3.20). Dans la suite, les configurations de décollement massif (*i.e.* des configurations de décrochage), seront choisies pour tester l'efficacité du dispositif de contrôle et analyser ses effets. Les paramètres de mesure seront ici brièvement présentés (se référer au chapitre 2 pour une présentation plus détaillée du dispositif expérimental et des étapes essentielles de la mesure).

Cette base de données expérimentales va en particulier permettre d'étudier le phénomène de décollement et son contrôle par l'analyse des champs PIV. Un traitement des données par la méthode POD sera ensuite entrepris afin d'extraire des informations sur la dynamique des structures cohérentes. Par ailleurs, les champs de vitesse mesurés à différents instants dans le temps peuvent être collectés de façon à former la matrice des snapshots selon la convention définie au chapitre 2. Il est alors possible de construire une base POD pour l'écoulement considéré, et comme cela sera présenté au chapitre 4, construire un modèle d'ordre réduit de la dynamique dans l'optique du calcul d'une loi de contrôle optimale.

### 4.1 Dispositif expérimental

Comme précédemment décrit au chapitre 2, les images de l'écoulement sont réalisées à l'aide d'une caméra fixée sur une table rotative afin de suivre les variations d'angle d'attaque du profil. La caméra de résolution  $2048 \times 2048$  pixels est équipée d'un objectif de 85mm avec une ouverture de diaphragme

<sup>7</sup>ou une interaction de ces trois mécanismes

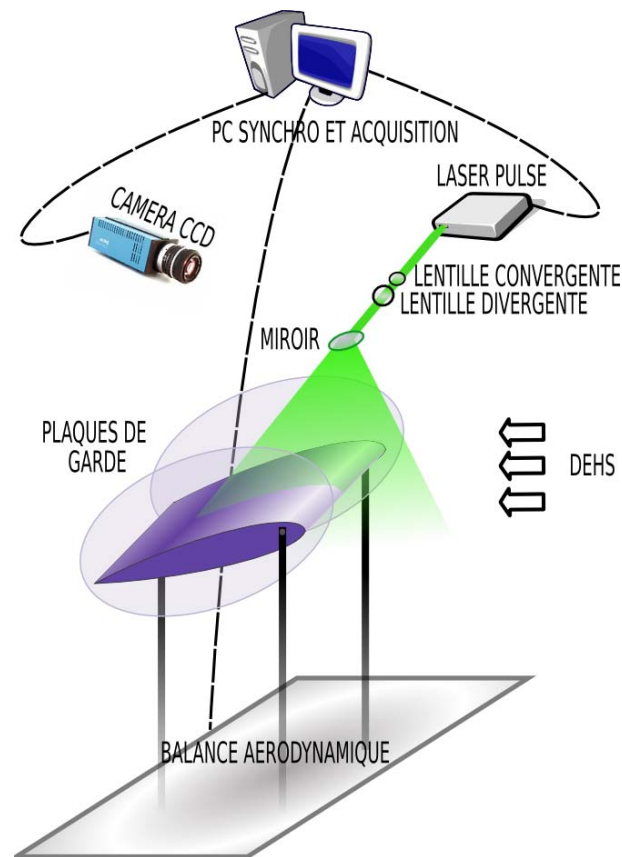


FIG. 3.20 – Protocole expérimental de mesure PIV.

de 8. L'intervalle de temps entre les deux flashes du laser pulsé est fixé à  $20\mu s$  ou  $15\mu s$  selon la vitesse de l'écoulement amont. Plusieurs fréquences d'acquisition ont été testées, de 10 Hz à 1000 Hz.

Les mesures sont effectuées à mi-envergure et le profil est équipé de plaques de garde de façon à obtenir un champ bidimensionnel le long de la corde en minimisant les effets tridimensionnels présents aux extrémités. Deux zones de l'écoulement sont plus particulièrement explorées, une près du bord d'attaque au niveau du point de décollement et une plus en aval, près du bord de fuite, pour mesurer le décollement sur la totalité de l'extrados et éventuellement un recollement. Pour chaque configuration d'angle d'attaque, de nombre de Reynolds et chaque zone de mesure, 1000 paires d'images sont enregistrées, avec une résolution spatiale de  $2048 \times 2048$  pixels et une dynamique de 16000 niveaux de gris. Trois valeurs de l'angle d'incidence ont été testées, à savoir  $\alpha = 0^\circ$  pour le cas non décollé,  $\alpha = 13^\circ$  pour une configuration de couche limite décollée et  $\alpha = 16^\circ$  pour le cas décroché, le tout pour trois nombres de Reynolds,  $Re = 0,35 \cdot 10^6$ ,  $Re = 4,6 \cdot 10^5$  et  $Re = 6 \cdot 10^5$ , avec et sans contrôle.

Pour des fréquences supérieures à 100 Hz, une caméra Photron ultra-rapide a été utilisée (modèle APX). Pour de telles fréquences, un laser New Wave (modèle Pegasus) très haute cadence a été mis en place. Il est capable d'atteindre des fréquences de tirs de l'ordre de 10 kHz mais la limitation principale est le stockage et le transfert d'informations de la caméra, qui imposent une fréquence maximum de 1 KHz pour une mesure correcte. Cette instrumentation disponible à l'IMFT, a été une opportunité non négligeable de générer des bases de données échantillonnées aux très haute fréquence lorsque cela s'est avéré nécessaire (cf. chapitre 4 relatif à la construction de modèles d'ordre réduits à partir de champs PIV).

## 4.2 Traitement d'images

Après fenêtrage, les images de taille  $2048 \times 1400$  pixels sont analysées par un algorithme de corrélation croisé implémenté dans le logiciel PIVIS. Les images sont subdivisées en fenêtres d'interrogation rectangulaires de taille  $16 \times 16$  pixels, c'est-à-dire que la plus petite fenêtre est de taille  $2,3 \times 2,3$  mm dans un champ de  $30 \times 30$  cm. Une attention particulière a été accordée à la résolution du champ, afin d'obtenir un maillage suffisamment fin pour identifier les effets des microjets près du bord d'attaque. Après une moyenne effectuée sur 1000 champs de vecteurs, les calculs de corrélations sont convergés et le besoin d'interpolation est minimal.

## 4.3 Champs de vitesse mesurés par PIV

La figure 3.21 présente un exemple de champ de vitesse moyenne relatif à une configuration décrochée,  $\alpha = 16^\circ$  et  $R_e = 4,6 \cdot 10^5$ . Grâce aux deux zones mesurées, des données sont ainsi obtenues sur la quasi-totalité de la corde du profil permettant d'observer que la zone décollée est massive et s'étend sur la totalité de l'extrados. La zone du bord de fuite n'est pas représentée sur le graphe car la puissance du laser y est plus faible et la qualité des corrélations insuffisante. Sur la figure 3.21, un fort décollement est visible dans la zone en bleu foncé qui représente les vitesses négatives de la couche limite décollée. La zone d'ombre de mesure près de la paroi est représentée en noir sur le graphe et possède une épaisseur d'environ 5 mm. La couche limite décolle sur ce profil et dans cette configuration à environ 5% de corde du bord d'attaque.

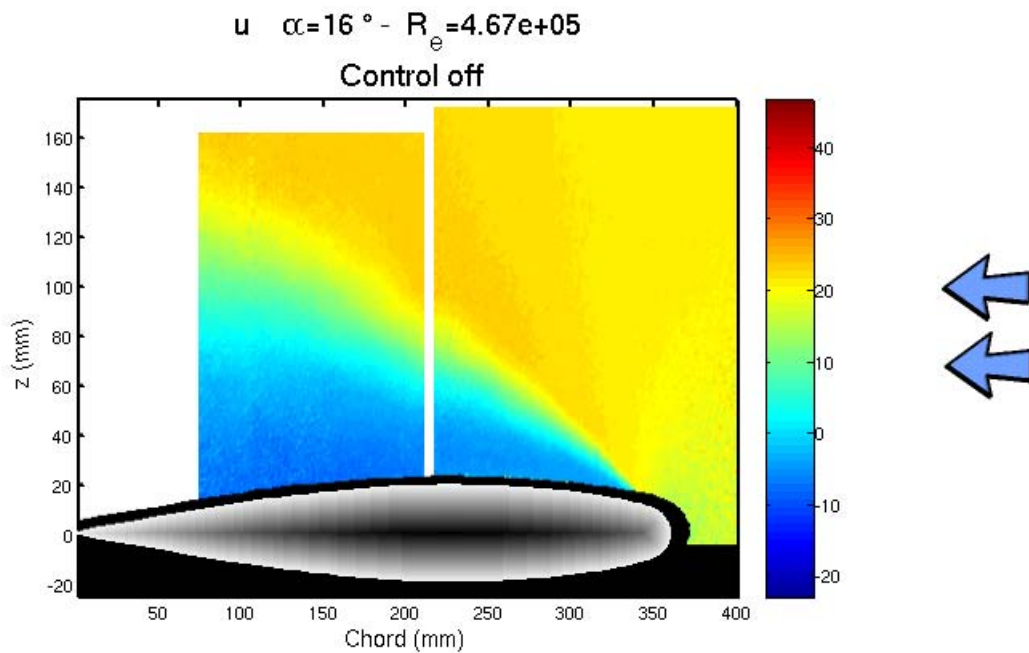


FIG. 3.21 – Champ de vitesse moyenne en configuration décrochée ( $\alpha = 16^\circ$  et  $R_e = 4,6 \cdot 10^5$ ).

L'effet du contrôle est clairement mis en évidence par la disparition de la zone décollée sur les profils de vitesse (Fig. 3.22), ou sur les contours de champs de vitesse moyenne de la figure 3.23 qui présente l'effet du contrôle par microjets sur des champs PIV moyens dans le cas d'une configuration décrochée ( $\alpha = 16^\circ$  et  $R_e = 4,6 \cdot 10^5$ ). Ces résultats sont à mettre en relation directe avec les gains de portance de 20% obtenus avec le contrôle par microjets (Fig. 3.6).

La modification de l'écoulement au voisinage du bord d'attaque est apparente dans le cas du soufflage par microjets et se manifeste par une gerbe de survitesse au dessus de la zone de contrôle (Fig. 3.23). Cependant, celle-ci a tendance à induire une traînée parasite dans l'écoulement. En moyenne, cette structure

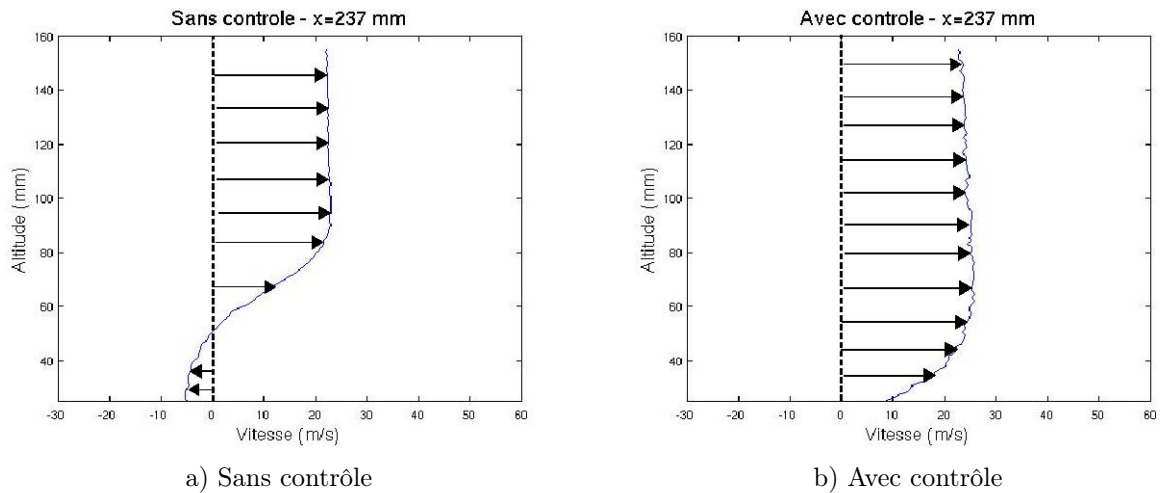


FIG. 3.22 – Profils de vitesse à 33% de la corde pour  $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 16^\circ$ .

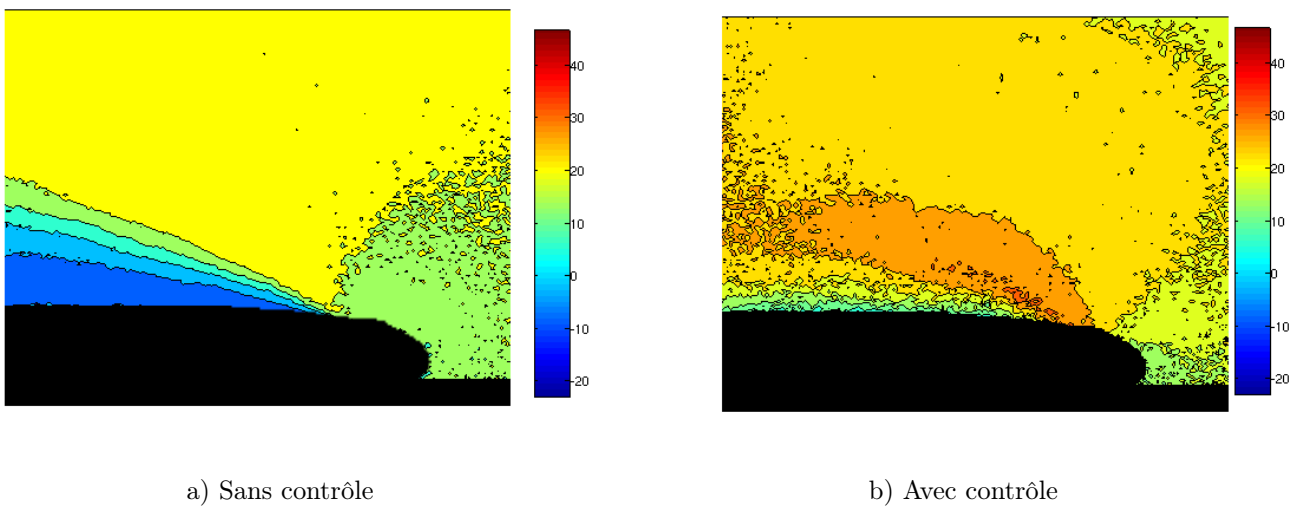


FIG. 3.23 – Contours de champs de vitesse moyenne dans la zone proche du bord d'attaque pour  $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 16^\circ$ .

est liée à la présence de la paire de tourbillons contrarotatifs présentée au §3. De plus, l'interaction entre le jet et la couche de mélange qui semblait prédite par le modèle rudimentaire décrit au §3.1 se confirme ici en comparant les épaisseurs relatives de la gerbe de survitesse et de l'épaisseur de couche limite décollée. Le mécanisme d'action du contrôle par microjets se fait donc bien principalement par l'effet de la paire de tourbillons contrarotatifs qui redistribuent les disparités d'énergie de la couche limite.

Ces résultats viennent confirmer également les comportements qualitatifs fournis par les visualisations pariétales et quantitatifs fournis par les mesures de la balance aérodynamique, en terme d'augmentation de la portance (gains de l'ordre de 20%) pour des angles supérieurs à l'incidence de décrochage. Le recul de l'angle de décrochage est aussi mis en évidence par le fait que le contrôle a pour effet de retarder le phénomène de décollement, comme l'illustre la figure 3.24 avec la suppression de la zone de recirculation sur l'extrados.

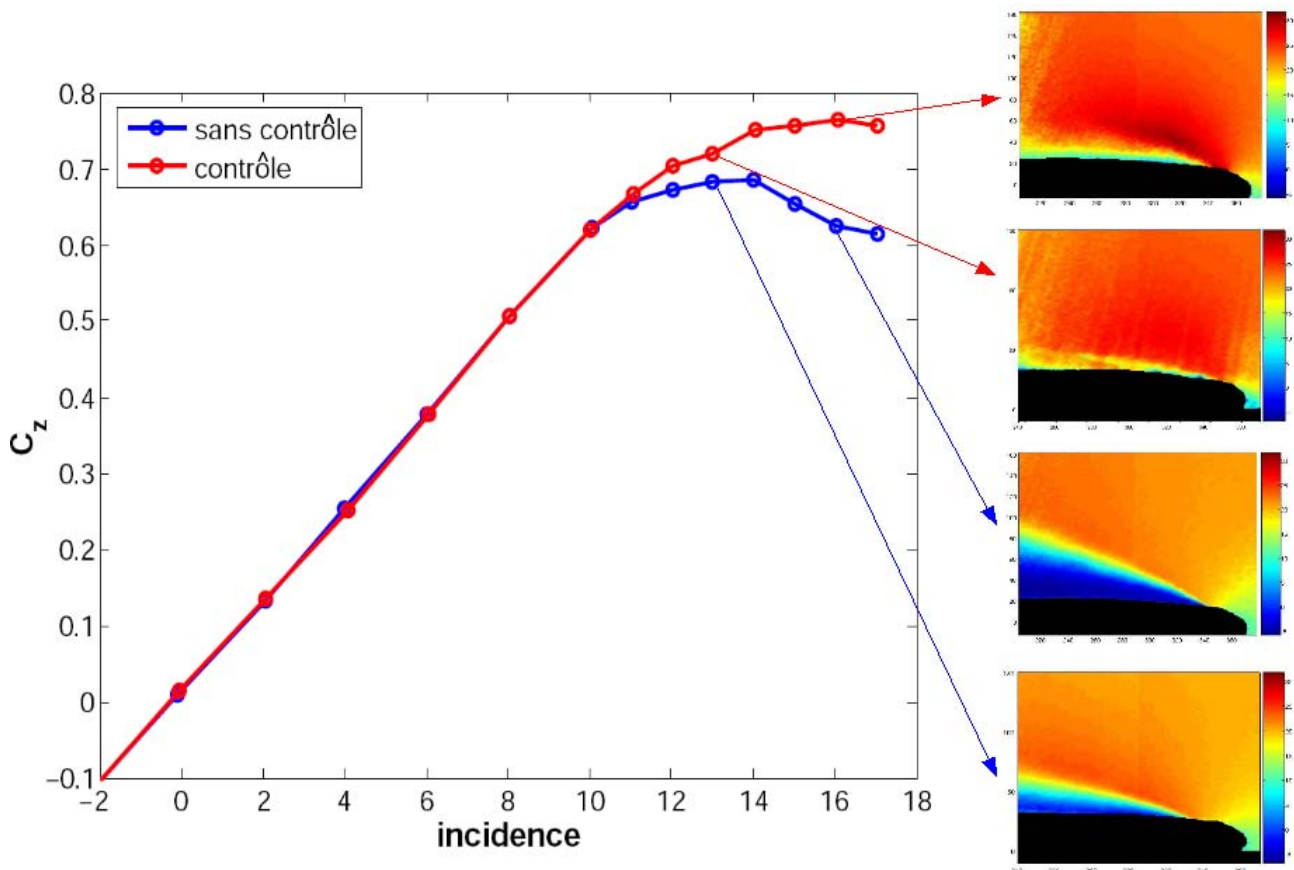
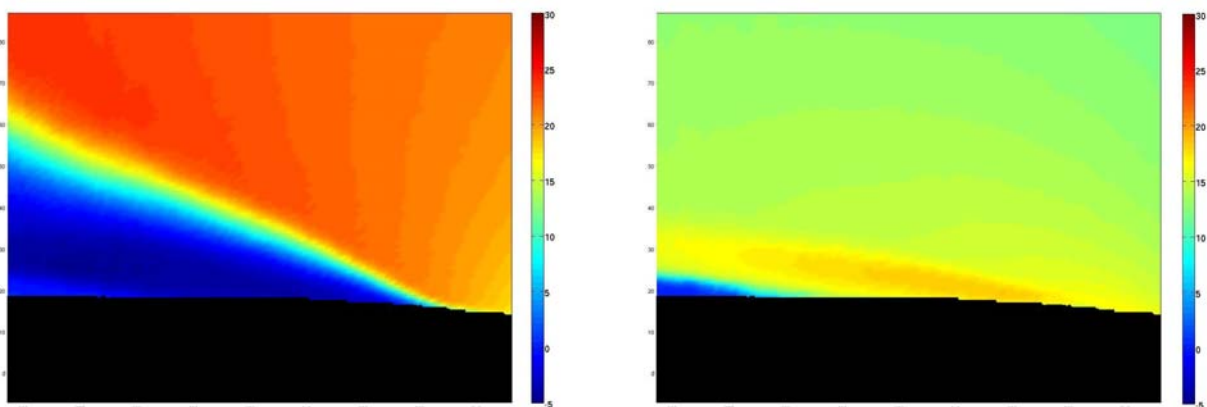


FIG. 3.24 – Champs PIV de décollement en fonction de l'incidence,  $R_e = 4,6 \cdot 10^5$ ,  $C_\mu = 0,6\%$ .

#### 4.4 Résultats en configuration de transition déclenchée

Les résultats précédents concernaient une couche limite avec transition naturelle. Dans le cas du déclenchement de la transition, les résultats en configuration contrôlée sont analogues à ceux obtenus en transition naturelle de la couche limite, comme l'illustre la figure 3.25. Le point de décollement est toutefois repoussé plus loin en extrados le long de la corde, ce qui est à corrélérer avec les gains de portance observés en transition déclenchée.



(a) Contours de  $u$  - sans contrôle.

(b) Contours de  $u$  - avec contrôle.

FIG. 3.25 – Effet de la transition de la couche limite sur un écoulement sans contrôle, et contrôlé par microjets.

## 4.5 Post-traitement par POD

Pour explorer de façon plus approfondie la configuration décrochée à  $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 16^\circ$ , une décomposition en modes POD est effectuée sur les champs de vitesse avec et sans contrôle. Cette technique va permettre d'extraire des informations liées aux structures cohérentes présentes dans la couche limite. La méthode des snapshots est utilisée pour décomposer la vitesse bidimensionnelle (cf. chapitre 2 pour une présentation détaillée de la technique) :

$$\mathbf{u}^i(x, y, t) = \mathbf{u}_m^i(x, y) + \sum_{k=1}^N a_k(t) \Phi_k^i(x, y) \quad (3.5)$$

$\mathbf{u}^i(x, y, t)$ ,  $i = 1, 2$  représente ici les deux composantes de la vitesse et  $\mathbf{u}_m^i(x, y)$  leurs champs moyennés dans le temps. Les modes spatiaux  $\Phi_k^i(x, y)$  sont pondérés par les coefficients temporels  $a_k(t)$ .

Dans l'optique d'étudier les structures cohérentes présentes dans l'écoulement, une analyse des modes spatiaux a été menée pour apporter des informations pertinentes en comparant les cas contrôlés et non contrôlés. Notons que la POD se comporte comme un filtre en énergie permettant l'extraction des structures cohérentes si l'on considère les reconstructions des champs, donnés par la relation (3.5). Ainsi, bien que chaque mode pris isolément ne représente pas physiquement une structure cohérente<sup>8</sup>, leur analyse et notamment celle des premiers modes, sur lesquels est concentré l'essentiel de l'énergie de l'écoulement, permet d'avoir des informations pertinentes sur la dynamique des cas contrôlés et non contrôlés.

Le premier mode de la composante longitudinale de la vitesse fluctuante  $\mathbf{u}'$  est représenté sur la figure 3.26. La forme de ce mode est différente suivant que l'on s'intéresse à la configuration contrôlée ou non. Cette forme correspond à une structure de l'ordre de grandeur de la zone décollée pour le cas sans contrôle. Dans le cas du contrôle, elle est de l'ordre de grandeur du jet des actionneurs.

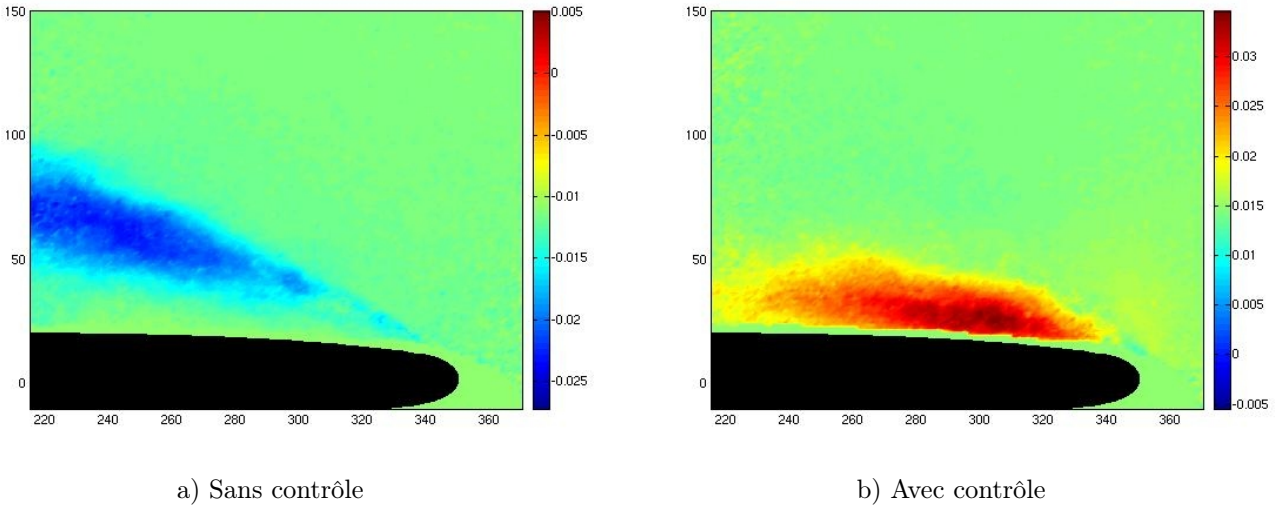


FIG. 3.26 – Premier mode pour  $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 16^\circ$ .

En complément, l'énergie contenue dans chaque mode est donnée dans les deux cas sur la figure 3.27. Cette courbe représente la décroissance des valeurs propres en fonction du numéro du mode. Ainsi, le premier mode contient 15% de l'énergie de l'écoulement dans les cas sans contrôle et 49% dans le cas du contrôle.

<sup>8</sup>En considérant que l'écoulement est décomposé en briques élémentaires énergétiques, seuls les agrégats de briques ont une réalité physique. Toutefois, la comparaison des briques énergétiques avec et sans contrôle peut donner des informations intéressantes sur l'effet du contrôle

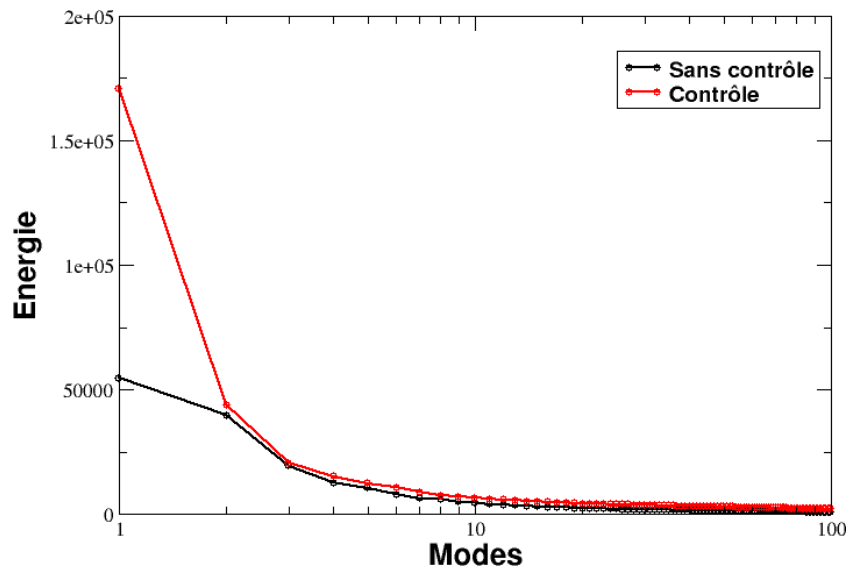


FIG. 3.27 – Énergie relative à chaque mode pour  $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 16^\circ$ .

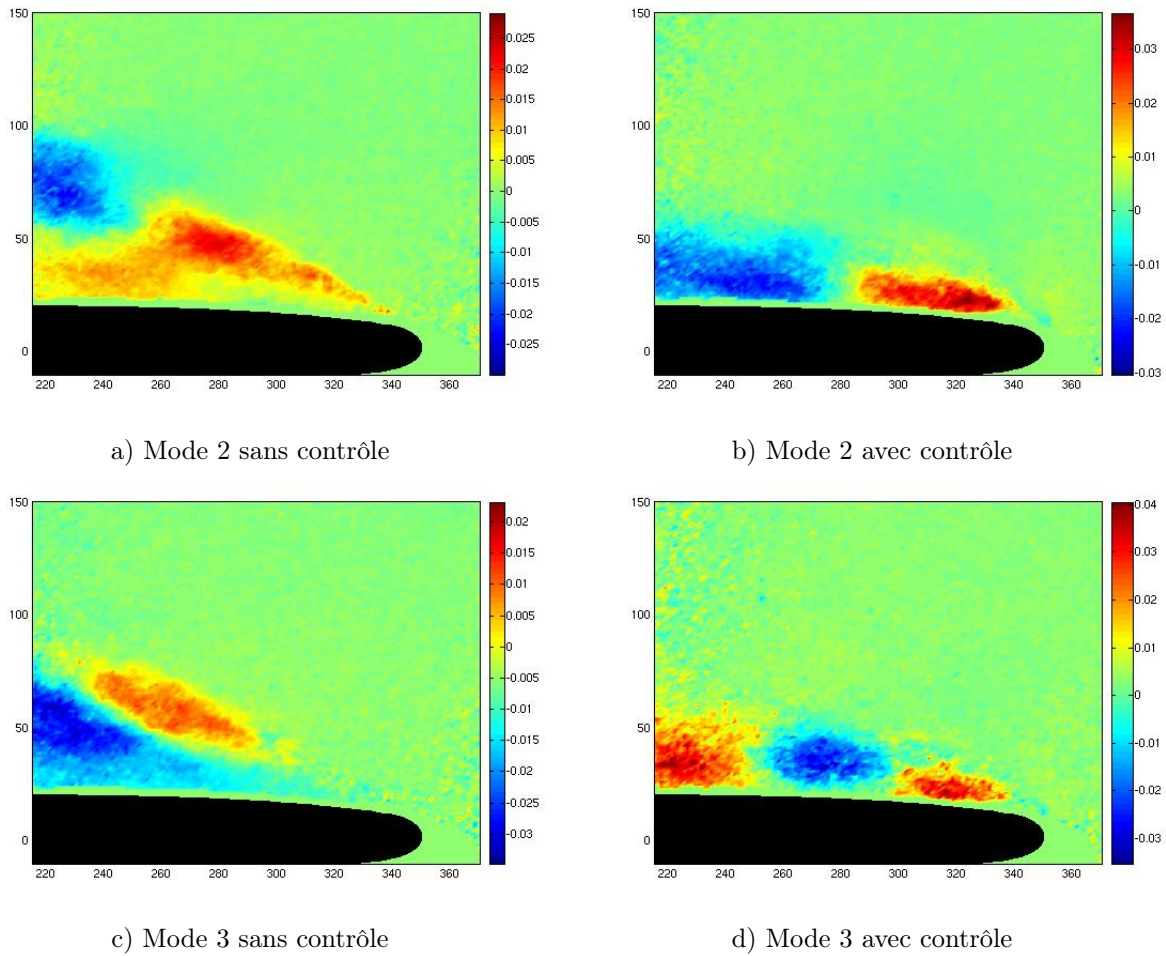
D'après ces résultats, un résultat important est que l'action du contrôle se retrouve énergétiquement sur le premier mode uniquement, les modes suivants ayant sensiblement les mêmes contributions énergétiques par rapport à l'énergie totale. L'influence du premier mode est donc prépondérante dans la mise en œuvre d'une méthode de contrôle optimal. Dans cette configuration de décrochage sans contrôle, 50% de l'énergie est contenue dans 10 modes, ce qui montre que les premiers modes ne dominent pas complètement la dynamique. Ainsi, pour reconstruire par exemple 99% de l'énergie de l'écoulement à l'aide de l'équation (3.5), il est nécessaire de prendre en compte 150 modes.

Le cas contrôlé, dont la dynamique est moins complexe puisque la zone décollée est supprimée, est moins coûteux à reconstruire car le premier mode représente quasiment la moitié de l'énergie totale. Ainsi, il apparaît que l'effet du contrôle se manifeste principalement par l'intermédiaire d'une structure de grande échelle (Fig. 3.26), qui est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de couche limite décollée. Le mécanisme qui correspond à cette structure spatiale du premier mode tient au fait que les microjets génèrent des tourbillons qui sont advectés le long de la corde, dans le sens de l'écoulement.

En effet, chaque jet normal par rapport à l'écoulement transverse de la soufflerie produit en aval des perturbations en forme de paires de tourbillons contrarotatifs (New et Soria, 2004). Ces tourbillons ont un effet stabilisateur pour le phénomène de décollement, car ils mélangent le fluide fortement ralenti en proche paroi avec les couches fluides plus rapides de la zone de mélange. Cette ré-énergisation de la couche limite permet de la rendre plus résistante au décollement et favorise donc la suppression de ce phénomène pénalisant pour les performances aérodynamiques du profil.

Les modes suivants sont représentés sur la figure 3.28 à titre d'illustration. Comme le montre le spectre des valeurs propres, ils sont de moins en moins énergétiques et correspondent à des structures de plus petite taille, qui traduisent les traces du passage de structures cohérentes dans la couche limite, comme on peut l'observer sur le deuxième mode par exemple (Fig. 3.28).

Ces modes POD, capables de capturer la dynamique des structures cohérentes de cet écoulement, vont en outre servir à construire une base de fonctions propres nécessaires à la construction d'un modèle d'ordre réduit de la dynamique du décollement (cf. chapitre 4).


 FIG. 3.28 – Deuxième mode pour  $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 16^\circ$ .

## 5 Conclusion sur le contrôle par microjets

L'analyse des différentes techniques de mesure ou de visualisation a permis de mettre en évidence l'efficacité de la technique de contrôle par microjets continus. En effet, cette technique de contrôle fluide générique apparaît capable de contrôler le décollement, même dans des configurations de décrochage et pour des coefficients de soufflage relativement faibles.

Cette étude expérimentale couplée à un traitement des données par POD a par ailleurs permis de mettre en relief les mécanismes d'action du système de contrôle sur la couche limite (Favier et Kourta, 2006). Ceci permet de dégager des directions pour les études futures de contrôle fluide sur des profils d'ailes. En effet, il semble très intéressant d'optimiser l'action du «générateur de tourbillons fluidiques» par redistribution d'énergie sous l'action de la paire de tourbillons contrarotatifs. Comme le suggère l'analyse POD, l'essentiel de l'action énergétique s'effectue par ce mécanisme. En conséquence, il peut être envisagé d'introduire un paramètre de fréquence en développant un nouvel actionneur utilisant des jets synthétiques pour générer les tourbillons à des fréquences caractéristiques (Favier *et al.*, 2006b).

La base POD obtenue dans cette étude à partir de champs PIV, va également permettre d'ouvrir la voie à des stratégies d'optimisation de l'actionneur. En effet, comme il sera vu au chapitre 4, un système dynamique d'ordre réduit peut être construit par projection de Galerkin des équations de Navier-Stokes sur les modes POD. En ne retenant qu'un nombre réduit de modes contenant l'essentiel de l'énergie, le modèle d'ordre réduit ainsi créé rend possible l'application de méthodes de contrôle optimal, car il réduit

considérablement les temps de calcul imposés par les boucles d'optimisation. L'action de contrôle optimal pour réduire le décollement pourra alors être finalement obtenue sur ce modèle d'ordre réduit et testée expérimentalement sur le profil d'aile.

## 6 Expériences de développement et d'analyse d'autres actionneurs

### 6.1 Étude prospective d'un actionneur MEMS de décollement

A l'éclairage des analyses fournies par les mesures PIV, ainsi que les études des modes POD, un nouvel actionneur a été étudié dans le cadre du stage de DEA de Gillian Leplat (Leplat, 2006). L'idée est de reprendre le principe de contrôle efficace des microjets, mais en y rajoutant un paramètre de fréquence afin d'exciter les fréquences d'émission tourbillonnaire de bord d'attaque. Une étude prospective a ainsi conduit à utiliser des diaphragmes piézoélectriques pour générer par vibration une succession d'aspiration et de soufflage. Ils sont placés en vis à vis, chaque paire ayant sa propre cavité acoustique dont les dimensions sont rigoureusement égales (Fig. 3.29).

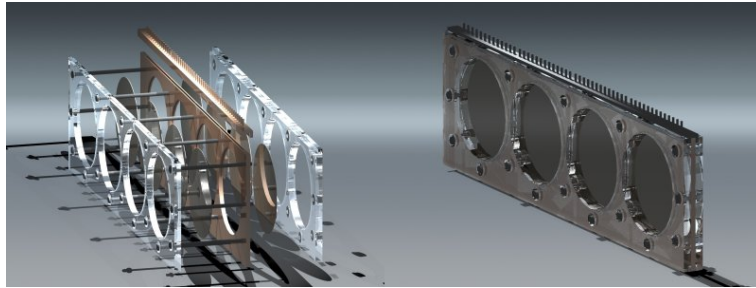


FIG. 3.29 – Actionneur piézoélectrique de microjets synthétiques.

Les dimensions de l'actionneur sont  $94,5 \text{ mm} \times 13 \text{ mm} \times 47 \text{ mm}$  ( $L \times l \times h$ ), ce qui rend ce prototype implantable dans l'espace réduit qu'impose la géométrie du profil ONERA D (Fig. 3.30). Des mesures de vitesse réalisées par fil chaud ont préalablement permis de mettre en évidence une vitesse maximale d'environ  $22 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , à  $2,5 \text{ mm}$  de la sortie du jet de diamètre  $0,4 \text{ mm}$  et pour une fréquence d'actionnement de  $1190 \text{ Hz}$ . De plus, les matériaux composants l'actionneur sont facilement portables à la technologie MEMS, ce qui réduirait considérablement ses dimensions à l'ordre du millimètre. Les perspectives dégagées par cette étude prospective sont très encourageantes et de futurs travaux sont sur le point de débiter à l'IMFT sur la réalisation d'un MEMS à jet synthétique capable de contrôler le décollement.



FIG. 3.30 – Prototype d'un actionneur à microjets synthétiques.

## 6.2 Contrôle de stries pariétales

Ce paragraphe présente l'étude d'un module d'actionneurs ayant une action différente des techniques de contrôle étudiées jusqu'à présent dans ce travail de thèse. L'idée est toujours de modifier les caractéristiques locales de la couche limite afin d'obtenir des gains de performances globales (plus précisément réduire la traînée) mais ce type de contrôle a cette fois pour but d'agir sur les stries turbulentes pariétales, et non sur le décollement. Cette étude expérimentale a été menée en collaboration avec Philippe Konieczny dans le cadre de sa thèse portant sur le contrôle de stries pariétales par ondulation de paroi (Konieczny, 2004).

### ▷ But et principe du contrôle

Le but est donc de contrôler les caractéristiques de la couche limite se développant sur une plaque plane, afin de diminuer la traînée de frottement qui représente une part non négligeable de la traînée totale pour des configurations à grands nombres de Reynolds<sup>9</sup>. Les techniques de contrôle présentées précédemment tendaient par contre à réduire la traînée de forme par suppression de la zone décollée. La cible du contrôle se situe ici dans la zone de proche paroi ( $0 < y^+ < 30$ ), plus précisément les structures tourbillonnaires principalement responsables de l'activité turbulente (cf. chapitre 1). Comme mentionné précédemment, des tourbillons quasi longitudinaux engendrent, par advection, des stries de haute et basse vitesse, et le but du contrôle est, au cours de cette expérience, d'agir sur plusieurs de ces stries pour réduire la traînée. Cette idée est inspirée des travaux numériques de Du et Karniadakis (2000) et Du *et al.* (2002), montrant qu'un forçage transversal peut affecter directement le cycle de paroi, et engendrer des gains significatifs de performances (réduction de traînée). Ces simulations numériques par DNS montrent que les réductions de traînées les plus importantes sont obtenues lorsque que l'on observe une coalescence de stries, *i.e.* lorsque les stries fusionnent, ce qui a pour effet de diminuer le frottement pariétal (se référer à l'ouvrage de Lachmann (1967) pour une revue détaillée).

On se propose, dans le cadre de cette étude, de retrouver ces résultats numériques, par l'expérience. La difficulté de pouvoir appliquer un forçage volumique dans un fluide tel que l'air, a conduit à remplacer l'action de la force transversale par l'effet d'une paroi ondulante tendant à reproduire les mêmes phénomènes<sup>10</sup>. Le moyen de contrôle conçu dans cette optique est un module composé de 12 paires d'actionneurs piézoélectriques alimentées indépendamment, et capable d'induire des ondulations transversales sur la paroi de la plaque plane, comme décrit dans le paragraphe suivant.

### ▷ Dispositif expérimental

Une plaque plane de dimensions  $55 \times 180$  cm est montée dans la veine de la soufflerie S4 de l'IMFT. La gamme de vitesse utilisée pour les différents essais est entre 2 m/s et 3 m/s, ce qui correspond à des nombres de Reynolds entre 300 et 400 (basés sur l'épaisseur de déplacement de couche limite). En effet, afin de respecter les grandeurs d'échelles imposées par le module de contrôle, il est nécessaire de travailler à des vitesses peu élevées, bien en dessous du seuil de la transition observée pour cette plaque plane. Ainsi, pour générer une couche limite turbulente, un barreau transversal de 8 mm de diamètre est donc placé en amont de la plaque pour déclencher la turbulence (se référer à la thèse de Konieczny (2004) pour une description complète du dispositif expérimental, et pour les différentes mesures de validation relatives à la configuration étudiée).

### ▷ Module d'actionneurs

Le module d'actionneurs réalisé par le LEEI de Toulouse (Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique Industrielle) est constitué de 12 paires de bras qui peuvent osciller de haut en bas, perpendiculairement à la paroi du profil (Fig. 3.31b). Chaque actionneur, composé d'une lamelle fixée à un point de

---

<sup>9</sup>Notons que pour des applications concernant l'aérodynamique automobile par exemple, cette traînée de frottement a une contribution négligeable devant la traînée totale.

<sup>10</sup>Toutefois un contrôle électromagnétique serait aussi capable de générer un tel type de forçage (cf. chapitre 1).

levier, est animé d'un mouvement de battement induit par le déplacement d'une céramique piézoélectrique (Fig. 3.31a). Une fine paroi de latex vient alors recouvrir les actionneurs permettant ainsi l'ondulation de la paroi.

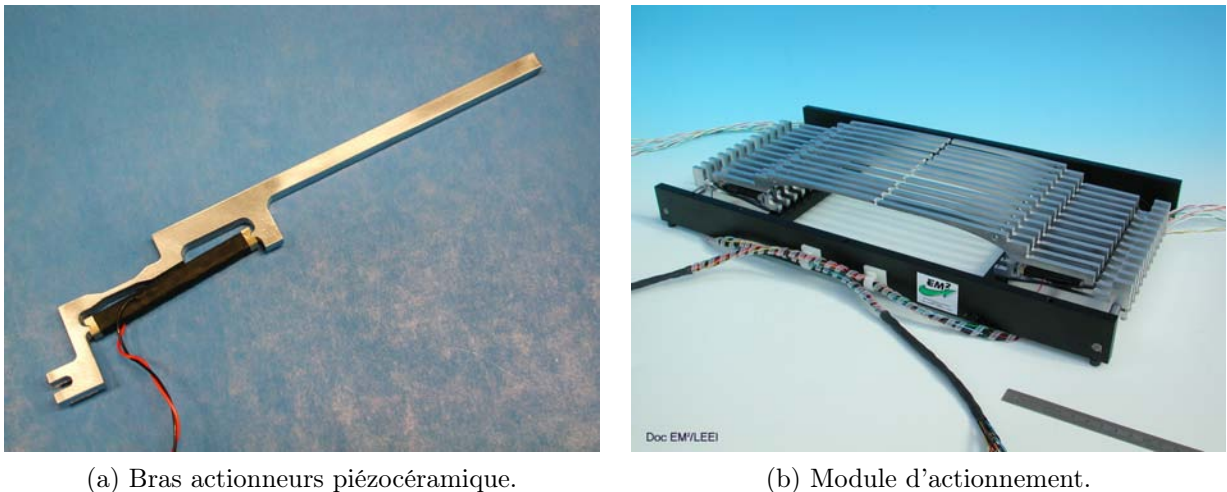


FIG. 3.31 – Actionneur d'ondulations de paroi.

Initialement l'actionneur était commandé grâce à un système électronique à base de potentiomètres modulant l'amplitude ou le déphasage de chaque paire et rendant ainsi possible la génération au niveau de la paroi de perturbations sous la forme d'ondes stationnaires ou progressives. La commande des actionneurs a été ensuite assurée par une interface graphique programmée sous Labview, qui permet une utilisation plus précise et plus ergonomique de la commande du module. Il est aussi possible de faire varier la fréquence et l'amplitude des oscillations. Les 12 paires d'actionneurs communiquent avec l'interface sous Labview grâce à trois cartes d'acquisition branchées sur des ports PCI d'un PC.

#### ▷ Moyens de mesure

- **Visualisations par fumée** Des visualisations par fumée sont mises en place selon la procédure exposée au chapitre 2. Elles permettent de pouvoir donner un aperçu qualitatif rapide de la dynamique de l'écoulement (Fig. 3.32). Pour cela, le débit de fumée arrivant sur la plaque est réglé précisément de façon à ce que la vitesse d'éjection soit négligeable devant la vitesse de l'écoulement amont. Pour accéder à des mesures quantitatives et apprécier plus finement l'effet du contrôle sur l'espacement entre les stries, des mesures PIV sont aussi mises en œuvre.

- **Mesures PIV** Des mesures PIV, dont le dispositif expérimental est présenté sur la figure 3.33 ont été réalisées dans des plans parallèles à la surface de la plaque afin de mesurer les stries pariétales. La nappe laser est générée par un laser Nd-YAG double cavité, d'une puissance de maximale de 200mJ par impulsion avec une fréquence de 5Hz pour chaque cavité. Le temps entre les deux tirs laser de l'ordre de 1ms et la nappe de lumière générée par le laser a une épaisseur de 1mm. La caméra utilisée est une CCD sensicam de résolution maximale  $1280 \times 1024$  pixels. Les calculs de corrélations entre les images ont été effectuées sur des mailles de taille  $32 \times 32$  pixels avec la méthode d'interpolation subpixel décrite précédemment.

### 6.3 Analyse des effets du contrôle

Les résultats présentés ici concernent uniquement la contribution de ce travail de thèse aux travaux de Konieczny (2004) et une description détaillée des diverses configurations étudiées peut être trouvée dans la thèse de Konieczny (2004).



FIG. 3.32 – Visualisations par fumée de stries turbulentes sur plaque plane.

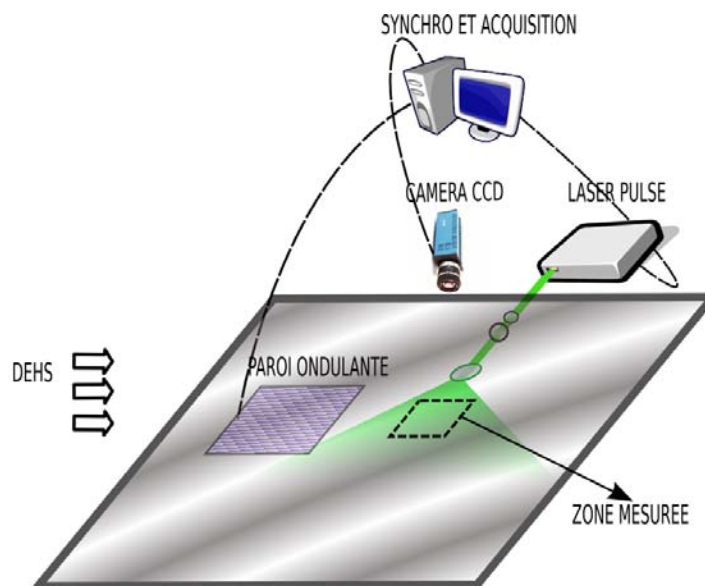


FIG. 3.33 – Dispositif expérimental de mesure PIV des stries turbulentes.

### ▷ Visualisations par fumée

La figure 3.34 illustre un exemple de l'organisation en stries de l'écoulement obtenu dans le cas d'un écoulement turbulent sans contrôle (Fig. 3.34a) et avec contrôle par un mouvement sous la forme d'une onde stationnaire à une fréquence de 1Hz (Fig. 3.34b). Il est très difficile de distinguer sur ces visualisations l'effet du contrôle car la diffusion de la fumée, même à des vitesses de soufflerie peu élevées, ne permet pas de distinguer clairement les éventuels rapprochements de stries attendus. Des investigations plus poussées se révèlent alors nécessaires, à base de mesures PIV et de traitement POD.

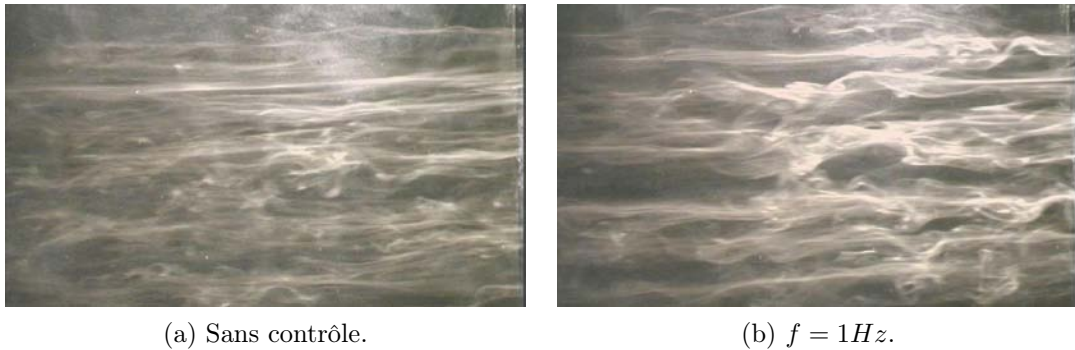


FIG. 3.34 – Visualisations par fumée des stries turbulentes de couche limite -  $U = 2m/s$   $y = 3mm$ .

### ▷ Mesure des champs de vitesse par PIV

La figure 3.35 montre que la mesure des stries par PIV a elle aussi été difficilement exploitable pour apprécier l'effet du contrôle. En effet, sur la figure 3.35a représentant un champ instantané sans contrôle, l'organisation en stries n'apparaît pas de manière très claire. Lorsqu'on applique un contrôle à base d'onde stationnaire à une fréquence de 1Hz pour un écoulement amont de 2m/s, l'effet sur les stries est aussi difficilement appréciable (Fig. 3.35b), en raison du caractère fortement turbulent de l'écoulement de proche paroi. Une analyse plus en profondeur est donc menée par l'intermédiaire de la POD pour filtrer les grosses structures (les stries dans ce cas) parmi les nombreuses petites structures turbulentes et ainsi étudier de manière plus ciblée les effets du contrôle.

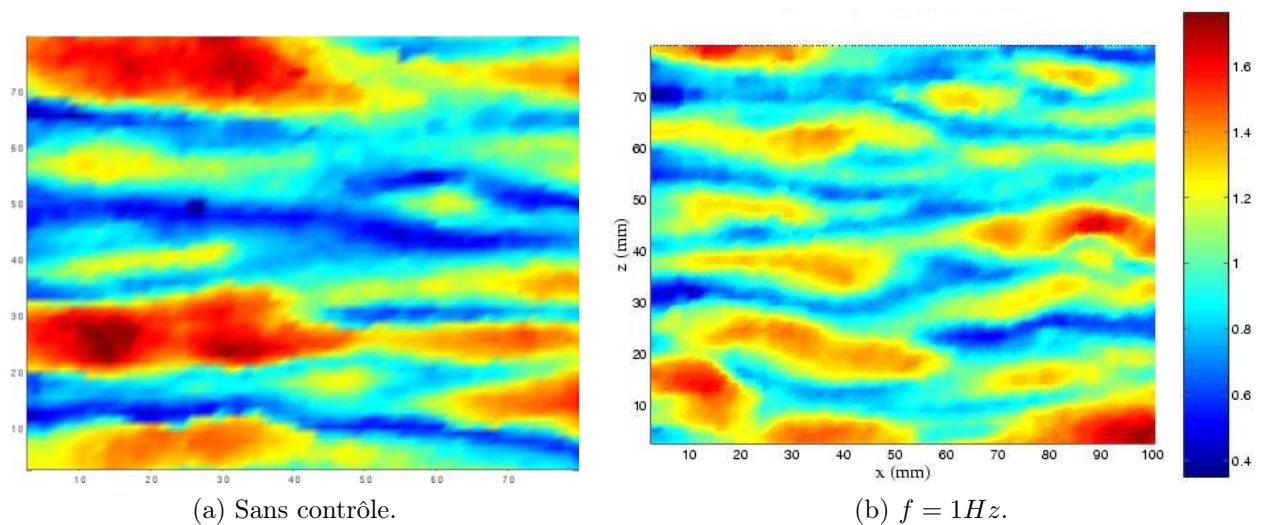


FIG. 3.35 – Champs de vitesse longitudinale mesurés par PIV pour  $U = 2m/s$ ,  $y = 3mm$ .

▷ Analyse POD

Le but est ici d’extraire les informations qui échappent aux moyens de mesure mis en œuvre afin d’apprécier les effets du contrôle. Une décomposition POD est alors effectuée sur les champs de vitesse mesurés par PIV (selon la méthode des snapshots définie au chapitre 2). La figure 3.36a illustre la décroissance des valeurs propres de la POD associées à l’énergie de chaque mode. Le champ fluctuant est purement turbulent et sa dynamique n’est pas dominée par une structure cohérente de grande échelle, mais constituée d’une multitude de petites structures cohérentes dont les énergies respectives sont représentées sur le spectre de la figure 3.36a. Ceci explique les difficultés rencontrées précédemment, liées à l’appréciation de la position des stries pariétales.

Cependant, la structure spatiale des modes POD suggère clairement une organisation en stries, correspondant à la dynamique turbulente de la couche limite (cf. Fig. 3.36b représentant le sixième mode POD par exemple). Ces résultats encouragent donc la comparaison des reconstructions des champs sur un nombre réduit de modes POD, dans les cas contrôlés et non contrôlés, afin de filtrer l’énergie et ainsi mettre en relief les structures cohérentes.

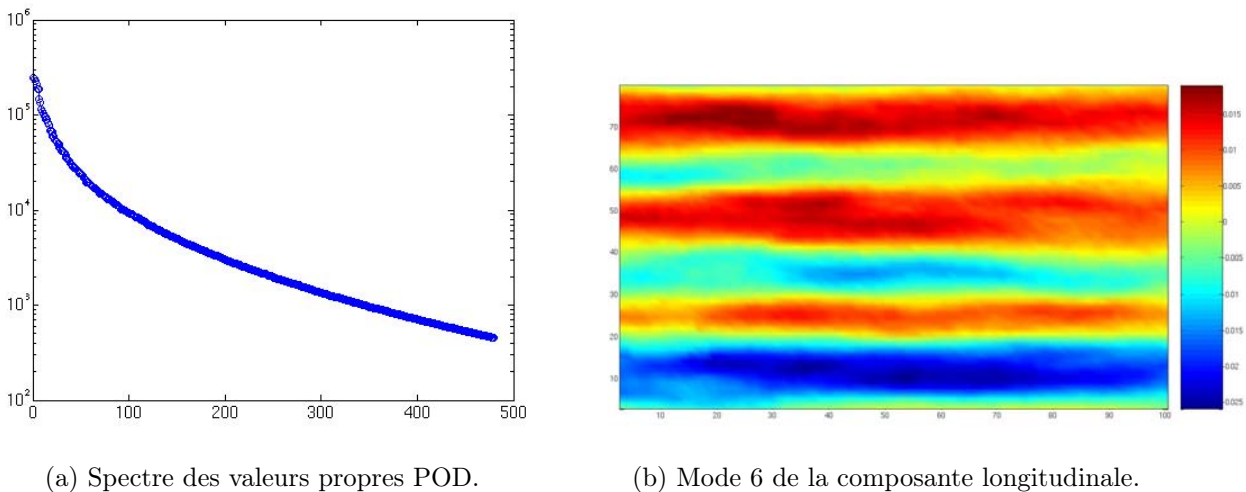


FIG. 3.36 – Analyse POD de la dynamique turbulente de l’écoulement de proche paroi.

Pour reconstruire l’écoulement, un champ instantané est projeté sur les modes POD (Fig. 3.37), comme décrit au chapitre 2. La qualité de la reconstruction peut être appréciée en comparant avec la reconstruction sur la totalité des modes, *i.e.* le champ instantané original (en bas à droite de la figure 3.37). Le filtrage en énergie effectuée par la POD permet de distinguer, à la différence des visualisations et des mesures PIV, deux stries de haute vitesse relative qui sont visibles en prenant en compte 40 modes sur la figure 3.37.

Les résultats de l’analyse POD appliquée au cas d’un écoulement contrôlé par une onde stationnaire à une fréquence de 8 Hz fournissent un résultat intéressant tendant à montrer les traces d’un contrôle efficace. En effet, comme cela a pu être observé qualitativement au cours des expériences de visualisations par fumée, la fréquence de 8 Hz apparaît comme la plus efficace et la reconstruction sur 15 modes montre deux stries qui se rapprochent sur la figure 3.38. Ce phénomène n’est cependant pas observé sur tous les champs instantanés et ne correspond pas à une coalescence de stries franches, comme celle obtenu dans les simulations numériques de Du *et al.* (2002). En effet, les amplitudes des ondulations de paroi se sont révélées trop faibles pour obtenir un contrôle efficace (cf. Konieczny (2004)). Cependant, pour des fréquences de contrôle différentes, le phénomène de rapprochement des stries observé sur les reconstructions POD des champs n’est pas toujours observable, ce qui laisse supposer que cette fréquence est la plus efficace, et qu’une coalescence de stries pourrait être obtenue de façon plus nette avec ce type de contrôle, en augmentant l’amplitude des ondulations de la paroi.

Cette expérience de contrôle, effectuée chronologiquement au début de la thèse, a permis de se familiariser avec les techniques de mesure, mais aussi de valider et tester la décomposition POD sur une configuration turbulente. Malgré des conclusions mitigées concernant la réduction de traînée par ondulations de paroi, cette étude encourage la poursuite d'expériences de contrôle basées sur ce module d'actionneurs, avec des amplitudes d'ondulations plus importantes, et permet aussi de montrer l'efficacité de la POD dans l'analyse ciblée des effets du contrôle sur un écoulement turbulent.

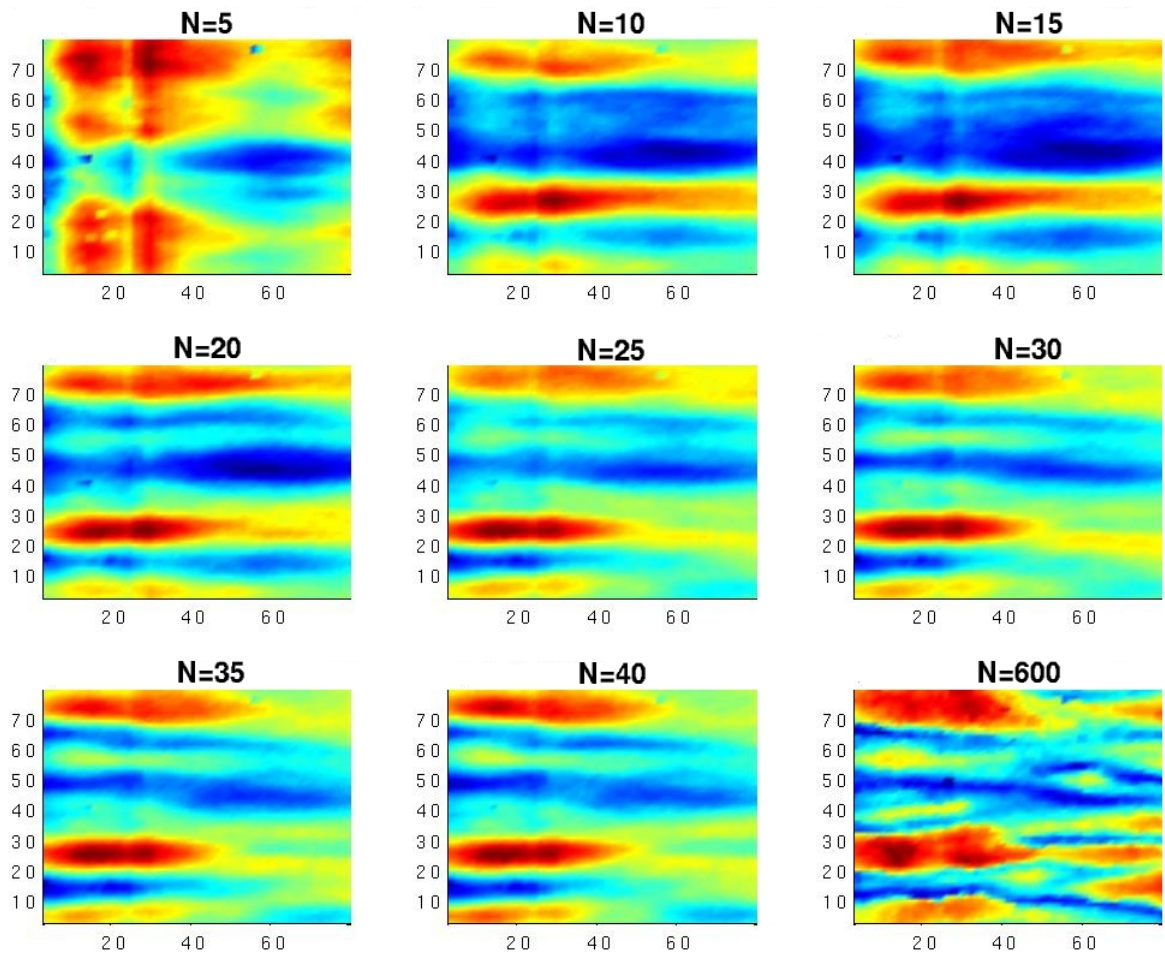


FIG. 3.37 – Reconstruction sur  $N$  modes POD d'un champ instantané sans contrôle -  $U = 2m/s$ ,  $y = 3mm$ .

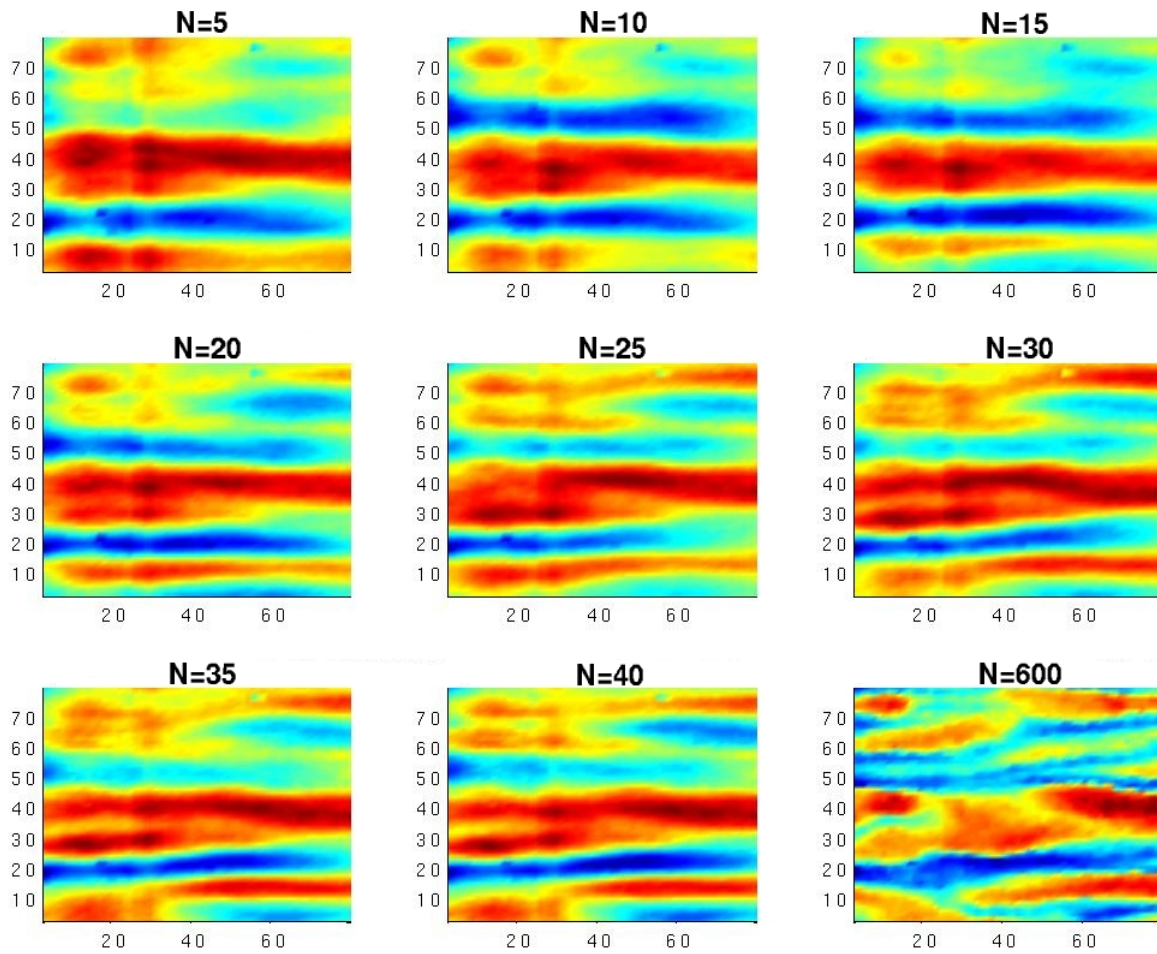


FIG. 3.38 – Reconstruction sur  $N$  modes POD d'un champ instantané pour un contrôle à une fréquence de 8 Hz -  $U = 2m/s$ ,  $y = 3mm$ .

# Chapitre

# 4

## Modélisation de dimension réduite

«Si timide que l'on soit, il faut bien que l'on interpole.  
L'expérience ne nous donne qu'un certain nombre de points isolés :  
il faut les réunir par un trait continu ; c'est là une véritable généralisation.  
Mais on fait plus : la courbe que l'on tracera passera entre les points observés  
et près de ces points ; elle ne passera pas par ces points eux-mêmes.  
Ainsi, on ne se borne pas à généraliser l'expérience, on la corrige ;  
et le physicien qui voudrait s'abstenir de ces corrections  
et se contenter vraiment de l'expérience toute nue,  
serait forcé d'énoncer des lois bien extraordinaires.»

Jules Henri Poincaré

### Aperçu

<b>1</b>	<b>Projection de la dynamique dans le sous-espace <math>\mathcal{R}_K</math> de dimension réduite</b>	<b>84</b>
<b>2</b>	<b>Remarque sur le choix du jeu de snapshots</b> . . . . .	<b>85</b>
<b>3</b>	<b>Les différentes bases de snapshots utilisées</b> . . . . .	<b>86</b>
<b>4</b>	<b>Principe de la calibration du modèle d'ordre réduit</b> . . . . .	<b>95</b>
<b>5</b>	<b>Calcul des termes de calibration par une méthode de moindres carrés</b> . .	<b>97</b>
<b>6</b>	<b>Calcul des termes de calibration par résolution d'un problème d'optimi- sation sous contraintes</b> . . . . .	<b>100</b>
<b>7</b>	<b>Application des méthodes de calibration aux configurations d'étude</b> . . . .	<b>102</b>
<b>8</b>	<b>Prévisions aux temps longs</b> . . . . .	<b>110</b>
<b>9</b>	<b>Conclusions et discussions</b> . . . . .	<b>115</b>

L'expression de la dynamique d'un système dans un sous-espace de faible dimension passe par l'extraction d'une base réduite d'approximation (optimale au sens d'un certain critère) à partir d'un ensemble de données discrétisées<sup>1</sup>. Dans cette optique, la base de fonctions orthonormées POD  $\Phi_i, i = 1, \dots, K$  permet de définir un sous-espace  $\mathcal{R}_K = \text{vect}\{\Phi_i\}$  de dimension réduite  $K$ . La dynamique de l'espace complet  $\mathcal{E}$  peut alors s'exprimer dans ce sous-espace  $\mathcal{R}_K$ , l'objectif poursuivi étant d'obtenir un système d'équations d'ordre réduit reproduisant le plus fidèlement possible la dynamique de l'espace complet.

Dans ce chapitre, la méthode d'obtention des modèles d'ordre réduit POD est d'abord présentée, puis elle est mise en œuvre pour trois configurations d'écoulements (cylindre circulaire, profil ONERA D et profil NACA012) de dynamiques différentes. Par la suite, afin d'améliorer la qualité de l'approximation fournie par ces modèles d'écoulements, plusieurs méthodes de calibration de ces modèles sont développées et comparées.

<sup>1</sup>La solution discrétisée constitue un premier modèle d'ordre réduit du système réel, passage de la solution continue de dimension infinie à une solution discrète de dimension finie et égale au nombre de points du maillage.

## 1 Projection de la dynamique dans le sous-espace $\mathcal{R}_K$ de dimension réduite

Pour obtenir le système dynamique d'ordre réduit représentatif de la dynamique de l'écoulement, une projection de Galerkin<sup>2</sup> est réalisée. Cette opération consiste à projeter les équations du mouvement, *i.e.* les équations de Navier-Stokes, sur les  $K$  premières fonctions de base  $\Phi_i$ , représentatives, par définition, du maximum d'énergie de l'écoulement. Soit  $\mathbf{V}(X, t)$  une variable d'état du système, la vitesse par exemple, la décomposition suivante est effectuée :

$$\mathbf{V}(X, t) = \sum_{i=1}^K a_i(t) \Phi_i(X). \quad (4.1)$$

Comme on l'a vu au chapitre 2, il convient de bien choisir la variable  $\mathbf{V}$  à décomposer pour que les fonctions de base POD vérifient des conditions aux limites homogènes<sup>3</sup>. On considère donc  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_m + \mathbf{V}$  où  $\mathbf{u}_m$  est le champ moyen de vitesse.

Soit  $(., .)$  un produit scalaire, la projection de Galerkin s'écrit :

$$\left( \Phi_i, \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \vec{\nabla}) \mathbf{u} \right) = \left( \Phi_i, -\vec{\nabla} p + \frac{1}{R_e} \Delta \mathbf{u} \right). \quad (4.2)$$

Le produit scalaire prend en compte la géométrie du problème. Ainsi, dans le cas de champs numériques discrétisés, la matrice de masse du maillage vient pondérer le produit scalaire (dans le cas de champs de vitesse mesurés par PIV où le maillage est orthonormé, elle est égale à la matrice identité).

En remplaçant  $\mathbf{V}$  par sa décomposition sur la base des fonctions  $\Phi_i$ , le système dynamique obtenu s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{da_i}{dt} = C_i + \sum_{j=1}^K L_{ij} a_j(t) + \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{ijk} a_j(t) a_k(t) + (\Phi_i, -\vec{\nabla} p), \\ a_i(0) = (\mathbf{V}(\mathbf{X}, t=0), \Phi_i(\mathbf{X})), \end{cases} \quad (4.3)$$

où  $K$  représente le nombre de modes POD retenus pour la projection. Le choix de ce nombre est généralement dicté par un critère énergétique visant à capturer 99% de l'énergie du système dans les modes POD retenus. Naturellement, l'ordre de la troncature dépend de la complexité de la dynamique que l'on souhaite reproduire.

Après un calcul algébrique simple, les coefficients de projection constants  $C_i$ , linéaires  $L_{ij}$  et quadratiques  $Q_{ijk}$  s'expriment sous la forme :

$$C_i = -(\Phi_i, (\mathbf{u}_m \cdot \vec{\nabla}) \mathbf{u}_m) + \frac{1}{R_e} (\Phi_i, \Delta \mathbf{u}_m), \quad (4.4)$$

$$L_{ij} = -(\Phi_i, (\mathbf{u}_m \cdot \vec{\nabla}) \Phi_j) - (\Phi_i, (\Phi_j \cdot \vec{\nabla}) \mathbf{u}_m) + \frac{1}{R_e} (\Phi_i, \Delta \Phi_j), \quad (4.5)$$

$$Q_{ijk} = -(\Phi_i, (\Phi_j \cdot \vec{\nabla}) \Phi_k). \quad (4.6)$$

Ces coefficients dépendent uniquement des fonctions de base, du champ moyen et du nombre de Reynolds  $R_e$ , et peuvent être calculés une fois pour toute : c'est l'approche dite POD-Galerkin.

<sup>2</sup>C'est un cas particulier de la méthode des résidus pondérés pour lequel les fonctions sur lesquelles se fait la projection sont également les fonctions qui servent à représenter les variables d'état.

<sup>3</sup>Dans ce mémoire, la fonction de contrôle introduite par [Graham et al. \(1999a\)](#) ne sera pas utilisée, les configurations étudiées pour la modélisation de dimension réduite correspondant à des cas sans contrôle.

▷ **Résolution numérique du système d'ordre réduit**

Le calcul numérique des coefficients de projection, donné par les expressions algébriques (4.4) à (4.6), est relativement court et la résolution du système (4.3) donne la dynamique temporelle des coefficients  $a_i(t)$ . Ce système est non-linéaire, comme son homologue de l'espace complet, au détail près qu'il n'y a plus de dérivées partielles mais des dérivées simples en temps. Par conséquent, la solution de ce système d'équations aux dérivées ordinaires (EDO) se calcule facilement. Dans ce mémoire, le système est résolu en utilisant la routine `ode45` de MATLAB qui utilise un schéma implicite Runge-Kutta avec des pas de temps adaptatifs. Le temps de calcul est très court par comparaison avec une résolution directe des équations de Navier-Stokes<sup>4</sup>.

A ce stade, les modes spatiaux  $\Phi_i(X)$  sont connus et les coefficients temporels  $a_i(t)$  calculés par le système dynamique d'ordre réduit (4.3). Les variables d'état  $\mathbf{V}$  se reconstruisent alors par la relation (4.1). Il faut noter que cette approximation de la dynamique dépend de l'ordre de troncature  $K$  fixé selon la précision souhaitée. En effet, le gain de temps apportée par cette méthode (par rapport à un calcul direct) est logiquement associé à une dégradation de précision. Dans ces conditions, il est nécessaire de qualifier la qualité de la prédiction de la dynamique dans le sous-espace réduit  $\mathcal{R}_K$  (les  $a_i$  calculés par le système d'équations (4.3)) par rapport aux coefficients temporels extraits directement de la base de données (les coefficients de référence, notés  $\hat{a}_i$ ). Pour cela, la définition suivante sera adoptée pour quantifier l'erreur de chaque mode :

$$E_i = \frac{1}{T} \sqrt{\sum_{s=1}^T (a_i(t_s) - \hat{a}_i(t_s))^2}. \quad (4.7)$$

## 2 Remarque sur le choix du jeu de snapshots

Comme le souligne Gunzburger (2004), le choix des snapshots est capital pour plusieurs raisons :

- ▷ Le système dynamique est capable d'approximer l'évolution spatio-temporelle des modes mais sa dynamique est limitée à l'horizon temporel<sup>5</sup> des snapshots, autrement dit, le modèle ne peut pas prédire la dynamique non capturée par le jeu de snapshots. Il convient donc de réaliser l'expérimentation (simulation numérique ou mesures) sur un intervalle de temps pertinent pour le phénomène que l'on souhaite étudier.
- ▷ La qualité de la prédiction est fortement dépendante de l'échantillonnage en temps des snapshots. Comme il a été exposé au chapitre 2 par analogie avec la compression d'images, si les snapshots sont très corrélés en temps, la matrice des corrélations sera de rang faible et donc le nombre de modes nécessaires pour reconstruire une dynamique sera faible. Le choix de la fréquence d'échantillonnage des snapshots joue donc un rôle crucial car cette fréquence est directement liée avec le phénomène que l'on souhaite reproduire, et conditionne la qualité de la compression d'informations.
- ▷ En vue de l'application du contrôle optimal sur le modèle d'ordre réduit, il est aussi nécessaire que les snapshots soient échantillonnés autour du chemin d'optimisation (Gunzburger, 2004) ; en d'autres termes, les snapshots doivent être échantillonnés de manière judicieuse dans l'espace des paramètres lors de l'expérimentation. Une fois de plus, la génération des snapshots se révèle capitale dans la construction du modèle. Des techniques peuvent être mises en œuvre à cet effet pour parcourir «au mieux» l'espace des paramètres selon le phénomène que l'on désire capturer, citons par exemple la Centroidal Voronoi Tessellation (CVT) par exemple, dont il a été fait allusion précédemment, en tant que technique de compression d'informations. En effet, ce puissant outil permet d'effectuer un découpage optimal de l'espace des paramètres («clustering»), réalisant ainsi un véritable plan

<sup>4</sup>Dans le cas du calcul de l'écoulement derrière un cylindre circulaire à  $Re = 200$ , le temps de résolution est de l'ordre de la journée pour une DNS, et de l'ordre de la minute pour le modèle d'ordre réduit construit sur une dizaine de modes.

<sup>5</sup>défini comme la durée de la simulation ou de la mesure.

d'expériences. La figure 4.1 illustre un exemple d'un découpage non uniforme en cellules de Voronoi sur un cercle.

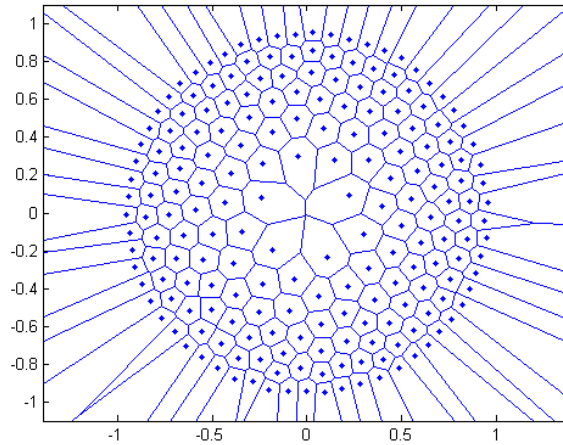


FIG. 4.1 – Exemple de génération d'une grille de cellules de Voronoi non uniforme sur un cercle d'après Burkardt *et al.* (2004).

Pour illustrer cette approche, imaginons une expérience de contrôle par jet synthétique comportant deux paramètres de contrôle, le débit et la fréquence des jets par exemple. Si la littérature (ou le flair de l'expérimentateur) semble désigner la région de l'espace où se situe le jeu de paramètres le plus efficace, alors la CVT peut permettre de générer un plan d'expériences adapté, *i.e.* optimalement resserré autour de l'intuition initiale<sup>6</sup>. Jusqu'à ce jour, cette méthode n'a cependant pas rencontré un franc succès, que ce soit du côté des études expérimentales ou numériques. Pourtant, son utilisation peut représenter un sérieux atout, tant dans les études paramétriques de contrôle que dans l'utilisation des données pour la construction d'un modèle d'ordre réduit.

Dans le cadre de la construction des modèles d'ordre réduit envisagés dans ce mémoire, cette technique n'a cependant pas été utilisée car les modèles n'ont pas été intégrés (principalement faute de temps) à une boucle d'optimisation. Les futurs travaux dans cette direction passeront donc par la génération de base de snapshots obtenus à partir de plans d'expérience par CVT.

### 3 Les différentes bases de snapshots utilisées

Le modèle d'ordre réduit va tout d'abord être construit dans un cas relativement simple afin de pouvoir analyser les différentes étapes de son obtention ainsi que sa stabilité numérique. Différentes méthodes de calibration seront ensuite mises en place pour améliorer la qualité de la prédiction du modèle.

#### 3.1 Sillage d'un cylindre circulaire (DNS) : cas *cylindre-DNS*

Les snapshots sont ici générés à l'aide du code ICARE (se reporter au chapitre 2 pour une description de la méthode numérique). La figure 4.2 présente un exemple de champ de vitesse longitudinale instantané illustrant la dynamique caractéristique des allées tourbillonnaires de Von Kármán.

Cette configuration présente la particularité d'avoir une dynamique temporelle présentant une périodicité très marquée se manifestant dans le sillage, et constitue par ce fait, un cas simple permettant de tester les méthodes de calibration.

<sup>6</sup>La génération d'un tel plan d'expériences, revient donc à un maillage de l'espace des paramètres de contrôle.

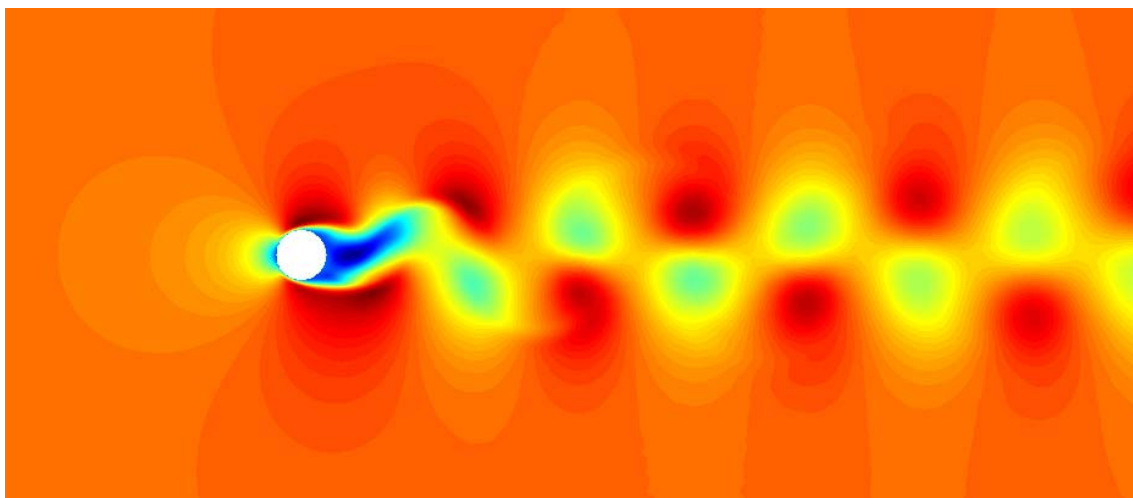


FIG. 4.2 – Snapshot de la vitesse longitudinale de l’écoulement décollé autour d’un cylindre circulaire à  $R_e = 200$ .

### 3.2 Écoulement décollé sur un profil ONERA D (PIV) : cas *profil-PIV*

L’écoulement décollé autour d’un profil d’aile à haut nombre de Reynolds, qui a concerné les expériences de contrôle par microjets du chapitre 3, a été choisi comme cas d’étude pour construire un modèle d’ordre réduit en vue de son utilisation dans une boucle d’optimisation. Les snapshots sont générés à l’aide de mesures PIV pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, de l’angle d’attaque et de la fréquence d’acquisition. La figure 4.3 présente un exemple de snapshot de la vitesse longitudinale obtenue dans le cas d’une configuration d’écoulement décroché.

Il apparaît que la dynamique capturée par le jeu de snapshots est ici très peu périodique :

- d’une part, parce que la zone mesurée est très proche du bord d’attaque et ne comporte pas de mouvement fortement périodique (émission tourbillonnaire de bord de fuite, détachement tourbillonnaire de bord d’attaque pleinement développé),
- d’autre part, en raison des paramètres d’échantillonnage des champs PIV qui constituent une limitation majeure. Il n’est donc pas possible d’atteindre un nombre de snapshots trop grand en raison de la capacité de stockage de la mémoire tampon de la caméra, ni même d’atteindre des fréquences d’échantillonnage trop élevées, la principale limitation étant la fréquence de tirs des cavités laser.

Pour ces raisons, il s’agit donc d’un cas *a priori* «pathologique» pour la modélisation d’ordre réduit.

### 3.3 Écoulement décollé sur un profil NACA012 (DNS) : cas *profil-DNS*

Les snapshots sont simulés numériquement en utilisant FLUENT (se référer au chapitre 2 pour une description de la résolution numérique). Le cas d’étude concerne une configuration décrochée correspondant à un angle d’attaque  $\alpha = 16^\circ$  et un nombre de Reynolds  $R_e = 5000$ , moins important que le cas précédent. Un exemple de snapshot de la vitesse longitudinale est présenté sur la figure 4.4.

Cette base de snapshots simulés numériquement présente l’avantage de pouvoir atteindre des fréquences d’échantillonnage importantes (jusqu’à des fréquences égales à l’inverse du pas de temps de la simulation). La dynamique de l’écoulement se compose d’une zone fortement décollée sur la totalité de l’extrados (Fig. 4.4) et d’un sillage périodique marqué par l’échappement tourbillonnaire de Von Kármán.

Dans la suite, afin d’alléger les écritures, les trois configurations étudiées seront respectivement qualifiées de *cylindre-DNS*, *profil-PIV* et *profil-DNS*.

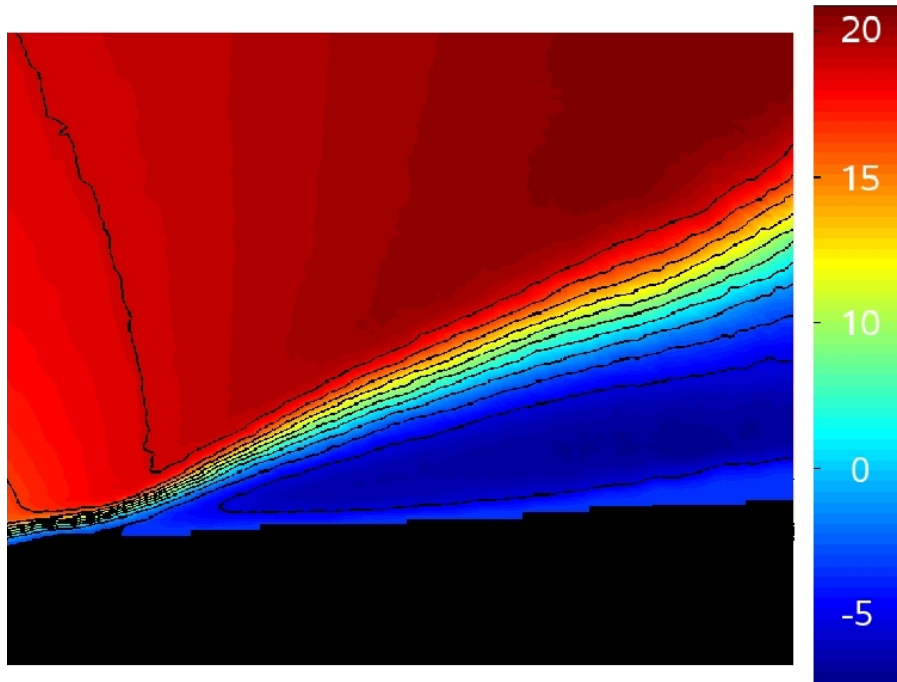


FIG. 4.3 – Snapshot de la norme de la vitesse dans le cas de l'écoulement décollé autour du profil ONERA D à  $Re = 4,6 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 16^\circ$ .

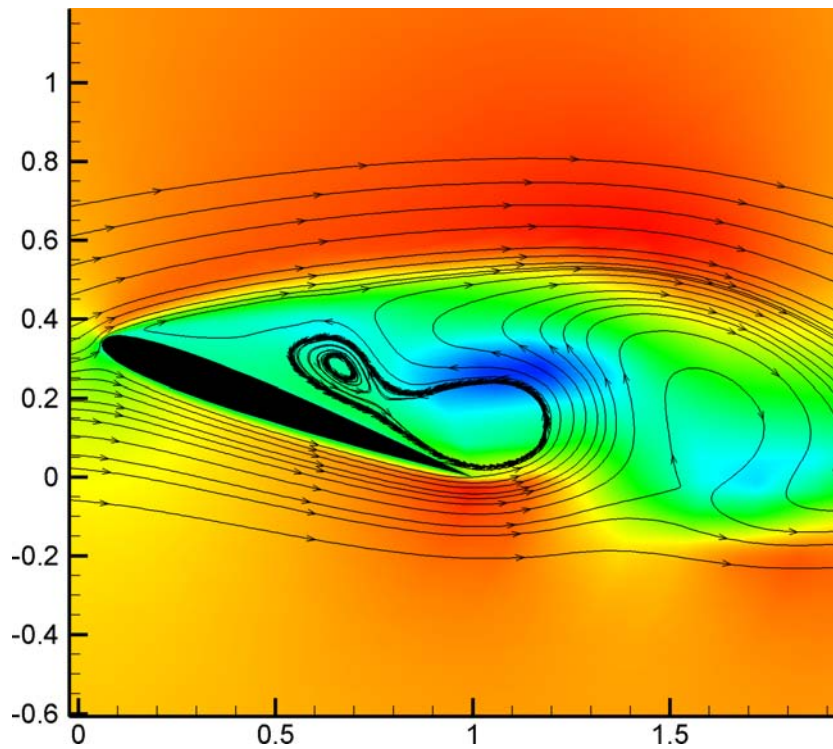


FIG. 4.4 – Snapshot de la vitesse longitudinale dans le cas de l'écoulement décollé autour du profil NACA012 à  $Re = 5000$  et  $\alpha = 16^\circ$ .

### 3.4 Extraction des bases POD

La méthode des snapshots est utilisée pour décomposer la vitesse de la façon suivante (se référer au chapitre 2 pour plus de détails sur le formalisme utilisé) :

$$\mathbf{u}(X, t) = \mathbf{u}_m(X) + \sum_{k=1}^K a_k(t) \Phi_k(X). \quad (4.8)$$

Les figures 4.5 à 4.7 présente les spectres des valeurs propres POD, associées à l'énergie de chaque mode (cf. chapitre 2), pour les trois configurations d'écoulement étudiées. Selon le cas considéré, l'énergie est plus ou moins concentrée sur les premiers modes POD. Ainsi, pour capturer 99% de l'énergie, il est nécessaire de prendre en compte 6 modes dans le cas *cylindre-DNS* (Fig. 4.5), contre 170 modes dans le cas *profil-PIV* (Fig. 4.6). La répartition de l'énergie de l'écoulement est, dans le cas *profil-DNS*, moins concentrée sur les premiers modes que dans le cas *cylindre-DNS* (Fig. 4.7). Le caractère périodique de la dynamique à reconstruire est, en effet, un paramètre déterminant dans le nombre de modes POD nécessaire à la reconstruction des données.

Les choix des troncatures réalisées sont représentés en bleu sur les figures 4.5 à 4.7, ces critères ayant été fixés de manière à ce que la majeure partie de l'énergie soit contenue dans les  $K$  modes retenus. La dynamique de l'écoulement est alors modélisée sur le sous-espace généré par ces modes. L'hypothèse sous-jacente est qu'une bonne représentation de la dynamique de l'écoulement peut être obtenue à partir d'un nombre limité de fonctions de base<sup>7</sup>. Cette hypothèse, adoptée ici, est confirmée par de nombreuses études de la littérature, portant aussi bien sur l'extraction de structures cohérentes, que sur la prédiction de la dynamique temporelle par modèle d'ordre réduit (se référer aux revues bibliographiques présentées aux chapitres 1 et 2).

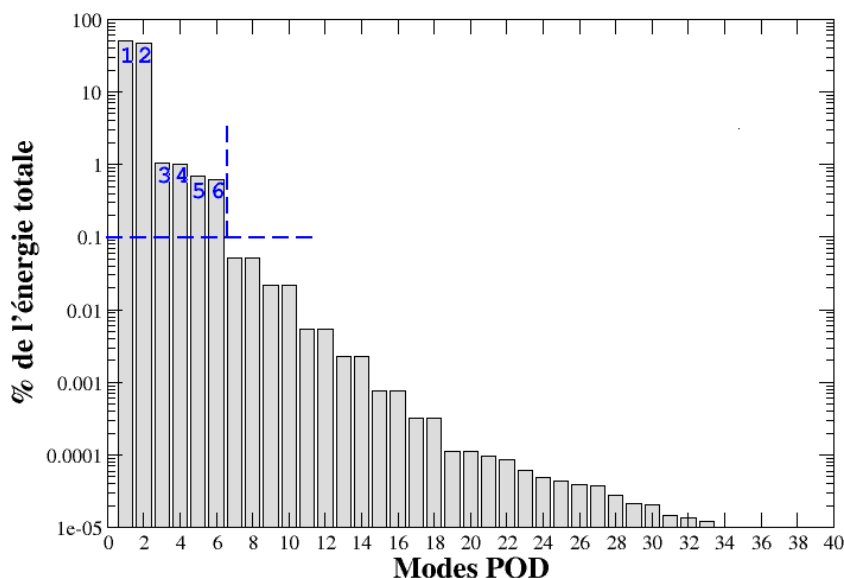


FIG. 4.5 – Décroissance du spectre des valeurs propres et troncature POD dans le cas *cylindre-DNS*.

La figure 4.8 présente un exemple de reconstruction spatiale d'un snapshot afin de juger de l'efficacité de la POD. Qualitativement, 20 à 30 modes semblent donner une bonne reconstruction de la structure globale de l'écoulement instantané. Toutefois, notons que dans le cadre d'une modélisation de dimension réduite, il est relativement peu coûteux de prendre en compte un nombre plus important de modes. En effet, même en gardant une centaine de modes, le modèle reste toujours bien plus rapide à calculer que par le biais d'une simulation numérique ou d'une mesure PIV.

<sup>7</sup>ou un nombre limité de structures cohérentes si leur définition découle de la décomposition POD

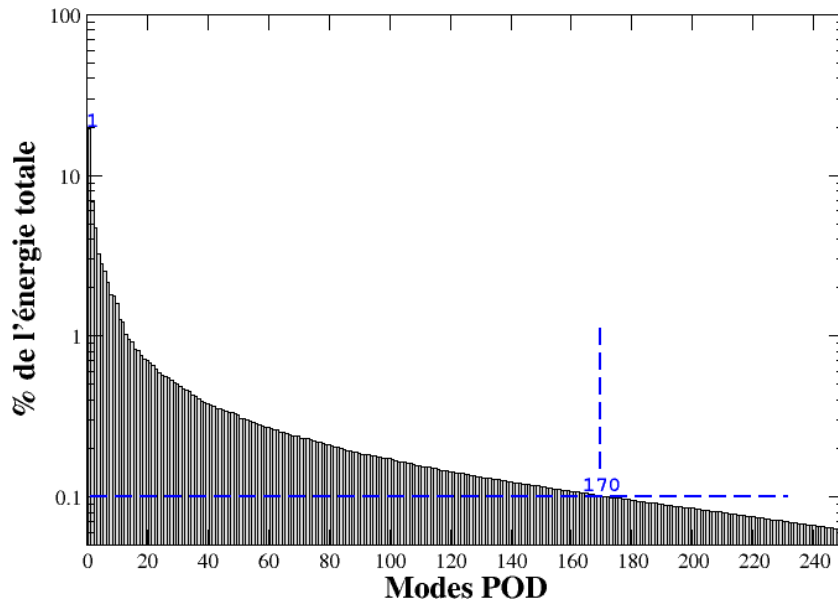


FIG. 4.6 – Décroissance du spectre des valeurs propres et troncature POD dans le cas *profil-PIV*.

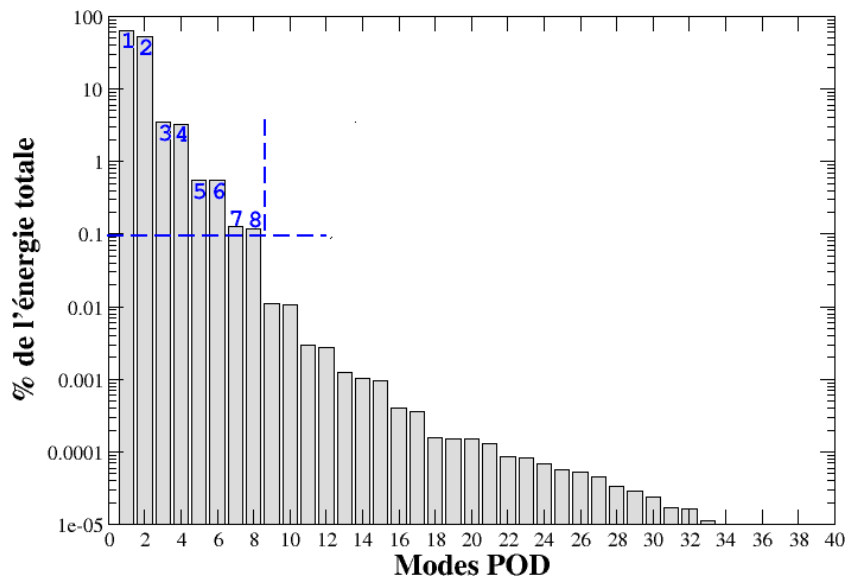


FIG. 4.7 – Décroissance du spectre des valeurs propres et troncature POD dans le cas *profil-DNS*.

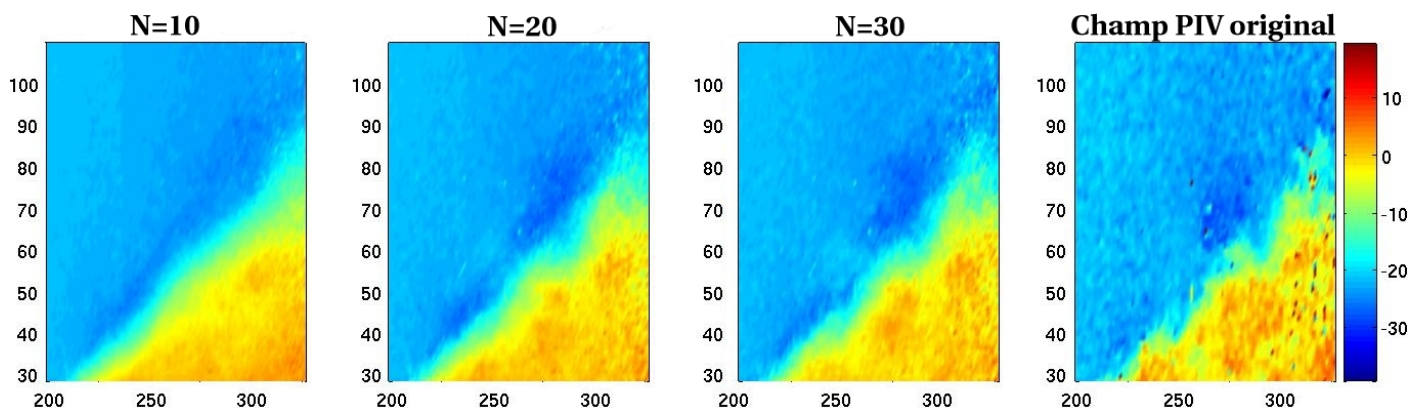


FIG. 4.8 – Reconstruction spatiale sur  $N$  modes POD d'un snapshot de la vitesse longitudinale dans le cas *profil-PIV* - La zone décollée représentée est située dans la région du bord d'attaque, juste après le point de décollement. Le profil est en situation de décrochage  $\alpha = 16^\circ$  et  $Re = 4,6 \cdot 10^5$ .

La figure 4.9 présente la norme des six premiers modes spatiaux obtenus dans le cas *cylindre-DNS*. Ils sont organisés par paires d'énergie équivalente (comme l'illustre la figure 4.5) et ont des structures spatiales antisymétriques car la dynamique à laquelle ils sont rattachés est l'allée périodique des tourbillons de Von Kármán. L'alternance induite par le lâcher tourbillonnaire se retrouve donc dans l'organisation des modes, conformément à ce qui est généralement trouvé dans la littérature. De plus, les premiers modes sont associés à des grosses structures, tandis que les modes d'ordre supérieur correspondent à de plus petites échelles.

La figure 4.10 présente également les six premiers modes POD obtenus dans le cas *profil-PIV*. L'organisation apparaît très différente du cas précédent, et la zone mesurée est très proche du bord d'attaque et ne capture que très peu de phénomènes périodiques (il n'y pas d'appariement des modes par paires, ou d'organisation antisymétrique des modes). Ce cas s'avère une fois de plus assez complexe à prédire par une modélisation de dimension réduite, d'une part parce que la dynamique associée est à un nombre de Reynolds plus important et donc plus complexe que le cas *cylindre-DNS*, et d'autre part car la dynamique est relativement non périodique du fait de la zone de l'écoulement étudiée. Le premier mode est associé à une gamme d'échelle de l'ordre de grandeur de la zone de recirculation (Fig. 4.10a) tandis que les modes suivants capturent la dynamique de structures tourbillonnaires issues du bord d'attaque et advectées à l'intérieur de la zone de recirculation. Cependant, ils ne sont pas visiblement appariés par paires et la séparation d'échelle sur les six premiers modes représentés est beaucoup moins nette que dans le cas précédent. En effet, comme l'illustre le spectre des valeurs propres de la figure 4.6, l'énergie est beaucoup plus dispersée sur les modes. Ceci est naturellement à relier avec le caractère turbulent de l'écoulement à  $Re = 4,6 \cdot 10^5$  considéré ici, exhibant une décroissance du spectre fréquentiel en  $-5/3$ <sup>8</sup>.

À titre d'illustration, les six premiers modes spatiaux de la vitesse longitudinale de l'écoulement autour du profil NACA012 sont présentés sur la figure 4.11. Le nombre de Reynolds de la simulation est  $Re = 5000$  et, à la différence du cas *profil-PIV*, la zone étudiée s'étend cette fois jusqu'au sillage, permettant ainsi de capturer dans le jeu de snapshots la périodicité de l'échappement tourbillonnaire, en plus de celle de la zone de recirculation mesurée dans le cas *profil-PIV*. Comme dans le cas *cylindre-DNS*, les deux premiers modes sont appariés et sont associés aux tourbillons de grande échelle du sillage. De plus, les modes sont organisés par paires d'énergie équivalente comme l'illustre la figure 4.7. Les modes suivants correspondent à des échelles plus petites, et sont appariés deux par deux, bien que cela soit légèrement moins net que dans le cas *cylindre-DNS*. En conséquence, la troncature effectuée pour capturer 99% de l'énergie est légèrement plus large dans ce cas, et fixée à 10 modes.

<sup>8</sup>Bien que le spectre des modes POD ne soit pas strictement équivalent au spectre fréquentiel classiquement utilisé en turbulence, il est possible d'établir une relation liant la décroissance de l'un à la décroissance de l'autre (se référer à l'article de Berkooz *et al.* (1993b) sur l'analyse des écoulements turbulents par POD).

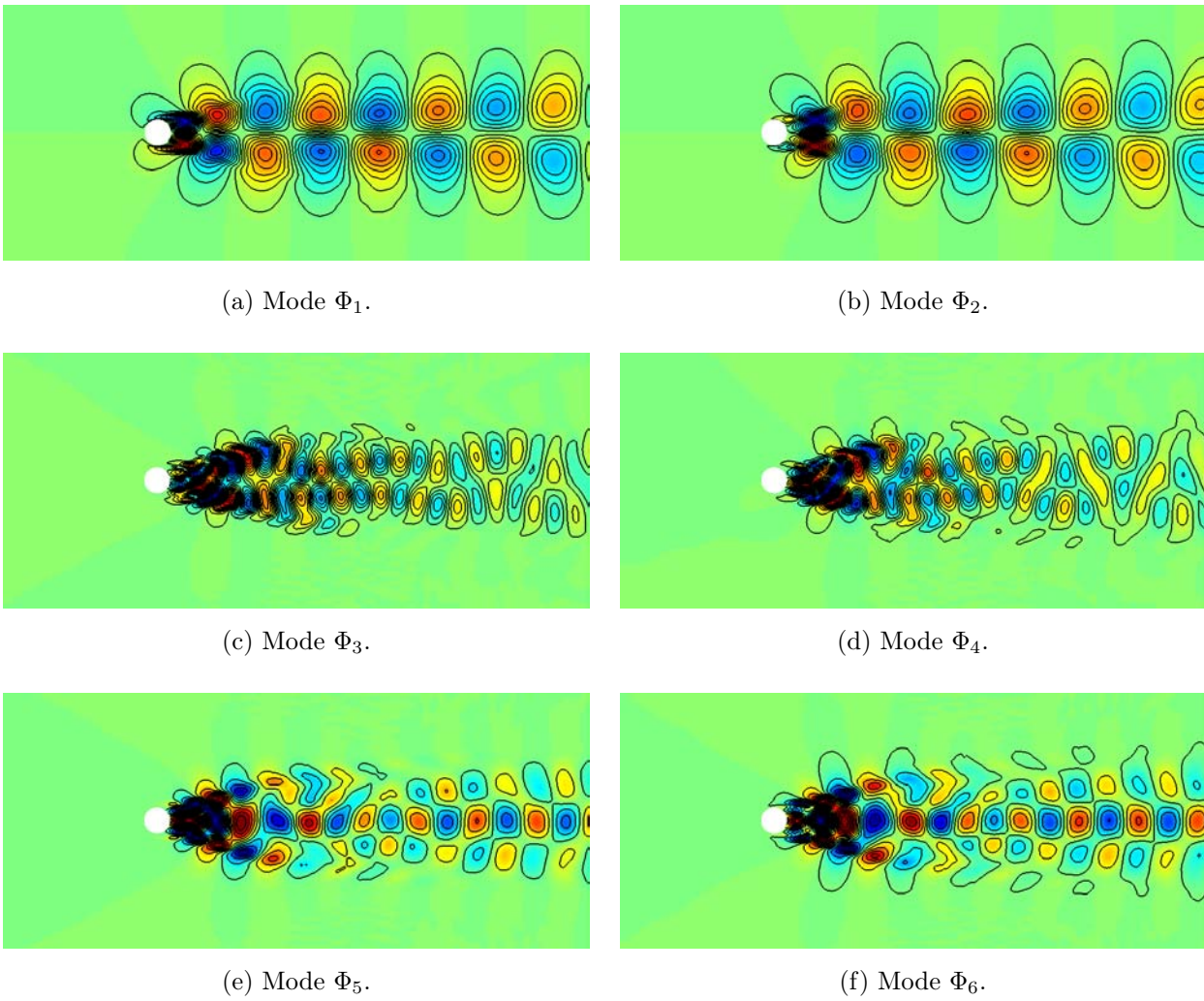


FIG. 4.9 – Norme des six premiers modes POD de la vitesse longitudinale dans le cas *cylindre-DNS*.

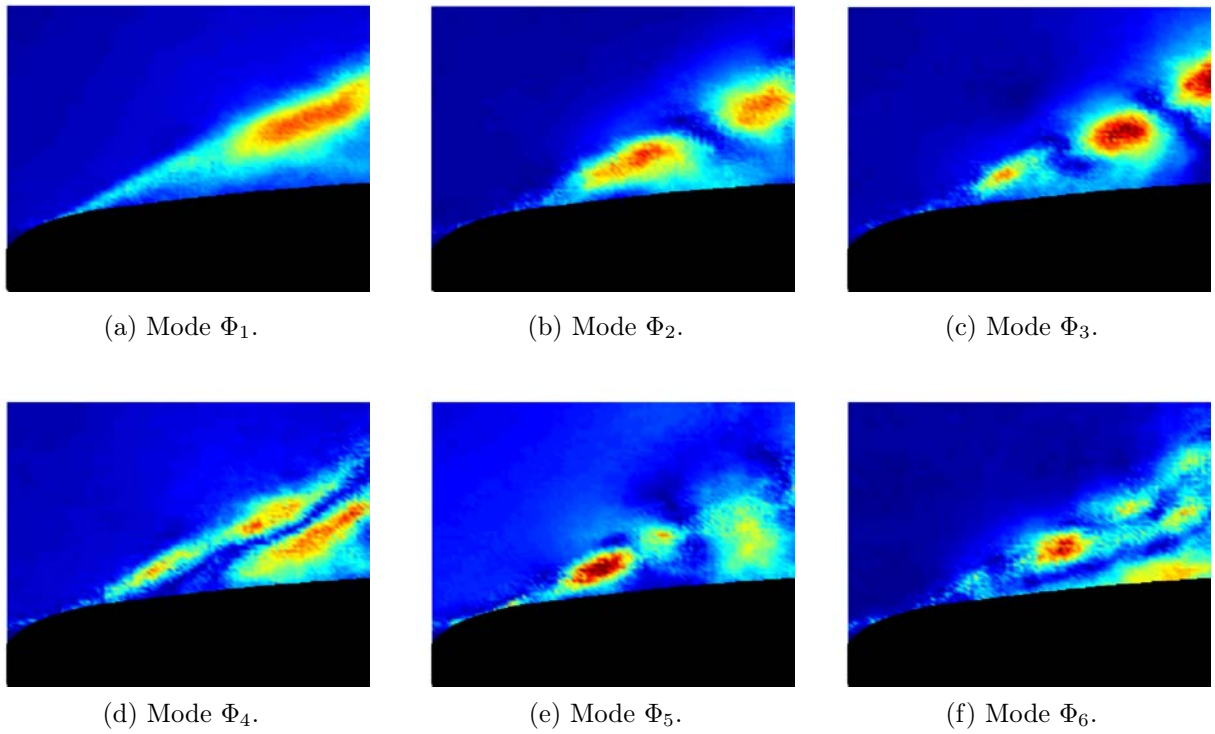


FIG. 4.10 – Norme des six premiers modes de la vitesse bidimensionnelle pour le cas *profil-PIV*.

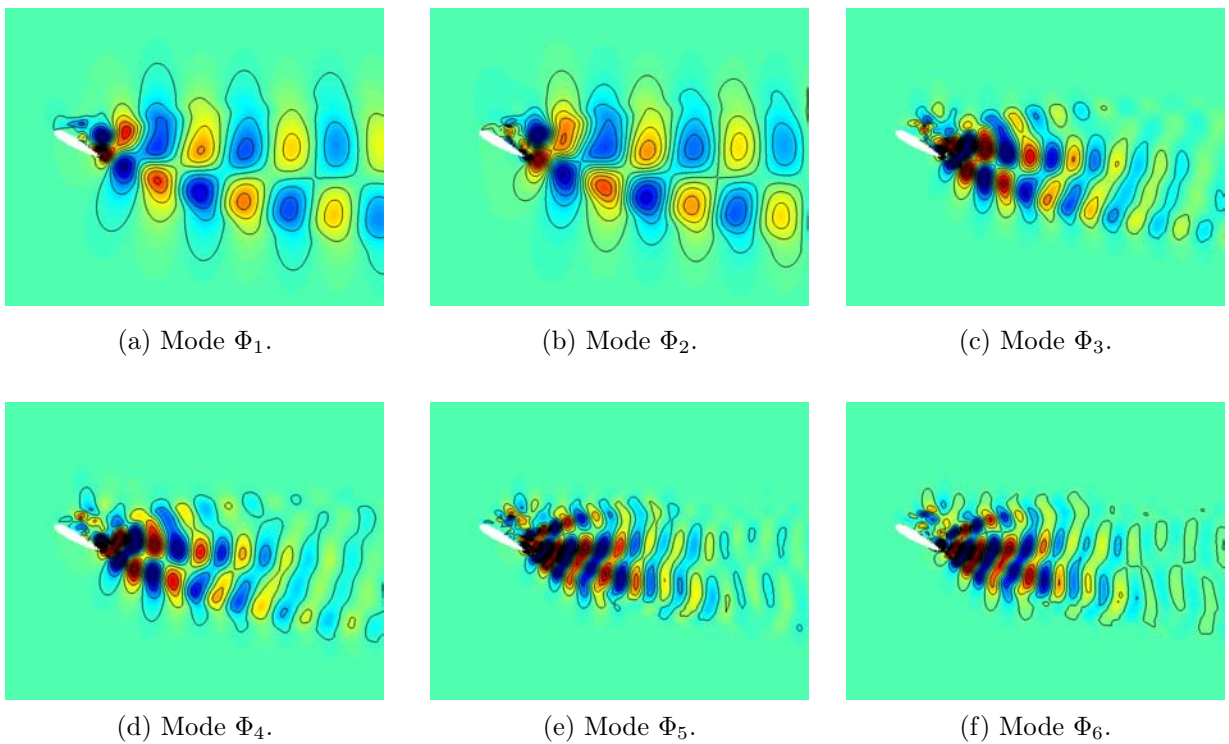


FIG. 4.11 – Norme des six premiers modes de la vitesse longitudinale pour le cas *profil-DNS*.

### 3.5 Obtention des modèles d'ordre réduit

À partir des bases POD obtenues pour les trois configurations précédemment décrites, des modèles d'ordre réduit peuvent être construits selon le principe exposé au début du présent chapitre. En fonction de la complexité dynamique de l'écoulement considéré, une troncature à l'ordre  $K$  dans l'espace des modes POD est effectuée lors de la projection de Galerkin. Le modèle d'ordre réduit ainsi obtenu, permet de reconstruire la dynamique temporelle de l'écoulement par intégration du système (4.3).

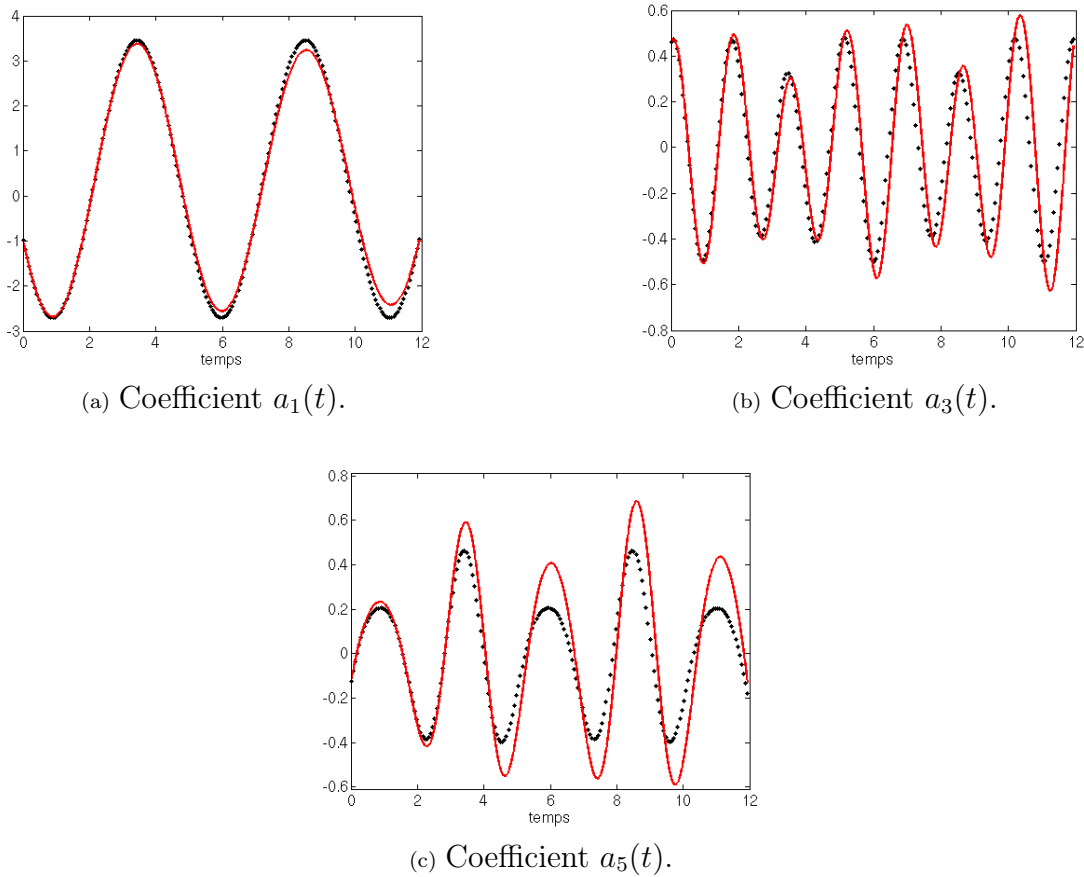


FIG. 4.12 – Comparaison des coefficients temporels calculés par le modèle réduit sans calibration aux coefficients temporels POD. Cas *cylindre-DNS*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD,  $\cdots$  dynamique temporelle de référence.

La figure 4.12 présente pour le cas *cylindre-DNS* une comparaison de la dynamique temporelle prédite par le modèle réduit à celle des coefficients temporels POD. L'étude des modèles relatifs aux deux autres configurations d'étude sera présentée plus loin. Il apparaît que le calcul des coefficients à partir du modèle d'ordre réduit obtenu directement par POD-Galerkin ne conduit pas à une prédiction parfaite des coefficients temporels. En effet, si le premier coefficient  $a_1$  (Fig. 4.12a) est relativement bien prédit, le modèle a néanmoins tendance à surestimer les maxima pour les coefficients d'ordre supérieur (Fig. 4.12b et 4.12c). De plus, un léger déphasage apparaît vers la fin de l'horizon temporel.

Le paragraphe suivant est consacré à l'amélioration de ce modèle et vise à obtenir une bonne prédiction de la dynamique pour les trois configurations d'études. Dans cette optique, des méthodes de calibration ont été développées.

## 4 Principe de la calibration du modèle d'ordre réduit

### 4.1 Instabilité du système et nécessité de calibration

Les erreurs de reconstruction temporelle du modèle POD-Galerkin peuvent s'expliquer par les raisons suivantes :

- ▷ La troncature dans l'espace des modes POD a pour effet d'introduire un manque de dissipation dans le modèle. En effet, les modes POD d'ordre les plus élevés sont, par définition, les modes les moins énergétiques et associés aux structures de petite échelle où s'effectue la dissipation. Par analogie avec les modèles de turbulence LES (simulation de grande échelle), la calibration doit donc corriger ce biais induit par la troncature des modes d'ordre élevé.
- ▷ Le terme  $(-\vec{\nabla}p, \Phi_i)$  correspondant à la projection de Galerkin du terme de pression est souvent mal évalué, voire inconnu dans le cas de snapshots obtenus expérimentalement par PIV. Cependant, ce terme s'avère être un élément déterminant dans la qualité de prédiction du modèle. Il est donc indispensable que sa contribution soit prise en compte par calibration (Noack *et al.*, 2005).

La calibration du système consistera donc à modifier tout ou partie des coefficients de projection POD-Galerkin du système (4.3) afin de prendre en compte de manière globale ces sources d'erreur d'approximation. Dans le cas *cylindre-DNS*, l'intégration du modèle réduit POD sans calibration conduit à une légère mésestimation de l'évolution temporelle des premiers coefficients de projection et à une mauvaise prédiction des modes d'ordre supérieur (Fig. 4.12). Pour le cas *profil-PIV*, comme il sera vu plus loin, le système diverge fortement à partir de la moitié de l'horizon temporel dans la plupart des configurations testées (pour certaines configurations, le modèle ne diverge pas mais la prédiction est très mauvaise).

Selon les auteurs, la modification des coefficients du système POD-Galerkin prend dans la littérature, le nom de stabilisation, correction ou calibration et s'effectue de différentes manières (Noack *et al.*, 2005). Un aperçu des différentes approches est donné au paragraphe suivant. Le point remarquable de ce problème est que la solution à laquelle il faut aboutir est déjà connue. En effet, l'idée est de modifier les coefficients du système de façon à superposer l'évolution temporelle des  $a_i(t)$  obtenus par intégration numérique du modèle réduit, à celle des coefficients temporels obtenus par POD que l'on notera  $\hat{a}_i(t)$ . Dans cette optique, la voie naturelle permettant d'atteindre cet objectif est une méthode basée sur la minimisation d'une fonctionnelle construite sur l'écart entre les  $a_i(t)$  et les  $\hat{a}_i(t)$ .

Les coefficients du modèle d'ordre réduit étant évalués à partir des modes POD, un autre point de vue consiste à considérer l'étape de calibration comme une modification de la base de fonctions POD. Il serait donc intéressant d'essayer de déterminer des modes POD modifiés, de manière à ce que les coefficients de projection POD-Galerkin (calculés à partir de ceux-ci) puissent reproduire au mieux, par construction, la dynamique de référence. Cette démarche, récemment proposée par Willcox *et al.* (2005) et encore au stade de développement, n'est pas exactement celle qui est mise en œuvre par la suite mais l'approche est sensiblement la même, dans le sens où les modes POD y sont modifiés *a posteriori*.

Il reste donc à choisir le type de modification à imposer au système pour le calibrer, *i.e.* déterminer la forme des termes de correction à ajouter aux équations. Différentes possibilités sont présentées ci-après.

### 4.2 Termes de calibration

#### ▷ Ajout d'un terme linéaire

En introduisant un terme de calibration linéaire, le système (4.3) s'écrit :

$$\dot{a}_i(t) = C_i + \sum_{j=1}^K (L_{ij} + D_{ij})a_j(t) + \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{ijk}a_j(t)a_k(t). \quad (4.9)$$

Les coefficients  $D_{ij}$  sont ensuite calculés en résolvant un problème de minimisation. Une méthode simple qui sera détaillée au §5.1, consiste à minimiser la différence, au sens des moindres carrés, entre

les coefficients  $\dot{a}_i(t)$  calculés à l'aide du système (4.9) et les coefficients  $\hat{a}_i(t)$  issus de la POD. Une autre méthode, plus rigoureuse, consiste à minimiser sous les contraintes du système (4.9) la fonctionnelle suivante :

$$E = \sum_{i=1}^K \int_0^T [a_i(t) - \tilde{a}_i(t)]^2 dt. \quad (4.10)$$

L'extremum de  $E$  est obtenu en transformant ce problème d'optimisation sous contraintes en un nouveau problème d'optimisation sans contrainte par la méthode des multiplicateurs de Lagrange. Cette méthode de résolution, utilisée dans de nombreux contextes scientifiques, passe par la définition d'une nouvelle fonctionnelle Lagrangienne qui va permettre d'imposer les contraintes artificiellement (comme il sera détaillé au paragraphe 6). Ceci conduit alors à un problème classique de type direct-adjoint, qui converge rapidement pour donner une excellente prédiction des  $a_i(t)$  dans le cas *cylindre-DNS*. Cette technique a été employée avec succès par Galletti *et al.* (2004) dans le cas d'un écoulement confiné autour d'un cylindre carré.

#### ▷ Ajout d'un terme linéaire et d'un terme constant

Le principe est le même que dans le cas précédent, à la différence près que le terme à ajouter au système s'écrit maintenant sous la forme  $D_i^{(0)} + \sum_{j=1}^K D_{ij}^{(1)} a_j(t)$  (Galletti *et al.*, 2005). Les deux termes de correction sont alors calculés de la même manière que précédemment à partir du système suivant :

$$\dot{a}_i(t) = C_i + D_i^{(0)} + \sum_{j=1}^K (L_{ij} + D_{ij}^{(1)}) a_j(t) + \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{ijk} a_j(t) a_k(t). \quad (4.11)$$

Comme cela sera précisé plus loin, cette méthode s'avère être la plus efficace.

#### ▷ Ajout d'une viscosité tourbillonnaire $\alpha_i$

Le fait de ne retenir dans la projection de Galerkin que les premiers modes de la POD revient à sous-estimer dans le modèle la contribution des termes dissipatifs, ce qui produit au cours du temps une amplification des coefficients  $a_i(t)$ . Ce phénomène est similaire à celui rencontré en LES, où le comportement des petites échelles qui ne sont pas résolues doit être modélisé. Une méthode pour s'affranchir de cette difficulté consiste à introduire dans le système des viscosités artificielles proportionnelles au nombre de Reynolds  $R_e$ , transformant ainsi dans les équations du modèle, le terme  $\frac{1}{R_e}$  en  $\frac{1+\alpha_i}{R_e}$ . Les viscosités tourbillonnaires  $\alpha_i$  peuvent être fixées de manière empirique (Aubry *et al.*, 1988; Perret, 2004), ou mieux encore, évaluées comme solution d'un problème d'optimisation sous contraintes (Bergmann, 2004).

De façon à séparer les coefficients du modèle POD-Galerkin fonctions du nombre de Reynolds des autres, on note  $C_i = C_i^0 + \frac{1}{R_e} C_i^{R_e}$  et  $L_{ij} = L_{ij}^0 + \frac{1}{R_e} L_{ij}^{R_e}$ . Avec l'ajout des termes  $\alpha_i$ , le système s'écrit :

$$\dot{a}_i(t) = C_i^0 + \sum_{j=1}^K L_{ij}^0 a_j(t) + \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{ijk} a_j(t) a_k(t) + \frac{1+\alpha_i}{R_e} (C_i^{R_e} + L_{ij}^{R_e} a_j(t)). \quad (4.12)$$

#### ▷ Autres méthodes

- Afin de stabiliser un modèle d'ordre réduit en formulation compressible, Vigo (2000) propose d'ajouter un terme cubique au système par le biais d'une méthode appelée *Streamline Upwind Petrov Galerkin* (SUPG). Cette technique, implémentée dans le code AETHER de Dassault, fournit des résultats intéressants mais accroît nettement la complexité du calcul numérique de la méthode.
- Dans le cas d'un écoulement de sillage, Sirisup et Karniadakis (2004) utilisent un modèle de viscosité spectrale issu d'une modélisation LES pour améliorer la prédiction aux temps longs (1000 périodes de Von Kármán) de leur modèle réduit POD.

Par la suite, deux méthodes sont présentées pour évaluer les termes de calibration. La première, simple et rapide en temps de calcul, est basée sur une procédure de moindres carrés (§ 5). La deuxième méthode, plus complète et plus rigoureuse mathématiquement, évalue les termes de calibration par résolution d'un problème d'optimisation sous contraintes (§ 6). Après ces descriptions techniques, la dernière partie du chapitre sera consacrée à l'analyse des résultats obtenus par ces calibrations, pour les trois configurations étudiées.

## 5 Calcul des termes de calibration par une méthode de moindres carrés

### 5.1 Évaluation analytique

Le développement qui suit détaille le calcul analytique d'un terme linéaire de calibration, pour illustrer la méthode générale d'obtention des différents termes présentés au § 4.2. La procédure est strictement la même pour le calcul des termes de calibration constants et linéaires, et pour le calcul des viscosités tourbillonnaires. Dans l'exemple de ce paragraphe, les termes linéaires  $F_{ij}$  de calibration concernent un modèle réduit POD donné par :

$$\dot{a}_i(t) = C_i + \sum_{j=1}^K F_{ij} a_j(t) + \sum_{\tilde{j}=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{i\tilde{j}k} a_{\tilde{j}}(t) a_k(t). \quad (4.13)$$

Les coefficients  $F_{ij}$  vont être calculés en minimisant la différence, au sens des moindres carrés, entre la dérivée des coefficients  $\dot{a}_i(t)$  évalués à l'aide du système (4.13) et la dérivée temporelle des coefficients POD  $\dot{\hat{a}}_i(t)$ . Ainsi, soit  $N_t$  le nombre de snapshots utilisé pour la POD, la fonctionnelle à minimiser s'écrit de la manière suivante<sup>9</sup> :

$$E = \sum_{i=1}^K \sum_{n=1}^{N_t} \left[ \dot{a}_i(t_n) - \dot{\hat{a}}_i(t_n) \right]^2. \quad (4.14)$$

La fonctionnelle coût  $E$  est minimale lorsque  $\frac{\partial E}{\partial F_{lm}} = 0$ , ce qui s'écrit :

$$\frac{\partial E}{\partial F_{lm}} = 2 \sum_{i=1}^K \sum_{n=1}^{N_t} \left[ \dot{a}_i(t_n) - \dot{\hat{a}}_i(t_n) \right] \frac{\partial \dot{a}_i(t_n)}{\partial F_{lm}}, \quad (4.15)$$

Par ailleurs, d'après (4.13) :

$$\frac{\partial \dot{a}_i(t_n)}{\partial F_{lm}} = \sum_{j=1}^K \frac{\partial F_{ij}}{\partial F_{lm}} a_j(t_n) = \delta_{il} a_m(t_n). \quad (4.16)$$

Par conséquent,

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial F_{lm}} &= 2 \sum_{n=1}^{N_t} \left[ \dot{a}_l(t_n) - \dot{\hat{a}}_l(t_n) \right] a_m(t_n) \\ &= 2 \sum_{n=1}^{N_t} \left[ C_l + \sum_{j=1}^K F_{lj} a_j(t_n) + \sum_{\tilde{j}=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{l\tilde{j}k} a_{\tilde{j}}(t_n) a_k(t_n) - \dot{\hat{a}}_l(t_n) \right] a_m(t_n). \end{aligned} \quad (4.17)$$

Finalement, en convenant de poser :

<sup>9</sup>Pour des raisons d'évaluation numérique de la dérivée temporelle, les résultats POD  $(\hat{a}_i(t_1), \dots, \hat{a}_i(t_{N_t}))$  sont d'abord interpolés à l'aide d'une fonction spline.

$$\left\{ \begin{array}{l} H_m = \sum_{n=1}^{N_t} a_m(t_n), \\ R_{jm} = \sum_{n=1}^{N_t} a_j(t_n)a_m(t_n), \\ P_{jkm} = \sum_{n=1}^{N_t} a_j(t_n)a_k(t_n)a_m(t_n), \\ T_{lm} = \sum_{n=1}^{N_t} \dot{\hat{a}}_l(t_n)a_m(t_n), \end{array} \right. \quad (4.18)$$

la condition de gradient nul s'écrit :

$$C_l H_m + \sum_{j=1}^K F_{lj} R_{jm} + \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{ljk} P_{jkm} - T_{lm} = 0. \quad (4.19)$$

Finalement, le terme de calibration linéaire possède l'expression analytique suivante :

$$F = GR^{-1} \quad \text{avec} \quad G_{lm} = T_{lm} - \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{ljk} P_{jkm} - C_l H_m. \quad (4.20)$$

En introduisant ce terme dans le système (4.13), l'approximation de la dynamique de référence est quasiment parfaite dans le cas *cylindre-DNS*. De plus, et c'est pourquoi cette procédure peut être qualifiée d'initialisation, l'expression (4.20) va pouvoir être utilisée en tant que condition initiale pour le terme de calibration cherché dans la procédure d'optimisation sous contraintes qui sera présentée au § 6.

Rappelons que pour évaluer les termes constants, linéaires et quadratiques, la méthode est similaire, l'écriture littérale des calculs «sur papier» devenant toutefois assez fastidieux lorsque tous les coefficients du modèle sont calibrés<sup>10</sup>. Cette méthode, bien que plus rudimentaire que celle présentée au § 6, fournit des résultats excellents. Dans le cadre de ce mémoire, elle a été systématiquement utilisée avant les méthodes d'optimisation sous contraintes, comme une méthode rapide de calibration des modèles. Précisons cependant que les méthodes d'optimisation sous contraintes, numériquement plus lourdes, sont plus rigoureuses d'un point de vue mathématique, car elles prennent en compte à la fois les informations fournies par les snapshots mais aussi celles contenues dans les équations du modèle réduit.

## 5.2 Évaluation numérique

Basée également sur une minimisation par moindres carrés, cette méthode, pouvant être appelée identification polynômiale (Perret, 2004), évalue numériquement les termes de calibration sans chercher à déterminer une expression analytique. Dans cette approche, soit  $N_r$  le nombre de coefficients du modèle réduit à déterminer, le modèle réduit (4.13) est d'abord écrit sous forme matricielle :

$$\dot{a}_i(t) = \sum_{k=1}^{N_r} x_k A_k(a_1, \dots, a_n). \quad (4.21)$$

Dans cette expression,  $x_k$  sont les paramètres inconnus à identifier et  $A_k$  un ensemble de monôme au plus cubique en  $a_i$ . La minimisation par moindres carrés se ramène à la résolution d'un système linéaire sous la forme  $AX = B$  où  $A$  est la matrice contenant l'ensemble des monômes  $A_k$ ,  $X$  le vecteur des inconnus  $x_k$  et  $B$  la matrice contenant les dérivées temporelles des coefficients POD  $\dot{\hat{a}}_i(t)$ . La matrice  $A$  étant non carrée, la solution du problème est donnée par le pseudo-inverse dont il a été fait allusion au chapitre 2. Par cette procédure, tous les coefficients du système sont identifiés en même temps au prix d'un coût de calcul et de stockage plus important que le calcul analytique direct de chacun des termes.

<sup>10</sup>Cependant l'évaluation des coefficients est très rapide car la solution analytique est écrite sous forme matricielle.

Dans ce mémoire, cette méthode proposée par Perret (2004) a été testée avec succès sur un système dynamique étalon, le système chaotique de Lorenz, originellement écrit pour modéliser simplement les mouvements atmosphériques. Les coefficients du système (4.13) sont identifiés à partir d'un jeu de snapshots calculés comme solutions des équations originales du problème<sup>11</sup> :

$$\begin{cases} \dot{a}_1 = P_r(a_2 - a_1), \\ \dot{a}_2 = Ra_1 - a_2 - a_1a_2, \\ \dot{a}_3 = -ba_3 + a_1a_2. \end{cases} \quad (4.22)$$

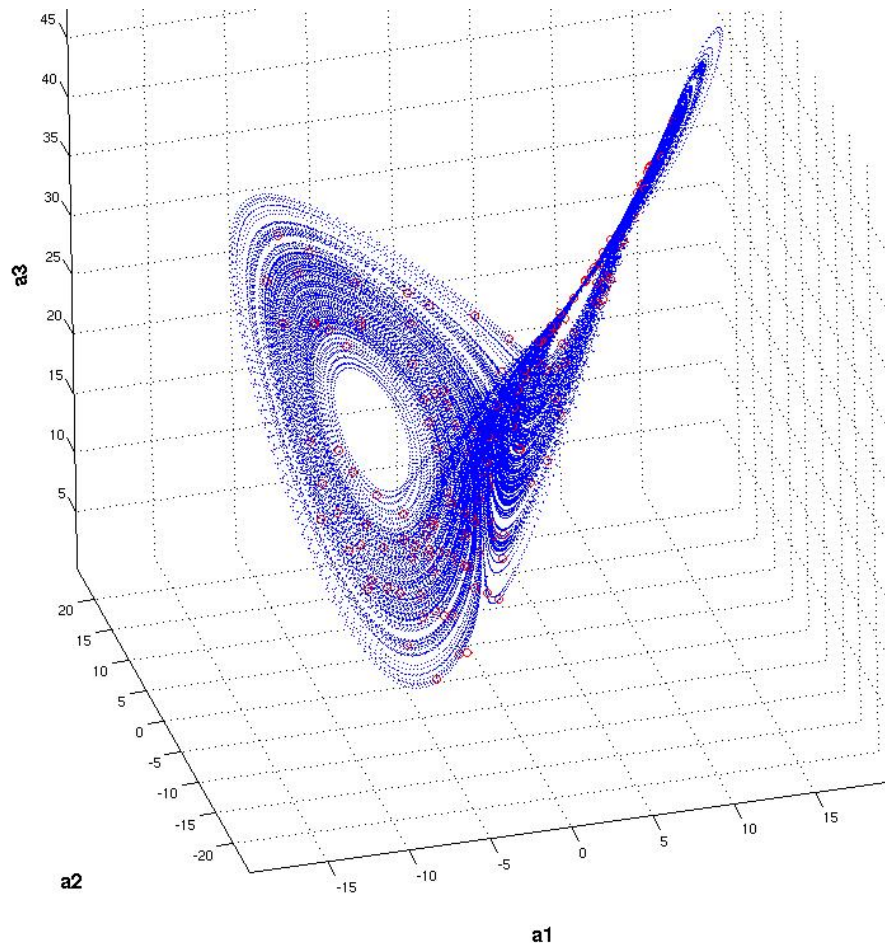


FIG. 4.13 – Prédiction du système de Lorenz à l'aide d'un modèle d'ordre réduit calibré. Ronds rouges : informations issues des snapshots - Bleu : prédiction du modèle.

Pour des valeurs particulières des paramètres du système<sup>12</sup>, le comportement des solutions  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  devient chaotique, le portrait de phase prenant alors la forme de l'attracteur étrange de Lorenz avec ses deux lobes d'attraction caractéristiques. La figure 4.13 illustre la prédiction du modèle calibré à partir des snapshots, et dont l'équation d'évolution en temps est donnée par (4.21). Le résultat est similaire selon la méthode de calibration par moindres carrés utilisée (analytique ou numérique), bien que le calcul analytique soit plus léger à réaliser. Ce cas test, étant d'une certaine manière la configuration générique théorique des systèmes chaotiques de la même famille que les équations de Navier-Stokes, permet de suggérer, de manière très parlante, une modélisation de dimension réduite POD efficace pour les écoulements complexes de fluides. Introduit par Perret (2004) dans ce contexte, ce cas d'étude théorique permet de valider l'approche consistant à modéliser la dynamique d'un écoulement par un système d'équations polynômiales, au plus quadratiques, *i.e.* le modèle d'ordre réduit tel qu'il est défini par l'équation (4.3).

<sup>11</sup>L'échantillonnage des snapshots a été effectuée à la manière de la DTPIV, dont il se sera fait mention par la suite, afin de recueillir également l'information sur les  $\hat{a}_i(t)$  (Perret, 2004).

<sup>12</sup> $P_r = 10$ ,  $R = 28$ ,  $b = \frac{8}{3}$  par exemple.

## 6 Calcul des termes de calibration par résolution d'un problème d'optimisation sous contraintes

En suivant la même démarche que le paragraphe précédent présentant la calibration par moindres carrés, cette partie illustre le calcul des termes de calibration (linéaires, constants et linéaires ou viscosités tourbillonnaires, tous calculés dans ce travail) par l'exemple de la recherche d'un terme linéaire, pour des raisons de clarté. Pour les autres formes des termes de calibration, la procédure est exactement la même.

### ▷ Principe

Une manière naturelle de poser le problème de calibration est de chercher à déterminer les coefficients du modèle réduit POD (linéaires dans cet exemple) tels que les amplitudes des coefficients  $a_i(t)$ , calculés à partir des équations du modèle d'ordre réduit, soient les plus proches possible des amplitudes des coefficients temporels de référence  $\widehat{a}_i(t)$ , obtenus directement par POD. Une méthode rigoureuse, qui prend de surcroît en compte les équations du modèle d'ordre réduit (et donc la physique du problème), consiste à résoudre le problème de minimisation sous contraintes suivant :

- Déterminer les paramètres de contrôle  $F_{ij}$  du modèle réduit POD qui minimisent la fonctionnelle  $\mathcal{J}$  définie comme

$$\mathcal{J}(a_i, F_{ij}) = \int_0^T \sum_{i=1}^K [a_i(t) - \widehat{a}_i(t)]^2 dt, \quad (4.23)$$

- sous les contraintes des équations d'état, *i.e.* du modèle réduit POD :

$$\begin{cases} \frac{da_i}{dt} = C_i + \sum_{j=1}^K F_{ij} a_j(t) + \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K Q_{ijk} a_j(t) a_k(t), \\ a_i(0) = \left( \mathbf{V}(X, t=0), \Phi_i(X) \right). \end{cases} \quad (4.24)$$

Ce problème est résolu par la méthode des multiplicateurs de Lagrange ([Gunzburger, 1997a](#)), astucieux artifice de calcul qui consiste à transformer le problème d'optimisation sous contraintes initial en un problème d'optimisation sans contrainte via l'introduction d'une fonctionnelle de Lagrange notée  $\mathcal{L}$ . Les multiplicateurs de Lagrange sont au nombre des contraintes du système et peuvent être assimilés aux variables adjointes du problème direct comme cela sera explicité par la suite.

Pour alléger les écritures, notons de manière formelle le système (4.24) sous la forme :

$$\mathcal{N}_i(a_i, F_{ij}) = 0. \quad (4.25)$$

La fonctionnelle lagrangienne  $\mathcal{L}$  s'écrit alors :

$$\mathcal{L}(a_i, F_{ij}, \lambda_i) = \mathcal{J}(a_i, F_{ij}) - \sum_{i=1}^K \langle \lambda_i(t), \mathcal{N}_i(a_i, F_{ij}) \rangle, \quad (4.26)$$

où le produit scalaire  $\langle \cdot \rangle$  est défini par :

$$\langle \lambda_i(t), \mathcal{N}_i(a_i, F_{ij}) \rangle = \int_0^T \lambda_i(t) \mathcal{N}_i(a_i, F_{ij}) dt. \quad (4.27)$$

Rappelons que la dérivée directionnelle, ou dérivée au sens de Fréchet de  $\mathcal{L}$  au point  $X_0$  suivant la direction  $\delta X$ , est définie par :

$$\left. \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X} \right|_{X_0} \delta X = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\mathcal{L}(X_0 + \epsilon \delta X) - \mathcal{L}(X_0)}{\epsilon}. \quad (4.28)$$

Au minimum de  $\mathcal{L}$ , le point est stationnaire par rapport à chacun de ses trois arguments que l'on suppose indépendants. Par conséquent, on impose aux dérivés de Fréchet de  $\mathcal{L}$  par rapport à  $a_i$ ,  $F_{ij}$  et  $\lambda_i$  de s'annuler. L'extremum de  $\mathcal{J}$  est donc atteint lorsque  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \lambda_i} \delta \lambda_i = 0$ . On peut montrer, en considérant que les petites variations  $\delta \lambda_i$  sont arbitraires, que cela revient à vérifier les contraintes (4.25) du système.

L'annulation de la dérivée  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial a_i} \delta a_i$  va donner les équations adjointes. Pour ce faire, quelques manipulations algébriques sont nécessaires, notamment des intégrations par parties afin de faire apparaître les variations  $\delta \lambda_i$  en facteur et ainsi de pouvoir identifier l'expression de la dérivée.

Remarquons ici que pour mettre en facteur les termes de variation, la notion d'adjoint apparaît naturellement à cette étape du processus (Antkowiak, 2005). En effet, soit  $L$  un opérateur quelconque, son adjoint  $L^+$  est défini par l'opérateur tel que, au sens d'un certain produit scalaire noté  $(\cdot, \cdot)$ , on vérifie :

$$(L\delta a_i, A) = (\delta a_i, L^+A) \quad \forall \delta a_i. \quad (4.29)$$

Finalement, les variations  $\delta a_i$  étant supposées arbitraires, on obtient les équations adjointes<sup>13</sup>, complétées par la condition terminale  $\lambda_i(T) = 0$ <sup>14</sup> :

$$\begin{cases} \frac{d\lambda_i}{dt} = - \sum_{j=1}^K F_{ji} \lambda_j - \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K \lambda_j (Q_{jik} + Q_{jki}) a_k - 2(a_i - \hat{a}_i), \\ \lambda_i(T) = 0. \end{cases} \quad (4.30)$$

Enfin,  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_{ij}} \delta F_{ij} = 0$  donne la condition d'optimalité :

$$\int_0^T \lambda_i(t) a_j(t) dt = 0. \quad (4.31)$$

La résolution du système constitué des équations d'état (4.24), des équations adjointes (4.30) et de la condition d'optimalité (4.31) conduit à la solution optimale, point stationnaire de  $\mathcal{L}$ . La résolution est, dans beaucoup de configurations, très lourde (comme il a été fait mention dans l'introduction du mémoire) mais ici, les équations d'état du modèle sont relativement rapides à résoudre car ce sont des équations différentielles ordinaires d'ordre réduit (et non les équations de Navier-Stokes complètes).

#### ▷ Résolution numérique

Deux méthodes de résolution sont ensuite testées. La première est basée sur une résolution itérative du système optimal. En convenant de noter  $\cdot^{(n)}$  les solutions obtenues à l'itéré  $n$  de la procédure, cette méthode itérative consiste à :

1. Initialiser les termes de calibration  $F_{ij}$  à zéro, ou mieux, avec le résultat de la procédure de moindres carrés décrite à la section 5 afin d'avoir une initialisation *a priori* proche du minimum.
2. Résoudre les équations du modèle d'ordre réduit calibré pour obtenir les amplitudes des coefficients  $a_i^{(n)}(t)$ .
3. Résoudre le système d'équations adjointes en temps rétrograde pour obtenir les variables adjointes  $\lambda_i^{(n)}(t)$ .
4. Grâce à la condition d'optimalité, le gradient de la fonctionnelle coût permet d'actualiser le paramètre de contrôle  $F_{ij}$  par :

$$F_{ij}^{(n+1)} = F_{ij}^{(n)} + \alpha^{(n)} \nabla_{F_{ij}}^{(n)} \mathcal{L}. \quad (4.32)$$

---

<sup>13</sup>Ceci justifie que les multiplicateurs de Lagrange sont aussi appelées variables adjointes, ainsi que la dénomination «équations adjointes».

<sup>14</sup>Ces conditions sont nécessaires pour annuler les termes de bord issus des intégrations par parties. Les équations adjointes sont alors résolues en temps rétrograde, *i.e.* en remontant le temps de  $t = T$  à  $t = 0$ .

Le pas  $\alpha^{(n)}$  est déterminé par une méthode de recherche linéaire. Dans ce mémoire, une méthode d'Armijo à rebroussement (voir [Bergmann 2004](#) pour une description plus détaillée de la méthode) a été utilisée. Cette méthode a l'avantage par rapport à une méthode à pas fixe, d'accélérer la convergence au voisinage du minimum.

5. Si il n'y a pas convergence de l'algorithme alors retourner à l'étape 2 en utilisant les nouvelles valeurs des paramètres de contrôle  $F_{ij}$ .

Une autre méthode, proposée par [Galletti et al. 2005](#) est aussi testée pour résoudre le système optimal «en une fois». Pour cela, les variables d'état et adjointes sont discrétisées sur une grille de collocation Gauss-Lobatto, rendant ainsi les calculs des dérivées temporelles rapides à évaluer<sup>15</sup> par des produits matrices-vecteurs (voir [Galletti et al. 2005](#) et [Galletti et al. \(2007\)](#) pour une description complète de la procédure). Cette approche pseudo-spectrale permet d'éviter une résolution séparée des différentes équations du système optimal (équations d'état, adjointes et condition d'optimalité). En effet, les équations de ce système discrétisées sur cette grille sont alors résolues en bloc, en utilisant une méthode de Newton. Comme il sera vu plus loin, cette approche est plus rapide en temps de calcul que la procédure itérative décrite précédemment. Toutefois, les tailles mémoire nécessaires à la résolution sont plus importantes que dans le cas de la procédure itérative et peuvent s'avérer prohibitives dans certaines configurations complexes.

## 7 Application des méthodes de calibration aux configurations d'étude

Ce paragraphe est consacré à l'application des méthodes de calibration introduites précédemment, par moindres carrés et par optimisation sous contraintes, pour les différentes formes de termes de calibration présentées précédemment. Les trois configurations d'étude, comportant des dynamiques différentes vont ainsi permettre une comparaison détaillée des méthodes de calibration, ainsi qu'une investigation de la faisabilité de la modélisation de dimension réduite POD, pour des configurations d'écoulements décollés, mesurés ou simulés.

### 7.1 Prédiction obtenues par calibrations des modèles

La figure [4.14](#) présente pour le cas *cylindre-DNS* les résultats obtenus après calibration du modèle par ajout de termes linéaires évalués par moindres carrés (le modèle est construit sur 6 modes POD, conformément à la troncature présentée au § [3.4](#)). La comparaison avec la figure [4.12](#) permet de mettre en évidence les effets bénéfiques de la calibration : les erreurs de surestimation des maxima n'existent pratiquement plus et le décalage de phase observé en fin d'horizon temporel est supprimé, même pour les coefficients d'ordre élevé. Un modèle POD d'ordre réduit fiable peut donc être construit dans cette configuration simple *cylindre-DNS*.

La figure [4.15](#) présente les résultats d'un modèle réduit POD construit sur 170 modes dans le cas *profil-PIV*. Le modèle non calibré est très instable et, comme l'illustrent les figures [4.15a](#) et [4.15c](#), il diverge à partir de la moitié de l'horizon temporel, aussi bien pour les premiers coefficients que pour les coefficients d'ordre élevé. Une calibration par ajout de termes constants et linéaires calculés par une méthode des moindres carrés est alors effectuée. Cependant, les figures [4.15b](#) et [4.15d](#) montrent que cette calibration ne permet pas d'avoir une modélisation fiable sur l'horizon temporel des snapshots. Seule une approximation grossière de la dynamique est donc obtenue dans le cas *profil-PIV*. En effet, bien que l'ordre de grandeur des amplitudes de référence soit relativement bien restitué, localement la dynamique est très mal prédite. Comme il était pressenti, ce cas est particulièrement complexe à modéliser. Les raisons de cette mauvaise approximation, liées principalement à un mauvais échantillonnage, seront analysées plus loin. La troisième configuration d'écoulement étudiée va permettre de mettre en lumière les causes des problèmes liés à la mauvaise approximation de la dynamique dans ce cas.

<sup>15</sup>mais aussi bénéficiant d'une précision pseudo-spectrale

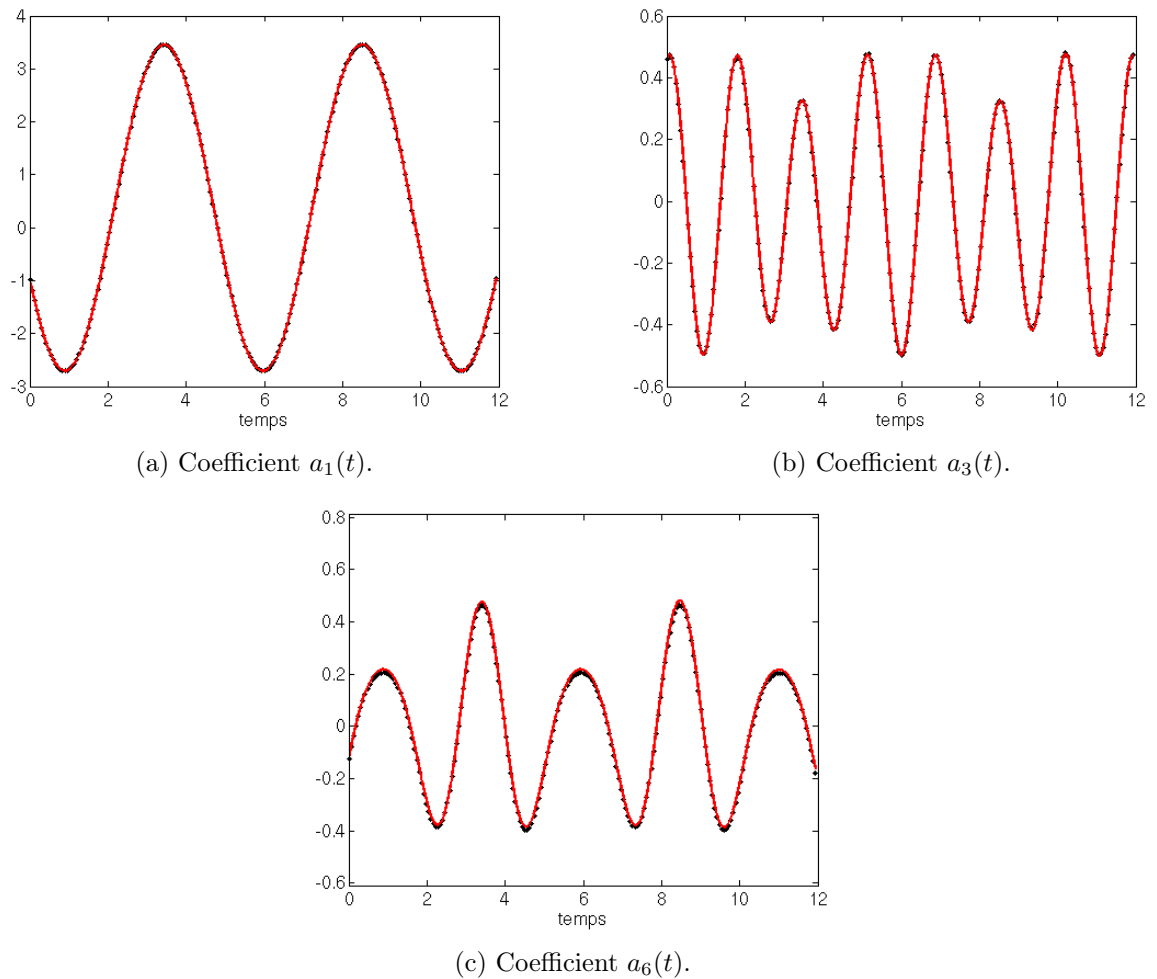
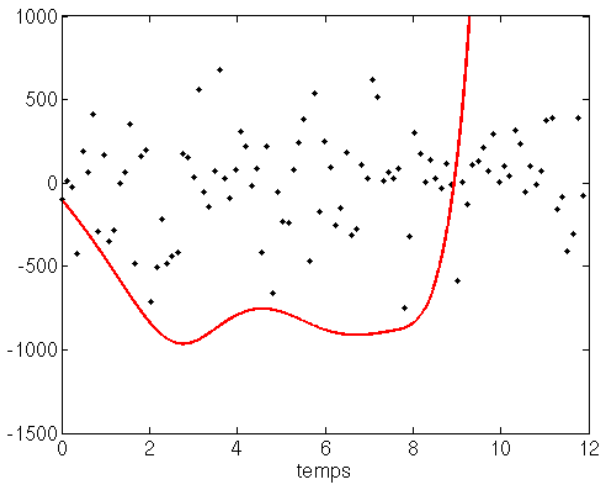
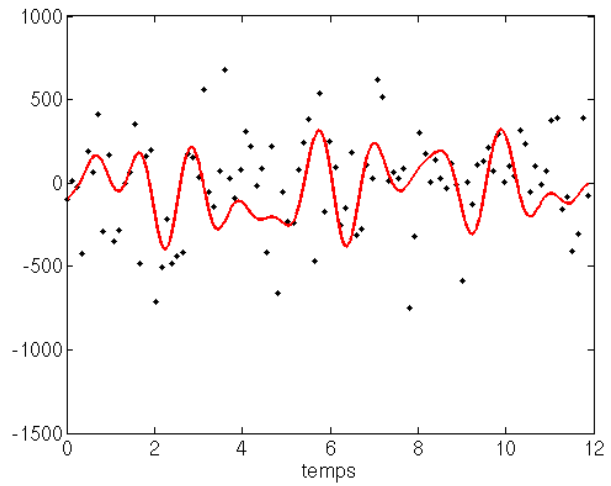


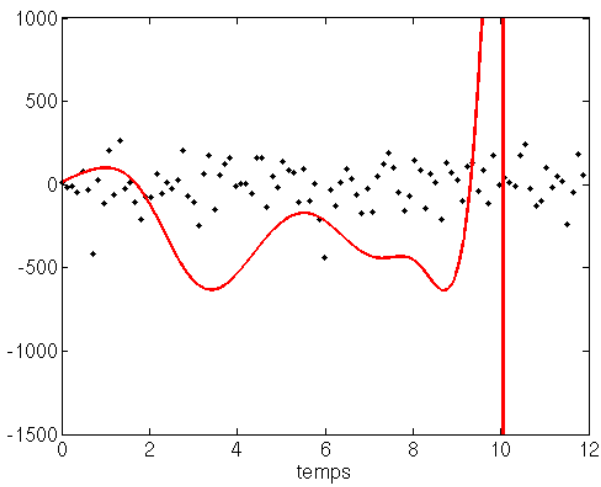
FIG. 4.14 – Comparaison des coefficients temporels calculés par le modèle réduit avec calibration aux coefficients temporels POD. La calibration est effectuée par ajout de termes linéaires, calculés par la méthode des moindres carrés. Cas *cylindre-DNS*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD,  $\cdots$  dynamique temporelle de référence.



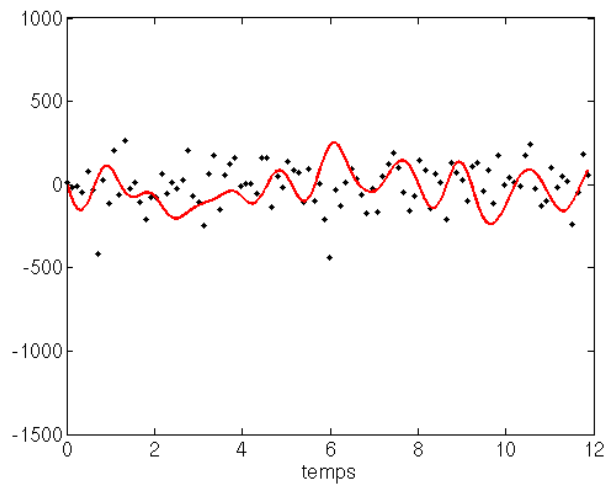
(a)  $a_1(t)$  calculé à partir du modèle non calibré



(b)  $a_1(t)$  calculé à partir du modèle calibré



(c)  $a_3(t)$  calculé à partir du modèle non calibré



(d)  $a_3(t)$  calculé à partir du modèle calibré

FIG. 4.15 – Comparaison des coefficients temporels calculés par le modèle réduit avec et sans calibration aux coefficients temporels POD. La calibration est effectuée par ajout de termes constants et linéaires, calculés par la méthode des moindres carrés. Cas *profil-PIV*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD,  $\dots$  dynamique temporelle de référence.

Le modèle non calibré relatif au cas *profil-DNS* est présenté sur les figures 4.16 et 4.17. Il est construit sur 10 modes POD, conformément à la troncature choisie au § 3.4. Sans calibration, la prédiction est meilleure que dans le cas *profil-PIV* (elle ne diverge pas) mais il subsiste toutefois de fortes erreurs d'approximation, notamment sur les coefficients d'ordre élevé.

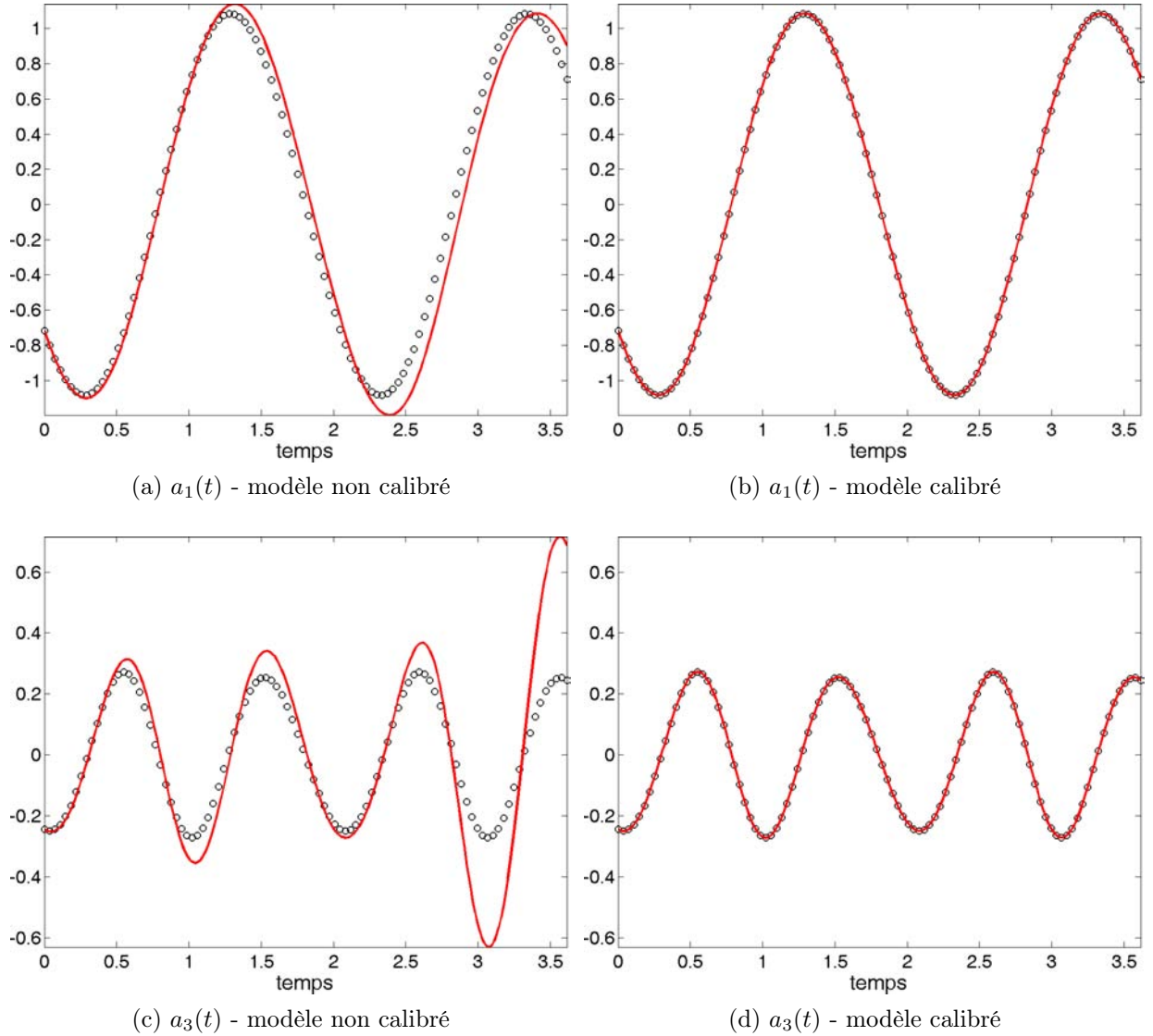


FIG. 4.16 – Comparaison des coefficients temporels  $a_1$  et  $a_3$  calculés par le modèle réduit avec et sans calibration aux coefficients temporels POD. La calibration est effectuée par ajout de termes constants et linéaires, calculés par résolution d'un problème de minimisation sous contraintes. Cas *profil-DNS*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD,  $\circ$  dynamique temporelle de référence.

Une calibration par ajout de termes constants et linéaires, calculés par résolution du problème de minimisation sous contraintes précédemment décrit, est appliquée au modèle relatif à cette configuration. Les mauvaises approximations disparaissent alors et une prédiction excellente de la dynamique de référence est obtenue, même pour les modes d'ordre élevé comportant des dynamiques temporelles plus complexes à approximer que les deux premiers modes (Fig. 4.17). Un modèle d'ordre réduit POD fiable est donc construit pour le cas *profil-DNS*.

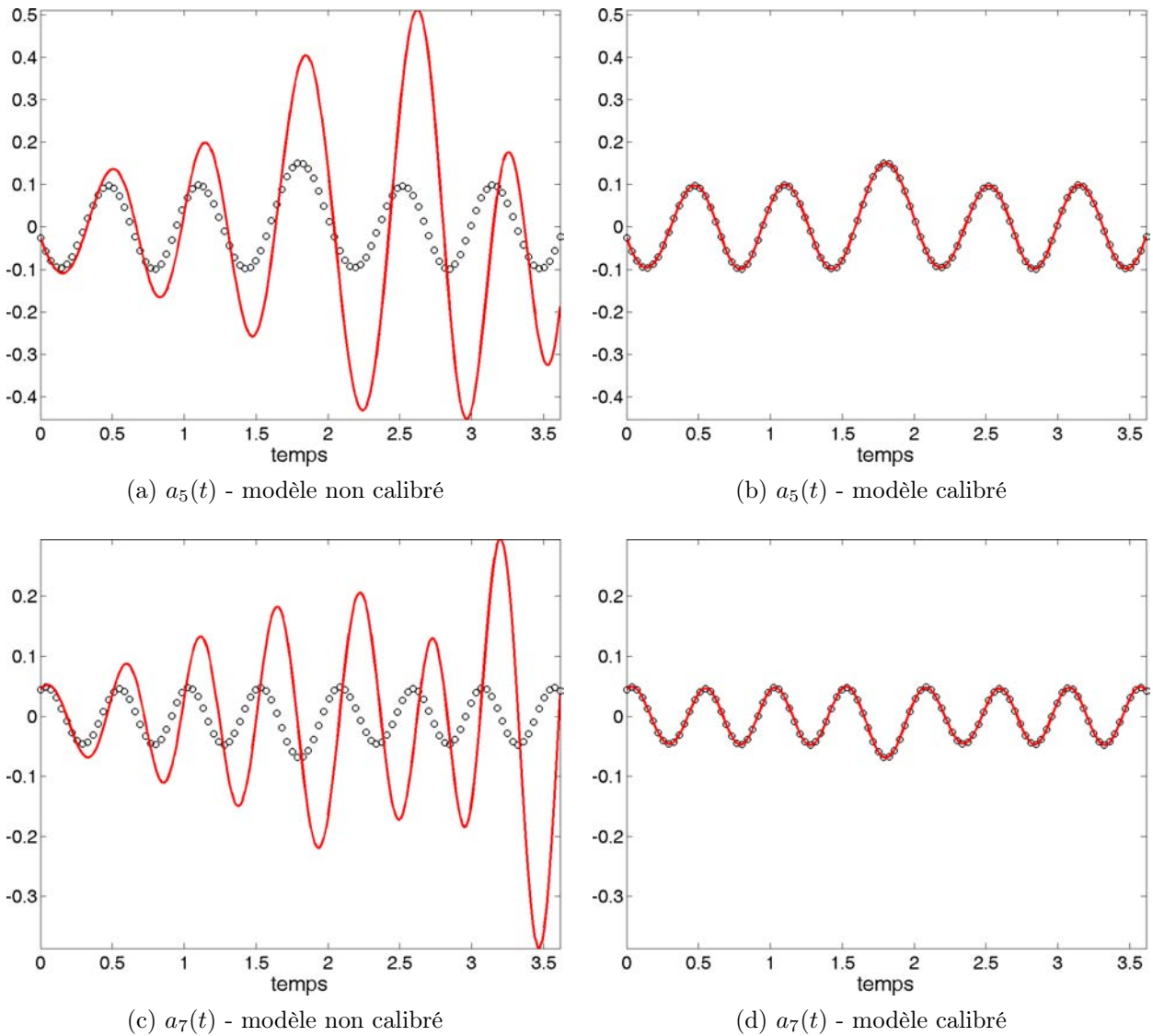


FIG. 4.17 – Comparaison des coefficients temporels  $a_5$  et  $a_7$  calculés par le modèle réduit avec et sans calibration aux coefficients temporels POD. La calibration est effectuée par ajout de termes constants et linéaires, calculés par résolution d'un problème de minimisation sous contraintes. Cas *profil-DNS*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence.

## 7.2 Forme des termes de calibration

Dans ce paragraphe, l'influence de la forme des termes de calibration est étudiée. La figure 4.18 présente l'erreur de prédiction<sup>16</sup> introduite sur les 6 premiers modes POD en fonction de la forme des termes de calibration. L'étude est effectuée dans le cas *cylindre-DNS* avec une méthode de moindres carrés. Il ressort de cette étude comparative que la méthode basée sur la modification de la viscosité s'avère moins performante que les deux autres. La meilleure approximation, en particulier pour les modes POD d'ordre les plus élevés, est obtenue en ajoutant des termes constants et linéaires.

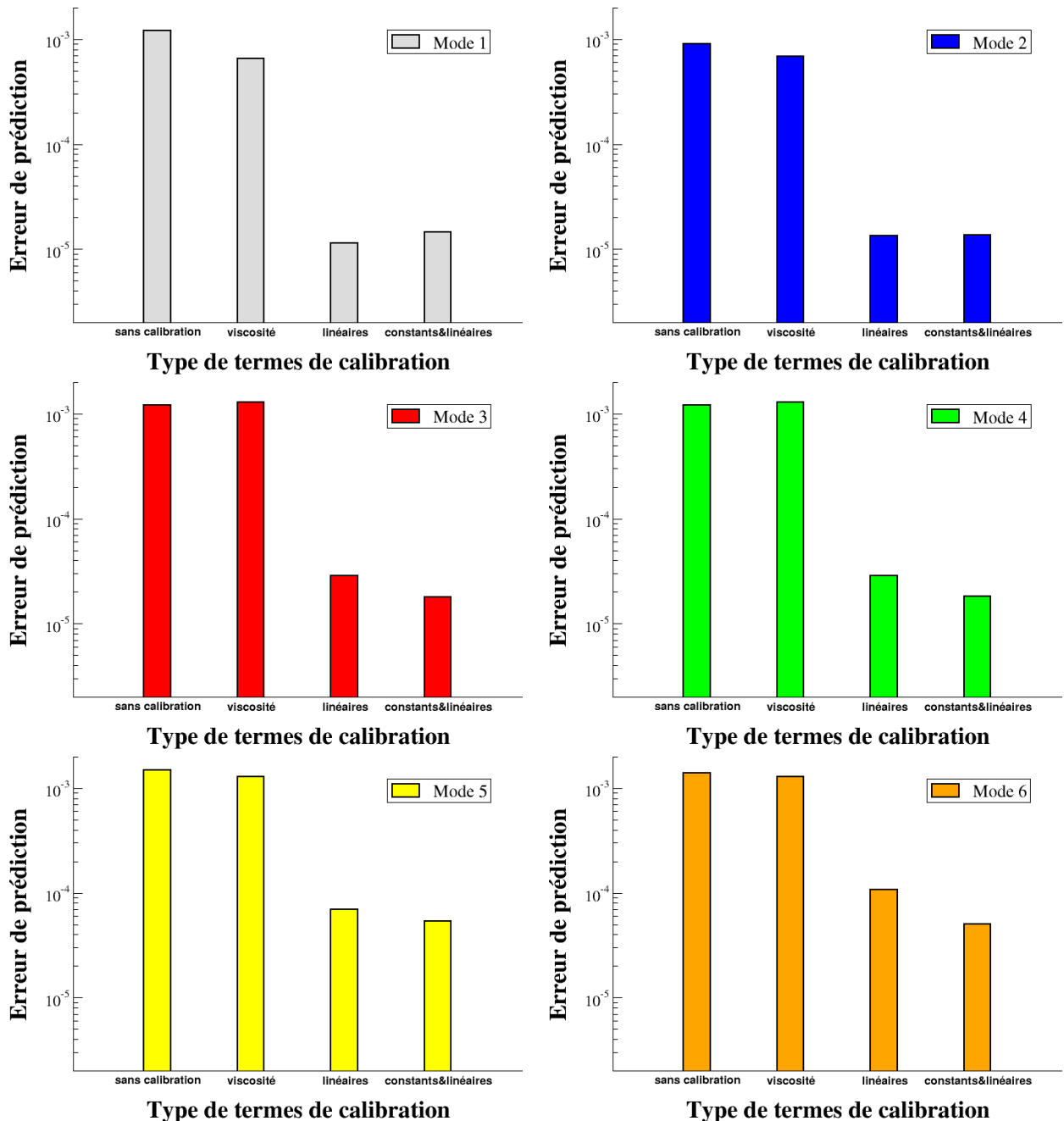


FIG. 4.18 – Comparaison des erreurs de prédiction obtenues dans le cas *cylindre-DNS* pour différentes formes des termes de calibration. Dans tous les cas, la calibration est réalisée par moindres carrés.

Pour ce qui concerne les calculs de cette étude comparative de la calibration par moindres carrés,

<sup>16</sup>telle qu'elle est définie par l'expression (4.7)

l'évaluation par voie analytique des termes de correction a été mise en œuvre. Le tableau 4.1 présente les temps de calculs qui ont été nécessaires pour les différentes formes de calibration. Les trois résolutions sont quasiment instantanées, ce qui fait de la calibration par moindres carrés un moyen efficace de calibration des modèles réduits.

Type de calibration	Temps de calcul
Viscosités artificielles	0,40 s
Termes linéaires	0,40 s
Termes constants et linéaires	0,39 s

TAB. 4.1 – Comparaison pour le cas *cylindre-DNS* des temps de calcul nécessaires à la calibration pour différentes formes des termes de calibration. Dans tous les cas, la calibration est réalisée par moindres carrés.

▷ **Analyse**

Par définition, les termes de calibration constants sont un vecteur  $D_i^{(0)}$  qui n'agit que sur le mode  $i$  correspondant, *i.e.* une correction est effectuée sur chaque mode, pris isolément. A l'inverse, les termes linéaires  $D_{ij}^{(1)}$  sont une matrice comportant des termes non diagonaux qui permettent de prendre en compte l'interaction entre les différents modes POD. En effet, comme l'illustre la figure 4.19, des corrections sont effectuées sur les termes croisés, de part et d'autre de la diagonale de la matrice. De plus, les modifications les plus importantes sont effectuées sur les termes les plus proches de la diagonale ( $a_{11}$  et  $a_{12}$  par exemple), à savoir les coefficients temporels correspondant à des modes POD de même échelle temporelle et spatiale (cf. association par paires de modes dans le cas *cylindre-DNS*). De même que les termes de calibration constants, les modifications apportées par l'ajout de viscosités tourbillonnaires ne permet qu'une correction pour chaque mode pris indépendamment les uns des autres, ce qui explique les résultats moins bons obtenus avec cette méthode.

En combinant l'effet des termes constants et linéaires, la calibration apparaît donc beaucoup plus efficace sur la dynamique de l'ensemble des modes POD du système réduit car les interactions inter-modales sont corrigées. Conséquence directe, pour un temps de calcul numérique équivalent, l'ajout de termes linéaires et constants se révèle plus efficace et donc préférable. Seul inconvénient de ce choix, la détermination «sur papier» de la solution analytique du problème est dans ce cas relativement compliquée.

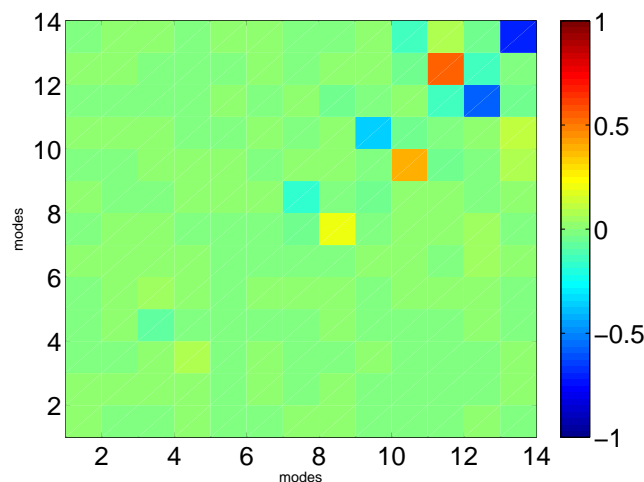


FIG. 4.19 – Représentation graphique des termes de calibration linéaire.

### 7.3 Méthode de calcul des termes de calibration

Les erreurs de prédiction obtenues par les différentes méthodes (minimisation par moindres carrés et minimisation sous contraintes) de calcul des termes de calibration sont comparées sur la figure 4.20 (les abréviations «sous contraintes-IT» et «sous contraintes-PS» de la figure font respectivement référence aux méthodes itératives et pseudo-spectrale de l'optimisation sous contraintes). Il apparaît que pour les modes POD d'ordre élevé (le mode 6 par exemple) le niveau d'erreur est équivalent quelle que soit la méthode retenue (les différences majeures apparaissent sur les premiers modes). Globalement, les méthodes d'optimisation sous contraintes démontrent leur efficacité par rapport à une méthode de moindre carrés (ces performances venant d'une meilleure approximation de la dynamique des premiers modes). Notons aussi que dans cet exemple qui concerne le cas *cylindre-DNS*, le critère d'arrêt de la procédure itérative est choisi de manière à limiter le temps de calcul des termes de calibration. En conséquence, l'efficacité relative de cette méthode est moins bonne que l'approche pseudo-spectrale (même si le système d'équations considéré est strictement identique).

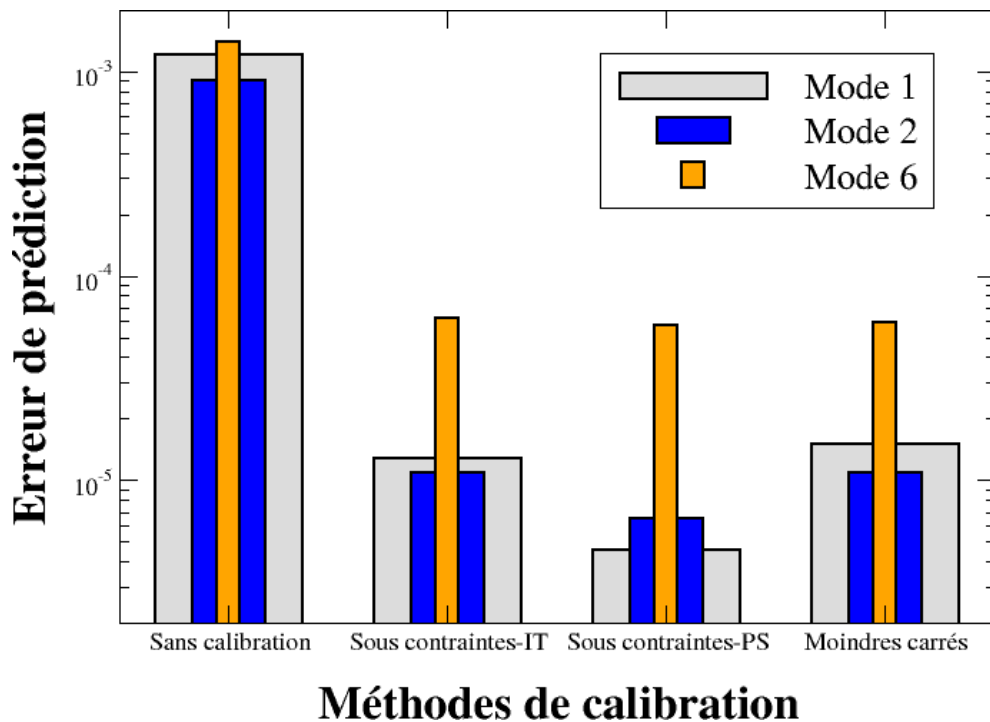


FIG. 4.20 – Comparaison des erreurs de prédiction obtenues par les différentes méthodes de calibration pour le cas *cylindre-DNS*.

En effet, au regard des résultats précédents sur les erreurs de prédiction, les temps de calcul présentent des différences notables selon la méthode utilisée (Tab. 4.2).

Méthode de calibration	Temps de calcul
Minimisation par moindres carrés	0,40 s
Minimisation sous contraintes. Résolution pseudo-spectrale	38,60 s
Minimisation sous contraintes. Résolution itérative	460,20 s

TAB. 4.2 – Comparaison des temps de calcul obtenus par les différentes méthodes de calibration pour le cas *cylindre-DNS*. Dans tous les cas, la calibration consiste à ajouter des termes constants et linéaires.

L'utilisation d'une technique pseudo-spectrale au lieu d'une méthode itérative dans la résolution du problème de minimisation sous contraintes conduit à une accélération considérable de la procédure de

calibration. La relative lenteur de la méthode itérative tient au fait que la convergence se dégrade considérablement au fil des itérations (Fig. 4.21). Ces résultats qui concernent le cas *cylindre-DNS* montrent une supériorité de l'optimisation sous contraintes, la résolution plus rapide étant effectuée avec une approche pseudo-spectrale. Le cas *profil-DNS* affiche les mêmes performances mais le cas *profil-PIV* quant à lui ne permet pas de comparer convenablement les différentes méthodes puisqu'elles divergent toutes dès la première itération (sauf la méthode de calibration par moindres carrés qui ne donne qu'une approximation grossière de la dynamique).

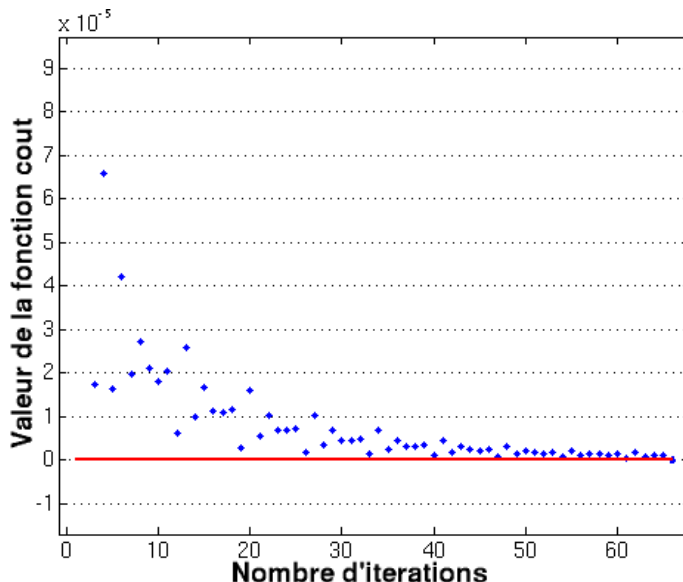


FIG. 4.21 – Valeur de la fonctionnelle coût au cours de la procédure itérative de résolution du problème de minimisation sous contraintes.

## 8 Prévisions aux temps longs

Un des enjeux majeurs de l'utilisation de la modélisation de dimension réduite dans le cadre de la résolution de problèmes d'optimisation, est la robustesse<sup>17</sup> du modèle à une variation d'un de ces paramètres constitutifs. Dans cette optique, comme il a été mentionné précédemment, des techniques telles que la TRPOD (cf. chapitre 1) peuvent être mises en œuvre pour garder un modèle valide dans l'espace des paramètres de contrôle, en reconstruisant un modèle lorsque c'est nécessaire.

Un autre paramètre constitutif du modèle, tout aussi important et caractérisant sa robustesse, est l'horizon temporel de la simulation ou de la mesure : est-il possible de construire un modèle de dimension réduite ayant une valeur prévisionnelle au-delà de l'intervalle temporel à partir duquel il a été construit ? Ce caractère prédictif du modèle est fondamental car il rendrait possible son utilisation aussi bien comme un moyen d'investigation prévisionnelle que pour l'intégrer dans une boucle itérative d'optimisation optimale. Par définition, la base POD est optimale au sens de la représentation énergétique des éléments de la base de données utilisée pour la déterminer. On s'attend donc à ce que le modèle POD-Galerkin construit à partir de cette base POD puisse prédire la dynamique inscrite dans l'horizon temporel des snapshots<sup>18</sup>. Cependant, il n'existe aucune raison pour que le même modèle approxime correctement la dynamique temporelle du système au delà de l'instant de prise des snapshots. À l'image de la technique de TRPOD, il est possible de recalculer un autre modèle lorsque sa qualité de prédiction devient insuffisante mais le propos de ce paragraphe est de cerner les limites de la prédiction du modèle au delà de l'horizon temporel du jeu de snapshots (prévision). La qualité de la reconstruction temporelle aux temps longs

<sup>17</sup>Le modèle reste-t-il valide si, par exemple, l'incidence du profil et le nombre de Reynolds varient ?

<sup>18</sup>C'est le fonctionnement en mode "interpolation" des modèles réduits POD dont parle [Gunzburger \(2000\)](#).

(plusieurs fois l'horizon temporel) du modèle est tout d'abord examinée ainsi que l'effet de la calibration sur son caractère prédictif, dans les cas *cylindre-DNS* et *profil-DNS* (la prévision aux temps longs du cas *profil-PIV*, dont l'approximation n'est pas suffisamment correcte sur l'intervalle de temps de la mesure, n'est pas étudiée).

### 8.1 Cas *cylindre-DNS*

Dans le cas *cylindre-DNS*, comme l'illustre la figure 4.22, le modèle est construit en retenant 6 modes POD. Il reste capable de fournir une approximation ayant le bon ordre de grandeur et gardant le caractère oscillatoire des modes. Cependant, la qualité de la reconstruction tend à se dégrader au fil du temps, spécialement pour les modes d'ordre élevé, où une nette sous-estimation de la dynamique de référence est observée pour des temps dix fois supérieurs à la fin de l'horizon temporel.

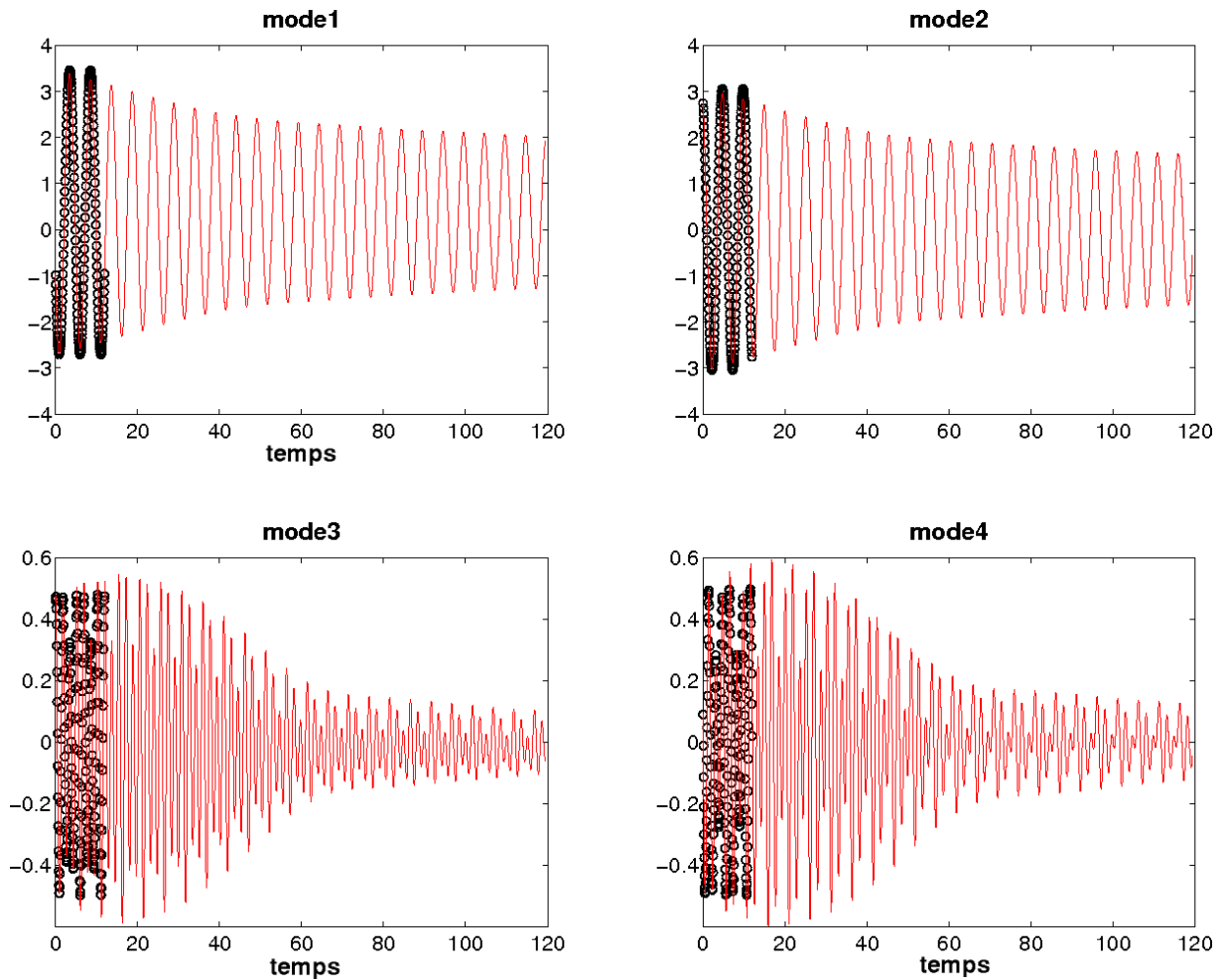


FIG. 4.22 – Prédiction du modèle non calibré aux temps longs. Cas *cylindre-DNS*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD,  $\cdots$  dynamique temporelle de référence.

Une calibration du modèle est alors effectuée selon le principe précédemment décrit. Des termes constants et linéaires sont ajoutés au système et calculés en résolvant un problème de minimisation sur l'intervalle de temps de la simulation. L'effet de la calibration sur le modèle brut présenté ci-dessus améliore considérablement la valeur prédictive du modèle aux temps longs, comme l'illustre la figure 4.23. Le modèle calibré est ainsi capable de fournir une excellente approximation de la dynamique, même

pour des temps très longs, en reproduisant fidèlement la fréquence et l'amplitude des oscillations des coefficients. Notons que la calibration est effectuée seulement sur l'intervalle de temps de la simulation et non sur la totalité de l'intervalle de temps représenté sur la figure 4.23.

Une autre représentation graphique de ces résultats, généralement utilisée dans l'étude des systèmes dynamiques, permet une bonne illustration de ce phénomène : la figure 4.24 présente les portraits de phase des coefficients temporels  $a_i$  du modèle. La dynamique étant périodique, il est ainsi possible d'apprécier la dérive en temps des coefficients (Fig. 4.24a) ainsi que l'effet stabilisateur de la calibration permettant de parfaitement reconstruire les différents portraits de phase (Fig. 4.24b).

L'application des méthodes de calibration à ce cas semble montrer que le modèle est capable d'une prévision fidèle aux temps longs. Cependant, la forte périodicité de sa dynamique ainsi que l'excellente qualité de la reconstruction sur l'horizon temporel avec un modèle non calibré amène à tester un cas plus complexe. En ce sens, le cas *profil-DNS*, plus instable que le cas précédent, constitue le deuxième cas d'étude de l'effet des méthodes de calibration sur la prévision du modèle aux temps longs.

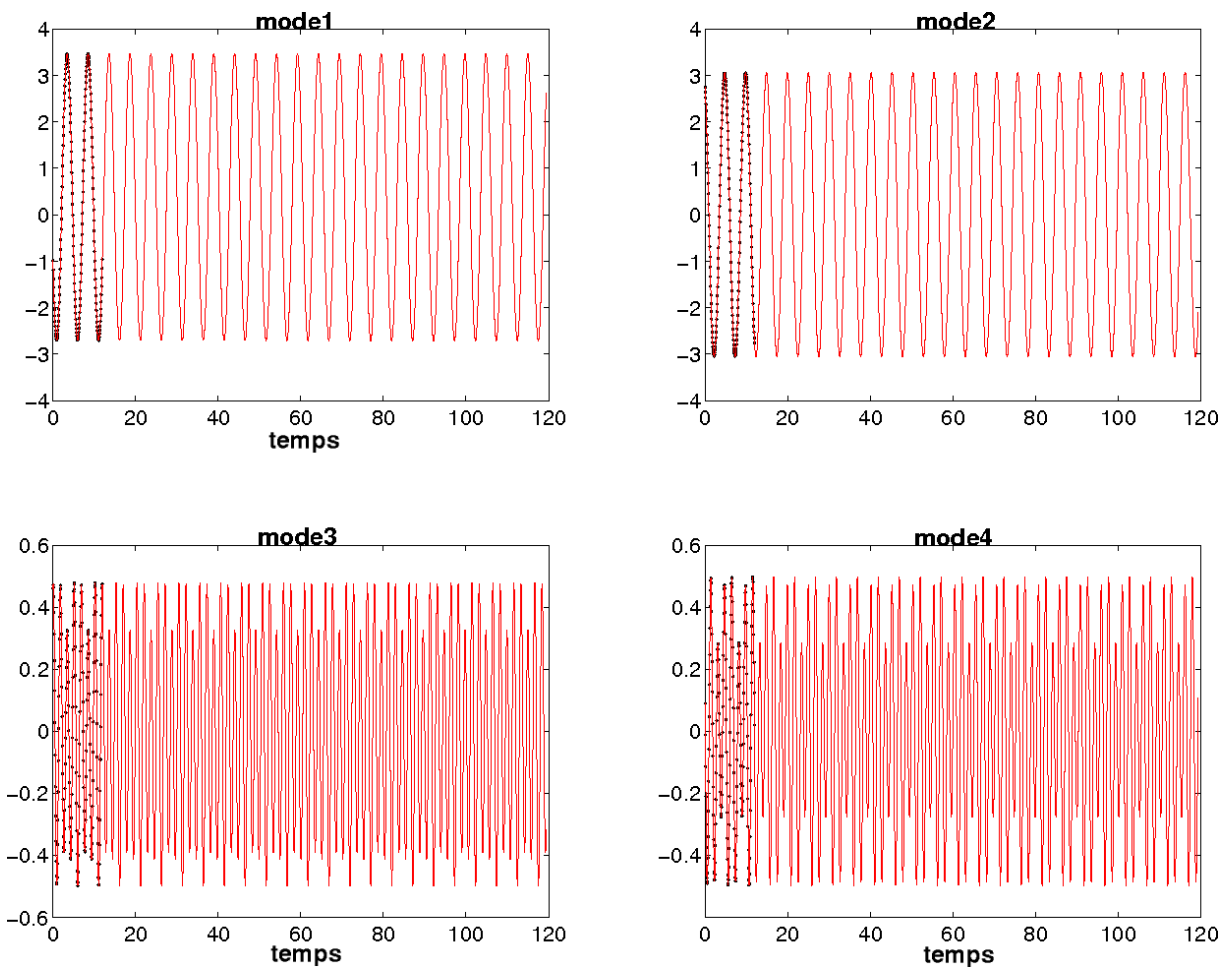


FIG. 4.23 – Prévion du modèle calibré aux temps longs. Cas *cylindre-DNS*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence.

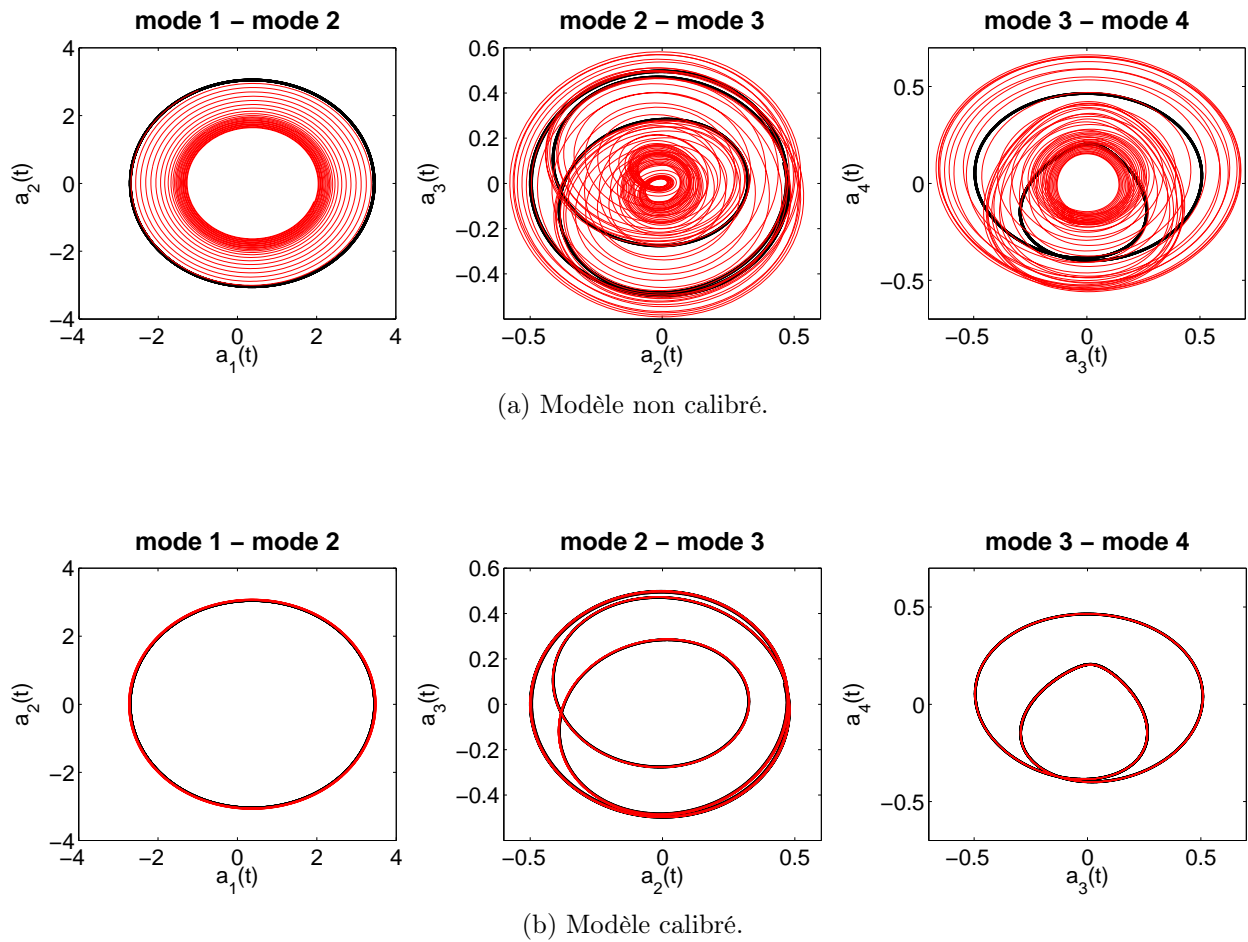


FIG. 4.24 – Prédiction du modèle calibré aux temps longs. Portraits de phase. Cas *cylindre-DNS*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence.

## 8.2 Cas *profil-DNS*

La figure 4.25 illustre, dans le cas *profil-DNS*, la prévision aux temps longs du modèle construit sur dix modes POD. À la différence du cas précédent, où l'amplitude des oscillations est simplement atténuée avec le temps, le modèle tend à diverger et le caractère oscillatoire des coefficients n'est plus respecté (Fig. 4.25a et 4.25c). Pour des temps deux fois supérieurs à l'horizon temporel, le modèle diverge. Cette expérience numérique confirme, d'une certaine manière, que le modèle est plus instable que le cas *cylindre-DNS* pour les raisons précédemment évoquées (modes d'ordre élevé non pris en compte, instabilité numérique intrinsèque du modèle).

Lorsque le modèle est calibré selon le même principe que le cas précédent sur l'intervalle de la simulation, les instabilités naturelles du modèle sont corrigées et la prévision devient correcte en ce qui concerne le caractère oscillatoire, la fréquence et l'amplitude des coefficients (Fig. 4.25b), même pour les modes d'ordre plus élevé (Fig. 4.25d).

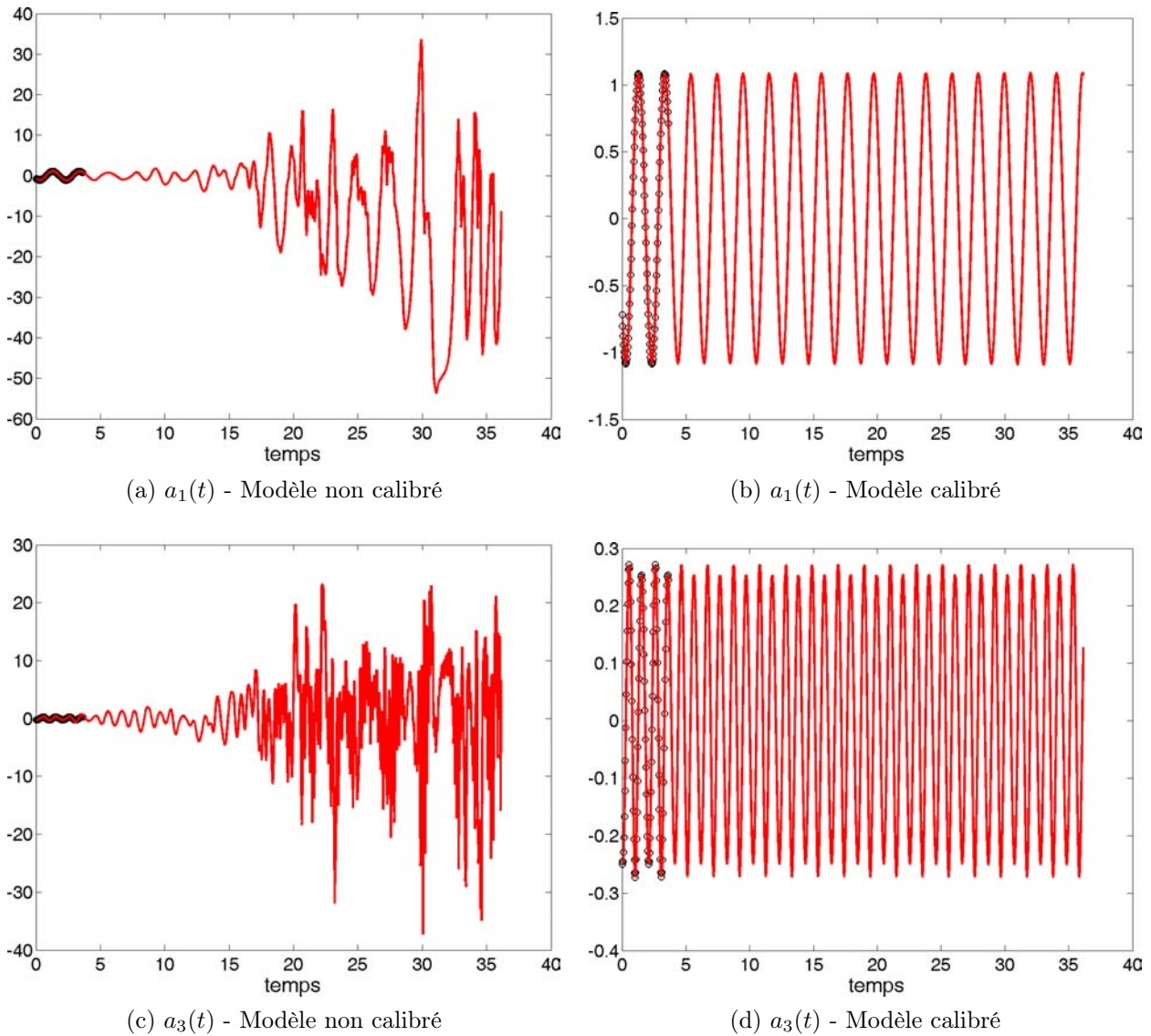


FIG. 4.25 – Prévision du modèle calibré aux temps longs. Cas *profil-DNS*. — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence.

## 9 Conclusions et discussions

### Résultats marquants

Dans ce mémoire, des modèles d'ordre réduit basés sur la POD ont été construits et des méthodes de calibration efficaces ont été mises en place, afin d'améliorer leur capacité de prédiction de la dynamique de référence à laquelle ils sont associés.

- ▷ La méthode de calibration la plus efficace se révèle être la méthode de minimisation sous contraintes. Pour accélérer la convergence de la procédure, l'initialisation est réalisée à l'aide du résultat obtenu par une méthode de moindres carrés. Pour les trois configurations étudiées, la méthode de résolution numérique par une approche pseudo-spectrale est plus rapide que par la procédure itérative. Enfin, l'ajout de termes de calibration constants et linéaires est préférable car la calibration a alors plus d'influence sur le système d'équations.
- ▷ La dynamique du cas *cylindre-DNS* a été correctement modélisée dans l'horizon temporel des snapshots, procurant une prédiction quasi-parfaite de la dynamique de référence. De plus, la calibration est capable d'ajouter, dans cette configuration d'écoulement fortement périodique, une valeur prédictive après l'instant final de la simulation, même pour des temps très longs, *i.e.* supérieurs à plusieurs dizaines de fois l'horizon temporel.
- ▷ Le cas *profil-PIV* n'a pas pu être modélisé de manière aussi efficace. Les causes principales sont d'une part l'absence de phénomènes périodiques marqués dans la zone mesurée, et d'autre part les paramètres d'échantillonnage de la PIV. En effet, afin d'aboutir à une modélisation plus performante, il est nécessaire d'augmenter la fréquence d'échantillonnage ou d'augmenter le nombre de snapshots mesurés. Cependant, dans le cadre de cette étude, des fréquences d'échantillonnage allant jusqu'à 1 kHz ont été testées, mais cela ne s'est pas avéré suffisant pour reconstruire la dynamique très rapide des modes d'ordre élevé, entraînant une divergence du modèle <sup>19</sup>. A ce stade, la modélisation d'ordre réduit à partir de données mesurées par PIV semble se heurter à une limite technologique de la PIV en terme de fréquence d'échantillonnage (les plus hautes fréquences réalisables actuellement étant de quelques kHz) et en terme de capacité de stockage des champs (limité par la mémoire tampon de la caméra).
- ▷ Le cas *profil-DNS* a quant à lui pu être correctement modélisé, venant ainsi confirmer les raisons de la mauvaise prédiction observée dans le cas *profil-PIV*. En effet, cette base de snapshots a pu être échantillonnée de manière très rapide et comporte des phénomènes périodiques marqués associés aux détachements tourbillonnaires de bord d'attaque et de bord de fuite. Sans calibration, le modèle fournit une reconstruction temporelle satisfaisante bien qu'une dérive en temps laisse apparaître une amplification de l'amplitude des oscillations, particulièrement sur les modes d'ordre élevé. La calibration permet de corriger ces imperfections et produit une très bonne approximation de la dynamique de référence. De même que dans le cas *cylindre-DNS*, le modèle d'ordre réduit calibré permet de fournir une approximation correcte de la dynamique aux temps longs, alors qu'il diverge sans calibration.

Ces travaux constituent une des contributions majeures de ce mémoire, ont donné lieu à des communications (Favier *et al.*, 2006a, 2007), et font l'objet d'un article soumis à «European Journal of Fluid Mechanics». Ils se situent au niveau de la première étape d'une résolution d'un problème de contrôle optimal sur modèle de dimension réduite. Une attention toute particulière a été portée sur cette première étape car elle conditionne toute la méthode, une mauvaise approximation de la dynamique entraînant des résultats aberrants pour le calcul d'une loi de contrôle.

<sup>19</sup>liée à une trop mauvaise approximation des dérivées temporelles

### Limite du modèle d'ordre réduit

Afin de cerner les limites de la modélisation de dimension réduite, considérons le cas extrême où les snapshots sont complètement décorrélés. Cette configuration, la plus «pathologique» qu'il soit pour la modélisation de dimension réduite, peut être rencontrée dans le cas d'un écoulement purement turbulent par exemple, ou dans le cas où la fréquence d'échantillonnage est très grande devant le phénomène à capturer. Dans ce cas, le rang de la matrice des corrélations est maximal et la POD n'a alors aucun pouvoir de compression (cf. chapitre 2), car aucune structure largement dominante énergétiquement ne peut être extraite de l'écoulement. En conséquence, ce cas extrême où le modèle d'ordre réduit est strictement égal au modèle de référence représente la limite de la modélisation de dimension réduite. En ce sens, le cas *profil-PIV* trop proche de cette limite n'a pu être correctement modélisé.

Toutefois, le développement de nouvelles méthodes de calibration basées sur la résolution de problèmes de minimisation, permet de corriger certains comportements non désirables d'un modèle appliqué à des cas plus ou moins «pathologiques». Ainsi, il est possible d'obtenir des modèles de dimension réduite fidèles dans des configurations d'écoulements transitoires où les phénomènes périodiques sont peu marqués (Galletti *et al.*, 2005).

### Prévision aux temps longs ?

Les cas testés ici semblent montrer que la calibration du modèle est capable de conférer aux modèles d'ordre réduit POD un caractère prédictif. La généralité de cette étude est cependant restreinte aux configurations d'écoulement dominées par de forts phénomènes périodiques. En effet, rien ne permet de conclure en ce qui concerne des cas correspondants à des configurations transitoires par exemple, où la complexité temporelle s'ajoute à la complexité spatiale. Les travaux de Buffoni *et al.* (2006) présentent un modèle de dimension réduite construit dans le cas d'une configuration transitoire et les conclusions de ces travaux tendent à laisser penser que la prévision fournie par le modèle au delà de l'horizon temporel ne serait pas satisfaisante.

### Perspective directe

L'étape suivante consisterait à utiliser le modèle réduit POD comme équations d'état pour déterminer la loi de contrôle optimale pour supprimer le décollement sur le profil ONERA D. Cependant, dans cette optique, il est nécessaire d'effectuer un échantillonnage à une fréquence plus grande ou bien de travailler à des nombres de Reynolds moins importants. Une autre possibilité serait de mettre en place un échantillonnage de type «Dual-Time PIV» (DTPIV) (Perret, 2004) permettant d'obtenir, pour chaque snapshot, l'information sur la vitesse ainsi que sur l'accélération. Les dérivées  $\dot{a}_i(t)$  peuvent alors être estimées avec précision, ce qui n'est pas le cas lors d'un échantillonnage classique lorsque les snapshots sont trop décorrélés. A l'aide de la DTPIV, il serait alors possible de mettre en place une calibration efficace pour des grands nombres de Reynolds, sur la base des méthodes développées dans cette étude.

Les perspectives d'utilisation de modèles d'ordre réduit calibrés dans l'optique d'un calcul d'optimisation restent envisageables moyennant certaines précautions discutées au chapitre 5.

# Chapitre

# 5

## *Conclusion générale et perspectives*

*«Le plus court chemin d'un point à un autre est la ligne droite,  
à condition qu'ils soient bien l'un en face de l'autre.»*

**Pierre Dac**

L'objet principal du présent mémoire a été d'apporter une contribution au vaste domaine du contrôle d'écoulement de couche limite. Ce thème de recherche, fortement pluridisciplinaire a naturellement donné lieu à un tour d'horizon à la fois étendu et axé sur les connexions existantes ou potentielles entre les différents domaines d'études. Le survol de la littérature a débuté par les principes généraux du concept de contrôle, la physique du décollement de la couche limite, ainsi que la dynamique des différentes structures cohérentes de la couche limite turbulente. A la lumière de ces mécanismes présents dans un écoulement de couche limite, l'attention s'est ensuite portée sur les actionneurs de contrôle présentant une immense diversité. Il a été choisi de les classer selon leurs mécanismes d'action sur l'écoulement, plutôt que sur la technologie qu'ils emploient tant les procédés d'action sont différents et à l'intersection de nombreux champs disciplinaires. Ainsi, les mécanismes d'action les plus efficaces ont été isolés et ont permis d'éclairer la conception des actionneurs utilisés dans le cadre de cette thèse.

## 1 Les bases

Une attention toute particulière a été portée aux outils d'investigation, qu'ils soient numériques, théoriques ou expérimentaux. Le moyen de mesure principalement mis en œuvre, la PIV, constitue pour de multiples raisons, la pierre de base des développements réalisés dans cette thèse. C'est pour cela que le chapitre 2 reflète une volonté de maîtriser les différentes étapes de la mesure, en insistant surtout sur les différentes sources d'erreur de mesure ou numériques liées au traitement des corrélations.

En complément des données expérimentales, des codes de simulation numériques ont été utilisés pour générer des bases de données, Icare pour la DNS de l'écoulement derrière un cylindre circulaire et le code commercial FLUENT pour l'écoulement autour d'un profil NACA012.

Seconde pierre angulaire de la démarche adoptée, la POD constitue un outil performant qui a permis à la fois une analyse ciblée des informations issues de la mesure, mais qui offre aussi la possibilité de construire une base de fonctions propres utilisée dans l'établissement de modèles d'ordre réduit.

## 2 Cheminement

Initialement, la démarche scientifique suivie est de nature expérimentale avec différentes études et simulations en soufflerie ayant pour but, d'une part d'identifier les phénomènes essentiels, et d'autre

part de valider des mécanismes de contrôle efficaces pour un objectif donné. Différentes souffleries et maquettes de profil d'aile ou de plaque plane ont été utilisées à l'IMFT ainsi qu'au LEA, permettant ainsi de multiplier les angles de vue et les approches, tant au niveau de la méthodologie, qu'au niveau de l'analyse et de l'interprétation des phénomènes physiques. Dans la même optique, différents actionneurs ayant des mécanismes d'action et des objectifs différents ont été caractérisés et étudiés.

De façon naturelle, l'étape suivante a concerné l'analyse des données expérimentales au moyen d'outil tels que la POD et a conduit à dégager les principes essentiels du contrôle. Cela a également permis d'ouvrir la voie à la conception de nouveaux actionneurs de contrôle exploitant ces principes.

La démarche s'est ensuite orientée vers la recherche de la meilleure action possible pour un objectif donné<sup>1</sup>. Pour ce faire, la théorie du contrôle optimal s'est naturellement imposée comme la voie la plus efficace. Cependant, les temps de calcul et les espaces mémoires conséquents et nécessaires à la réalisation de cette méthode se sont vite révélés démesurés pour les applications qui concernent le présent travail.

En ce sens, le fil de la thèse s'est alors orienté vers une réduction de la complexité du problème afin d'atteindre quand même l'objectif fixé avec des coûts numériques raisonnables. C'est dans cette optique qu'ont été développés des modèles de dimension réduite basés sur la POD, ceci afin de simplifier la dynamique complète des écoulements, trop coûteuse à modéliser numériquement. Le but fixé étant de réduire au maximum la complexité, tout en dégradant le moins possible la dynamique de référence, des méthodes de calibration des modèles d'ordre réduit ont alors été développées pour améliorer la qualité de leur prédiction. En effet, la performance du modèle d'ordre réduit se caractérise par un compromis entre un faible nombre de dimensions et une bonne approximation des caractéristiques de la dynamique les plus pertinentes. Les différentes méthodes de calibration mises en place ont ainsi permis d'obtenir des prédictions excellentes pour la plupart des configurations d'écoulements (derrière un cylindre circulaire, autour d'un profil) considérées dans cette thèse. Le cas *profil-PIV* n'a cependant pas pu être correctement modélisé en raison d'un échantillonnage temporel de la PIV inadapté à la dynamique complexe d'un écoulement décollé à haut nombre de Reynolds.

### 3 Étude expérimentale

Chronologiquement, les travaux expérimentaux ont débutés par l'étude d'un actionneur de contrôle de stries pariétales, dans le but de réduire la traînée sur une plaque plane. Des mesures PIV, ainsi qu'une analyse POD ont permis de mettre en relief l'efficacité potentielle d'un tel contrôle bien que les amplitudes de mouvement de l'actionneur, utilisées dans l'expérience, aient été trop faibles pour obtenir une réduction de traînée significative. Toutefois, les conclusions du présent travail ont permis de mettre en exergue, grâce à la POD, un effet du contrôle sur les stries, et encouragent la poursuite du développement d'un actionneur ayant des amplitudes d'oscillations plus importantes.

Un actionneur de contrôle du décollement par microjets continus a ensuite été développé lors d'un séjour de trois mois au LEA à Poitiers, dans la soufflerie de l'ENSMA, et un profil ONERA D a été instrumenté à cet effet et dans le cadre du GDR 2502 «Contrôle des décollements».

Un tel contrôle par microjets a permis de supprimer le décollement en situation de décrochage et en conséquence d'obtenir des gains de portance de l'ordre de 20% et de retarder l'angle de décrochage. Grâce à l'accord de l'équipe de recherche de Poitiers que je remercie ici, le même actionneur de contrôle par microjets a ensuite pu être utilisé dans la soufflerie de l'IMFT sur un profil ONERA D instrumenté de manière identique<sup>2</sup>. Des mesures de coefficients aérodynamiques, ainsi que plusieurs campagnes PIV ont été effectuées afin de caractériser l'efficacité de l'actionneur.

Parallèlement, les principes physiques du contrôle par microjets ont été élucidés au terme d'une démarche basée sur un modèle empirique de jet dans un écoulement transverse, sur des expériences

---

<sup>1</sup>supprimer le décollement ou réduire la traînée de corps aérodynamique ...

<sup>2</sup>Cette collaboration, dans le cadre du GDR, a été pour ce travail de thèse déterminante et indispensable pour la poursuite des activités expérimentales.

visant à isoler les différents effets relatifs au soufflage, sur des mesures PIV et leur filtrage en énergie par l'intermédiaire de la POD.

Le traitement des champs de vitesse par la POD a en outre ensuite permis d'enrichir les analyses et d'ouvrir la voie à la conception d'un prototype d'actionneur MEMS de soufflage synthétique également en cours de réalisation à l'IMFT et initié par le travail de DEA de Gillian Leplat.

De plus, les bases de données ainsi générées par PIV ont également servi de sources pour la construction de modèles d'ordre réduit, ce qui constitue la première étape d'une optimisation à moindres coûts du contrôle d'écoulements.

## 4 Modélisation de dimension réduite

Dans le but de réduire la complexité de la dynamique de référence donnée par les équations de Navier-Stokes, une modélisation de dimension réduite a été développée.

En partant du principe mathématique où la POD prend sa source, il a été mis en relief que cette technique constitue un outil particulièrement adapté pour la modélisation de dimension réduite et capable de compresser l'information de manière optimale.

En raison de la troncature dans l'espace des modes POD et d'instabilités intrinsèques au système, le modèle d'ordre réduit brut fournit une prédiction trop approximative dans la majorité des cas d'applications. Dans la perspective d'une utilisation dans une boucle d'optimisation de type contrôle optimal, il s'est avéré indispensable que le modèle soit à même de fournir une excellente prédiction de la dynamique de référence.

A cet effet, des méthodes de calibration ont plus spécifiquement été développées pour améliorer la qualité de prédiction du modèle. L'idée de base a été d'introduire dans le modèle des termes de calibration qui sont calculés en résolvant des problèmes de minimisation, soit en utilisant une méthode de moindres carrés ou identification polynomiale, soit en mettant en place une procédure de minimisation sous contraintes.

La première méthode, très efficace, a été utilisée tout au long du travail pour obtenir une calibration rapide des différents modèles. Pour des calibrations plus poussées et plus rigoureuses, la deuxième méthode basée sur la résolution d'un problème d'optimisation contraint a permis d'améliorer les performances de la première méthode en utilisant cette dernière pour initialiser la valeur des termes calculés par la seconde méthode. Différentes formes de ces termes de calibration calculés par les deux approches ont été enfin testées. Les différentes approches ont été ensuite comparées qualitativement et quantitativement afin d'obtenir la meilleure qualité de prédiction du modèle de dimension réduite.

Chronologiquement, il a été choisi d'attaquer le problème de front en construisant un modèle d'ordre réduit pour l'écoulement autour du profil ONERA D, mesuré par PIV. Cette première tentative s'est soldée par un échec, qui peut être à présent rétrospectivement expliqué par l'absence de phénomènes périodiques forts dans la zone mesurée et des paramètres d'échantillonnage insuffisants pour la complexité de cet écoulement.

C'est donc dans l'optique de pallier les mauvaises prédictions de ce modèle que les recherches se sont alors tournées vers des moyens de calibration des modèles. Il a alors été choisi de travailler sur un cas moins « pathologique » : l'écoulement derrière un cylindre circulaire dont la dynamique est dominée par les allées de Von Kármán. Pour cette configuration, des modèles bruts, puis calibrés ont permis d'obtenir une prédiction excellente de la dynamique de référence. Un cas intermédiaire entre les deux précédentes configurations d'étude a alors été choisi afin d'élucider les raisons de la mauvaise approximation ayant été obtenue lors de la première tentative : le cas *profil-DNS*.

L'écoulement décollé autour d'un profil d'aile NACA012, simulé numériquement cette fois, a permis de construire d'excellents modèles, après application des méthodes de calibration du présent travail. Ceci a

alors permis de désigner les discrétisations temporelles et spatiales de la base de snapshots issus de la PIV, comme les causes des mauvaises modélisations. En effet, en accord avec la présentation mathématique générale de la POD, l'échantillonnage doit capturer un minimum de phénomènes périodiques de grande échelle pour que la compression d'informations soit efficace et capable de générer une base utilisable pour la modélisation de dimension réduite.

Remarquons enfin que la calibration de modèle peut être perçue comme une modification des fonctions POD. En effet, la POD est optimale au sens de la reconstruction énergétique mais rien ne garantit que les modes POD soient adaptés pour la modélisation d'ordre réduit. Dans cette optique, une calibration par optimisation sous contraintes permet de modifier les coefficients du système dynamique d'ordre réduit (et donc implicitement les modes POD qui les génèrent) en introduisant dans la construction des fonctions POD des informations supplémentaires relatives aux équations gouvernant la dynamique de l'écoulement considéré. Par conséquent, la calibration confère aux nouveaux modes POD ainsi «calibrés» *a posteriori*, cette qualité d'être optimaux pour la construction d'un modèle réduit.

## 5 Perspectives

### ▷ Contrôle expérimental

Ce travail apporte tout d'abord un éclairage sur les améliorations potentielles pouvant être apportées aux actionneurs mis en œuvre. L'actionneur de contrôle de la traînée sur plaque plane montre des potentialités importantes de contrôle de la traînée, grâce à un mécanisme de coalescence de stries pariétales, sous réserve d'augmenter l'amplitude des mouvements des bras piézo-céramiques.

Le prototype d'actionneur par jet synthétique peut être miniaturisé grâce à la technologie MEMS et ainsi être facilement embarquable sur des profils d'aile. Dans un futur proche, le pilotage en fréquence en accord avec les conclusions de l'analyse du contrôle par microjets devrait être capable d'améliorer les performances en termes de contrôle du décollement.

De plus, dans l'optique d'une étude paramétrique des actionneurs ou d'une modélisation de dimension réduite, l'utilisation de la CVT constitue une piste intéressante pour générer des plans d'expériences plus adaptés dans l'espace des paramètres de contrôle.

### ▷ Modélisation de dimension réduite

D'autre part, une perspective directe et naturelle de ce travail consiste en la mise en place d'une procédure de contrôle optimal qui utilise le modèle d'ordre réduit comme équations d'état. Ainsi, les multiples itérations nécessaires à la résolution d'un tel problème seront effectuées sur le modèle de dimension réduite, et non sur les équations de Navier-Stokes. Le problème lié au fait que la base POD dépend de la base de données qui l'a générée<sup>3</sup> peut être aisément contourné par des techniques d'enrichissement de la base POD, visant à prendre en compte dans la construction des modes, un maximum d'informations en parcourant le plus possible l'espace des paramètres de contrôle (Bergmann *et al.*, 2005). Par ailleurs, la TRPOD (Trust Region POD) (Fahl, 2000) peut également être utilisée dans cette optique en recalculant une base POD dès que la qualité de la prédiction n'est plus assurée, *i.e.* s'écarte d'une certaine région de confiance.

Par ailleurs, l'utilisation de la Centroidal Voronoi Tessellation (CVT) offre des perspectives prometteuses. En effet, cette technique peut être d'une part utilisée en tant qu'outil de partitionnement de l'espace des paramètres, permettant la génération d'un plan d'expériences adapté à une modélisation d'ordre réduit plus robuste dans l'espace des paramètres de contrôle. D'autre part, une autre utilisation potentielle est la compression d'informations issues de la base de snapshots en remplacement<sup>4</sup> de la POD.

<sup>3</sup>et reste donc valable pour un jeu de paramètres de contrôle donné.

<sup>4</sup>ou en complément (Burkardt *et al.*, 2004)

Les modèles d'ordre réduit calibrés construits dans le cadre de la présente thèse encourage leur utilisation dans le cadre de problèmes liés à des secteurs scientifiques différents. En effet, il est par exemple possible et intéressant de construire des modèles d'approximation de dimension réduite pour les marchés financiers, où les modèles dynamiques régissant les échanges entre investisseurs sont fortement non-linéaires et génèrent des comportements chaotiques (Antoniou *et al.*, 2004). Pourtant, des études récentes des mêmes auteurs tendent à montrer qu'il existe des caractères cycliques apériodiques, à la manière des orbites périodiques instables observées dans des systèmes dérivant des équations de Navier-Stokes<sup>5</sup>. Ces comportements constituent des indices prometteurs d'une modélisation réduite efficace, par extraction des composantes les plus «énergétiques» d'un flux de données et projection des équations du modèle financier sur un petit nombre de modes les plus significatifs.

Plus proche de la thématique de ce travail, les problèmes mettant en jeu des interactions fluide-structure peuvent être abordés sous l'angle de la modélisation de dimension réduite, comme le suggèrent Dowell *et Hall* (2001). Ces problèmes, mettant en jeu une structure flexible immergée dans un fluide en mouvement, trouvent des applications dans l'étude des vibrations ou phénomènes de tremblements d'ailes d'avion, dans la dynamique des écoulements sanguins dans les artères en vue de prévenir certaines maladies cardiovasculaires (Fig. 5.1), mais aussi dans l'interaction avec le vent, de structures telles que des ponts ou des grands immeubles.

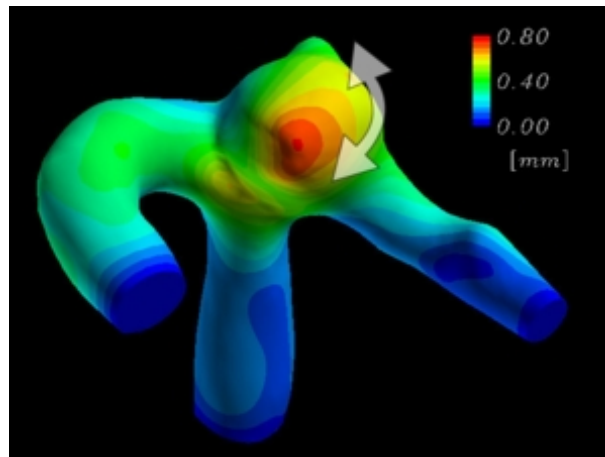


FIG. 5.1 – Déformation d'une paroi artérielle présentant des symptômes d'hypertension. La zone de haute pression artérielle est reliée sur cette simulation à un fort déplacement de la paroi (Torii *et al.*, 2006).

La résolution des équations numériques très complexes décrivant le comportement du fluide peuvent être avantageusement remplacées par leurs approximations de dimension réduite et ainsi donner des solutions pour des coûts numériques raisonnables. Une application intéressante dans la continuité directe de la présente thèse serait l'étude du contrôle passif par parois compliantes, inspiré de la peau flexible des dauphins, dont le couplage entre les ondulations de paroi et le fluide environnant est la clé des performances aérodynamiques atteintes par ces mammifères marins.

<sup>5</sup>Le système de Lorentz en est un cas d'école.



# Table des figures

1	Avion de transport. . . . .	1
2	Principe du contrôle optimal par résolution itérative. . . . .	3
3	Principe de la modélisation de dimension réduite. Les ovales de la figure 2 peuvent être avantageusement remplacés par les pentagones symbolisant les modèles d'ordre réduit. . . . .	4
4	Principe général du contrôle en utilisant un modèle de dimension réduite POD. . . . .	6
1.1	Les différentes zones de la couche limite (Chassaing, 2000). . . . .	9
1.2	Cyclone Elena. . . . .	9
1.3	Formation d'un tourbillon en fer à cheval d'après Delery (2001). . . . .	10
1.4	Simulation numérique de la turbulence de proche paroi réalisée par Bewley (1998). . . . .	11
1.5	Visualisation par plan laser d'une couche limite turbulente (Gad-el-Hak, 2000). . . . .	11
1.6	Cycle de production de turbulence d'après Hinze (1975). . . . .	12
1.7	Décollement de couche limite. . . . .	13
1.8	Profils de vitesse lors du décollement (Chassaing, 2000). . . . .	14
1.9	Décollement autour d'un profil d'aile d'avion. Visualisations par fumées réalisées à Cornell University, New York. <a href="http://instruct1.cit.cornell.edu/courses/mae427/">http://instruct1.cit.cornell.edu/courses/mae427/</a> . . . . .	15
1.10	Bulbe laminaire. . . . .	15
1.11	Décollement tridimensionnel d'après Delery (2001). . . . .	16
1.12	Distributions de vitesse de couche limite et leurs dérivées (Schlichting et Gersten, 2000). . . . .	18
1.13	«Vortex generators» pour contrôler l'écoulement de lunette arrière (Mitsubishi). . . . .	20
1.14	Plumage du faucon crécerelle exploitant de nombreuses techniques de contrôle passif. . . . .	20
1.15	Contrôle de stries pariétales par ondulation de paroi (Konieczny, 2004). . . . .	22
1.16	Maquette d'un microvéhicule à ailes battantes radio contrôlé (Jones <i>et al.</i> , 2004). . . . .	23
1.17	Visualisation par fluorescence laser d'un jet dans un écoulement transverse. . . . .	23
1.18	Simulation numérique d'un jet synthétique (Pes <i>et al.</i> , 2002). . . . .	24
1.19	Vorticité simulée par LES d'un jet dans un écoulement transverse d'après Saha (2001). . . . .	25
1.20	Effet du contrôle électromagnétique sur une plaque plane en incidence réalisé par Weier (1998). . . . .	26
1.21	Exemple de fonctionnelle objectif présentant de multiples extrema. . . . .	27
2.1	Vues de la veine d'essai de la soufflerie de Banlève. . . . .	34
2.2	Veine d'essais de la soufflerie S4. . . . .	34
2.3	Dispositif de visualisation par fumée sur plaque plane mise en place dans la soufflerie S4. . . . .	36
2.4	Visualisation par fumée de stries turbulentes obtenues dans la présente étude. . . . .	36
2.5	Principe de la PIV. . . . .	37
2.6	Dispositif de mesures PIV. . . . .	38
2.7	Pic de corrélation. . . . .	39
2.8	«Peak-locking». . . . .	40
2.9	Exemple de champs bruts obtenus après calculs des corrélations (l'écoulement se fait de la droite vers la gauche). . . . .	42

2.10	Maillage monobloc du profil NACA12 généré par GRIDGEN. . . . .	44
2.11	Exemple de champ instantané de la vitesse verticale autour du profil NACA12 à $R_e = 5000$ simulé par FLUENT. . . . .	44
2.12	Obtention de la matrice des snapshots A. . . . .	45
2.13	Interprétation géométrique de la SVD. . . . .	46
2.14	Compression d'image. . . . .	51
3.1	Instrumentation du profil d'aile ONERA D. . . . .	54
3.2	Prises de pression statique sur le capot amovible de bord d'attaque. . . . .	55
3.3	Caractérisation de l'actionneur par mesures de débit. . . . .	56
3.4	Caractérisation de la vitesse de soufflage des microjets. . . . .	57
3.5	Visualisations pariétales pour $\mathcal{R}_e = 0,93 \cdot 10^6$ et $\alpha = 14^\circ$ . . . . .	58
3.6	Coefficients de portance pour $R_e = 0,93 \cdot 10^6$ . . . . .	58
3.7	Effet du contrôle sur les fluctuations rms des coefficients de portance pour $C_\mu = 0,7\%$ . . . . .	59
3.8	Coefficient de traînée pour $R_e = 4,6 \cdot 10^5$ . . . . .	59
3.9	Trajectoire du microjet prédite par le modèle empirique et comparaison avec les épaisseurs estimées de couche limite. . . . .	60
3.10	Estimations de la vitesse des microjets et comparaison avec des mesures en proche paroi. . . . .	61
3.11	Topologie du jet d'après Hasselbrink JR et Mungal (2001). . . . .	61
3.12	Jet dans un écoulement transverse d'après New et Soria (2004). . . . .	62
3.13	«Microcylindres» au bord d'attaque. . . . .	62
3.14	Visualisations pariétales de l'écoulement forcé par les «microcylindres» à une incidence de $16^\circ$ . . . . .	63
3.15	Coefficients de portance pour l'écoulement forcé par les «microcylindres». . . . .	63
3.16	Bande de grains de carborandum utilisée pour provoquer la transition de la couche limite au niveau du bord d'attaque. . . . .	64
3.17	Mesures de portance en transition naturelle. . . . .	65
3.18	Mesures de portance avec déclenchement de la transition. . . . .	65
3.19	Expériences réalisées sur le profil ONERA D - $\alpha = 10^\circ$ et $R_e = 0,93 \cdot 10^6$ (Bevert et Rebuffet, 1969). . . . .	66
3.20	Protocole expérimental de mesure PIV. . . . .	68
3.21	Champ de vitesse moyenne en configuration décrochée ( $\alpha = 16^\circ$ et $R_e = 4,6 \cdot 10^5$ ). . . . .	69
3.22	Profils de vitesse à 33% de la corde pour $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$ et $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	70
3.23	Contours de champs de vitesse moyenne dans la zone proche du bord d'attaque pour $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$ et $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	70
3.24	Champs PIV de décollement en fonction de l'incidence, $R_e = 4,6 \cdot 10^5$ , $C_\mu = 0,6\%$ . . . . .	71
3.25	Effet de la transition de la couche limite sur un écoulement sans contrôle, et contrôlé par microjets. . . . .	71
3.26	Premier mode pour $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$ et $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	72
3.27	Énergie relative à chaque mode pour $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$ et $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	73
3.28	Deuxième mode pour $\mathcal{R}_e = 4,6 \cdot 10^5$ et $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	74
3.29	Actionneur piézoélectrique de microjets synthétiques. . . . .	75
3.30	Prototype d'un actionneur à microjets synthétiques. . . . .	75
3.31	Actionneur d'ondulations de paroi. . . . .	77
3.32	Visualisations par fumée de stries turbulentes sur plaque plane. . . . .	78
3.33	Dispositif expérimental de mesure PIV des stries turbulentes. . . . .	78
3.34	Visualisations par fumée des stries turbulentes de couche limite - $U = 2m/s$ , $y = 3mm$ . . . . .	79
3.35	Champs de vitesse longitudinale mesurés par PIV pour $U = 2m/s$ , $y = 3mm$ . . . . .	79
3.36	Analyse POD de la dynamique turbulente de l'écoulement de proche paroi. . . . .	80
3.37	Reconstruction sur $N$ modes POD d'un champ instantané sans contrôle - $U = 2m/s$ , $y = 3mm$ . . . . .	81

3.38	Reconstruction sur $N$ modes POD d'un champ instantané pour un contrôle à une fréquence de 8 Hz - $U = 2m/s$ , $y = 3mm$ . . . . .	82
4.1	Exemple de génération d'une grille de cellules de Voronoi non uniforme sur un cercle d'après Burkardt <i>et al.</i> (2004). . . . .	86
4.2	Snapshot de la vitesse longitudinale de l'écoulement décollé autour d'un cylindre circulaire à $Re = 200$ . . . . .	87
4.3	Snapshot de la norme de la vitesse dans le cas de l'écoulement décollé autour du profil ONERA D à $Re = 4,6 \cdot 10^5$ et $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	88
4.4	Snapshot de la vitesse longitudinale dans le cas de l'écoulement décollé autour du profil NACA012 à $Re = 5000$ et $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	88
4.5	Décroissance du spectre des valeurs propres et troncature POD dans le cas <i>cylindre-DNS</i> . . . . .	89
4.6	Décroissance du spectre des valeurs propres et troncature POD dans le cas <i>profil-PIV</i> . . . . .	90
4.7	Décroissance du spectre des valeurs propres et troncature POD dans le cas <i>profil-DNS</i> . . . . .	90
4.8	Reconstruction spatiale sur $N$ modes POD d'un snapshot de la vitesse longitudinale dans le cas <i>profil-PIV</i> - La zone décollée représentée est située dans la région du bord d'attaque, juste après le point de décollement. Le profil est en situation de décrochage $\alpha = 16^\circ$ et $Re = 4,6 \cdot 10^5$ . . . . .	91
4.9	Norme des six premiers modes POD de la vitesse longitudinale dans le cas <i>cylindre-DNS</i> . . . . .	92
4.10	Norme des six premiers modes de la vitesse bidimensionnelle pour le cas <i>profil-PIV</i> . . . . .	93
4.11	Norme des six premiers modes de la vitesse longitudinale pour le cas <i>profil-DNS</i> . . . . .	93
4.12	Comparaison des coefficients temporels calculés par le modèle réduit sans calibration aux coefficients temporels POD. Cas <i>cylindre-DNS</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	94
4.13	Prédiction du système de Lorenz à l'aide d'un modèle d'ordre réduit calibré. Ronds rouges : informations issues des snapshots - Bleu : prédiction du modèle. . . . .	99
4.14	Comparaison des coefficients temporels calculés par le modèle réduit avec calibration aux coefficients temporels POD. La calibration est effectuée par ajout de termes linéaires, calculés par la méthode des moindres carrés. Cas <i>cylindre-DNS</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	103
4.15	Comparaison des coefficients temporels calculés par le modèle réduit avec et sans calibration aux coefficients temporels POD. La calibration est effectuée par ajout de termes constants et linéaires, calculés par la méthode des moindres carrés. Cas <i>profil-PIV</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	104
4.16	Comparaison des coefficients temporels $a_1$ et $a_3$ calculés par le modèle réduit avec et sans calibration aux coefficients temporels POD. La calibration est effectuée par ajout de termes constants et linéaires, calculés par résolution d'un problème de minimisation sous contraintes. Cas <i>profil-DNS</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	105
4.17	Comparaison des coefficients temporels $a_5$ et $a_7$ calculés par le modèle réduit avec et sans calibration aux coefficients temporels POD. La calibration est effectuée par ajout de termes constants et linéaires, calculés par résolution d'un problème de minimisation sous contraintes. Cas <i>profil-DNS</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	106
4.18	Comparaison des erreurs de prédiction obtenues dans le cas <i>cylindre-DNS</i> pour différentes formes des termes de calibration. Dans tous les cas, la calibration est réalisée par moindres carrés. . . . .	107
4.19	Représentation graphique des termes de calibration linéaire. . . . .	108
4.20	Comparaison des erreurs de prédiction obtenues par les différentes méthodes de calibration pour le cas <i>cylindre-DNS</i> . . . . .	109
4.21	Valeur de la fonctionnelle coût au cours de la procédure itérative de résolution du problème de minimisation sous contraintes. . . . .	110

4.22	Prévision du modèle non calibré aux temps longs. Cas <i>cylindre-DNS</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	111
4.23	Prévision du modèle calibré aux temps longs. Cas <i>cylindre-DNS</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	112
4.24	Prévision du modèle calibré aux temps longs. Portraits de phase. Cas <i>cylindre-DNS</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	113
4.25	Prévision du modèle calibré aux temps longs. Cas <i>profil-DNS</i> . — dynamique temporelle prédite par le modèle réduit POD, ... dynamique temporelle de référence. . . . .	114
5.1	Déformation d'une paroi artérielle présentant des symptômes d'hypertension. La zone de haute pression artérielle est reliée sur cette simulation à un fort déplacement de la paroi (Torii <i>et al.</i> , 2006). . . . .	121

# Bibliographie

- ACALAR, M. S. ET SMITH, C. R. 1987 A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1 : Hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance. *J. Fluid Mech.* **175**, 1–41. [10](#)
- ANTKOWIAK, A. 2005 Dynamique aux temps courts d'un tourbillon isolé. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse. [101](#)
- ANTONIOU, A., KYRTSOU, C. ET VORLOW, C. 2004 Surrogate data analysis and stochastic chaotic modelling : Application to stock exchange returns series. In *Society for Computational Economics, Computing in Economics and Finance 2004* 27. [121](#)
- AUBRY, N., HOLMES, P., LUMLEY, J. L. ET STONE, E. 1988 The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **192**, 115–173. [29](#), [96](#)
- BABENKO, V. V. 1973a Experimental investigation of the hydrodynamic stability for simple flat membrane surfaces (En Russe). *Gidromekhanika* **24**, 3–11. [21](#)
- BAUER, S. X. S. ET HERNANDEZ, G. 1988 Reduction of cross-flow shock-induced separation with a porous cavity at supersonic speeds. In *AIAA, Applied Aerodynamics Conference, 6th, Williamsburg, VA*. New-York. [21](#)
- BENCHIEKH, M., BERA, J. C., MICHARD, M. ET SUNYACH, M. 2000 Contrôle par jet pulsé de l'écoulement dans un divergent court à grand angle. *C.R. Acad. Sci. Paris* **328**, 749–756. [24](#)
- BERA, J., COMTE-BELLOT, G. ET SUNYACH, M. 1998 Contrôle par jet pulsé du décollement d'une couche limite turbulente. *C.R. Acad. Sci. Paris* **326**, 859–865. [24](#)
- BERA, J. C., SUNYACH, M. ET MICHARD, M. 1999 Modification du décollement de la couche limite sous l'effet d'une injection pariétale continue ou pulsée. In *14ème Congrès Français de Mécanique*. Toulouse. [24](#)
- BERGMANN, M. 2004 Optimisation aérodynamique par réduction de modèle POD et contrôle optimal. application au sillage laminaire d'un cylindre circulaire. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, France. [28](#), [46](#), [47](#), [49](#), [96](#), [102](#)
- BERGMANN, M., CORDIER, L. ET BRANCHER, J.-P. 2005 Optimal rotary control of the cylinder wake using POD Reduced Order Model. *Phys. Fluids* **17** (9), 097101 :1–21. [30](#), [50](#), [120](#)
- BERKOOZ, G., HOLMES, P. ET LUMLEY, J. 1993a The Proper Orthogonal Decomposition in the analysis of turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **25**, 539–575. [48](#), [51](#)
- BERKOOZ, G., HOLMES, P. ET LUMLEY, J. L. 1993b The Proper Orthogonal Decomposition in the analysis of turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **25**, 539–575. [91](#)
- BERNARD, A., DUPONT, P., FOUCAUT, J. M. ET STANISLAS, M. 1999 Étude d'une couche limite turbulente soumise à un gradient de pression adverse en vue de son contrô par jets pulsés. In *AAAF*. Lille. [24](#)

- 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"). *Rapport Technique* 53/1157.AN. Direction Aérodynamique de l'ONERA, Chatillon. 66, 124
- BEWLEY, T. 1998 Gallery of the Flow Control Lab of the Dynamic Systems and Control Group, UC San Diego. <http://turbulence.ucsd.edu/>. 11, 123
- BEWLEY, T. R. 2001 Flow control : new challenges for a new Renaissance. *Progress in Aerospace Sciences* 37, 21–58. 27
- BEWLEY, T. R., MOIN, P. ET TEMAM, R. 2001 DNS-based predictive control of turbulence : an optimal benchmark for feedback algorithms. *J. Fluid Mech.* 447, 179–225. 27
- BOWERSOX, R. D. W. 1997 Turbulent flow structure characterization of angled injection into a supersonic crossflow. *Journal of Spacecraft and Rockets* 34 (2). 60
- BRAUD, C. 2003 Étude de la dynamique d'un écoulement à cisaillements croisés : interaction couche de mélange - sillage. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. 29
- BRAZA, M. 1981 Simulation numérique. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse. 42
- BRAZA, M. 1986 Simulation numérique de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse. 42
- BRAZA, M., CHASSAING, P. ET HA MINH, H. 1986 Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* 165, 79. 43
- BUFFONI, M., CAMARRI, S., IOLLO, A. ET SALVETTI, M. V. 2006 Low-dimensional modelling of a confined three dimensional wake flow. *J. Fluid Mech.* 569, 141–150. 116
- BURKARDT, J., GUNZBURGER, M. ET LEE, H.-C. 2004 Centroidal Voronoi Tessellation-based Reduced-Order Modeling of complex systems. *Rapport Technique*. Florida State University. 31, 86, 120, 125
- CARPENTER, P. W. ET GARRAD, A. D. 1985 The hydrodynamic stability of flow over Kramer-type compliant surfaces. Part 1. Tollmien-Schlichting instabilities. *J. Fluid Mech.* 155, 465–510. 21
- CARPENTER, P. W. ET GARRAD, A. D. 1986 The hydrodynamic stability of flow over Kramer-type compliant surfaces. Part 2. Flow-induced surface instabilities. *J. Fluid Mech.* 170, 199–232. 21
- CASSEL, K. W. 2001 The effect of convective heat transfer on unsteady boundary-layer separation. *J. Fluid Mech.* 428, 107–131. 25
- CHANG, P. K. 1976 *Control of Flow Separation*. Washington, D. C. : Hemisphere. 25
- CHASSAING, P. 2000 *Turbulence en Mécanique des Fluides*. Cépaduès-Éditions. 9, 14, 123
- COLLINS, F. 1979 Boundary layer control on wings using sound and leading edge serrations. In *AIAA, Aircraft Systems and Technology Meeting*, pp. 1979–1875. New York, N.Y. 25
- CORDIER, L. ET BERGMANN, M. 2002 Proper Orthogonal Decomposition : an overview. In *Lecture series 2002-04 on post-processing of experimental and numerical data*. Von Kármán Institute for Fluid Dynamics. 45
- COUPLET, M., BASDEVANT, C. ET SAGAUT, P. 2005 Calibrated reduced-order POD-Galerkin system for fluid flow modelling. *J. Comp. Phys.* 207, 192–220. 30
- DAVIES, C. ET CARPENTER, P. W. 1997 Instabilities in a plane channel flow between compliant walls. *J. Fluid Mech.* 352, 205–253. 21

- DELERY, J. 2001 Décollement en écoulement tridimensionnel stationnaire. points singuliers, lignes séparatrices et tourbillons. <http://www.onera.fr/conferences/decollement3d/>. **10**, **16**, **123**
- DELVILLE, J. 1995 La décomposition orthogonale aux valeurs propres et l'analyse de l'organisation tridimensionnelle des écoulements turbulents cisailés libres. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. **45**
- DELVILLE, J., UKEILEY, L., CORDIER, L., BONNET, J.-P. ET GLAUSER, M. N. 1999 Examination of large-scale structures in a turbulent mixing layer. Part 1. Proper Orthogonal Decomposition. *J. Fluid Mech.* **391**, 91–122. **48**
- DOWELL, E. H. ET HALL, K. C. 2001 Modeling of fluid-structure interaction. *Annual Review of Fluid Mechanics* **33**, 445–490. **121**
- DU, Y. ET KARNIADAKIS, G. 2000 Suppressing wall-turbulence via a transverse traveling wave. *Science* **228**, 1230–1234. **76**
- DU, Y., SYMEONIDIS, V. ET KARNIADAKIS, G. 2002 Drag reduction in wall-bounded turbulence via a transverse traveling wave. *J. Fluid Mech.* **457**, 1–34. **76**, **80**
- DUVIGNEAU, R. ET VISONNEAU, M. 2004 Hybrid genetic algorithms and artificial neural networks for complex design optimization in CFD. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **44** (11), 1257–1278. **28**
- ERICSSON, L. E. 1993 Unsteady flow separation on slender bodies at high angles of attack. *Journal of Spacecraft and Rockets* **30** (6), 689–695. **21**
- FAHL, M. 2000 Trust-region methods for flow control based on Reduced Order Modeling. Thèse de doctorat, Université de Trier, Allemagne. **120**
- FAVIER, D. 1980 Aérodynamique subsonique instationnaire d'un profil d'aile soumis à des variations de vitesse et d'incidence. Thèse d'état, Université d'Aix-Marseille II. **14**
- FAVIER, J., CORDIER, L., KOURTA, A. ET IOLLO, A. 2006a Calibrated POD Reduced-Order Models of massively separated flows in the perspective of their control. In *2006 ASME Joint U.S. - European Fluids Engineering Summer Meeting*. Miami, FL, July 17–20. **115**
- FAVIER, J. ET KOURTA, A. 2006 Étude du contrôle du décollement sur un profil d'aile par mesures PIV et analyse POD. *C.R. Acad. Sci. Paris* **334**, 272–278. **74**
- FAVIER, J., KOURTA, A. ET CORDIER, L. 2007 Accurate POD Reduced-Order Models of massively separated flows. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*. Corfu, Greece, June 18–22. **115**
- FAVIER, J., KOURTA, A. ET LEPLAT, G. 2006b Control of flow separation on a wing profile using PIV measurements and POD analysis. In *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*. London, UK, September 19–22. **74**
- FIEDLER, H. E. ET FERNHOLZ, H. H. 1990 On management and controls of turbulent shear flows. *Prog. Aerospace Sci.* **27**, 05–387. **8**
- FORTE, M., JOLIBOIS, J., MOREAU, E. ET TOUCHARD, G. 2006 Control of the shear-layer in the wake of an axisymmetrical airfoil using a DBD plasma actuator. In *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*. London, UK, September 19–22. **26**
- FREUND, J. B. ET MUNGAL, M. G. 1994 Drag and wake modification of axisymmetric bluff bodies using coanda blowing. *J. Aircraft* **31** (3), 572–578. **23**
- FRIC, T. F. ET ROSHKO, A. 1994 Vortical structure in the wake of a transverse jet. *J. Fluid Mech.* **279**, 1–47. **60**, **61**

- GAD-EL-HAK, M. 2000 *Flow Control, Passive, Active and Reactive Management*. Cambridge University Press. [11](#), [17](#), [26](#), [123](#)
- GALLETTI, B., BOTTARO, A., BRUNEAU, C. H. ET IOLLO, A. 2005 Accurate model reduction of transient flows. *Rapport Technique* 5676. INRIA. [30](#), [96](#), [102](#), [116](#)
- GALLETTI, B., BOTTARO, A., BRUNEAU, C.-H. ET IOLLO, A. 2007 Accurate model reduction of transient flows and forced wakes. *Eur. J. Mech. B/Fluids* (2007, in press). [102](#)
- GALLETTI, B., BRUNEAU, C.-H., ZANNETTI, L. ET IOLLO, A. 2004 Low-order modelling of laminar flow regimes past a confined square cylinder. *J. Fluid Mech.* **503**, 161–170. [29](#), [96](#)
- GRAHAM, W. R., PERAIRE, J. ET TANG, K. T. 1999a Optimal Control of Vortex Shedding Using Low Order Models. Part 1. Open-Loop Model Development. *Int. J. for Numer. Meth. in Engrg.* **44** (7), 945–972. [29](#), [30](#), [50](#), [84](#)
- GRAHAM, W. R., PERAIRE, J. ET TANG, K. T. 1999b Optimal Control of Vortex Shedding Using Low Order Models. Part 2 : Model-based control. *Int. J. for Numer. Meth. in Engrg.* **44** (7), 973–990. [29](#), [30](#)
- GUNZBURGER, M. D. 1997a Introduction into mathematical aspects of flow control and optimization. In *Lecture series 1997-05 on inverse design and optimization methods*. Von Kármán Institute for Fluid Dynamics. [100](#)
- GUNZBURGER, M. D. 2000 Adjoint Equation-Based Methods for Control Problems in Incompressible, Viscous Flows. *Flow, Turbulence and Combustion* **65**, 249–272. [3](#), [110](#)
- GUNZBURGER, M. D. 2004 Reduced-order modeling, data compression and the design of experiments. *Rapport Technique*. Florida State University. [85](#)
- HASSELBRINK JR, E. F. ET MUNGAL, M. G. 2001 Transverse jets and jet flames. Part 1 : Scaling laws for strong transverse jets. *J. Fluid Mech.* **443**, 1–25. [60](#), [61](#), [124](#)
- HENNINGSON, D., JOHANSSON, A. ET LUNDBLADH, A. 1990 On the evolution of localized disturbances in laminar shear flows. In *Laminar-turbulent transition ; Proceedings of the IUTAM Symposium, Toulouse, France, Sept. 11-15, 1989 (A91-39901 16-34)*. Springer-Verlag, 1990, p. 279-284., pp. 279–284. [12](#)
- HINTERMULLER, M. ET VICENTE, L. N. 2005 Space mapping for optimal control of partial differential equations. *SIAM Journal of Optimization* **15** (4), 1002–1025. [31](#)
- HINZE, J. O. 1975 *Turbulence*. New-York : McGraw-Hille. [12](#), [123](#)
- HINZE, M. ET VOLKWEIN, S. 2004 Proper Orthogonal Decomposition surrogate models for nonlinear dynamical systems : Error estimates and suboptimal control. *Rapport Technique*. preprint SFB609, Technische Universität Dresden. [31](#)
- HOLMES, P., LUMLEY, J., BERKOOZ, G., MATTINGLY, J. ET WITTENBERG, R. 1997 Low-dimensional models of coherent structures in turbulence. *Physics Reports* **287**, 337–384. [29](#)
- HOWARD, F. G. ET GOODMAN, W. L. 1988 Axisymmetric bluff-body drag reduction through geometrical modification. *J. Aircraft* **22**, 516–522. [19](#)
- HUSSAIN, A. K. M. F. 1986 Coherent structures and turbulence. *J. Fluid Mech.* **173**, 303–356. [9](#)
- IOLLO, A., LANTERI, S. ET DÉSIDÉRI, J.-A. 1998 Stability properties of POD-Galerkin approximations for the compressible Navier-Stokes equations. *Rapport Technique* 3589. INRIA. [30](#), [31](#)
- JOHNSTON, J. P. ET NISHI, M. 1990 Vortex generators jets - Means for flow separation control. *AIAA journal* **28** (6), 989–994. [24](#)

- JONES, K. D., NAKASHIMA, M., BRADSHAW, C. J., PAPADOPOULOS, J. ET PLATZER, M. F. 2004 *On Flow Separation Control by Means of Flapping Wings*, chap. 5. Tokyo : Springer-Verlag. 22, 23, 123
- KONIECZNY, P. 2004 Contrôle de stries pariétales par ondulation de surface au moyen d'actionneurs piézo-électriques. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse. 22, 76, 77, 80, 123
- LACHMANN, G. 1967 *Boundary Layer and Flow Control*. Pergamon Press, New York. 76
- LANGE, T. G. 1954 Present status of information relative to prediction of shock-induced boundary layer separation. *NACA TN-3065* . 14
- LECLERC, C., LEVALLOIS, E., GALLAS, Q., GILLIÉRON, P. ET KOURTA, A. 2006 Phase locked analysis of a simplified car geometry wake flow control using synthetic jet. In *2006 ASME Joint U.S. - European Fluids Engineering Summer Meeting*. Miami, FL, July 17–20. 24
- LECORDIER, B., DEMARE, D., VERVISCH, L., RÉVEILLON, J. ET TRINITÉ, M. 2001 Estimation of the accuracy of PIV treatments for turbulent flow studies by direct numerical simulation of multi-phase flow. *Meas. Sci. Technol.* **12** (9), 1382–1391. 40
- LEPLAT, G. 2006 Contrôle du décollement de la couche limite sur un profil d'aile. développement et caractérisation d'un nouvel actionneur. Rapport de dea, Toulouse. 75
- LIN, J. C. 2002 Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation. *Progress in Aerospace Sciences* **38**, 389–420. 20
- LUMLEY, J. ET BLOSSEY, P. 1998 Control of turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **30**, 311–327. 17
- LUMLEY, J. L. 1967 *Atmospheric Turbulence and Wave Propagation. The structure of inhomogeneous turbulence*, pp. 166–178. A.M. Yaglom & V.I. Tatarski. 29, 45
- MA, X. ET KARNIADAKIS, G. E. 2002 A low-dimensional model for simulating three-dimensional cylinder flow. *J. Fluid Mech.* **458**, 181–190. 29
- MARESCA, C., FAVIER, D. ET REBOND, J. 1979 Experiments on an aerofoil at high angle of incidence in longitudinal oscillations. *J. Fluid Mech.* **92**, 671–690. 21
- MARGASON, R. J. 1993 Fifty years of jet in crossflow research. *Symp. on a Jet in Cross Flow* CP–354. 60
- MARZOUK, Y. M. ET GHONIEM, A. F. 2001 Vorticity formulation for an actuated jet in crossflow. *AIAA* pp. 2001–3047. 60
- MASKELL, E. C. 1955 Flow separation in three dimensions. *Rapport Technique* RAE Report Aero. 2565. Royal Aircraft Establishment, Farnborough, Great Britain. 13
- MAUREL, S. 2001 Étude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé. Situation modèle pour la validation de simulations aux grandes échelles dans les moteurs. Thèse de doctorat, Toulouse. 40
- MCCORMICK, D. 2000 Boundary layer separation control with directed synthetic jets. In *AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 38th*. Reno, NV. 24
- MCCROSKEY, W. J. 1982 Unsteady airfoils. *Annual Review of Fluid Mechanics* **14**, 285–311. 14
- MCMANUS, K. ET MAGILL, J. 1996 Separation control of incompressible flows using pulsed jets. In *AIAA, Fluid Dynamics Conference, 27th*. New Orleans, LA. 24
- MODI, V. J., MOKHTARIAN, F., FERNANDO, M. ET YOKOZIMO, T. 1989 Moving surface boundary layer control as applied to 2-D airfoils. *AIAA paper* pp. 89–0296. 21

- MUNDAY, D. ET JACOB, J. 2001 Active control of separation on a wing with conformal camber. In *AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 39th*. Reno, NV. **21**
- NEW, T. H. ET SORIA, J. 2004 Near-field pairing of leading-edge vortices in elliptic jets in cross flow. *European Journal of Mechanics B/Fluids* **23**, 551–569. **61, 62, 73, 124**
- NOACK, B., PAPAS, P. ET MONKEWITZ, P. 2005 The need for a pressure-term representation in empirical Galerkin models of incompressible shear flows. *J. Fluid Mech.* **523**, 339–365. **30, 95**
- NOACK, B. R., AFANASIEV, K., MORZYŃSKI, M., TADMOR, G. ET THIELE, F. 2003 A hierarchy of low-dimensional models for the transient and post-transient cylinder wake. *J. Fluid Mech.* **497**, 335–363. **29, 30**
- PANTON, R. L. 2001 Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence. *Progress in Aerospace Sciences* **37**, 341–383. **12**
- PERRET, L. 2004 Etude du couplage instationnaire calculs-expériences en écoulements turbulents. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. **29, 96, 98, 99, 116**
- PES, M., LUKOVIC, B., ORKWIS, P. ET TURNER, M. 2002 Modeling of two dimensional synthetic jet unsteadiness using neural network-based deterministic source terms. In *32nd AIAA Fluid Dynamics Conference & Exhibit*, pp. 2002–2860. St. Louis, Missouri. **24, 123**
- PHALNIKAR, K. A., ALVI, F. ET SHIH, C. 2001 Behavior of free impinging supersonic microjets. *AIAA paper* pp. 2001–3047. **54, 61**
- PINKERTON, J. K. ET MOSES, R. W. 1997 A feasibility study to control airfoil shape using THUNDER. *Rapport Technique* 4767. NASA technical memorandum. **22**
- POISSON-QUINTON, P. 1995 Les systèmes de contrôle de l'écoulement sur les avions. *Revue Française de mécanique* **1995–2**. **17, 22**
- PRANDTL, L. 1904 Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung. In *Proc. Third Int. Math. Cong.*, pp. 484–491. Heidelberg, Allemagne. **13, 14**
- PROTAS, B. ET STYCZEK, A. 2002 Optimal rotary control of the cylinder wake in the laminar regime. *Phys. Fluids* **14** (7), 2073–2087. **27**
- RAO, D. ET KARIYA, T. 1988 Boundary layer submerged vortex generators for separation control - An exploratory study. *AIAA paper* pp. 1988–3546–CP. **20**
- REMPFER, D. 1996 Investigations of boundary layer transition via Galerkin projections on empirical eigenfunctions. *Phys. Fluids* **8** (1), 175–188. **45**
- REMPFER, D. 2000 On low-dimensional Galerkin models for fluid flow. *Theor. Comput. Fluid Dyn.* **14**, 75–88. **29**
- ROBINSON, S. K. 1991 Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **3**, 601–639. **9, 11, 12**
- ROWLEY, C. W. 2004 Model reduction for fluids, using balanced Proper Orthogonal Decomposition. *Rapport Technique*. Princeton University. **31**
- ROWLEY, C. W., COLONIUS, T. ET MURRAY, R. M. 2004 Model reduction for compressible flows using POD and Galerkin projection. *Physica D* **189**, 115–129. **29**
- SAHA, A. K. 2001 Flow in a channel populated with an array of square pin-fins ( $R_e = 3900$ ). <http://home.iitk.ac.in/~aksaha/turbulent-les.htm>. **25, 123**
- SCHLICHTING, H. ET GERSTEN, K. 2000 *Boundary Layer Theory*. Springer. **13, 18, 123**

- SIAW, W. L. ET BONNET, J. P. 2006 Poitiers : European Forum on Flow control II : Part 1 : Collaborative studies on flow separation control. In *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*. London, UK, September 19-22. 24
- SIRISUP, S. ET KARNIADAKIS, G. E. 2004 A spectral viscosity method for correcting the long-term behavior of POD model. *J. Comp. Phys.* **194**, 92–116. 96
- SIROVICH, L. 1987 Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part 1 : Coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics* **XLV** (3), 561–571. 31, 45, 48, 49
- SMITH, A. 1975 High-lift aerodynamics. *J. Aircraft* **12** (6), 501–530. 20
- SMITH, B. ET GLEZER, A. 1998 The formation and evolution of synthetic jets. *Phys. Fluids* **10** (9). 24
- SMITH, C. R. ET METZLER, S. P. 1983 The Characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **129**, 27–54. 10
- THEODORSEN, T. 1952 Mechanism of turbulence. In *Proceedings of the Second Midwest Conference on Fluid Mechanics*, pp. 1–18. Ohio State University. 10
- TORII, R., OSHIMA, M., KOBAYASHI, T., TAKAGI, K. ET TEZDUYAR, T. 2006 Fluid-structure interaction modeling of aneurysmal conditions with high and normal blood pressures. *Computational Mechanics* Présentation en ligne disponible sur <http://www.mems.rice.edu/TAFSM/PROJ/CVFSI/CM/>. 121, 126
- UKEILEY, L., CORDIER, L., MANCEAU, R., DELVILLE, J., GLAUSER, M. N. ET BONNET, J.-P. 2001 Examination of large-scale structures in a turbulent mixing layer. Part 2. Dynamical systems model. *J. Fluid Mech.* **441**, 67–108. 29, 45
- VAN INGEN, J. L. 1956 A suggested semiempirical method for the calculation of the boundary layer transition region. *Rapport Technique V.T.H74*. Department of Aerospace Engineering, Institute of Technology, Delft, The Netherlands. 19
- VIGO, G. 2000 Méthodes de décomposition orthogonale aux valeurs propres appliquées aux écoulements instationnaires compressibles complexes. Thèse de doctorat, Université Paris IX Dauphine. 29, 30, 96
- VITALE, E. 2005 Analyse et contrôle des écoulements instationnaires décollés. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse. 28
- VOLKWEIN, S. 2001 Optimal and suboptimal control of the Partial Differential Equations : Augmented Lagrange-SQP methods and Reduced Order Modeling with Proper Orthogonal Decomposition. Habilitation à diriger les recherches, Université de Graz. 31
- WEIER, T. 1998 Control of flow separation in weakly conducting liquids by means of electromagnetic forces. <http://www.fz-rossendorf.de/pls/rois/Cms?pOid=12531&pNid=0>. 26, 123
- WHITEHOUSE, S. G. 1999 POD-Galerkin modeling of the Martian atmosphere. Thèse de doctorat, University of Oxford. 29
- WILLCOX, K. 2004 Unsteady flow sensing and estimation via the gappy Proper Orthogonal Decomposition. In *5th SMA Symposium*. 31
- WILLCOX, K., GHATTAS, O., VAN BLOEMEN WAANDERS, B. ET BADER, B. 2005 An optimization framework for goal-oriented, model-based reduction of large-scale systems. In *44th IEEE Conference on Decision and Control and European Control Conference*. Seville, Spain. 30, 32, 95
- WILLCOX, K. ET MEGRETSKI, A. 2005 Fourier series for accurate, stable, Reduced-Order Models in large-scale linear applications. *SIAM J. Sci. Comput.* **26** (3), 944–962. 31

- WILLMARTH, W. W. ET LU, S. S. 1972 Coherent structures and turbulence. *J. Fluid Mech.* **55**, 65–92. [10](#)
- WOOD, N. 2006 Active flow control : an industrial perspective. In *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*. London, UK, September 19-22. [1](#)
- WYGNANSKI, I. 1997 Boundary layer flow control by periodic addition of momentum. In *4th AIAA Shear flow control conference*. Silvertree hotel Snowmass village, CO. [24](#)
- YUAN, L. L., STREET, R. L. ET FERZIGER, J. H. 1999 Large Eddy Simulations of a round jet in crossflow. *J. Fluid Mech.* **379**, 71–104. [60](#)
- ZAMAN, K. B. M. Q., BAR-SEVER, A. ET MANGALAM, S. M. 1987 Effect on acoustic excitation on the flow around a low  $R_e$  airfoil. *J. Fluid Mech.* **182**, 127–148. [25](#)

Institut National Polytechnique de Toulouse  
Doctorat d'Université, spécialité Dynamique des Fluides

*12 mars 2007*

**Julien Favier**

CONTRÔLE D'ÉCOULEMENTS : APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET  
MODÉLISATION DE DIMENSION RÉDUITE

L'aptitude à déterminer une loi de contrôle optimale pour un objectif donné et construire un actionneur adapté, représente un intérêt industriel et écologique croissant, ainsi qu'un défi scientifique majeur auquel cette thèse apporte une contribution au moyen de deux approches méthodologiquement différentes. La première, basée sur l'expérience, vise à caractériser, par mesures PIV et analyse POD, un actionneur de soufflage capable de contrôler le décollement autour d'un profil d'aile. La seconde approche proposée pour optimiser le contrôle consiste à déterminer un modèle POD de dimension réduite de la dynamique de l'écoulement à contrôler, pour calculer le contrôle optimal à moindres coûts numériques. Des méthodes de calibration de modèles associés à différentes dynamiques sont développées pour améliorer la qualité des approximations.

**Mots-clés** : contrôle, décollement, PIV, POD, modèles de dimension réduite, calibration

---

FLOW CONTROL : EXPERIMENTAL APPROACH AND REDUCED-ORDER  
MODELLING

The ability to determine the optimal control for a given objective and construct an appropriate actuator, represents growing industrial and economical issues as well as a major scientific challenge. This thesis provides a contribution to that problem using two approaches, based on different methodologies. The first, experimental, aims at characterizing, using PIV measurements and POD analysis, a blowing actuator to control boundary layer separation on an airfoil. The idea of the second approach proposed here is to establish a POD Reduced-Order Model (POD ROM) of the flow dynamics to be controlled, in order to compute the optimal control with low CPU and memory costs. Calibration methods are then developed to improve the accuracy of this approximation based on different dynamics.

**Keywords** : control, separation, PIV, POD, reduced-order models, calibration

*Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse  
Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse*