HAL
open science

Transition laminaire-turbulent dans un conduit à paroi débitante

B. Gazanion

To cite this version:

B. Gazanion. Transition laminaire-turbulent dans un conduit à paroi débitante. Modélisation et simulation. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2014. Français. NNT : . tel-01212775

HAL Id: tel-01212775

https://hal.science/tel-01212775

Submitted on 7 Oct 2015

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.

Université de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :
Bertrand GAZANION

le mardi 16 décembre 2014

Titre :

Transition laminaire-turbulent dans un conduit à paroi débitante

---

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

M. Grégoire CASALIS	directeur de thèse
M. François CHEDEVERGNE	co-directeur de thèse

Jury :

M. Christophe BOGEY	président du jury
M. Franck NICOUD	rapporteur
M. Frédéric PLOURDE	rapporteur
Mme. Nathalie CESCO	examinateur
M. Grégoire CASALIS	directeur de thèse
M. François CHEDEVERGNE	co-directeur de thèse

Remerciements

Alors que je clos ces trois longues mais belles années de thèse, je voudrais prendre un moment pour remercier toutes les personnes sans qui je n'en serais pas arrivé là. Le format de remerciements de thèse ne me permet hélas pas de les remercier toutes individuellement et à leur juste valeur (un chapitre entier ne serait pas de trop). Je voudrais garantir à tous ceux qui ne sont pas cités nommément qu'ils ne sont pas oubliés.

Cette thèse de doctorat est le fruit d'un cofinancement du CNES et de l'ONERA. J'adresse mes plus sincères remerciements à ces organismes et à ceux qui ont été leurs représentants pour moi, Nathalie Cesco et Philippe Supié de la Direction des Lanceurs du CNES, et Pierre Millan, directeur du département DMAE de l'ONERA.

Je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse : Nathalie Cesco, Franck Nicoud, Frédéric Plourde, Christophe Bogey, Grégoire Casalis et François Chedevergne. Je remercie en particulier Christophe Bogey pour avoir présidé ce jury, et Franck Nicoud et Frédéric Plourde pour avoir rapporté mon travail et autorisé ma soutenance. Je voudrais également les remercier très sincèrement pour leurs retours positifs sur mon travail.

N'oubliant pas mon parcours, je voudrais témoigner ma reconnaissance à ceux qui m'ont amené jusqu'à cette thèse. A ce titre, je remercie mes anciens encadrants de stage, Jean-Luc Estivalèzes, Jorge-César Brändle de Motta et Sébastien Tanguy, qui ont encouragé mes premiers pas dans la recherche et m'ont tant appris. Merci également aux doctorants et chercheurs de l'IMFT que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces stages. Je n'oublie pas non-plus mes enseignants de l'ENSEIRB-MATMECA qui ont aiguisé mon intérêt pour la recherche et la simulation numérique. Enfin, je garde une pensée pour Jean-Luc Estivalèzes et Xavier de Saint-Victor qui ont accepté de me confier cette thèse : même si la direction qu'a pris cette thèse et la santé de Xavier m'ont conduit sous un autre encadrement de thèse, je tiens à ce qu'ils sachent qu'ils ont toute ma gratitude.

J'ai eu le privilège d'être encadré dans cette thèse par Grégoire Casalis et François Chedevergne. Ils ont été pour moi des encadrants formidables, aussi bien pour leurs grandes qualités humaines et scientifiques que leur implication sans faille dans ma thèse. Il m'est difficile de vous rendre en quelques lignes, chers encadrants, l'hommage que vous méritez. Je vous remercie d'avoir cru dans ma thèse quand je n'y croyais plus moi-même. François, ton optimisme à toute épreuve m'a sauvé plus d'une fois. En un mot comme en cent, je vous remercie d'avoir eu la patience, le courage et la détermination de me guider jusqu'au bout du chemin de la thèse. Faire cette thèse sous votre direction a été un plaisir et une expérience unique, et je vous en remercie très sincè-

rement. J'ai appris énormément à votre contact et je pense même avoir un peu changé, pour le mieux.

C'est avec beaucoup d'intérêt que je me suis plongé dans le monde de la propulsion solide au long de ma thèse. Grâce à l'environnement dans lequel mon financement m'a placé, j'ai pu avoir des échanges très enrichissants avec des chercheurs et des industriels de ce domaine. Je voudrais remercier les personnes de Herakles et de l'ONERA rencontrées au cours des réunions ODP, et en particulier Yves Fabignon, Franck Godfroy, Stany Gallier et Emmanuel Radenac, ainsi que Joseph Majdalani et Stéphane Petitot rencontrés à différentes occasions. Qu'il est agréable pour un doctorant de savoir que son travail intéresse quelques personnes en plus de ses encadrants ! Et comment parler de propulsion sans parler du Laboratoire de Propulsion, au centre du Fauga ? Ces pélerinages en terres d'ODP ont toujours été des expériences passionnantes, et une grande partie du mérite revient à Michel Prévost et Jérôme Anthoine. Un immense merci, Michel et Jérôme, et aussi à Laurent Parassouramin-Vally, pour m'avoir pris sous vos ailes pendant deux belles conférences. Je souhaite également remercier chaleureusement Gérard Avalon pour m'avoir permis d'utiliser ses mesures sur le banc VALDO. Ces mesures étant au centre de mes 3 années de travail, son apport à ma thèse est inestimable. Merci aussi à lui et à Dominique Lambert d'avoir patiemment répondu à toutes mes questions sur les mesures.

Le département DMAE de l'ONERA Toulouse a été mon port d'attache pendant ces trois drôles mais belles années. Plus qu'un lieu de travail, c'est devenu un foyer que j'ai pris plaisir à fréquenter pour les gens que j'y ai rencontrés. J'attaque maintenant la tâche délicate de leur adresser un dernier remerciement. Je voudrais en tout premier lieu remercier Pierre Millan, le directeur, qui m'a accueilli au sein de son département. J'ai été rattaché à l'unité ITAC, peut-être parce que je devais faire de la transition, ou alors simplement par bonté car c'est une unité humaine dans laquelle il fait bon être doctorant. Je remercie tous les membres de cette unité ; par leur gentillesse, leur intelligence et leur pédagogie ils ont calmé mes craintes initiales sur les thématiques (stabilité et acoustique, mes amours). Un remerciement tout particulier pour Daniel Arnal et Estelle Piot, qui furent mes chefs d'unité : j'ai particulièrement apprécié l'attention qu'ils portent à la vie de l'unité et aux doctorants et stagiaires.

Je voudrais remercier ceux qui ont pris de leur temps pour m'apporter leur expertise : Daniel Arnal et Maxime Forte qui m'ont grandement aidé pour l'analyse des mesures VALDO, Bertrand Aupoix pour sa science de turbulence, Michel Prévost et Jérôme Anthoine encore et toujours pour les moteurs à propergol solide. Et puis, pour de passionnantes discussions, techniques ou non, je remercie de plus Olivier Vermeersch, Hugues Deniau, Delphine Sebbane, Estelle Piot, Michel Gazaix, Jean-Mathieu Senoner, Davide Zuzio, Jean Perraud, Ludivine Gougeon et Arthur Sarthou. Un grand merci également à Corinne Plantade et Valérie Duplessis, au secrétariat, pour leur patience et leur gentillesse à chaque fois que j'étais perdu dans des procédures administratives.

Mes plus profonds remerciements vont aux doctorants que j'ai côtoyés pendant ces trois ans. Mes grands aînés : Hélène Parisot-Dupuis, Julien Primus, Olivier Léon, Farid Benyoucef, Anne Bruyat, Jegan Pushparajalingam, Jorge-César Brändle de Motta et Germain Boyer. Mes aînés directs, non moins grands : David Vanpouille, Sheddia Didorally, Javier Rodriguez-Sanchez, Julien Apeloig, Lucas Pascal, Cécile Dutrion, Ysolde Prevereaud, Violaine Todoroff et Ignacio Gonzalez-Martino. Ceux qui ont traversé les épreuves de la thèse en même temps que moi : Ghislain Blanchard, Valentin Biasi, Jean-Michel Lucas, Baptiste Déjean, Gianluca Lavalle, Sara Siconolfi, Henri Garih et Lokman Bennani. Les générations suivantes : Vincent Popie, Maxime Itasse, Rémi Chauvin, Gustavo Arroyo-Callejo, Alexandre Minot, Natacha Szulga, François Nicolas, François Laurendeau,

Pierre Grenson, Jérémie Derré, Guillaume Bégou, Maxime Bouyges et Stéphanie Béguet. Et bien sûr, je n'oublie pas les stagiaires, tous plus sympathiques les uns que les autres, avec une mention spéciale à Julien Deborde, Yann Dauvois et Benjamin Joseph.

Tous ensembles, ils ont apporté une vie, une chaleur et un éclat supplémentaire à mon quotidien. Au travail comme à l'extérieur, les fréquenter a été un véritable plaisir. Je les remercie d'avoir rendu ma thèse si agréable en dépit des moments durs. A tous je souhaite le meilleur, et un succès mérité. J'ai bien sûr un mot pour Pierre Grenson, Benjamin Joseph et Guillaume Bégou, qui ont partagé mon bureau, et que je voudrais remercier d'avoir supporté l'ours irascible que j'étais pendant la rédaction. Et comme Jean-Michel m'a dénoncé dans son manuscrit, je me permets d'avoir un mot pour mes voisins qui ont supporté (avec plaisir, j'en suis certain) mes débarquements et divagations dans leurs bureaux : merci !

J'adresse un profond remerciement à ceux qui ont étés bien plus des amis que des collègues, particulièrement David, Sheddia, Jean-Michel, Cécile, Gustavo, Vincent, Maxime F., Hugues, Motta, Gianluca et Sara. Si je suis arrivé au bout de cette thèse, c'est aussi beaucoup grâce à vous. Et comme je suis dans la face cachée des remerciements (celle que personne ne lit), je me permets de remercier de nouveau Grégoire Casalis et François Chedevergne, ils le méritent.

Je remercie mes amis de Toulouse et de la LUDI, qui furent une vraie famille pour moi pendant ces trois ans. Je remercie mes amis de Paris et d'ailleurs pour leur soutien et leur compréhension. Mes pensées vont notamment à Clément, Médéric, Anne et Pierre. Enfin, merci à ma famille, qui m'a toujours soutenu malgré l'éloignement. Merci à ma famille paternelle qui m'a donné la curiosité et le goût des sciences ; merci à ma famille maternelle qui m'a tout autant comblé.

"I always dream of a giant carrot chasing me through a field of lobsters."
Didactylos

Terry Pratchett, *Small gods* (1992)

Table des matières

Introduction **15**

1 Etude bibliographique **21**
1.1 Montages en gaz froid . . . 21
1.1.1 Justification de l'approche gaz froid pour l'étude des MPS . . . 24
1.1.2 Forme de l'écoulement . . . 24
1.1.3 Transition de l'écoulement . . . 26
1.1.4 Mise en évidence des structures tourbillonnaires du VSP . . . 28
1.1.5 Bruit d'injection . . . 29
1.2 Ecoulement modèle en régime laminaire . . . 30
1.2.1 Solutions pour l'écoulement moyen . . . 30
1.2.2 Propriétés de l'écoulement modèle . . . 32
1.2.3 Acoustique de l'écoulement laminaire . . . 33
1.3 Analyse de stabilité biglobale . . . 34
1.3.1 Analyse de stabilité . . . 34
1.3.2 Problème de stabilité . . . 35
1.3.3 Domaine de calcul . . . 36
1.3.4 Résultats d'un calcul de stabilité . . . 37
1.3.5 Limites de l'utilisation des outils de stabilité . . . 39
1.3.6 Bilan sur la stabilité de l'écoulement . . . 40
1.4 Transition laminaire-turbulent . . . 41
1.4.1 Cas de référence : la couche limite de plaque plane . . . 42
1.4.2 Cas d'un écoulement en conduit à paroi débitante . . . 45
1.5 Simulations laminaires . . . 46
1.5.1 Etudes du VSP . . . 47
1.5.2 ODP . . . 48
1.5.3 Bilan . . . 49
1.6 Simulations RANS . . . 49
1.6.1 A propos des approches RANS . . . 49
1.6.2 Utilisation d'approches RANS pour l'écoulement en conduit à paroi débitante 51
1.6.3 Etudes de transition pour un conduit à paroi débitante . . . 51
1.6.4 Influence des modèles de turbulence . . . 52
1.6.5 Turbulence injectée à la paroi débitante . . . 53
1.6.6 Bilan sur les simulations avec modèle de turbulence . . . 55

1.7 Simulations résolvant la turbulence 55
1.7.1 DNS par traitement asymptotique 56
1.7.2 LES du montage complet 58
1.8 Positionnement de la thèse 61

I Analyse expérimentale 63

2 Etude expérimentale de la transition laminaire-turbulent 65
2.1 Mise en évidence de la transition laminaire-turbulent dans le montage VALDO . . 66
2.2 Compléments sur les fluctuations de pression et vitesse dans l'expérience 80
2.2.1 Fréquences acoustiques et modes VSP 80
2.2.2 Bruit d'injection 81
2.2.3 Evolution axiale des signaux de vitesse 82

II Simulation URANS de l'influence de la transition sur le VSP 87

3 Mise en place de la méthode de simulation 89
3.1 Paramètres de la simulation de l'écoulement turbulent 89
3.1.1 Question de la turbulence 90
3.1.2 Justification pratique de la nécessité de la transition 91
3.2 Méthode de transition 93
3.2.1 Construction d'un modèle pour la fonction de transition 94
3.2.2 Traitement de la transition dans CEDRE 96

4 Etude de l'influence de la transition 99
4.1 Influence de la transition imposée sur les fluctuations de l'écoulement 99
4.2 Influence des paramètres de la fonction de transition 104
4.2.1 Forme et position de la ligne de transition 104
4.2.2 Largeur de la zone de transition 107
4.2.3 Valeur de référence γ_0 de la fonction de transition 109

III Simulation LES du développement de la transition 113

5 Méthode de simulation 115
5.1 Paramètres généraux de simulation 115
5.1.1 Discrétisation spatiale 116
5.1.2 Conditions aux limites 117
5.1.3 Stratégie de simulation 118
5.1.4 Modélisation de sous-maille 119
5.2 Données issues d'une simulation 119
5.3 Modèle de perturbation 121
5.3.1 Démarche 121
5.3.2 Formes de perturbations 121
5.3.3 Paramètres de deux jeux de perturbations 122
5.3.4 Temps simulé 123
5.4 Validation 124

6 Analyse des simulations **127**
6.1 Simulation en bruit fort . . . 127
6.1.1 Acoustique dans la simulation . . . 127
6.1.2 Evolution de l'écoulement . . . 130
6.1.3 Amplification multimodale . . . 134
6.1.4 Mise en évidence de la turbulence . . . 142
6.2 Simulation en bruit faible . . . 144
6.2.1 Fluctuations au fond avant . . . 144
6.2.2 Evolution de l'écoulement . . . 145
6.2.3 Amplification multimodale . . . 149
6.2.4 Mise en évidence de la turbulence . . . 152

Illustration des simulations **156**

7 Comparaison des simulations à l'expérience **159**
7.1 Contenu des signaux de vitesse . . . 159
7.2 Amplitude des fluctuations de V_{FC} . . . 162
7.3 Transition laminaire-turbulent . . . 165
7.3.1 Simulation avec bruit faible . . . 166
7.3.2 Simulation avec bruit fort . . . 168
7.3.3 Comparaison avec l'expérience . . . 170

Conclusion **175**

Bibliographie **181**

Introduction

Actuellement, les boosters des grands lanceurs spatiaux, c'est-à-dire les moteurs qui fournissent la forte poussée dans les premiers instants du décollage, sont des moteurs à propergol solide (MPS) longs et segmentés. C'est par exemple le cas pour les boosters des lanceurs américains Space Shuttle (moteur RSRM) et Titan IV (moteur SRMU), et du lanceur européen Ariane 5 (moteur P230 [1]). Pour ces trois moteurs à propergol solide, des oscillations de la poussée (ODP) sous forme de bouffées apparaissent pendant certaines phases du fonctionnement. La signature de ces bouffées sont des bandes obliques mises en évidence par une représentation temps-fréquence-amplitude de la poussée du moteur, comme illustré dans la figure 2 pour un tir de P230. Les ODP sont des oscillations de fréquences basses, situées autour des premiers modes acoustiques longitudinaux du moteur, et dont les amplitudes sont suffisamment faibles pour ne pas compromettre le lanceur. Cependant comme elles peuvent se propager dans le lanceur sous forme de vibrations mécaniques, elles pourraient théoriquement représenter un risque pour la charge utile du lanceur, qu'il s'agisse de satellites, d'engins automatiques (ATV) ou d'un équipage (pour Space Shuttle). Ce risque est bien entendu théorique car des dispositifs amortisseurs sont ajoutés au lanceur pour réduire l'impact des oscillations de poussée, si bien qu'il n'y a jamais eu d'incidents lié aux ODP pour le lanceur Ariane 5. En septembre 2014, la famille de lanceurs Ariane 5 affiche une fiabilité de 97%, pour 76 vols, les deux seuls incidents n'étant pas liés aux boosters.

Néanmoins, l'existence d'un risque théorique a des conséquences indésirables dans un marché aussi concurrentiel que celui des lanceurs commerciaux. Tout d'abord les dispositifs amortisseurs représentent une masse supplémentaire non négligeable pour le lanceur. Ensuite, la fiabilité d'un lanceur a des répercutions économiques sur les frais d'assurance, qui représentent une part significative des frais facturés pour le lanceur [2] et également le troisième poste de dépenses de l'opérateur du satellite [3]. Enfin, la fiabilité du lanceur est primordiale pour

FIGURE 1 – Ariane 5 ECA

1. Avec les évolutions du lanceur, ce moteur a été remplacé par le P238 et le P241 qui en restent très proches.
2. Environ 20% du prix d'un lancement en 1999 d'après Parkinson (1999)
3. Les frais d'assurance pour le lancement et la première année de fonctionnement du satellite avoisinent les 10%

maintenir l'image de l'opérateur de lancement vis-à-vis des clients et assurer le carnet de commandes. Il y a donc un intérêt stratégique et économique à réduire les ODP des MPS, ce qui implique d'abord de comprendre les mécanismes qui en sont responsables.

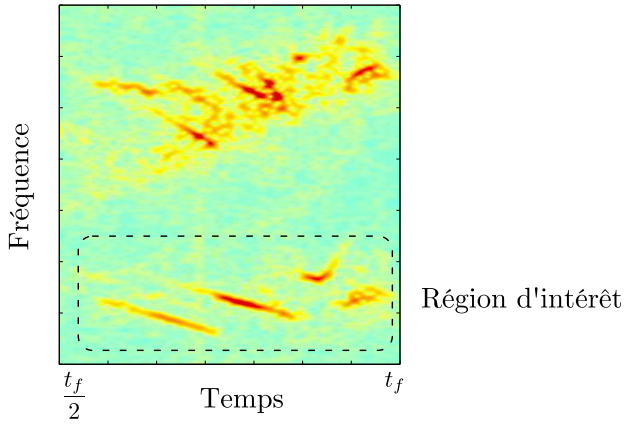


FIGURE 2 – Représentation temps-fréquence-amplitude des oscillations de poussée du P230, à partir d'un signal d'accéléromètre du tir 510 d'Ariane 5 ; d'après Chedevergne (2007).

Dans un moteur à propergol solide le mélange carburant-comburant, désigné sous le terme propergol, est solide et stocké sous forme de blocs dans l'enceinte cylindrique du moteur. Une cavité creusée au centre des blocs forme la chambre de combustion. Le propergol se consume en surface de cette cavité, libérant des gaz de combustion et d'autres produits. Le passage de ces gaz par la tuyère en sortie assure la poussée du moteur. La combustion du propergol entraîne une évolution de la géométrie de la chambre de combustion au cours du tir, qui est illustrée par Dotson et al. (1997) pour le SRMU de Titan IV. De petites particules sont incorporées à la fabrication du propergol afin d'éviter l'apparition d'instabilités de combustion, qui pourraient s'avérer destructrices pour le lanceur. Ces particules sont de l'aluminium dans le P230, ce qui permet entre autre d'améliorer la poussée du moteur. La géométrie du P230, le moteur à propergol solide d'Ariane 5, est représentée dans la figure 3. Ce moteur est initialement constitué de trois blocs de propergol, appelés segments. Le premier segment (S_1) est court, et sa cavité a une forme étoilée afin de fournir une poussée importante au début du tir. Il est entièrement consumé au bout de 40% du temps de fonctionnement du moteur. Les deux autres segments, S_2 et S_3, sont longs et à cavité cylindrique. Ils sont séparés par un inhibiteur.

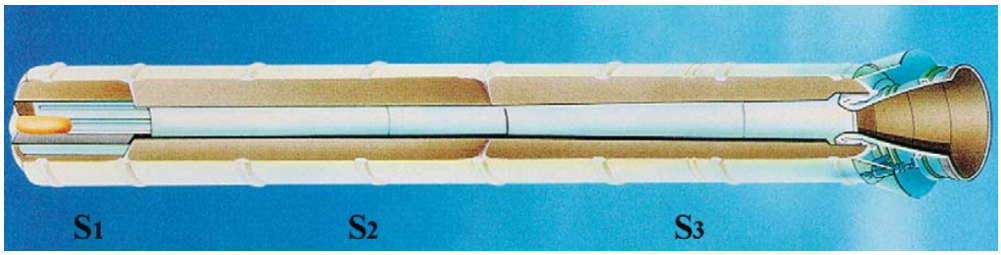


FIGURE 3 – Vue en coupe du P230, dans Fabignon et al. (2003).

La chambre de combustion d'un MPS en fonctionnement renferme une physique multiple et complexe impliquant le propergol, les particules d'aluminium, l'écoulement gazeux et l'acoustique

du prix du satellite

dans une géométrie en évolution. Comme la longueur de la chambre n'évolue pas, les fréquences des modes acoustiques longitudinaux restent constantes en première approximation. Au contraire, d'autres phénomènes se produisant dans la chambre de combustion ont des fréquences caractéristiques évoluant avec la géométrie. Les glissements en fréquences autour d'un mode acoustique longitudinal qui accompagnent les bouffées d'ODP, voir figure 2, conduisirent à penser que les ODP apparaissent lorsque la fréquence d'un phénomène évoluant au cours du tir croise celle, quasiment fixe, d'un mode acoustique longitudinal. Le scénario d'apparition des ODP supposé est donc le couplage entre un phénomène se produisant dans la chambre de combustion, et dont les fréquences caractéristiques évoluent en temps, et l'acoustique longitudinale. Plusieurs phénomènes se produisant dans la chambre de combustion sont susceptibles de remplir ce rôle (Blomshield 2001). Flandro & Jacobs (1973) ont montré qu'un détachement tourbillonnaire dans l'écoulement passant la tuyère provoque la génération d'une onde de pression retour, et que cette onde peut à son tour déclencher un nouveau détachement tourbillonnaire, conduisant à la mise en place d'un phénomène périodique. Selon ces auteurs, ce phénomène de détachement tourbillonnaire pourrait se coupler avec l'acoustique longitudinale et provoquer des fluctuations de pression importantes. Brown et al. (1981) ont démontré la réalité de ce couplage dans une expérience en gaz froid reproduisant l'écoulement dans la géométrie interne d'un moteur SRMU à un instant de fonctionnement.

Deux programmes de recherche sur les ODP ont été mis en place en France dans les années 90 par le CNES dans le cadre du développement des MPS d'Ariane 5. Le programme ASSM (Aerodynamics of Segmented Solid Motors) portait sur la compréhension et la modélisation, par la simulation numérique, des phénomènes liés aux oscillations de pression. Compte tenu des conditions régnant dans la chambre de combustion d'un MPS, environ 3000 K et 40 bar, la simulation numérique semblait le seul outil permettant d'étudier les phénomènes dans la chambre. La simulation d'écoulement comportant des détachements tourbillonnaires faisait partie des premières étapes du programme. En complément de ces simulations, le programme POP (Pressure Oscillation Program) portait sur la construction d'une base de données expérimentale et numérique sur des cas d'échelles réduites pour améliorer la connaissance des oscillations de pression. Dans le cadre de ce programme, des moteurs d'échelles réduites et des montages en gaz froid ont notamment été construits pour étudier les paramètres influençant les ODP. Ces programmes financés en grande partie par le CNES ont impliqué des laboratoires français et européens (dont l'ONERA, le CERFACS, l'ENSMA et le VKI) et des industriels (dont SNPE, aujourd'hui SAFRAN Herakles).

Les études par simulation numérique ont montré l'existence de trois mécanismes de détachement tourbillonnaire. Le Vortex Shedding d'Obstacle (VSO) qui est notamment lié aux Protections Thermiques (PT) entre les segments du moteur, et le Vortex Shedding d'Angle (VSA) qui est dû aux cavités, comme celle à l'arrière du troisième segment, sont des mécanismes trouvant leur origine dans la géométrie interne (Vuillot 1995). Un troisième mécanisme de détachement tourbillonnaire est le Vortex Shedding de Paroi (VSP), qui est la formation de structures tourbillonnaires au niveau de la paroi injectante (Lupoglazoff & Vuillot 1996). La découverte du VSP était inattendue dans la mesure où, suite aux travaux américains et par exemple de Brown et al. (1981), seuls des mécanismes d'origines géométriques étaient initialement envisagés. Dans le cadre d'une évolution des programmes de recherche, deux démarches ont été mises en place pour prouver l'existence du VSP dans un moteur à propergol solide. Une démarche de réduction de la complexité du moteur (Prévost et al. 2005) menée avec des dispositifs d'échelles réduites (1/35) a permis de démontrer l'existence du VSP dans le P230, en montrant par étapes que les fluctuations caractéristiques des ODP dans le P230 sont retrouvées dans un moteur dont le chargement est un simple bloc cylindrique (LP9t10). D'autre part, comme une origine hydrodynamique était suspectée pour le VSP, des montages en gaz froid inspirés des travaux de Yagodkin (1967) et de Brown et al. (1981) ont été exploités

pour étudier ce phénomène. Le montage VECLA a permis de montrer par des techniques optiques (Avalon et al. 2000) des structures tourbillonnaires similaires à celles des simulations de Lupoglazoff & Vuillot (1996). Une autre expérience réalisée avec une condition d'injection évoluant dans le temps, destinée à modéliser l'effet de la régression de paroi d'un moteur réel avec un dispositif à géométrie fixe, a permis de retrouver un phénomène d'oscillations de pression par bouffées avec un glissement en fréquence (Ugurtas 2000). Ces deux études ont permis de prouver que le VSP mis en évidence par les simulations numériques existe effectivement dans des moteurs réels et qu'il joue un rôle dans l'apparition d'oscillations de pression en se couplant avec l'acoustique. Ceci a également confirmé la nature hydrodynamique du VSP, et que l'approche gaz froid, c'est-à-dire une injection de gaz à travers la paroi d'une cavité à géométrie fixe, est adaptée pour son étude.

Les simulations et les montages en gaz froid ont montré l'apparition de structures tourbillonnaires dans l'écoulement, sans qu'il n'y ait de facteurs géométriques comme des obstacles ou des cavités. Ce phénomène a été appelé VSP pour Vortex Shedding Pariétal. Un modèle physique a été recherché pour expliquer le VSP. La piste suivie à l'ONERA était celle d'une instabilité hydrodynamique de l'écoulement. Une théorie de stabilité linéaire biglobale a été développée à l'ONERA DMAE pour analyser la stabilité de l'écoulement laminaire dans le montage cylindrique VALDO (Chedevergne 2007, Boyer 2012), qui est la modélisation gaz froid d'un moteur simplifié. Une instabilité modale de l'écoulement a ainsi été mise en évidence. Les modes discrets ont des fréquences physiques dépendantes du rayon du cylindre et sont stables temporellement. Cependant, lorsque ces modes reçoivent une excitation et émergent dans l'écoulement, leurs amplitudes augmentent très fortement dans la direction axiale. Les fréquences physiques de cette instabilité correspondent aux fréquences d'oscillations mesurées dans le montage VALDO, ce qui prouve la validité de cette théorie. Dans l'hypothèse d'un couplage entre l'acoustique et le VSP, l'excitation de l'instabilité par l'acoustique provoque l'émergence de modes ce qui se traduit par la formation de structure tourbillonnaires dans l'écoulement. L'interaction de ces structures avec la sortie du domaine excite le champ acoustique et produit une onde de pression retour, ce qui boucle le problème. Dans un cadre représentatif d'un moteur en fonctionnement, dont la géométrie évolue radialement, les fréquences physiques de ces modes évoluent. Les modes VSP sont donc susceptibles d'entrer en interaction avec les modes acoustiques longitudinaux et de produire des oscillations de pression sous forme de bouffées. Chedevergne (2007) a montré que les instants et les fréquences des bouffées dans un tir de MPS peuvent être expliqués par l'évolution temporelle des fréquences des modes VSP, voir figure 4.

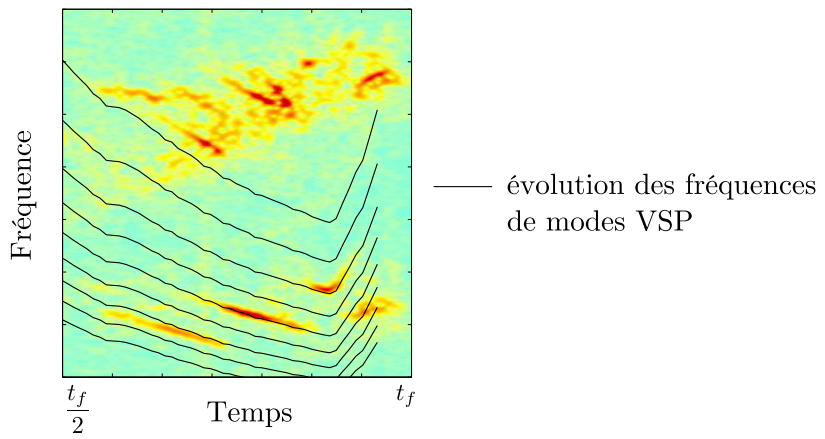


FIGURE 4 – Reconstitution de l'évolution des fréquences de modes VSP dans le P230 pour le tir 510 d'Ariane 5, d'après Chedevergne (2007).

La théorie biglobale a été conduite sur un écoulement laminaire. En supposant l'écoulement dans le moteur laminaire, les modes prévus par la théorie biglobale existent pendant tout la durée de fonctionnement d'un moteur. On devrait alors observer pendant tout le tir l'effet du couplage de modes VSP avec l'acoustique, c'est-à-dire des bouffées d'oscillations de pression. Or ce n'est pas le cas, car dans un moteur réel (P230) ou d'échelle réduite (LP9) les ODP, qui sont le pendant d'oscillations de pression internes, n'apparaissent que pendant la seconde moitié du tir. Avant cela les fluctuations de poussée sont beaucoup plus faibles, et surtout sans organisation fréquentielle. On peut donc supposer qu'un autre phénomène intervenant dans le moteur pendant la première moitié du tir empêche le couplage entre l'acoustique et le VSP. Les expériences de Dunlap et al. (1990) en montage gaz froid montrent l'existence d'une transition laminaire-turbulent autour d'une position axiale adimensionnée par le rayon d'environ 13. Dans un moteur long, le rapport d'aspect (longueur/rayon) de la chambre de combustion est grand au début du tir et diminue progressivement pendant le fonctionnement à cause de l'augmentation du rayon qui accompagne la combustion. Compte tenu des travaux de Dunlap et al. (1990), on peut donc supposer qu'au début du tir la transition se produit au milieu de la chambre, et que l'écoulement est turbulent entre cette position et la tuyère. Si la dissipation turbulente est suffisante, aucune structure n'atteint la tuyère du moteur et il n'y a pas formation d'ODP. Au cours du tir, la diminution du rapport d'aspect de la chambre de combustion déplace progressive la position physique de la transition vers la tuyère. A partir d'un moment, la position physique de la transition est trop proche de la tuyère pour que la turbulence suffise à dissiper les structures tourbillonnaires formées par le VSP. Le couplage entre l'acoustique et des modes VSP se met alors en place, et on observe la formation d'ODP. Ce scénario permet d'expliquer l'absence d'ODP pendant la première moitié du tir, quand le rapport d'aspect est relativement grand, et leur apparition suite à la diminution du rapport d'aspect de la chambre de combustion. Cependant, les travaux de Dunlap et al. (1990) n'expliquent pas l'origine de l'existence d'une transition laminaire-turbulent quand le rapport d'aspect est grand. D'après la théorie biglobale, l'amplification de modes VSP sur une grande distance axiale (adimensionnée) conduit à des niveaux de fluctuations importants. L'hypothèse formulée dans cette thèse est que l'amplification de modes VSP entraîne la transition laminaire-turbulent dans l'écoulement.

Afin de consolider cette hypothèse, on étudie dans cette thèse la transition laminaire-turbulent liée à l'amplification de modes VSP dans une configuration cylindrique idéale. Deux questions centrales se posent : tout d'abord, si la transition laminaire-turbulent est provoquée par l'amplification de modes VSP, et ensuite comment elle affecte ces modes et les structures tourbillonnaires associées.

Une expérience sur le montage VALDO réalisée par Avalon & Lambert (2000) fournit un cas de référence pour lequel l'amplification du VSP et la turbulence ont été observées. Les mesures sont analysées dans la partie I afin de mettre en évidence un lien entre l'amplification du VSP et la transition laminaire-turbulent. L'objectif principal est de déterminer l'évolution spatiale de l'écoulement dans le domaine, depuis l'émergence de modes VSP jusqu'à la turbulence à la fin du domaine, c'est-à-dire mettre en évidence un scénario de la transition reposant sur l'amplification de modes VSP. Ceci soulève deux questions. La première est la position de la transition laminaire-turbulent. Pour cela, il faut pouvoir déterminer localement la nature de l'écoulement. Une méthode locale d'analyse de la transition est mise en place dans ce but. Cette méthode prend en compte les propriétés de l'instabilité de l'écoulement prévue par la théorie biglobale. Il faut également déterminer comment se développent les fluctuations importantes qui conduisent *in fine* à la transition dans certaines régions. Ceci soulève la question de la sélection de modes VSP et de leur excitation.

Cette analyse expérimentale de la transition met en lumière deux axes possibles de recherche. Le premier est l'effet de la transition laminaire-turbulent sur les modes VSP (partie II). Le second axe est la possibilité de prévoir la transition qui se produit dans l'expérience par une simulation

numérique (partie III).

Pour déterminer l'influence de la transition sur l'amplification des modes VSP, on cherche à découpler ces deux phénomènes. Pour cela, dans la partie II, des simulations sont réalisées avec une approche URANS permettant de modéliser la transition. L'objectif de cette étude est de démontrer que la transition a une influence sur l'amplification des modes VSP, pour une modélisation de la turbulence donnée. Le chapitre 3 est consacré à la mise en place d'une simulation URANS de l'écoulement transitionnel. Une méthode numérique est développée afin d'imposer dans une simulation la transition mise en évidence par l'analyse des mesures VALDO. L'effet de la transition est représenté par une fonction numérique, analogue à une fonction d'intermittence classique en transition de couche limite, qui est modélisée à partir d'informations déduites de l'analyse expérimentale. Dans le chapitre 4, cette méthode numérique est utilisée afin de déterminer l'influence de la transition laminaire-turbulent sur les fluctuations de l'écoulement liées au VSP, pour un niveau de turbulence donné. Pour cela une simulation avec cette méthode est comparée à une simulation laminaire. L'importance des paramètres sur lesquels repose la méthode de transition est également étudiée.

La troisième partie du mémoire est consacrée à la prévision par simulation numérique du scénario de transition mis en évidence par l'expérience. La simulation repose cette fois sur une approche résolvant les grandes échelles de la turbulence (LES), afin de simuler la transition et le développement de la turbulence. Une méthode d'excitation de l'écoulement, sous la forme d'une injection de bruit, est mise en place compte tenu de la stabilité temporelle des modes VSP en régime laminaire. Elle sert également à favoriser la tridimensionnalisation des structures tourbillonnaires du VSP et ainsi à permettre une transition laminaire-turbulent. La mise en place de la méthode d'excitation et de deux simulations avec des conditions d'excitation différentes est détaillée dans le chapitre 5. Le chapitre 6 est consacré à l'étude du scénario de transition dans ces deux simulations, en vérifiant l'émergence et l'amplification de modes VSP et la formation de turbulence. Cette étude montre les conséquences de la forme d'excitation sur le développement des fluctuations. Enfin, dans le chapitre 7, ces simulations sont comparées à l'expérience afin de valider la pertinence du développement de fluctuations. Le point central de la comparaison est la mise en évidence de la transition laminaire-turbulent avec la méthodologie développée pour l'expérience dans la partie I.

Chapitre 1

Etude bibliographique

1.1 Montages en gaz froid

Dans le contexte des moteurs à propergol solide, un montage en gaz froid est un dispositif expérimental sans combustion destiné à reproduire une partie de la physique de l'écoulement gazeux interne. Ce dispositif donne aussi des possibilités d'instrumentation et de mesure qui ne peuvent être mises en œuvre avec un moteur réel. La géométrie interne du moteur est supposée fixe, compte tenu des différences de temps caractéristique entre la régression du propergol et les phénomènes étudiés. La géométrie interne du montage en gaz froid correspond à un instant du tir réel déterminé par le rapport longueur/largeur. La géométrie est généralement simplifiée par rapport à celle du moteur, et basée sur un conduit cylindrique ou plan.

De nombreux montages en gaz froid ont été utilisés dans les études de stabilité des moteurs à propergol solide. Dans cette partie on s'intéresse aux montages en gaz froid reproduisant l'écoulement interne du moteur. Cet écoulement est modélisé comme l'écoulement dans un conduit induit uniquement par injection uniforme sur la paroi latérale. Par conséquent les montages comprenant un écoulement amont en plus de l'injection, comme ceux utilisés pour les études de modification de la couche limite par aspiration ou injection, ne seront pas considérés. Dans la suite du manuscrit les montages reproduisant l'écoulement induit par injection en paroi d'un conduit, correspondant à notre étude, seront désignés par la simple appellation de *montage en gaz froid*.

Dans la plupart de ces montages, la condition d'injection en paroi est réalisée expérimentalement en utilisant pour la veine une paroi faite dans un matériau poreux [1]. Une différence de pression maintenue entre les deux côtés de la paroi poreuse produit une injection surfacique de gaz dans le conduit. La paroi poreuse est choisie de manière à ce que la vitesse du gaz injecté, appelée *vitesse d'injection*, puisse être supposée uniforme. La porosité du matériau et l'épaisseur de la paroi déterminent la relation entre le différentiel de pression et la vitesse de l'injection. La porosité peut être exprimée comme la taille des plus gros objets stoppés en surface du matériau, aussi appelée seuil d'arrêt absolu (Ugurtas 2000).

Le poral, un type de matériau poreux fabriqué par l'écrasement de petites billes de métal de même dimension, est utilisé pour les parois poreuses de la plupart des montages en gaz froid. La

1. Les montages de Ma et al. (1991) et Barron et al. (2000), Majdalani et al. (2002), destinés à des études acoustiques, constituent des exceptions notables. L'injection y est produite par la sublimation d'un bloc de neige carbonique, afin d'éviter le bruit d'injection inhérent aux parois poreuses. Ces études ne seront pas présentées ici car elles concernent un écoulement soumis à une source d'oscillations de pression.

porosité d'un poral est liée à la taille des billes de métal utilisées. Par exemple pour un poral de bronze de classe 05, les billes ont un diamètre de 50 μm et la porosité est de 8 μm (Ugurtas 2000, Anthoine 2000).

Un récapitulatif, non exhaustif, des montages en gaz froid destinés aux études de l'écoulement est proposé dans le tableau 1.1. Quelques explications doivent être données à propos de ce récapitulatif :

- le terme *type VECLA* indique que le canal est plan mais que seule la paroi inférieure est injectante, comme c'est par exemple le cas pour le montage VECLA. Dans un montage en configuration dite *plane*, la paroi inférieure et la paroi supérieure sont injectantes.

- Le nombre de Reynolds correspondant à la configuration avec paroi débitante est appelé nombre de Reynolds d'injection. Il est défini à partir de la vitesse d'injection supposée uniforme V_{inj} comme
$$Re_{_{inj}} = \frac{\rho \, \Delta \, V_{inj}}{\mu} \tag{1.1}$$
Dans cette expression Δ est une longueur de référence qui est différente selon les configurations. Pour une configuration type VECLA il s'agit de la hauteur du canal, h, alors que pour la configuration plane c'est la demi-hauteur du canal, $h_\star$. Enfin, pour la configuration axisymétrique la longueur de référence est le rayon, et pour la configuration *finocyl* c'est le rayon de la partie cylindrique du canal.

Les montages plans cités ici, avec injection uniquement par face inférieure ou par les faces inférieure et supérieure, sont souvent prévus pour des mesures optiques. Ces configurations permettent en effet d'équiper les faces latérales non injectantes d'accès optiques. L'anémométrie laser Doppler (Traineau et al. 1986) donne accès localement aux composantes de vitesse. Un grand nombre de mesures est nécessaire pour reconstituer le champ de vitesse dans le conduit. D'autres techniques ont été employées pour visualiser les structures tourbillonnaires portées par l'écoulement à un instant donné. Ugurtas (2000) et Avalon & Lambert (2000) ont mis en place une méthode de visualisation par fluorescence induite par laser, la PLIF, dans le montage VECLA de l'ONERA. Cette méthode nécessite d'ensemencer l'écoulement avec un fluide devenant fluorescent lorsqu'il passe dans une nappe laser. Le profil de fluorescence filmé et filtré met en évidence les grosses structures tourbillonnaires. Par la suite une méthode de visualisation PIV a été mise en place pour cette configuration au VKI (Laboureur et al. 2010) et au CETHIL (Fournier 2005). Cette technique permet de déterminer un profil instantané de champ de vitesse. Ce dispositif, comme celui de la PLIF, nécessite un ensemencement et une nappe laser. La position des particules dans la nappe laser est enregistrée à deux instants très proches, et le champ de vitesse est obtenu par une méthode de reconstruction. Pour la PIV comme pour la PLIF, la nappe laser coupe le domaine du conduit dans la longueur et perpendiculairement à la paroi injectante. Elle est introduite dans le montage par la sortie du conduit.

La géométrie cylindrique n'est pas adaptée pour les mesures optiques. En effet, l'injection se faisant sur toute la paroi latérale il n'est pas possible d'aménager des accès optiques. Les mesures de vitesse sont donc limitées à des sondes fil chaud à température constante, composées d'un ou de plusieurs fils. Les informations issues de ces montages cylindriques sont donc restreintes à des mesures locales. Des aménagements complexes du montage sont nécessaires pour permettre l'introduction de sondes dans la veine d'étude, le plus souvent à travers la paroi poreuse, et des mesures à plusieurs positions. Le caractère intrusif de la mesure soulève également la question d'éventuels effets sur l'écoulement, dont un exemple sera donné dans la section 2.1.

équipe (nom) & références	configuration & Re d'injection	étude de l'écoulement
ONERA (VECLA) Ugurtas (2000) Avalon et al. (1998) Avalon et al. (2000)	type VECLA $L/h = 19,4$; $29,5$ ou $58,1$ $Re_{inj} = 675 - 3700$	fil chaud une composante PLIF
CETHIL Fournier (2005) Fournier et al. (2010)	type VECLA $L/h = 50$ $Re_{inj} = 63 - 220$	fil chaud une composante PIV 2D
Olson & Eckert (1966)	axisymétrique $L/R = 48,2$ $Re_{inj} = 2{,}5 \times 10^2 - 7{,}5 \times 10^3$	tube de Pitot
Yagodkin (1967)	axisymétrique $L/R > 55$ $Re_{inj} = 50 - 330$	fil chaud une composante
ONERA (VALDO) Avalon & Lambert (2001) Avalon & Josset (2006)	axisymétrique $L/R = 16,8$ ou $22,4$ $Re_{inj} = 2 \times 10^3$	fil chaud une composante
United Technologies Dunlap et al. (1990) Brown et al. (2004)	axisymétrique $L/R = 19$ ou $28,6$ $Re_{inj} = 4{,}5 \times 10^3 - 9 \times 10^3$	fil chaud trois composantes
VKI Yildiz et al. (2001) Anthoine (2000)	axisymétrique $L/R = 18,1$ $Re_{inj} = 4 \times 10^3$	fil chaud une composante
VKI Laboureur et al. (2010)	type VECLA $L/h = 18,2$ ou $26,1$ $Re_{inj} = 1{,}5 \times 10^3 - 3{,}3 \times 10^3$	fil chaud une composante PIV 2D
ONERA Traineau et al. (1986)	plane $L/h_\star = 48$ $Re_{inj} = 3420$	anémométrie Doppler (LDA)
Son et al. (2014)	finocyl $L/R = 15,7$ $Re_{inj} = 9 \times 10^3$	visualisation par injection de fumée
ENSMA (Mikat1) Vétel et al. (2002) Vétel et al. (2003a) Vétel et al. (2005)	type VECLA $L/h = 22,2$ $Re_{inj} = 8{,}6 \times 10^4 - 2 \times 10^5$	fil chaud une composante fil chaud deux composante
United Technologies Dunlap et al. (1974)	axisymmétrique $L/R = 15,5$ $Re_{inj} = 1{,}5 \times 10^3 - 1{,}2 \times 10^4$	fil chaud une composante

TABLE 1.1 – Quelques montages en gaz froid destinés à l'étude de l'écoulement

1.1.1 Justification de l'approche gaz froid pour l'étude des MPS

Dans le cadre de leurs études des ODP du moteur de Titan IV, Brown et al. (1981) ont formulé l'hypothèse que des mécanismes de détachement tourbillonnaire (*Vortex Shedding*) contribuent à l'instabilité du moteur. Pour valider cette hypothèse, les auteurs ont mis en place un montage en gaz froid représentatif de la géométrie interne du moteur à un facteur d'échelle de 1/21,5. L'indépendance des ODP aux effets d'échelle avait auparavant été démontrée avec un moteur réplique de celui du Titan IV à l'échelle 1/6,55 (Brown et al. 1981). Dans le montage en gaz froid de cette étude les blocs à paroi poreuse sont cylindriques. Les cavités et les protections thermiques ont été reproduites car seul un détachement tourbillonnaire d'origine géométrique est suspecté. Le montage est équipé de capteurs de pression et d'anémomètres à fil chaud. Les corrélations spatiales des signaux mesurés par les deux anémomètres prouvent l'existence d'un détachement tourbillonnaire périodique. Les mesures montrent le développement de fluctuations de pression dont les fréquences sont proches de celle du premier mode acoustique du montage. Les modes mesurés sont cohérents avec ceux du moteur. Ces analyses montrent que le détachement tourbillonnaire, lié à la géométrie et particulièrement aux protections thermiques, joue un rôle dans l'apparition d'oscillations de pression par son interaction avec l'acoustique du moteur.

Vingt ans après, des comparaisons ont été réalisées entre les oscillations de pression du moteur à propergol solide d'Ariane 5 et le montage en gaz froid VALDO de l'ONERA. Il s'agissait cette fois de mettre en avant le VSP, le mécanisme de détachement tourbillonnaire lié à l'instabilité intrinsèque de l'écoulement issu de l'injection par la paroi latérale. La géométrie interne est un cylindre sans obstacles ou cavités, pour éviter des détachements tourbillonnaires d'origine géométrique. Une particularité de cette expérience est la prise en compte de l'évolution temporelle du MPS. Le temps caractéristique de la régression est proportionnel à R/V_{inj}. Le montage VALDO a un rayon interne R fixe, donc le caractère évolutif lié à la régression du moteur est représenté par une variation de V_{inj}, qu'il est possible de faire varier continûment dans ce montage. La comparaison au moteur réel est qualitative et porte sur une analyse de spectrogramme.

La représentation en spectrogramme dans la figure 1.1 permet d'accéder à l'évolution de la répartition d'énergie entre les fréquences au cours de l'expérience. Les niveaux de fluctuations les plus importants forment un réseau de lignes attribué aux fréquences du VSP, et dont les pentes traduisent un glissement en fréquence pendant l'expérience. On peut remarquer que pour $V_{inj} \leqslant 1,8\,\mathrm{m.s^{-1}}$, les niveaux de fluctuations les plus importants restent situés entre 400 et 500 Hz, et on retrouve une disposition similaire à celle associée aux bouffées d'ODP dans les MPS et montrée dans la figure 2. Cette figure traduit un couplage entre les fréquences du VSP et un mode acoustique. Il est donc possible de reproduire le phénomènes d'ODP d'un moteur à propergol solide avec un montage en gaz froid. La nature du mécanisme de détachement tourbillonnaire responsable des oscillations de pressions dans le montage en gaz froid, le VSP, sera abordée plus en détail dans la section 1.3.

1.1.2 Forme de l'écoulement

Ecoulement moyen

Plusieurs équipes (Dunlap et al. 1990, Olson & Eckert 1966, Avalon & Josset 2006) ont procédé à des mesures de la vitesse moyenne dans la direction de l'écoulement sur tout le diamètre du conduit. La même forme de profil de vitesse moyenne est retrouvée par ces équipes lorsque le nombre de Reynolds lié à la vitesse moyenne sur l'axe est modéré. En normalisant par la vitesse au centre, Dunlap et al. (1990) montrent que le profil est le même à différentes positions axiales de mesure, voir

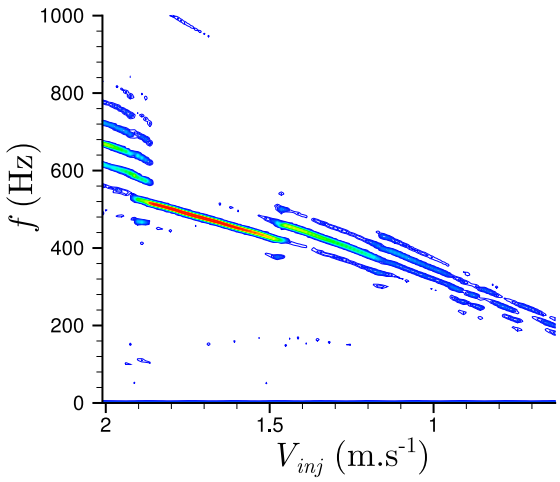


FIGURE 1.1 – Spectrogramme de la pression fluctuante mesurée dans le montage VALDO lorsque la vitesse d'injection évolue linéairement au cours du temps, dans Chedevergne (2007).

figure 1.2. Il est également mis en évidence que ce profil a une distribution radiale en $\cos([r/R]^2)$ en accord avec la solution analytique proposée par Taylor et Culick et tracée en trait plein sur la figure 1.2. On reviendra abondamment sur la solution de Taylor-Culick dans la section 1.2.

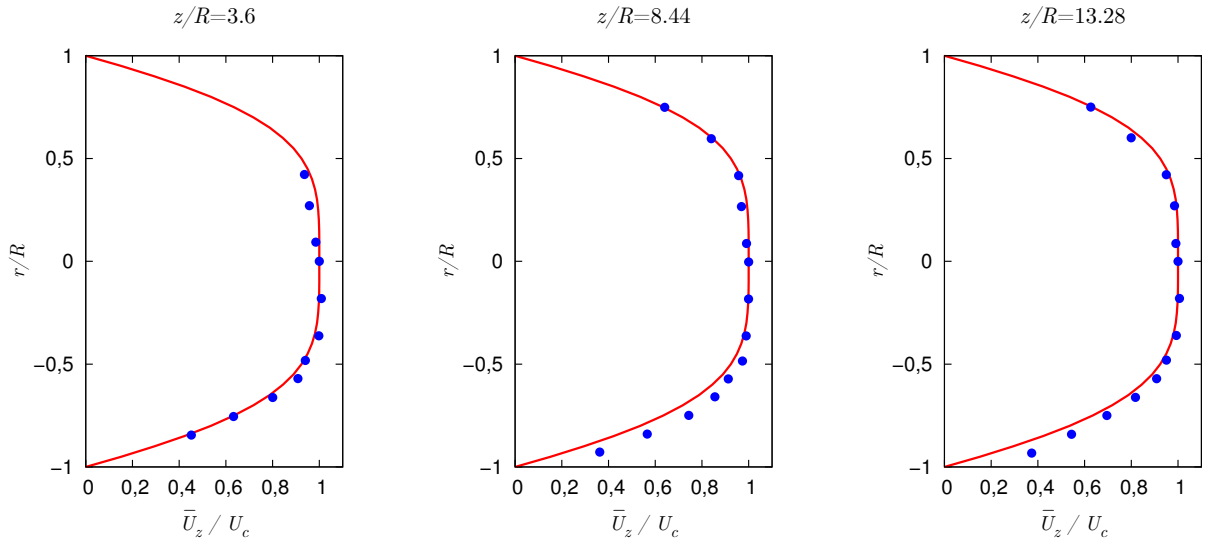


FIGURE 1.2 – Profils radiaux de la vitesse moyenne axiale normalisée par la vitesse au centre (U_c), pour plusieurs positions axiales, d'après Dunlap et al. (1990). Le nombre de Mach d'injection, basé sur la vitesse d'injection, est $1{,}8 \times 10^{-3}$. En trait plein : la solution analytique de Taylor-Culick.

Les mesures de vitesse axiale montrent aussi que la vitesse moyenne sur l'axe augmente proportionnellement par rapport à la distance à l'extrémité fermée du conduit. Il en est de même pour le débit massique à travers la section du conduit.

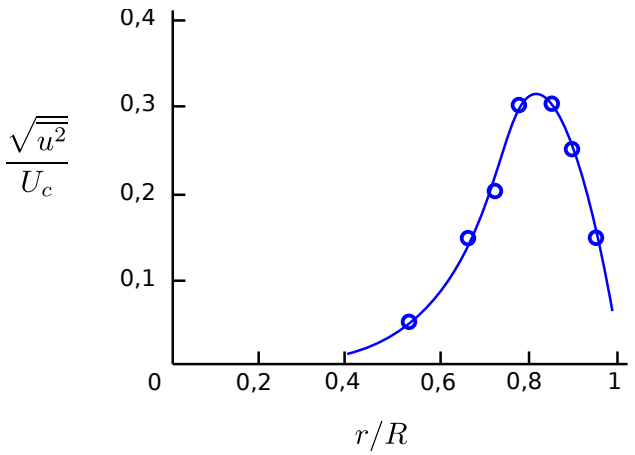


FIGURE 1.3 – Evolution radiale du niveau de fluctuations de vitesse, d'après Yagodkin (1967). La position axiale est $z/R = 55$ et le nombre de Reynolds d'injection est $Re_{inj} = 125$.

Fluctuations de vitesse

Les fluctuations de vitesse axiale ont aussi été mesurées. L'amplitude des fluctuations est communément exprimée par leur moyenne quadratique et normalisée par la vitesse moyenne sur l'axe, ce qu'on appellera ici intensité de fluctuation et qui constitue une grandeur équivalente à une intensité de turbulence. L'expérience de Yagodkin (1967) montre que l'intensité de fluctuation à une position fixée devient non négligeable à partir d'une certaine valeur du nombre de Reynolds d'injection. Dans ces conditions, voir figure 1.3, le profil radial met en évidence une faible intensité de fluctuation sur l'axe, qui augmente dans la direction radiale pour atteindre un maximum vers $0,8R$ puis diminuer rapidement vers la paroi injectante.

Dunlap et al. (1990) se sont penchés sur l'évolution de ce profil radial de fluctuations sur la longueur du conduit. Les profils de fluctuation de vitesse axiale sont représentés figure 1.4 pour plusieurs positions axiales. Cette figure montre des niveaux de fluctuation faibles pour la première position, puis leur augmentation sur les positions suivantes. La forme du profil évolue peu au delà de la troisième position de la figure ($z/R = 15,7$). Il est remarquable que la forme du profil à cette position est qualitativement proche de celle distinguée par Yagodkin, figure 1.3.

1.1.3 Transition de l'écoulement

Dunlap *et al.* ont interprété l'augmentation d'intensité de fluctuation de vitesse comme révélatrice d'une transition de l'écoulement moyen. Ils ont localisé la transition, en considérant qu'elle commence à la position où la brusque augmentation d'intensité de fluctuation se produit, et se termine quand les profils d'intensité de fluctuation cessent d'évoluer fortement. D'après leur analyse, la transition commence à la deuxième position ($z/R = 10,92$) et se termine à la troisième position ($z/R = 15,76$) de la figure 1.4.

La même analyse a été conduite sur le montage VALDO par Avalon & Lambert (2001). La forme des profils radiaux de fluctuation de vitesse et l'étendue de la transition déduite de leur évolution sont cohérentes avec le travail de Dunlap et al. (1990). Avalon & Lambert (2001) et Anthoine (2000) ont également procédé à des analyses fréquentielles des signaux de vitesse qui confirment l'idée d'une transition de l'écoulement.

L'analyse fréquentielle de Anthoine (2000) est accompagnée d'un profil d'évolution axiale de l'amplitude des fluctuations de vitesse près de la paroi pour un grand nombre de positions, figure 1.5.

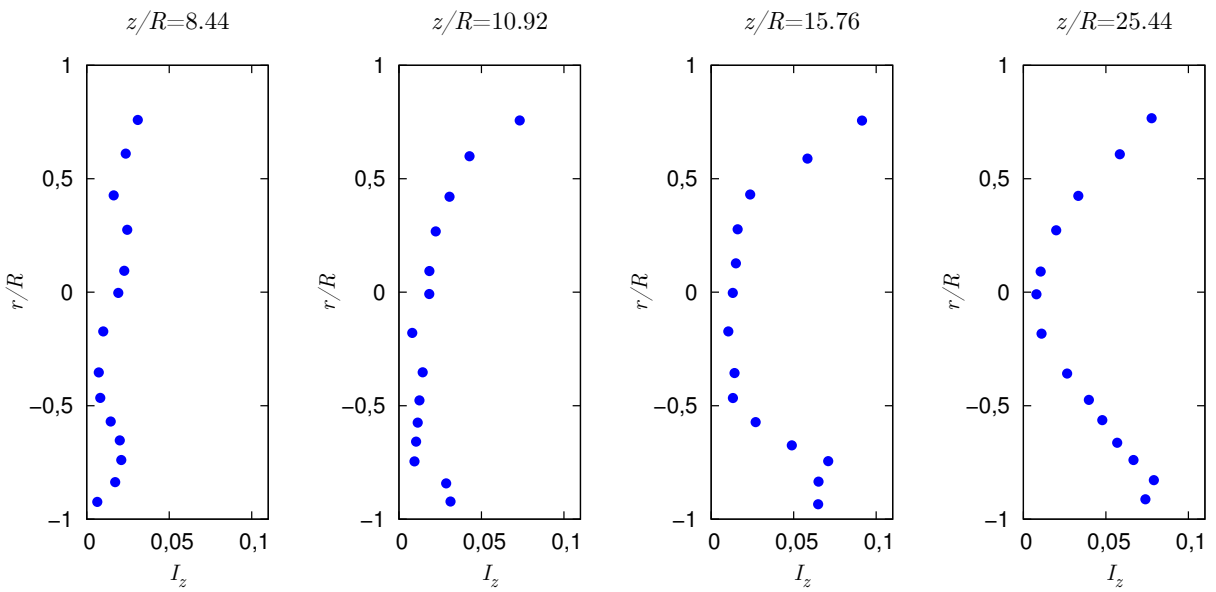


FIGURE 1.4 – Profil radial d'intensité de fluctuations I_z de la vitesse axiale pour plusieurs positions axiales, d'après Dunlap et al. (1990). $I_z = \sqrt{\overline{u_z^2}}/U_c$. Le nombre de Mach d'injection est $1{,}8 \times 10^{-3}$.

Ces mesures ont été faites avec un montage de rayon interne $R = 38\,\text{mm}$. La stagnation de l'amplitude de fluctuations pour les dernières positions est attribuée au fait que l'écoulement y est turbulent.

Yagodkin (1967) a également étudié la transition, mais en fixant la position de mesure et en faisant varier le nombre de Reynolds d'injection. Elle a observé que l'écoulement à cette position passe successivement par quatre régimes quand le nombre de Reynolds d'injection augmente (figure 1.6) : (I) écoulement laminaire, (II) fluctuations périodiques, (III) alternance de fluctuations périodiques et de fluctuations turbulentes, et (IV) régime turbulent. Yagodkin met en évidence, par le changement de régime, une transition de l'écoulement.

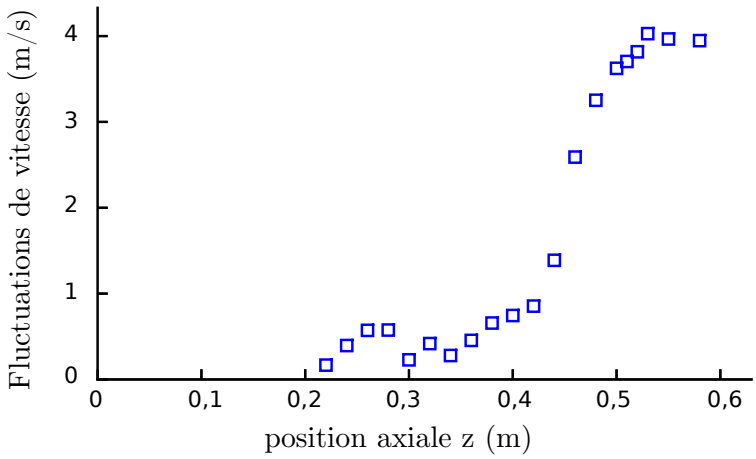


FIGURE 1.5 – Evolution du niveau de fluctuation de vitesse longitudinale avec la position axiale z, dans Anthoine (2000). La mesure est faite à 3 mm de la paroi injectante.

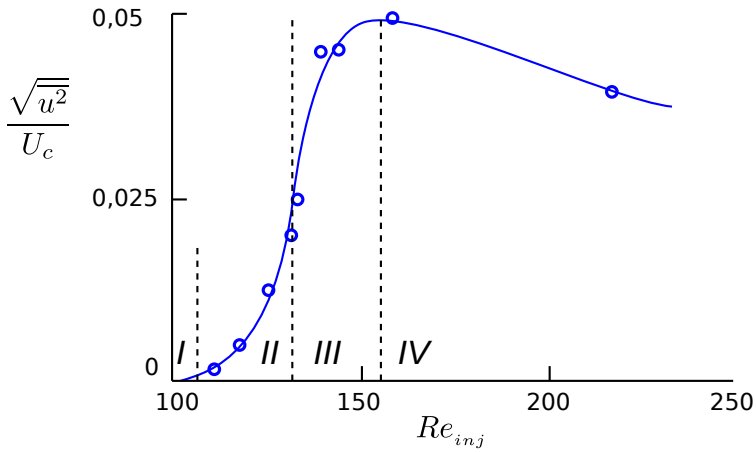


FIGURE 1.6 – Evolution du niveau de fluctuation de vitesse longitudinale avec le nombre de Reynolds d'injection, d'après Yagodkin (1967). La position de mesure est $r/R = 0,8$ et $z/R = 55$.

1.1.4 Mise en évidence des structures tourbillonnaires du VSP

Le VSP, Vortex Shedding Pariétal, aussi appelé SVS Vortex Shedding de Surface, est le phénomène de formation et de détachement de structures tourbillonnaires cohérentes à proximité de la paroi injectante. Son existence a été initialement mise en évidence par des simulations numériques (Lupoglazoff & Vuillot 1996, 1998), et des mesures de fluctuations dans des moteurs à propergol solide à chargement purement cylindrique (Prévost et al. 2005).

Une expérience de visualisation a été conduite par Avalon et al. (2000) et Ugurtas (2000) sur le montage plan VECLA. Comme précisé plus haut, ce montage a été pensé pour des visualisations de l'écoulement et il est muni de fenêtres sur une paroi latérale. La visualisation est réalisée par méthode PLIF. Dans cette expérience le traceur (acétone) est injecté dans deux zones distinctes de l'écoulement ; il émet une lumière rouge lorsqu'il est excité par la nappe laser. La figure 1.7 regroupe des photographies prises à six positions successives. Cette visualisation met qualitativement en évidence les structures tourbillonnaires. Les trois dernières images (à droite) montrent le développement et la croissance de structures tourbillonnaires de grande taille. On notera que les images ont été prises à des instants indépendants, d'où l'aspect discontinu. Les structures tourbillonnaires ressemblent à celles simulées par Lupoglazoff & Vuillot (1998). Cette visualisation montre que l'approche expérimentale en gaz froid est capable de reproduire les structures tourbillonnaires associées au VSP.

FIGURE 1.7 – Visualisation par PLIF des structures tourbillonnaires associées au VSP, dans Ugurtas (2000).

Des visualisations par PIV ont été réalisées par la suite avec des montages similaires à VECLA par Fournier (2005) et Laboureur et al. (2010). L'intérêt de la PIV est qu'elle donne accès au champ de vitesse instantané. Une structure tourbillonnaire due au VSP est rendue visible dans la figure 1.8 de Laboureur et al. (2010) en ôtant au champ de vitesse la valeur au centre de la structure. Dans cette figure la paroi injectante est en bas ($y/h = -1$) et la paroi hermétique est en

haut ($y/h = 0$). Le cercle noir indique une structure tourbillonnaire identifiée par un traitement du champ de vitesse.

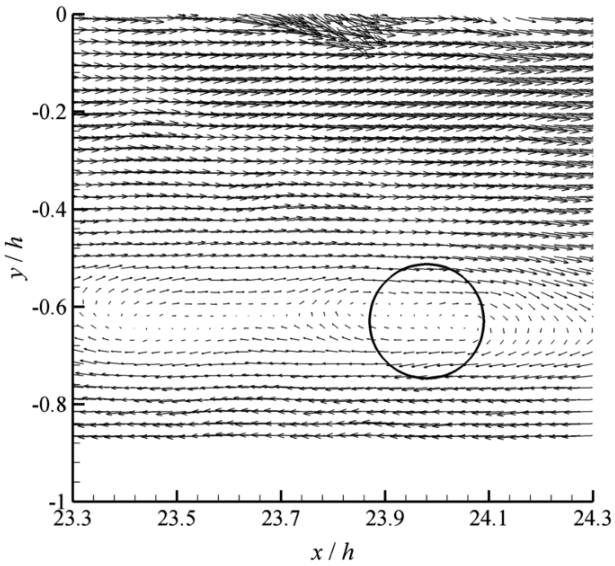


FIGURE 1.8 – Champ de vitesse reconstitué par PIV par Laboureur et al. (2010). La norme de la vitesse au cœur de la structure tourbillonnaire (cercle noir) a été soustraite au champ de vitesse.

1.1.5 Bruit d'injection

Des mesures de vitesse ont été réalisées très près de la paroi injectante par Avalon et al. (1998) sur le montage VALDO. Les vitesses mesurées présentent des fluctuations temporelles d'amplitude non négligeable par rapport à la vitesse d'injection. Pimenta & Moffat (1974) ont procédé à un sondage de vitesse en surface d'une paroi injectante plane. La vitesse [2] est enregistrée pendant le déplacement mécanique et rectiligne de la sonde, à une distance fixe de la paroi. La vitesse mesurée oscille spatialement le long de la ligne de mesure, et cette évolution est reproductible. Pimenta & Moffat (1974) montrent également que l'échelle spatiale de ces fluctuations est proportionnelle à la taille des billes constituant le matériau (un poral). De plus l'amplitude des fluctuations spatiales augmente avec la vitesse d'injection. Les auteurs attribuent ces fluctuations spatiales de vitesse aux irrégularités du matériau poreux.

Suivant la terminologie de Beddini (1981), ce phénomène est communément appelé bruit d'injection dans la littérature des montages en gaz froid. A partir des mesures de Pimenta & Moffat (1974), Beddini (1981) montre que pour un matériau donné, l'amplitude des fluctuations de vitesse augmente en moyenne avec la vitesse d'injection. En conséquence le bruit d'injection est exprimé en pourcentage de la vitesse d'injection.

Les fluctuations de vitesse dépendent également des propriétés du matériau poreux, notamment de sa porosité, de son épaisseur et de sa qualité. La littérature rapporte en effet des bruits d'injection différents suivant les montages expérimentaux utilisés. Des différences notables sur l'écoulement sont observées en lien avec la différence de bruit d'injection. Ceci complique en général la comparaison de mesures provenant de montages différents.

2. Bien que ce ne soit pas précisé par Pimenta & Moffat (1974), il est vraisemblable d'après l'allure des courbes et les compléments de Beddini (1981) que la vitesse tracée est une moyenne glissante en temps ou simplement la composante basse fréquence.

1.2 Ecoulement modèle en régime laminaire

On présente dans cette partie un écoulement servant de modèle pour l'écoulement des gaz issus de la combustion dans un moteur à propergol solide. Il est généralement appelé écoulement dans un conduit à paroi débitante, ou *injection-driven channel flow* en anglais. Le principe de cette représentation est de réduire la combustion du propergol à une production de gaz inerte en surface de la chambre de combustion. Tout autre phénomène lié au propergol ou aux particules d'aluminium est négligé. Ceci permet de simplifier la physique présente, afin d'isoler des phénomènes propres à l'écoulement gazeux, comme l'acoustique, les détachements tourbillonnaires et la turbulence.

Dans la suite de cette section on s'intéresse à l'écoulement laminaire dans une configuration cylindrique et axisymétrique. On se restreint donc à la région dans laquelle les expériences en gaz froid ont mis en évidence un régime laminaire. De plus, la vitesse d'injection est supposée uniforme, constante, positive et normale à la paroi. Dans cette configuration le nombre de Reynolds d'injection s'exprime comme :

$$Re_{inj} = \frac{\rho R V_{inj}}{\mu} \tag{1.2}$$

1.2.1 Solutions pour l'écoulement moyen

Approche de Berman

Berman (1953) a proposé une approche par similitude à partir de la fonction de courant de l'écoulement moyen :

$$\overline{U}_z = \frac{1}{r}\frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial r} \qquad \overline{U}_r = -\frac{1}{r}\frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial z} \tag{1.3}$$

La fonction de courant est cherchée sous la forme $\overline{\Phi} = z\,\mathcal{F}(r)$. Avec cette fonction de courant, les équations de Navier-Stokes bidimensionnelles et incompressibles se ramènent à une équation différentielle ordinaire d'ordre quatre portant sur $\mathcal{F}$. Cette équation a une unique solution lorsque le nombre de Reynolds d'injection est assez grand, ce qui est vérifié pour la gamme de nombres de Reynolds d'injection communément utilisée dans la littérature pour le type d'application visé dans ce travail.

Il est à noter (Chedevergne 2007) que la vitesse moyenne radiale s'écrit $\overline{U}_r = -\mathcal{F}/r$. Elle est indépendante de z, ce qui rend impossible la prise en compte d'une condition de non glissement au fond avant.

Approche de Taylor et Culick

Taylor (1956) et Culick (1966) ont établi indépendamment une solution analytique de l'équation d'Euler pour cet écoulement, appelée solution de Taylor-Culick :

$$\overline{U}_z = \pi \frac{z}{R} V_{inj} \cos\left[\frac{\pi}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \tag{1.4}$$

$$\overline{U}_r = -\frac{R}{r} V_{inj} \sin\left[\frac{\pi}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \tag{1.5}$$

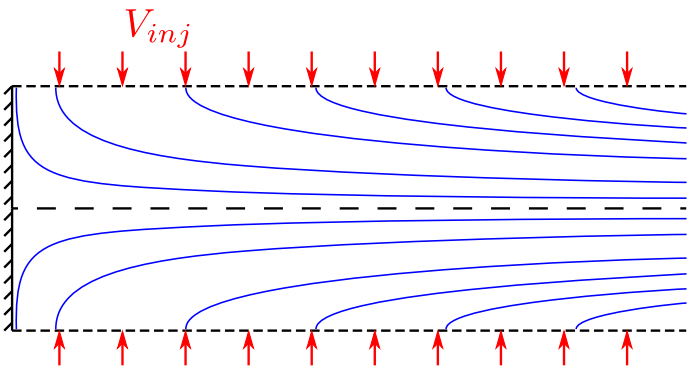


FIGURE 1.9 – Lignes de courant de la solution de Taylor-Culick, d'après Griffond et al. (2000)

La solution de Taylor-Culick décrit un écoulement non-visqueux. Il est donc nécessaire d'évaluer dans quelle mesure elle est représentative de l'écoulement moyen réel. Le problème de la non prise en compte de la couche limite visqueuse au fond avant, déjà évoqué pour la solution de Berman, se pose ici également. En fait la solution de Taylor-Culick est de la même forme que la solution de Berman, au sens où elle peut s'écrire comme une fonction de courant $\overline{\Phi} = z\,\mathcal{F}(r)$, sauf que la fonction $\mathcal{F}$ en non visqueux est simplement $\mathcal{F}(r) = \sin(\frac{\pi}{2}[\frac{r}{R}]^2)$. La solution de Taylor-Culick tend vers la solution de l'équation de Berman lorsque le nombre de Reynolds d'injection croît, l'écart relatif étant inférieur à 1% pour $Re_{inj} \geqslant 10^2$ (Griffond 2001). Dans la grande majorité des cas considérés dans la littérature, on a $Re_{inj} > 10^2$ et la solution utilisée est celle de Taylor-Culick compte tenu de sa forme analytique simple et surtout explicite. L'écart relatif décroît avec Re_{inj} et devient négligeable lorsque $Re_{inj} > 1000$ (Chedevergne et al. 2007).

La validité de cette solution est évaluée par comparaison avec des expériences en gaz froid. Selon Yagodkin (1967) la solution de Taylor-Culick est une bonne approximation du profil moyen pour $Re_{inj} > 100$. Les expériences de Dunlap et al. (1990) et Avalon & Lambert (2001) montrent également que les profils de la vitesse moyenne vérifient la solution de Taylor-Culick dans la région d'écoulement laminaire. Le nombre de Reynolds d'injection est grand, entre 10^3 et 10^4, dans ces deux expériences.

Il reste cependant la question de l'influence du fond avant. Dans l'écoulement réel, c'est-à-dire dans un montage en gaz froid, la couche limite visqueuse qui se forme au fond avant entraîne l'existence d'une zone de recirculation. Une illustration de la recirculation est présentée dans la figure 1.10.

L'accord qualitatif entre les profils mesurés et celui de Taylor-Culick a fait l'objet de plusieurs études expérimentales. Yagodkin (1967) a estimé que l'influence de la recirculation cesse d'affecter l'écoulement moyen à partir de $z = 2R$. Les mesures de Avalon & Lambert (2000) pour des nombres de Reynolds d'injection plus grands ($Re_{inj} \approx 2000$) confirment ce résultat et montrent qu'à partir de cette position la partie moyenne de l'écoulement suit le profil de Taylor-Culick. Pour la gamme de nombre de Reynolds envisagée, on constate donc en pratique une influence très limitée de cette zone de recirculation sur l'écoulement moyen.

Au final, la solution de Taylor-Culick peut servir de modèle pour l'écoulement moyen en régime laminaire. La validité de ce modèle nécessite que le nombre de Reynolds d'injection soit suffisamment grand ($Re_{inj} > 100$), ce qui est toujours le cas dans les configurations considérées, et que la position axiale soit supérieure à $2R$.

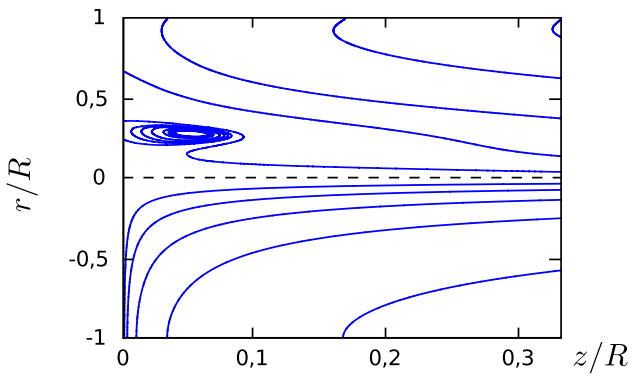


FIGURE 1.10 – Lignes de courant près du fond avant, d'après Boyer (2012). La partie supérieure de la figure est issue d'une simulation numérique de l'écoulement laminaire axisymétrique avec prise en compte de l'adhérence au fond avant. La partie inférieure correspond à la solution de Taylor-Culick.

1.2.2 Propriétés de l'écoulement modèle

L'injection uniforme sur la paroi latérale entraîne une augmentation dans la direction axiale du débit de vitesse dans la section du conduit. La solution de Taylor-Culick montre ainsi que la vitesse sur l'axe du cylindre augmente linéairement en z. Il en est de même pour cette vitesse axiale aux autres positions radiales.

Le champ moyen décrit par la solution de Taylor-Culick est rotationnel car la vitesse axiale a une dérivée non-nulle par rapport à la coordonnée radiale r. Le rotationnel suivant la direction azimutale est :

$$\left(\nabla \times \overline{\mathbf{U}}\right)_\theta = \pi^2 \frac{z}{R}\frac{r}{R^2} V_{inj} \sin\left[\frac{\pi}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \tag{1.6}$$

Paroi injectante

Il est commun de décrire une condition limite d'injection en paroi par son taux d'injection défini comme :

$$V_{inj}^+ = \frac{V_{inj}}{u_\tau} \tag{1.7}$$

où u_τ est la vitesse de frottement en paroi, définie classiquement à partir de la contrainte de frottement à la paroi :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \tag{1.8}$$

Cette grandeur représente l'importance de l'injection par rapport au cisaillement en proche paroi. Lorsque l'on a $V_{inj}^+ \ll 1$ le phénomène dominant est le cisaillement en paroi, alors que pour $V_{inj}^+ \gg 1$ c'est l'injection qui domine. On parle d'injection faible pour $V_{inj}^+ \ll 1$, et d'injection forte à partir de $V_{inj}^+ \approx 1$. Le cas V_{inj}^+ petit correspond à un écoulement de couche limite avec soufflage faible. Dans le cas particulier d'une configuration classique de couche limite la vitesse d'injection est nulle, et le taux d'injection aussi.

Le taux d'injection pour l'écoulement de Taylor-Culick est :

$$V_{inj}^+ = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{Re_{inj}}{z/R}} \tag{1.9}$$

Il en résulte $V_{inj}^{+} \gg 1$ tant que l'on a $z/R \ll Re_{inj}/\pi^2$. Or la solution de Taylor-Culick peut être utilisée pour représenter l'écoulement modèle à partir de $Re_{inj} = 10^2$. Dans les conditions d'application de cette solution, l'injection est forte jusqu'à une position axiale d'au moins $z/R = 10$. Les nombres de Reynolds d'injection des montages expérimentaux vont de 200 à plusieurs milliers, pour des longueurs adimensionnées inférieures à 55 (voir tableau 1.1). L'évolution du taux d'injection pour l'écoulement de Taylor-Culick est représentée dans la figure 1.11 pour les nombres de Reynolds d'injection typiques de quelques montages. Ces estimations pratiques montrent que l'écoulement induit par injection étudié ici est à injection forte, au moins pour $z/R \leqslant 20$, ce qui le distingue d'un écoulement de couche limite avec paroi soufflante.

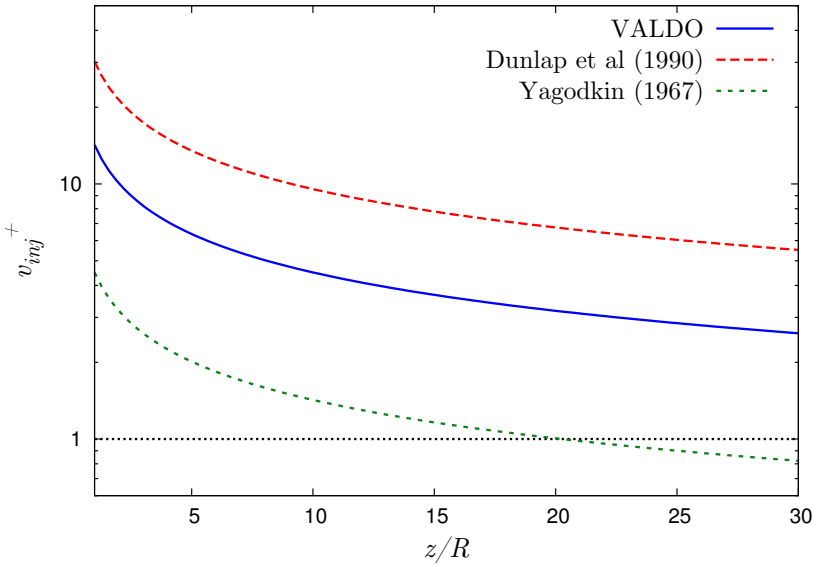


FIGURE 1.11 – Evolution du taux d'injection, basé sur la solution de Taylor-Culick, pour trois montages expérimentaux : VALDO ($Re_{inj} = 2 \times 10^3$), Dunlap et al. (1990) ($Re_{inj} = 9 \times 10^3$) et Yagodkin (1967) ($Re_{inj} = 2 \times 10^2$).

1.2.3 Acoustique de l'écoulement laminaire

Solution d'onde plane

En faisant abstraction de l'injection, la configuration est une conduite avec une acoustique d'ondes planes dans la direction axiale. Le fond avant est une plaque imperméable, ce qui correspond à un ventre pour la pression fluctuante. Dans l'écoulement modèle considéré, la sortie est une sortie libre idéalisée ; elle correspond donc à un nœud pour la fluctuation de pression associée à l'acoustique longitudinale. Dans ces conditions les fréquences des modes longitudinaux ont pour expression :

$$f_{n\mathrm{L}} = \left(n - \frac{1}{2}\right)\frac{c}{2L} \tag{1.10}$$

où $n \geq 1$ est le numéro entier du mode, et c est la vitesse du son. Dans le cas où la sortie serait une condition de tuyère, elle correspondrait à un ventre de pression. En première approximation, et en négligeant notamment la vitesse de l'écoulement dans la tuyère, les fréquences des modes seraient :

$$f_{n\mathrm{L}}^{\mathrm{T}} = n\frac{c}{2L} \tag{1.11}$$

Couche limite acoustique

Les modes présentés précédemment décrivent l'acoustique pour une conduite imperméable, en négligeant les effets de paroi et de l'écoulement porteur. Dans le cas présent la paroi est injectante, ce qui a notamment pour conséquence que l'écoulement moyen est rotationnel. Cette injection modifie les propriétés de l'acoustique dans une zone près de la paroi appelée couche limite acoustique, par analogie avec celle due aux effets visqueux près d'une paroi adhérente.

Flandro & Majdalani (2003) ont proposé une méthode pour prendre en compte les effets rotationnels dus à l'injection dans le calcul de l'acoustique. Cela passe notamment par la distinction pour chaque grandeur d'une partie irrotationnelle et compressible, et d'une partie rotationnelle et incompressible. La première correspond à la solution en onde plane calculée précédemment, à laquelle la seconde partie ajoute une correction due aux effets rotationnels.

Au premier ordre, les fluctuations de pression ne sont pas modifiées par rapport à la solution en onde plane. En revanche, un terme rotationnel est ajouté aux fluctuations de vitesse axiale et de vitesse radiale. Le rapport entre les amplitudes de ce terme pour les deux composantes est de l'ordre du nombre de Mach d'injection V_{inj}/c. Pour la plupart des cas considérés ce nombre est inférieur à 10^{-2}, ce qui a pour conséquence que le terme rotationnel est négligeable pour la vitesse radiale, et que la correction rotationnelle ne concerne pratiquement que la vitesse axiale. L'amplitude de cette correction est plus importante près de la paroi injectante et décroît radialement vers l'axe, formant donc une couche limite acoustique. La couche limite acoustique calculée avec la correction de Majdalani et l'acoustique longitudinale pour le premier mode acoustique sont représentées dans la figure 1.12.

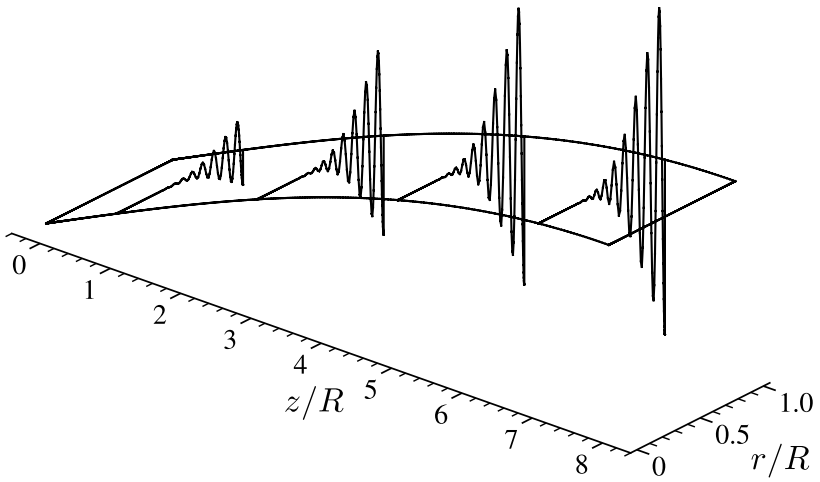


FIGURE 1.12 – Profils radiaux de la vitesse axiale associée au premier mode acoustique, d'après Chedevergne et al. (2012). La sortie du domaine correspond à la position axiale adimensionnée $z/R = 8$. La surface met en évidence le premier mode acoustique longitudinal.

1.3 Analyse de stabilité biglobale

1.3.1 Analyse de stabilité

Le principe général d'une méthode de stabilité consiste à introduire une perturbation dans un écoulement et à étudier son évolution. L'écoulement est instable si la perturbation est amplifiée, et stable si elle est amortie. L'évolution est à regarder aussi bien en temps qu'en espace. L'objectif

de la méthode présentée ici est de prévoir l'évolution spatio-temporelle d'une perturbation dans l'écoulement modèle décrit précédemment. Cet écoulement modèle a des propriétés particulières (non parallélisme) qui posent problème pour l'application d'une méthode de stabilité classique (Griffond 2001, Féraille 2004). Une méthode adaptée à un écoulement non parallèle a été développée spécifiquement à l'ONERA pour l'écoulement dans un conduit à paroi débitante. Cette méthode d'analyse est appelée méthode de stabilité biglobale. La mise en œuvre de cette méthode soulève toutefois d'importantes difficultés aussi bien théoriques que numériques. On se contente ici d'en faire un bref exposé, la démarche complète étant donnée par Chedevergne (2007) et Boyer (2012).

1.3.2 Problème de stabilité

Dans cette partie, et uniquement dans cette partie, les grandeurs sont utilisées sous forme adimensionnée. Par commodité les notations des grandeurs dimensionnées sont conservées. L'adimensionnement est le suivant :

grandeur	distance	vitesse	temps	pression
adimensionnement par :	R	V_{inj}	$R\,/\,V_{inj}$	$\rho\, V_{inj}^2$

Le système dont la stabilité est étudiée est l'écoulement modèle de conduit à paroi débitante. Il est représenté mathématiquement par les équations de Navier-Stokes écrites de façon adimensionnée pour un écoulement incompressible :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{1.12}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re_{inj}} \Delta \mathbf{u} \tag{1.13}$$

Il est complété avec les conditions aux limites appropriées pour le domaine axisymétrique :

- $z = 0$: paroi (fond avant)
- $r = 1$: injection, suivant la normale entrante
- $r = 0$: symétrie
- $z = Z_f$: sortie

Le problème de stabilité est mis en place en partant du principe que chaque variable q du système est la superposition d'une partie liée à l'écoulement de base $\overline{Q}$ et d'une petite perturbation q_p :

$$q = q_p + \overline{Q}\ , \qquad \text{où} \quad q_p \ll \overline{Q} \tag{1.14}$$

Il est nécessaire de partir d'un écoulement de base connu. Pour cette raison, l'écoulement de base retenu est l'écoulement moyen (stationnaire) en régime laminaire dans une configuration cylindrique. Cet écoulement peut être décrit soit par une solution analytique, à savoir la solution de Taylor-Culick présentée précédemment, soit par le champ moyen issu d'une simulation numérique.

On cherche la perturbation sous une forme choisie afin de simplifier le problème de stabilité. Ce choix est guidé par la connaissance des propriétés de l'écoulement. L'écoulement considéré a

notamment comme particularité d'être non parallèle. De plus, on se restreint au cas de perturbations axisymétriques [3]. La perturbation est finalement cherchée sous la forme suivante, avec une dépendance modale en temps :

$$q_p = \hat{q}_p(r, z)\ e^{-i\omega t} \tag{1.15}$$

où : $\hat{q}_p$ est la fonction d'amplitude
ω est la pulsation complexe

Dans cette expression le terme $\hat{q}_p$ traduit la distribution spatiale de l'amplitude associée à un mode, et dépend de r et de z. Une dépendance modale vis-à-vis de r ou z n'est pas possible compte tenu de la forme de l'écoulement de base. Le terme modal $\exp(-i\omega t)$ traduit l'évolution temporelle de la perturbation. Les parties réelles et imaginaires de ω sont respectivement la pulsation réduite et le taux de croissance temporelle de la perturbation.

Les informations présentées jusque-là décrivent le problème de stabilité. Un travail conséquent, décrit par Chedevergne (2007) et analysé et complété par Boyer (2012), est nécessaire pour mettre en place une formulation mathématique adaptée. Le problème à résoudre est un problème aux valeurs propres généralisé :

$$\underline{\underline{A}}\ \hat{\mathbf{\Phi}} = \omega\ \underline{\underline{B}}\ \hat{\mathbf{\Phi}} \tag{1.16}$$

Dans cette expression, $\hat{\mathbf{\Phi}}$ est un vecteur contenant la valeur de la fonction de courant associée à la perturbation en chaque point de la discrétisation spatiale. Les matrices $\underline{\underline{A}}$ et $\underline{\underline{B}}$ sont les opérateurs de stabilité. Pour une discrétisation spatiale de $N_r \times N_z$ points, ces matrices ont pour dimension $N_r N_z \times N_r N_z$. Le nombre complexe ω est une valeur propre (généralisée) du problème et $\hat{\mathbf{\Phi}}$ est le vecteur propre associé.

La résolution du problème aux valeurs propres généralisé, muni des conditions aux limites appropriées, est décrite par Chedevergne (2007) et Boyer (2012) [4] . Ce dernier détaille notamment comment la résolution peut être parallélisée pour faire face aux problèmes de mémoire vive liés à la taille des opérateurs de stabilité.

1.3.3 Domaine de calcul

Le domaine de calcul est axisymétrique. Il est généralement délimité par $r = 0$ et $r = 1$ dans la direction radiale. La méthode de stabilité est adaptée pour le traitement de la condition limite en $r = 0$. Dans la direction axiale, le domaine va de $z = Z_d$ à $z = Z_f$.

Des études expérimentales et théoriques montrent l'apparition de non-linéarités puis de la turbulence quand la position axiale est grande. Il est généralement admis que l'écoulement est laminaire en dessous de $z = 10$. La question de l'écoulement de base est problématique lorsqu'on sort du régime laminaire. Il n'y a en effet pas de preuve que la solution de Taylor-Culick qui sert de modèle pour l'écoulement laminaire soit aussi représentative de l'écoulement turbulent. La forme modale (1.15) n'est de toute façon justifiée que par supposition à un écoulement porteur stationnaire 2D, et donc en particulier non turbulent.

3. On pourra se référer au travail de Griffond et al. (2000) pour une étude de modes non-axisymétriques avec une théorie locale, c'est-à-dire mono-dimensionnelle, antérieure à la théorie biglobale présentée ici.

4. Boyer (2012) n'introduit pas de fonction de courant et écrit le problème de stabilité directement pour les perturbations $\hat{p}$, $\hat{u}_r$ et $\hat{u}_z$. Le problème aux valeurs propres généralisé a formellement la même écriture que équation (1.16), cependant les opérateurs de stabilité ont une taille de $3N_rN_z \times 3N_rN_z$ et une structure différente. D'autres différences concernent le traitement des conditions aux limites, qui a en fait justifié l'usage des variables primitives pour un traitement rigoureux.

D'autre part, Boyer et al. (2012) et Boyer et al. (2013) ont mis en évidence des problèmes de convergence vis-à-vis de la discrétisation spatiale de la méthode de stabilité. La prise en compte du fond avant (*i.e.* $Z_d = 0$) introduit des erreurs numériques qui sont traitées comme des perturbations physiques de la méthode. Ils montrent qu'en faisant commencer le domaine de calcul un peu plus loin, par exemple à $Z_d = 4$, ces erreurs numériques n'influent plus sur la méthode. De plus, avec cette stratégie, une convergence en maillage peut être obtenue.

1.3.4 Résultats d'un calcul de stabilité

Résoudre le problème aux valeurs propres généralisé (1.16) donne les modes propres du système, c'est-à-dire les valeurs propres ω et les fonctions propres associées. On notera simplement que la méthode de résolution choisie (Chedevergne 2007, Boyer 2012) ne recherche pas tous les modes, mais ceux situés dans le spectre autour d'un mode *cible*.

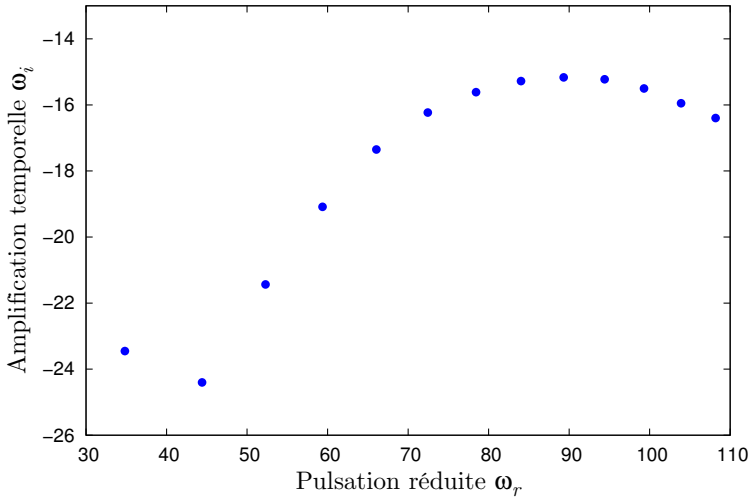


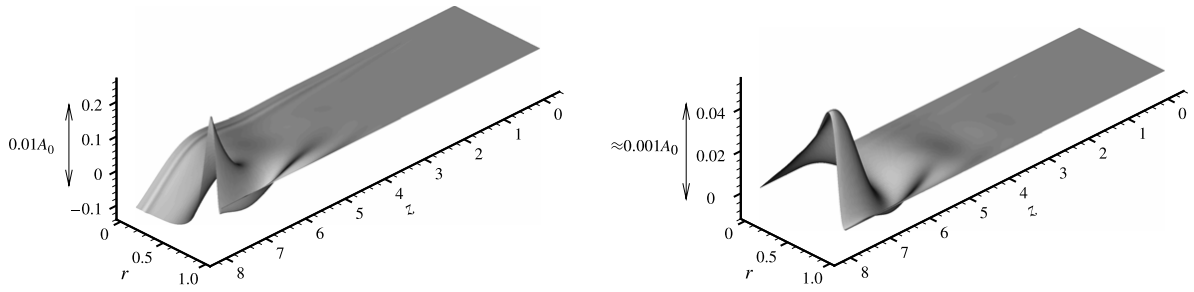
FIGURE 1.13 – Modes de stabilité calculés par Boyer (2012) par stabilité biglobale.
Les paramètres du calcul sont : $Re_{inj} = 2000$, $Z_d = 4$, $Z_f = 8$, et la convergence en maillage est atteinte.

Les valeurs propres ω complexes sont représentées sous forme de spectre dans le plan (ω_r, ω_i). Cette représentation montre les pulsations réduites que peut avoir la perturbation, et si elles sont amplifiées ou amorties en temps. La figure 1.13 met en avant deux propriétés importantes du spectre de cet écoulement. Tout d'abord le spectre est discret, c'est-à-dire qu'il est composé d'un nombre fini [5] de modes distincts désignés par leur pulsation réduite ω_r. Ensuite, les modes calculés ont tous un taux d'amplification temporelle ω_i négatif, ce qui signifie qu'ils sont amortis en temps. L'écoulement est donc temporellement stable.

Intéressons-nous maintenant aux fonctions propres des modes calculés, les fonctions $\hat{q}$. De la même manière que les valeurs propres décrivent l'évolution temporelle des modes, les fonctions propres décrivent l'évolution spatiale. Dans la formulation utilisée pour mettre en place le problème aux valeurs propres généralisé, $\hat{\Phi}$ est une fonction de courant associée à l'amplitude de la perturbation. La fonction propre $\hat{\Phi}$ d'un mode permet donc de calculer les fonctions d'amplitude de deux composantes de la perturbation de vitesse, $\hat{u_z}$ et $\hat{u_r}$. Ces fonctions à valeurs complexes décrivent l'évolution spatiale d'un mode.

5. C'est au moins vrai pour la partie du spectre concernant les modes les moins amortis en temps.

Un exemple de fonctions d'amplitudes données par Chedevergne et al. (2012) est représenté dans la figure 1.14. Elles correspondent au mode $\omega = 40,409 - 9,164i$, calculé avec $Z_d = 0$, $Z_f = 8$ et $Re_{inj} = 1975$. Les problèmes numériques liés à la prise en compte du fond avant, mis en évidence par Boyer et al. (2012) et évoqués plus haut, n'affectent globalement pas les propriétés des fonctions d'amplitude.



(a) $\Re(\hat{u}_z)$ (b) $\Re(\hat{u}_r)$

FIGURE 1.14 – Parties réelles des fonctions propres de vitesse pour le mode $\omega = 40,409 - 9,164i$, dans Chedevergne et al. (2012)

On observe tout d'abord une différence nette entre l'échelle des deux fonctions. La fonction $\Re(u_z)$ est en effet supérieure d'un ordre de grandeur à la fonction $\Re(u_r)$. Dans les deux cas le maximum d'amplitude est atteint près de la paroi, vers $r = 0.8$ pour $\Re(u_r)$ et $r = 0.9$ pour $\Re(u_z)$. Les figures représentant l'évolution axiale mettent en évidence une augmentation générale et importante de l'amplitude dans cette direction. Les perturbations sont très fortement amplifiées dans la direction axiale, ce qui signifie que l'écoulement est spatialement instable.

Ces résultats permettent de reconstituer l'évolution de la perturbation. L'équation (1.15), qui donne la forme de la perturbation, montre qu'un mode de la perturbation a une amplitude évoluant spatialement suivant $\hat{q}$ et qui est modulée en temps par le terme $\exp[\,(\omega_i - i\omega_r)t\,]$. La fonction d'amplitude pour les composantes de vitesse est représentée figure 1.14, et le couple (ω_r, ω_i) est un point du spectre (voir figure 1.13). La pulsation réduite ω_r détermine la fréquence de battement de la perturbation. Le taux d'amplification temporelle ω_i, qui est négatif, fixe son amortissement en temps. Une visualisation de l'évolution spatio-temporelle de l'amplitude de la perturbation est proposée par Chedevergne et al. (2012) en complément de leur article.

Comparaison avec une expérience en gaz froid

Chedevergne (2007) a procédé à une comparaison de ses résultats obtenus par l'analyse de stabilité biglobale avec des mesures réalisées sur le montage en gaz froid VALDO. On s'intéresse ici aux comparaisons réalisées sur le cas d'une vitesse d'injection constante, $V_{inj} \approx 1,05$ m.s^{-1}, sans tuyère et en configuration 3 éléments. La comparaison porte sur deux propriétés des modes calculés, à savoir leur pulsation réduite et leur amplification spatiale. L'analyse de stabilité est conduite sur un champ moyen calculé par simulation numérique [6] qui présente l'intérêt, par rapport à la solution de Taylor-Culick, de prendre en compte le non-glissement au fond avant.

Une difficulté dans ce travail est que les résultats bruts de l'analyse de stabilité et de l'expérience ne sont pas directement comparables. En effet un mode de stabilité a une pulsation réduite sans dimension et son amplitude est relative à une amplitude initiale inconnue. De plus, pour l'expérience,

6. La méthodologie de cette simulation numérique sera abordée dans la section 1.5

la sonde fil chaud mesure la norme de la vitesse axiale et de la vitesse radiale.

Compte tenu de l'adimensionnement utilisé, la fréquence physique d'un mode de pulsation réduite ω_r est :

$$f = \frac{V_{inj}}{2\pi R}\,\omega_r \tag{1.17}$$

Dans l'expérience les fréquences dominantes sont identifiées par analyse de Fourier de la vitesse mesurée. Il en résulte un spectre de vitesse, c'est-à-dire une figure indiquant l'amplitude de vitesse associée à chaque fréquence. Dans la figure 1.15, les fréquences physiques de quelques modes de stabilité sont notées sur le spectre de vitesse. La superposition des spectres de plusieurs positions de mesure met en évidence les fréquences dominantes qui coïncident avec celles de modes calculés par l'analyse de stabilité, représentées par des lignes pointillées verticales.

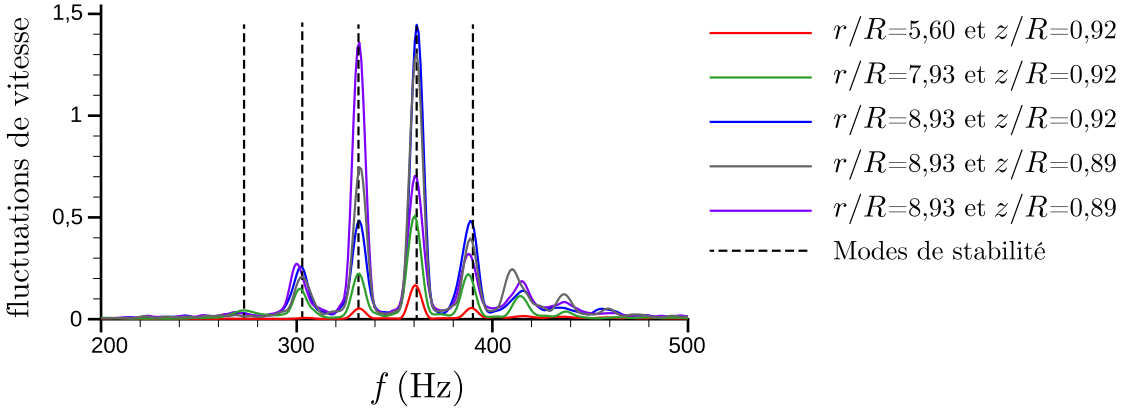


FIGURE 1.15 – Spectre de vitesse pour plusieurs mesures dans le montage VALDO, à $V_{inj} = 1,05\,\mathrm{m.s^{-1}}$. Les modes de stabilité ont été calculés avec un nombre de Reynolds correspondant, $Re_{inj} = 2075$. D'après Chedevergne (2007).

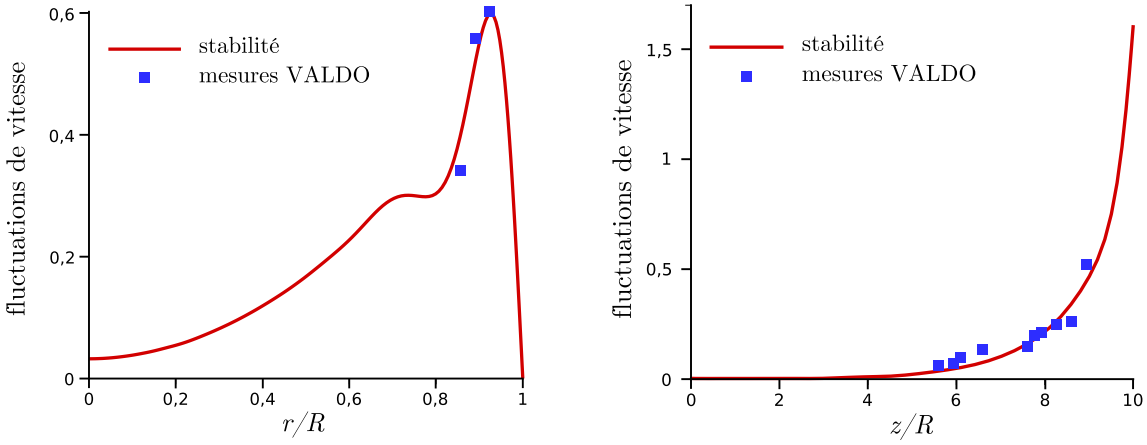
L'amplification spatiale est mise en évidence par l'évolution des niveaux de fluctuations dans les deux directions de l'espace. Pour l'analyse de stabilité le niveau de fluctuations d'un mode est exprimé par :

$$\sqrt{|\hat{u}_r|^2 + |\hat{u}_z|^2}$$

L'amplification est comparée dans la direction radiale (figure 1.16a) et la direction axiale (figure 1.16b), pour des mesures réalisées dans le montage VALDO et le mode de stabilité $\omega_r = 64,4$ ($f = 360\,\mathrm{Hz}$). Pour l'expérience, le niveau de fluctuation est issu du spectre de vitesse et correspond à la même fréquence physique ($f = 360\,\mathrm{Hz}$) que le mode de stabilité. L'amplitude du mode de stabilité est définie à une constante multiplicative près qui a été adaptée aux mesures. Les figures 1.16a et 1.16b montrent que l'amplification théorique est en accord avec celle de l'expérience dans les deux directions. La croissance de type exponentiel dans la direction axiale (figure 1.16b) est caractéristique de l'amplification spatiale du VSP.

1.3.5 Limites de l'utilisation des outils de stabilité

Une analyse de stabilité linéaire prévoit l'évolution des perturbations dans l'écoulement. Elle permet de calculer l'amplification ou l'amortissement des perturbations dans l'écoulement, en fonction de leur fréquence temporelle et de leur position.



(a) Amplification radiale, à $z = 8,93$

(b) Amplification axiale, à $r = 0,923$

FIGURE 1.16 – Amplification spatiale des fluctuations de vitesse à la fréquence 360 Hz pour des mesures sur le montage VALDO et un calcul de stabilité, d'après Chedevergne (2007).

Dans une représentation classique de la transition laminaire-turbulent naturelle, le développement de la turbulence à partir d'un écoulement laminaire est décomposable en plusieurs phases. Les premières phases concernent la croissance d'une instabilité :

1. apparition d'une perturbation, par le biais d'une excitation extérieure : *réceptivité* ;
2. amplification *linéaire* de la perturbation (*i.e.* suivant la modélisation d'équations linéarisées) ;
3. développement de non-linéarités.

Une analyse de stabilité linéaire ne décrit que l'étape 2, puisque l'on part d'une perturbation existante et que l'on étudie son amplification. La méthode de stabilité cesse d'être valide dès l'apparition de non-linéarités. Cela signifie qu'on ne peut pas utiliser une méthode de stabilité linéaire seule pour prévoir l'apparition de non-linéarités ou de phénomènes subséquents comme la transition laminaire-turbulent.

Cependant des raisonnements basés sur des résultats de stabilité permettent d'apporter des informations sur les étapes suivantes. Par exemple, Casalis et al. (1998) estiment la position d'apparition des non-linéarités avec une théorie linéaire par comparaison de l'amplification axiale théorique et de celle mesurée expérimentalement. Les deux amplifications correspondent pour les premières positions axiales, mais elles divergent à partir d'un certain point. Les auteurs attribuent cette divergence à l'apparition des non-linéarités et sont ainsi en mesure de la localiser.

1.3.6 Bilan sur la stabilité de l'écoulement

L'analyse biglobale de l'écoulement a mis en évidence une instabilité intrinsèque modale, dont les modes sont appelés modes VSP. Ces modes ont un taux d'amplification temporelle négatif, ce qui signifie qu'ils sont stables en temps. Par conséquent une excitation extérieure continuelle est nécessaire pour qu'ils émergent dans l'écoulement. En revanche, leurs fonctions propres montrent une très forte croissance dans la direction axiale, les amplitudes maximales étant atteintes près de la paroi. Les modes VSP sont discrets et l'écart entre la pulsation réduite de deux modes voisins dans le spectre est pratiquement constant. Le VSP entraîne des fluctuations sur la vitesse axiale et

la vitesse radiale, mais il n'affecte que très faiblement la pression.

Au final, l'écoulement modèle en régime laminaire est porteur de deux mécanismes de fluctuations : l'acoustique (voir section 1.2.3) et l'instabilité intrinsèque mise en évidence par l'analyse biglobale. L'acoustique comprend des modes longitudinaux, ainsi que le phénomène de couche limite acoustique qui correspond à une distribution radiale de fluctuations près de la paroi. On peut faire un bilan des fluctuations affectant principalement chaque grandeur physique de l'écoulement :

- pression : modes acoustiques longitudinaux ;
- vitesse axiale : modes acoustiques longitudinaux, couche limite acoustique, et modes VSP ;
- vitesse radiale : modes VSP.

Ce bilan montre notamment que la vitesse radiale est la grandeur de prédilection pour l'étude des modes VSP, et que la pression est celle pour l'étude de l'acoustique longitudinale.

1.4 Transition laminaire-turbulent

La transition laminaire-turbulent joue un rôle important dans un grand nombre de configurations et de physiques d'écoulement. Cependant le terme de transition laminaire-turbulent évoque généralement la transition des écoulements de couche limite dans le domaine de l'aérodynamique externe. C'est en effet la classe d'écoulement dont la transition a été la plus étudiée et pour laquelle la plupart des modèles de transition ont été développés. La transition de la couche limite a une forte influence sur les propriétés aérodynamiques d'un profil d'aile, comme sa traînée et sa portance. L'étude de la transition de la couche limite a donc accompagné de près l'importante évolution de l'aéronautique et de l'aérospatiale qui a commencé au siècle dernier. Avant de nous pencher sur la transition laminaire-turbulent pour un conduit à paroi débitante, on rappelle le sens de ce terme dans le cas d'un écoulement de couche limite. Morkovin et al. (1994) distinguent cinq grands scénarios de transition laminaire-turbulent.

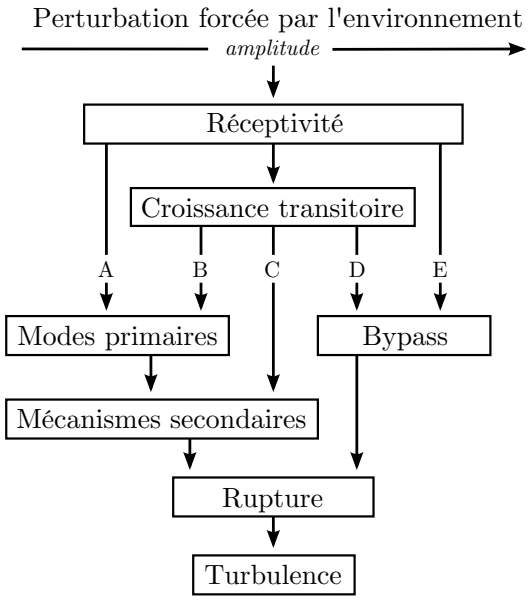


FIGURE 1.17 – Scénarios de transitions laminaire-turbulent de la couche limite, d'après Morkovin et al. (1994).

On va se restreindre ici au cas de la transition *naturelle*, qui correspond au scénario A dans la figure 1.17. Les instabilités dans la couche limite, dues à des perturbations extérieures, sont amplifiées jusqu'à l'apparition d'interactions non-linéaires qui conduisent au développement de structures turbulentes. Dans ce scénario les instabilités peuvent être de type Tollmien-Schlichting, *crossflow* ou Görtler. L'instabilité *crossflow* est liée au caractère tridimensionnel de la couche limite, tandis que l'instabilité de Görtler est liée à la concavité de la paroi.

1.4.1 Cas de référence : la couche limite de plaque plane

Dans cette partie on se concentrera sur le cas classique de la couche limite bidimensionnelle de plaque plane. Cette géométrie est une représentation en première approximation d'un profil d'aile. Dans cette configuration la seule instabilité est celle de Tollmien-Schlichting. L'écoulement autour de la plaque plane est considéré stationnaire et incompressible. Les notations classiques de couche limite sont utilisées dans cette partie : y est la coordonnée normale à la plaque et x la coordonnée le long de la plaque, mesurant la distance au bord d'attaque.

Concept de couche limite pour une plaque plane

La couche limite est la région autour de la plaque plane dans laquelle le profil de vitesse incident est modifié à cause des effets visqueux. Il y a compétition entre l'écoulement extérieur, dominé par la convection, et l'adhérence à la plaque plane par effets visqueux. Dans cette région les effets convectifs et visqueux sont du même ordre de grandeur, ce qui entraîne une structure d'écoulement particulière, fortement cisaillée. La couche limite commence au point de rencontre de la plaque et de l'écoulement. Son épaisseur δ évolue dans la direction de l'écoulement.

Les hypothèses définissant la couche limite sont :

- diffusion longitudinale négligeable ;
- vitesse normale à la paroi négligeable devant la vitesse tangentielle ;
- variation de pression normale à la paroi nulle.

L'écoulement est régi par les équations de la couche limite, dites équations de Prandtl :

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \tag{1.18}$$

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{dP}{dx} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} + \tau_t\right) \tag{1.19}$$

$$\frac{dP}{dx} = -\rho_e U_e \frac{\partial U_e}{\partial x} \tag{1.20}$$

où τ_t est la contrainte due à la turbulence (nulle lorsque la couche limite est laminaire) et U_e et ρ_e sont les valeurs de vitesse et de masse volumique à la frontière extérieure de la couche limite. En régime laminaire, pour un profil de vitesse extérieure constante U_e en incidence nulle, le profil de vitesse dans la couche limite est recherché sous la forme auto-semblable :

$$U/U_e = f'(\eta), \qquad \text{avec } \eta = y\sqrt{\frac{1}{2}\frac{U_e}{\nu x}} \tag{1.21}$$

La fonction f est calculée par résolution de l'équation de Blasius :

$$f''' + f\, f'' = 0 \tag{1.22}$$

Il s'agit du cas particulier de l'équation de Falkner-Skan pour une plaque plane en incidence nulle.

Couche limite laminaire et couche limite turbulente

Des profils de vitesse pour une couche limite laminaire et une couche limite turbulente sont représentés dans la figure 1.18. Cette figure montre que les profils de vitesse sont nettement différents selon que la couche limite est laminaire ou turbulente. Le profil de la couche limite turbulente est plus aplati en proche paroi, ce qui entraîne une augmentation du frottement pariétal. Ainsi, en proche paroi et à une distance donnée de celle-ci, la vitesse en régime turbulent peut être plusieurs fois plus grande qu'en régime laminaire. Une autre différence classique est une épaisseur δ de la couche limite supérieure pour la couche limite turbulente (Schlichting 1979).

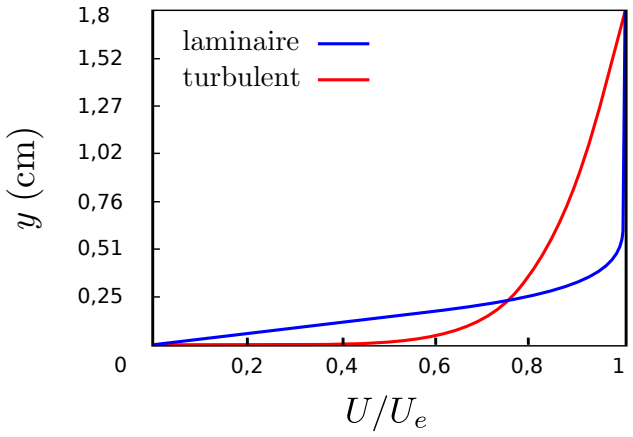


FIGURE 1.18 – Profils de vitesse axiale dans la couche limite en régime laminaire et en régime turbulent, d'après Schubauer & Klebanoff (1955).

Il y a donc de fortes différences entre les profils de vitesse en régime laminaire et en régime turbulent. On s'intéresse maintenant à la phase d'évolution entre ces deux régimes, qui est la transition laminaire-turbulent.

Transition laminaire-turbulent

Mise en évidence expérimentale. La figure 1.19 représente l'évolution temporelle de la vitesse fluctuante mesurée à plusieurs positions dans la couche limite. Une alternance de zones de basses et hautes fluctuations de vitesse est observable. Les zones de hautes fluctuations de vitesse, appelées spots d'intermittence, sont associées à des fluctuations turbulentes, tandis que les zones de basses fluctuations de vitesse correspondent au régime laminaire. L'alternance de régions laminaires et de régions turbulentes est appelée phénomène d'intermittence. Elle est révélatrice de la transition laminaire-turbulent de la couche limite dans la configuration considérée. L'importance des régions turbulentes dans le signal indique le niveau de la transition. Elle est quantifiée par la fraction du temps du signal pendant laquelle le signal est turbulent, qui est appelée facteur d'intermittence. Par définition du facteur d'intermittence, la transition naturelle commence quand le facteur d'intermittence devient strictement supérieur à 0, et se termine quand il atteint la valeur 1.

Comparons les signaux de vitesse fluctuante de la figure 1.19. Les régions laminaires occupent la plus grande part du premier signal, tandis que dans le deuxième signal elles sont en équilibre avec les régions turbulentes. Enfin le dernier signal est dominé par les régions turbulentes. Ces trois signaux illustrent des niveaux croissants du facteur d'intermittence.

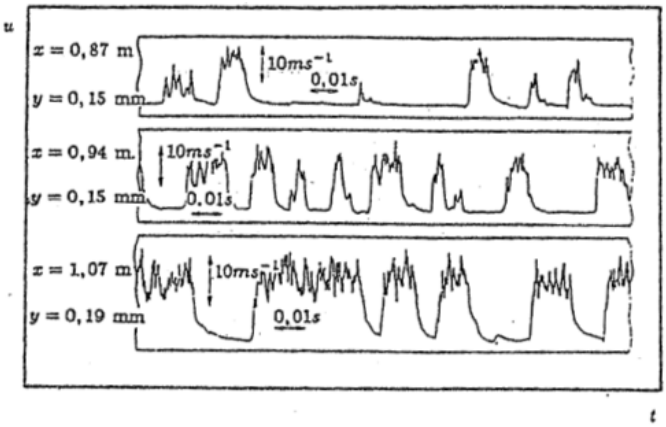


FIGURE 1.19 – Signaux de vitesse fluctuante, dans Arnal & Juillen (1977)

D'autres considérations permettent d'identifier la transition (Arnal et al. 2008) :

- le coefficient de frottement $C_f^\star$ atteint son minimum au début de la transition. $C_f^\star$ est défini à partir du taux de cisaillement sur la paroi, comme :

$$C_f^\star = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_e^2} \qquad \text{avec } \tau_w = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} \tag{1.23}$$

- le facteur de forme H commence à diminuer au début de la transition. Ce facteur est le rapport de l'épaisseur de déplacement $\delta^\star$ et de l'épaisseur de quantité de mouvement $\theta^\star$, définies comme :

$$\delta^\star = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) \mathrm{d}y \qquad \theta^\star = \int_0^\infty \frac{U}{U_e}\left(1 - \frac{U}{U_e}\right) \mathrm{d}y \tag{1.24}$$

Théorie. Dans une configuration bidimensionnelle simple, sans forçage externe, la transition de la couche limite est liée à la croissance des ondes de Tollmien-Schlichting (scénario A de la figure 1.17). Il s'agit d'ondes bidimensionnelles se développant en amont de la transition. Ces ondes émergent et croissent naturellement dans la couche limite consécutivement à une perturbation extérieure. Arrivées à un certain niveau, ces ondes entrent en interactions non linéaires, tout en provoquant l'apparition de structures laminaires tridimensionnelles, puis induisent l'apparition des spots d'intermittence. Les étapes d'évolution des ondes de Tollmien-Schlichting sont illustrées par la figure 1.20.

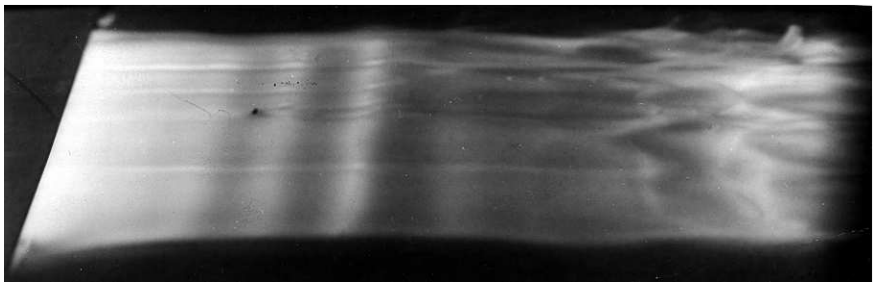


FIGURE 1.20 – Visualisation du développement des ondes de Tollmien-Schlichting, puis de la transition naturelle. Source : H. Werlé (ONERA).

Plusieurs méthodes perturbatives ont été développées pour étudier la stabilité d'un écoulement de couche limite. Historiquement la première méthode, due à Orr et Sommerfeld, est locale. Pour un écoulement bidimensionnel, les perturbations sont écrites sous la forme modale :

$$q_p = \hat{q}_p(y)\, e^{i\,(\alpha x - \omega t)} \qquad \alpha \in \mathbb{C}\,;\, \omega \in \mathbb{R} \tag{1.25}$$

Cette forme de perturbation est introduite dans les équations de Navier-Stokes bidimensionnelles, incompressibles et linéarisées. Avec les approximations appropriées, notamment le parallélisme de l'écoulement moyen, ces équations conduisent à l'équation d'Orr-Sommerfeld. Cette équation dépend de l'écoulement de base, qui est donné par la solution de Blasius dans le cas considéré, et du nombre de Reynolds défini par rapport à l'épaisseur de couche limite. La résolution de l'équation d'Orr-Sommerfeld permet donc de déterminer la stabilité de la couche limite en fonction du nombre de Reynolds.

1.4.2 Cas d'un écoulement en conduit à paroi débitante

Il s'agit maintenant de savoir si la transition en conduit à paroi débitante peut être décrite de la même manière que la transition en couche limite.

Une différence importante entre les régimes laminaires et turbulents en couche limite est la forme du profil de vitesse, illustrée figure 1.18. Dans le cas d'un écoulement à paroi débitante, les positions de début et de fin de la transition ont été estimées respectivement à $z/R = 11$ et $z/R = 15,7$ par Dunlap et al. (1990), voir section 1.1.3. Les profils de vitesse axiale moyenne sont représentés pour des positions correspondant au régime laminaire (figure 1.21a), à la fin de la zone de transition (figure 1.21b) et au régime turbulent (figure 1.21c). Le profil de vitesse est relativement peu modifié par la transition, par comparaison à la modification qui intervient dans le cas de la transition de couche limite, ce qui est également noté par Yagodkin (1967). La principale modification concerne la région proche de la paroi.

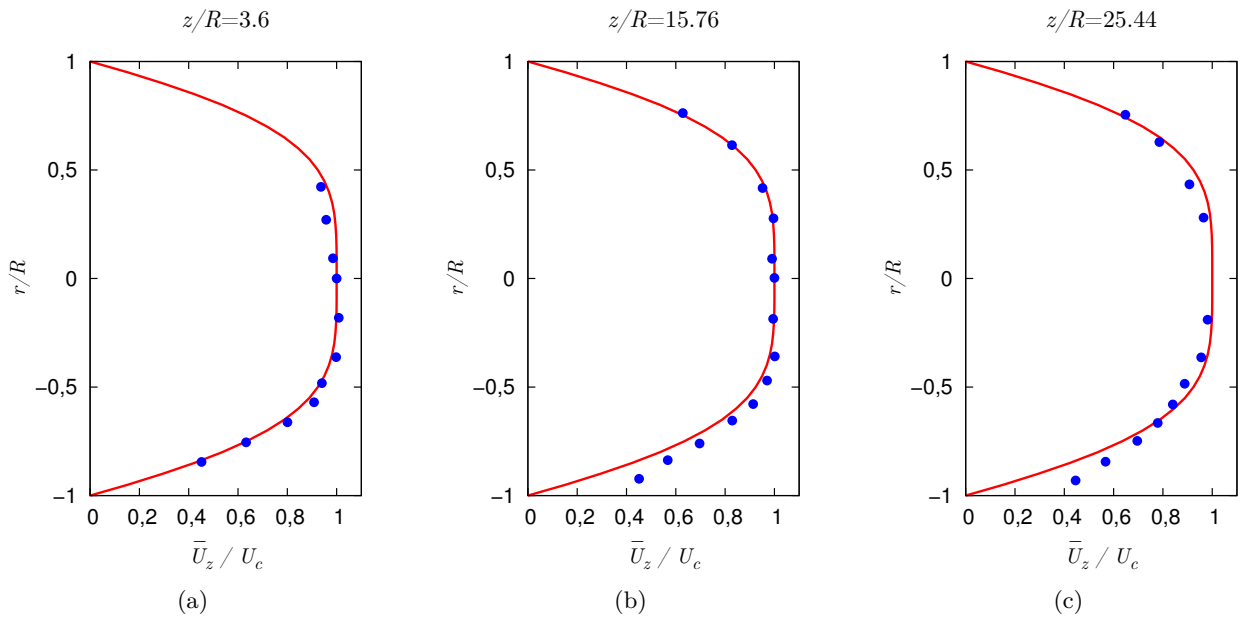


FIGURE 1.21 – Profils radiaux de la vitesse moyenne axiale à plusieurs positions axiales, d'après Dunlap et al. (1990). Le nombre de Mach d'injection, basé sur la vitesse d'injection, est $1{,}8 \times 10^{-3}$. La ligne en trait plein représente la solution de Taylor-Culick.

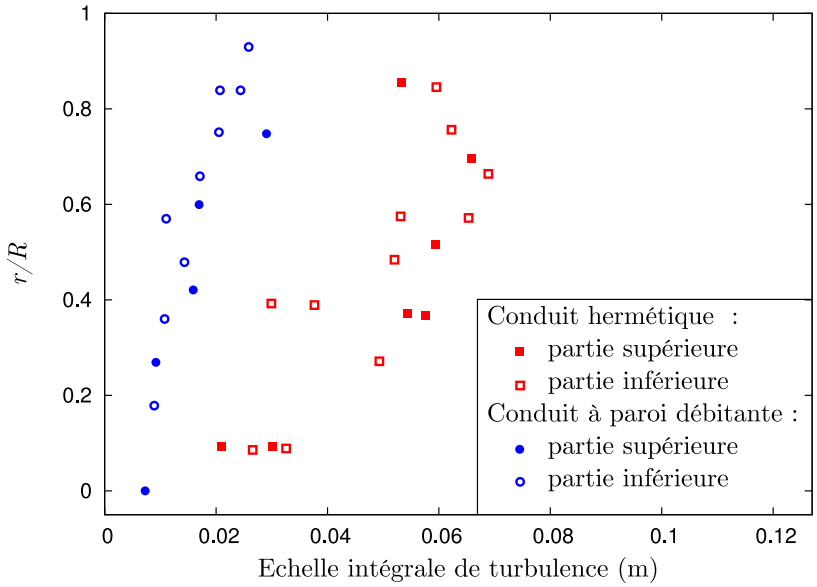


FIGURE 1.22 – Echelles intégrales de turbulence. Mesures de Laufer (1954) pour une conduite hermétique et de Dunlap et al. (1990) pour un conduit à paroi débitante. D'après Dunlap et al. (1990).

Dunlap et al. (1990) et Yagodkin (1967) ont procédé à des comparaisons entre les propriétés de la turbulence mesurée dans leurs expériences en injection forte et des mesures similaires en canal hermétique de Laufer (1954). La comparaison des échelles intégrales, dans la figure 1.22, montre qu'elles sont inférieures de moitié dans le cas du conduit à paroi débitante. Dunlap et al. (1990) attribuent cette différence à ce que la région de forte turbulence est plus étroite dans cette configuration. Yagodkin (1967) compare les profils de vitesse moyenne et de niveaux de fluctuations pour l'écoulement turbulent dans la figure 1.23. Elle met en évidence de fortes différences, notamment pour les niveaux de fluctuation près de la paroi. Les distributions des vitesses moyennes sont également différentes dans cette région. Finalement, Dunlap et al. (1990) et Yagodkin (1967) mettent en évidence des différences importantes pour les propriétés de la turbulence entre ces deux types d'écoulement

D'autre part, une différence importante pour la transition dans les deux configurations, non abordée par la littérature, est l'absence de spots d'intermittence dans un conduit à paroi débitante. Ou du moins, si ceux-ci existent, ils n'ont pas été mis en évidence. Cette propriété de l'écoulement en conduit à paroi débitante fait partie du cœur de cette thèse et sera reprise plus loin (section 2.1).

1.5 Simulations laminaires

Les simulations numériques abordées dans cette partie sont des simulations de l'écoulement laminaire. On entend par cela que le domaine de calcul, bidimensionnel, correspond à une zone laminaire ou que les éventuelles fluctuations turbulentes ne sont pas modélisées. Il y a plusieurs situations dans lesquelles simuler l'écoulement laminaire est intéressant, comme par exemple simuler le développement des structures tourbillonnaires du VSP et son couplage avec l'acoustique, prévoir les niveaux d'oscillations de pression, étudier la couche limite acoustique.

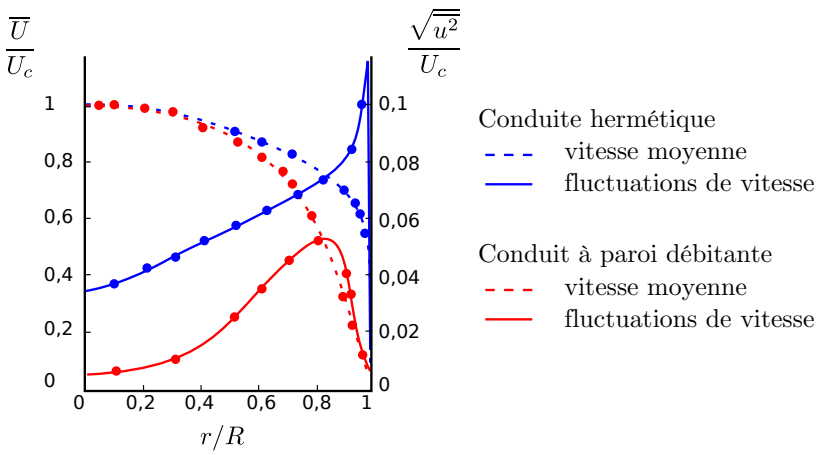


FIGURE 1.23 – Vitesse moyenne et amplitude de fluctuation après la transition. Mesures de Laufer (1954) pour une conduite hermétique et de Yagodkin (1967) pour un conduit à paroi débitante. D'après Yagodkin (1967)

1.5.1 Etudes du VSP

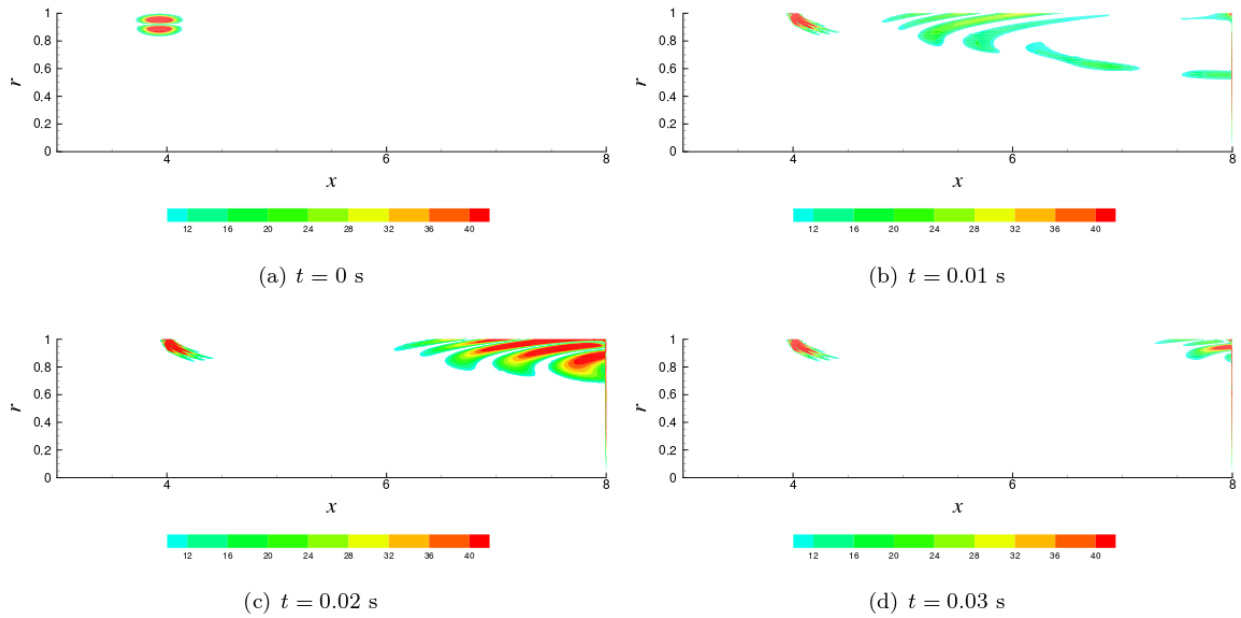
D'après l'analyse de stabilité biglobale, l'écoulement est stable en temps car les modes VSP sont temporellement amortis. Il est donc nécessaire, dans une simulation numérique, d'exciter les modes VSP pour qu'ils émergent dans l'écoulement. Dans un contexte de simulation on parlera simplement de *perturbation* pour désigner la source d'excitation, par abus de langage [7]. Dans les simulations, plusieurs manières de perturber l'écoulement ont été essayées. Compte tenu du bruit d'injection présent dans les expériences en gaz froid (voir section 1.1.5), et surtout du bruit général dans un moteur réel, la perturbation peut être imposée comme un bruit sur la condition d'injection, ou comme un bruit volumique dans le domaine. Un bruit blanc uniforme est ajouté aux champs instantanés à chaque itération par Lupoglazoff & Vuillot (1998), Avalon & Lambert (2000), Kourta (2004). Une autre manière de perturber l'écoulement consiste à introduire une interruption locale dans la condition d'injection de la paroi. Cette méthode est représentative de la petite zone d'interruption qui existe à la frontière de deux blocs dans les moteurs à propergol solide segmentés comme le LP9t11 et le LP9t15 (voir Prévost et al. 2005), mais aussi de la petite zone de jonction entre deux éléments du montage VALDO. Cette méthode est communément désignée sous le terme de *scotch* dans la littérature qui s'y rapporte (Lupoglazoff & Vuillot 1996). Ces deux formes de perturbation de l'écoulement conduisent à l'apparition de structures tourbillonnaires (Lupoglazoff & Vuillot 1998, Avalon & Lambert 2000). Leur comparaison avec les visualisations PLIF de Avalon & Lambert (2000) montre qu'il s'agit de structures liées au VSP.

Des simulations plus quantitatives de l'émergence et de l'amplification du VSP, qualifiées de *simulation numérique directe* [8], ont été réalisées par Boyer et al. (2012), Chedevergne (2007), Chedevergne et al. (2012). Un des objectifs de ces travaux est de vérifier en détail les prévisions de la stabilité de l'écoulement par approche biglobale (section 1.3). La perturbation spatiale consiste en

7. On ne la confondra pas avec la perturbation étudiée dans l'analyse de stabilité linéaire, c'est-à-dire la perturbation par rapport à l'écoulement de base dont on étudie l'évolution spatio-temporelle.

8. On notera que l'appellation *DNS* signifie, au sens commun, que les équations de Navier-Stockes sont résolues sans modélisation de la turbulence et avec une discrétisation suffisante pour capter toutes les échelles de l'écoulement. Les implications (discrétisation, domaine, précision des méthodes) et le coût d'une DNS ne sont donc pas les mêmes suivant que l'écoulement est laminaire et à structures axisymétriques, qui est le cas considéré ici, ou turbulent et tridimensionnel (pour la section 1.7.1).

une interruption de débit de type *scotch*. De plus l'écoulement est excité en début de simulation par une fluctuation de vitesse construite à partir de la perturbation théorique calculée pour un mode par l'approche de stabilité biglobale. L'interaction entre l'excitation temporelle et l'interruption de débit conduit à l'émergence de modes caractéristiques du VSP. La figure 1.24 illustre l'apparition de structures tourbillonnaires, leur amplification pendant la convection, puis la disparition des fluctuations une fois ces structures évacuées. Les structures tourbillonnaires correspondent au motif observé par Avalon & Lambert (2000), et l'évolution des fluctuations est très proche des prévisions théoriques.



(a) $t = 0$ s (b) $t = 0.01$ s

(c) $t = 0.02$ s (d) $t = 0.03$ s

FIGURE 1.24 – Etapes de l'évolution des modes excités du VSP, visualisés par le rotationnel de la partie fluctuante de la vitesse, dans Boyer et al. (2012). Les images correspondent à (a) écoulement initial comprenant la perturbation spatiale, (b) émergence de modes, (c) amplification et (d) sortie des structures du domaine.

1.5.2 ODP

Dans l'hypothèse gaz froid les oscillations de pression sont attribuées à l'interaction de structures tourbillonnaires (Flandro & Jacobs 1973), produites par des mécanismes de détachement tourbillonnaire (Brown et al. 1981), avec la section de sortie du domaine. En plus du VSP, des détachements tourbillonnaires liés à des obstacles (VSO) ou des cavités (VSA) peuvent exister selon la géométrie et sont reproductibles par simulation laminaire (Vuillot 1995). Des comparaisons entre expériences et simulations ont été conduites avec la configuration du moteur d'étude à cavité C1x de l'ONERA. Kourta (1999) recense une forte surestimation des niveaux d'oscillations de pression dans plusieurs simulations laminaires, avec au moins un facteur trois au fond avant. De manière similaire, pour la configuration avec cavités et obstacles de Mikat, Vétel et al. (2003b) montrent une surestimation d'un facteur 10 du niveau d'oscillations de pression global. Les simulations de l'écoulement interne à plusieurs instants de fonctionnement du P230, réalisées à Safran Herakles, montrent que cette surestimation est particulièrement importante quand la géométrie interne a un grand rapport d'aspect (Ballereau et al. 2006).

Kourta (1996) a étudié l'effet de la viscosité sur les ODP, sur une configuration de P230. Pour cela il modifie la viscosité du gaz dans la simulation. En faisant passer la viscosité du fluide de sa valeur normale à 400 fois cette valeur, il montre une réduction des niveaux d'ODP d'un facteur 5.

Kourta (1999), Ballereau et al. (2006) attribuent la surestimation des ODP en partie à la non prise en compte de la turbulence. Vétel et al. (2003b), Ballereau et al. (2011) ont comparé des simulations laminaires avec des simulations dans lesquelles la totalité de l'écoulement est turbulent. Ils montrent que les niveaux d'ODP sont réduits dans ces dernières, et attribuent cet effet à la dissipation supplémentaire due à la turbulence.

1.5.3 Bilan

Il a été montré dans cette partie qu'une simulation laminaire est appropriée pour une étude numérique du VSP. L'émergence du VSP dans la simulation nécessite l'introduction d'un bruit qui peut être une simple interruption de débit. Les propriétés du VSP simulé sont très proches des prévisions théoriques de l'analyse biglobale. Les travaux présentés montrent que la simulation laminaire est une approche pertinente pour simuler les mécanismes de détachement tourbillonnaire. Cependant les oscillations de pression qui en résultent ont des niveaux très forts par rapport à ceux des expériences. La surestimation est particulièrement importante pour les domaines de grand rapport d'aspect (Ballereau et al. 2006), ce qui peut en partie s'expliquer par la forte amplification spatiale du VSP en régime laminaire. Ballereau et al. (2006) notent que pour ces grands rapports d'aspects l'écoulement est théoriquement turbulent, et que la prise en compte de la turbulence dans les simulations réduit effectivement nettement les niveaux d'oscillations de pression. Il a ainsi été montré que la prise en compte de la turbulence est nécessaire pour réduire les niveaux d'oscillations de pression prévus à un seuil réaliste dans le cas de moteurs longs.

1.6 Simulations RANS

1.6.1 A propos des approches RANS

Dans cette partie le terme *RANS* est utilisé dans un sens large pour désigner aussi bien des simulations stationnaires ou instationnaires (URANS). Par commodité on présente le principe de l'approche RANS stationnaire pour un écoulement incompressible sans effets thermiques. Dans cette approche, les équations résolues sont les équations de Navier-Stokes moyennées par moyenne de Reynolds. Les grandeurs sont décomposées temporellement en une partie moyenne et une partie fluctuante. La moyenne temporelle de Q est ici notée $\overline{Q}$. Les équations de Navier-Stokes moyennées sont :

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1.26}$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{U_i U_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\mu\left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i}\right) - \rho \overline{u_i u_j}\right] \tag{1.27}$$

Les équations de Navier-Stokes moyennées font intervenir les grandeurs de l'écoulement moyen, ainsi que des termes croisés de vitesse fluctuante, $-\rho\,\overline{u_i u_j}$. Ces termes, appelés tensions de Reynolds, représentent la contribution de la turbulence à l'écoulement moyen. En l'absence de ces termes le système (1.26)-(1.27) aurait autant d'équations que d'inconnues. Le tenseur de Reynolds $-\rho\overline{u_i u_j}$, symétrique, ajoute 6 inconnues ce qui rend nécessaire une fermeture du système (1.26)-(1.27).

On se concentrera sur deux ordres de fermeture. Dans les fermetures au premier ordre, le nombre d'inconnues est réduit en modélisant les tensions de Reynolds, tandis que dans les fermetures au second ordre des équations supplémentaires sont introduites pour calculer directement les tensions de Reynolds.

Fermetures au premier ordre. Une modélisation classique des tensions de Reynolds repose sur la relation de Boussinesq :

$$-\rho\,\overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}\rho k\,\delta_{ij} \tag{1.28}$$

Cette relation permet de relier les tensions de Reynolds aux gradients du champ moyen et à une nouvelle grandeur, μ_t, appelée viscosité turbulente. La viscosité turbulente est une grandeur artificielle, dont l'effet dans les équations de Navier-Stokes moyennées se traduit par une dissipation supplémentaire due à la turbulence.

Il y a plusieurs approches pour traiter la viscosité turbulente. On se restreindra aux modèles par équations de transport. Ces approches consistent à exprimer la viscosité turbulente à partir d'autres grandeurs, pour lesquelles des nouvelles équations de transport sont ajoutées au problème. La littérature abonde de tels modèles qui se distinguent principalement par le choix des grandeurs définissant μ_t et le nombre d'équations supplémentaires. Les formes de modèles les plus répandues sont les modèles $k-\varepsilon$, $k-\omega$ et $k-l$, qui sont des modèles à deux équations de transport, et le modèle de Spalart-Allmaras qui est un modèle à une équation de transport. Les définitions communes de la viscosité turbulente sont données dans le tableau 1.2, où $C_\mu = 0,09$. Dans cette thèse on s'intéressera notamment à la variante BSL du modèle $k-\omega$ (Menter 1992).

$\mu_t = \rho\, C_\mu \dfrac{k^2}{\varepsilon}$	formulation $k-\varepsilon$
$\mu_t = \rho\, \dfrac{k}{\omega}$	formulation $k-\omega$
$\mu_t = \rho\, C_\mu^{1/4} \sqrt{k}\, l$	formulation $k-l$

Table 1.2 – Expressions générales de la viscosité turbulente

Fermetures au second ordre. Les méthodes du second ordre consistent à résoudre les équations de transport pour les tensions de Reynolds. On parle de modèles (D)RSM, pour *(Differential) Reynolds Stress Model*. Ces équations de transport font intervenir des corrélations d'ordre supérieur, et une fermeture supplémentaire est nécessaire.

Le traitement du transport des tensions de Reynolds rend ces fermetures plus coûteuses en temps de calcul et plus complexes à mettre en place que les fermetures au premier ordre. En contrepartie, elles présentent *a priori* deux avantages importants. Tout d'abord elles peuvent prendre en compte une turbulence anisotrope. Ensuite, le niveau de modélisation nécessaire est généralement plus faible dans les fermetures au second ordre. Ce deuxième point rend ces fermetures intéressantes pour des configurations complexes.

1.6.2 Utilisation d'approches RANS pour l'écoulement en conduit à paroi débitante

Les simulations par approche RANS d'écoulements en conduit à paroi débitante sont utilisées dans la littérature pour prévoir les propriétés générales de l'écoulement. Dans la littérature, les principales informations recherchées sont la forme des profils de vitesse moyenne et de fluctuations de vitesse, qui concernent des études de combustion. Ces propriétés sont liées à la transition de l'écoulement moyen, dont la prévision et la prise en compte sont des enjeux importants. Les oscillations de l'écoulement sont également étudiées avec des approches RANS instationnaires, dans un contexte de prévision des ODP.

La littérature montre des objectifs récurrents pour les études RANS de ce type d'écoulement. Il s'agit de la prévision :

- des champs de vitesse moyenne ;
- des profils de fluctuations de vitesse ;
- de la transition de l'écoulement moyen ;
- des niveaux d'oscillations de l'écoulement.

Les vitesses moyennes et les niveaux de fluctuations de vitesse sont des propriétés importantes de l'écoulement moyen. Leur connaissance est nécessaire pour la prévision de plusieurs phénomènes rencontrés dans les moteurs. Les études expérimentales (section 1.1.3) ont montré l'existence d'une transition laminaire-turbulent de l'écoulement. Cette transition se traduit notamment par une évolution de l'écoulement moyen et des fluctuations de vitesse. Un objectif est donc de reproduire, à travers l'évolution de l'écoulement, l'effet de la transition de l'écoulement (ce que des auteurs appellent *prévoir la transition*). Le dernier objectif concerne la prévision des oscillations de pression, dans des simulations instationnaires. Les simulations laminaires, présentées dans la section 1.5, ont en effet montré la surestimation des niveaux d'oscillations lorsque la dissipation turbulente n'est pas prise en compte.

1.6.3 Etudes de transition pour un conduit à paroi débitante

La différence importante entre la transition, *i.e.* la transition de l'écoulement considéré dans cette thèse, et la transition de couche limite a été décrite section 1.4.2. La même distinction doit être établie en ce qui concerne le traitement de la transition qui est fait dans la littérature. Il existe dans le domaine de la couche limite des modèles pour prévoir ou reproduire la transition dans une simulation RANS. Il peut s'agir de l'adaptation dans des codes RANS de méthodes issues des codes de couche limite, comme par exemple pour le code elsA (Cliquet et al. 2007), ou de modèles à équations de transport comme le modèle de transition de Menter.

En ce qui concerne la simulation RANS de l'écoulement induit par injection en paroi, aucun modèle n'est utilisé pour traduire la transition [9]. Les simulations sont donc réalisées en condition d'écoulement turbulent dans tout le domaine de calcul. Dans la littérature, il est souvent dit que la *transition est simulée* lorsque la simulation prévoit une évolution des propriétés de l'écoulement attribuable à la transition. Il peut s'agir d'une évolution des profils de vitesse moyenne et d'intensité turbulente semblable à celle de l'expérience, ou d'une évolution de facteurs aérodynamiques comme le coefficient de frottement C_f ou le coefficient de quantité de mouvement β (Chaouat 2002) :

9. A notre connaissance Ciucci et al. (1998) sont les seuls à faire référence à l'utilisation d'une méthode pour imposer la transition. La méthode n'est cependant pas précisée.

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_m^2} \qquad \beta = \rho R \frac{\int_r \rho\, \overline{U_z}^{\,2}\, \mathrm{d}r}{\left(\int_r \rho\, \overline{U_z}\, \mathrm{d}r\right)^2} \tag{1.29}$$

Dans l'expression du coefficient de frottement, τ_w est le cisaillement en paroi défini à la section 1.4.1 et U_m est la moyenne radiale de $\overline{U}_z$. La position axiale à laquelle l'évolution du coefficient C_f ou β change nettement est communément appelée *abscisse de transition*.

Dans la plupart des études RANS sur l'écoulement en conduit à paroi débitante, la transition n'est pas modélisée. Certains auteurs comptent sur le modèle de turbulence et les paramètres de la simulation pour prévoir une évolution de l'écoulement cohérente avec une expérience. C'est pourquoi il est récurrent dans cette littérature de trouver des évaluations de la capacité d'un modèle de turbulence, avec une mise en données particulière, à reproduire la transition.

1.6.4 Influence des modèles de turbulence

Dans les approches RANS la contribution de l'ensemble des échelles turbulentes à l'écoulement moyen est modélisée. Une question centrale pour toute simulation RANS est le choix de la modélisation de la turbulence.

Intéressons-nous tout d'abord aux simulations conduites avec des modèles du premier ordre. Une activité importante a été consacrée à la recherche de modèles de turbulence directement applicables à cette configuration, sans modifications. Elle est résumée dans le tableau 1.3.

référence	modèle(s)	expérience(s) de validation
Sviridenkov & Yagodkin (1976)	$k-\varepsilon$; $k-\omega$	Yagodkin (1967)
Kourta (2004)	$k-\varepsilon$	VECLA
Chaouat (2002)	$k-\varepsilon$	VECLA
Ciucci et al. (1998)	$k-\varepsilon$; v^2-f (Durbin)	Traineau et al. (1986)
Sabnis et al. (1989b)	$k-\varepsilon$	Traineau et al. (1986)
Sabnis et al. (1989a)	$k-\varepsilon$	Simpson et al. (1969) et Dunlap et al. (1990)

TABLE 1.3 – Utilisation de modèles de turbulence du premier ordre sans modification

Le modèle $k-\varepsilon$ a été beaucoup utilisé par suite du travail de Sviridenkov & Yagodkin (1976). Il ressort de ces études que le modèle $k-\varepsilon$ calcule correctement le profil moyen, mais qu'il surestime grandement les niveaux de vitesse fluctuante. Des écarts de l'ordre de 100% sont rapportés ou observables dans la plupart des études. La surestimation de l'amplitude RMS des fluctuations est encore plus forte, d'un facteur 3, avec le modèle $k-\omega$ dans la zone turbulente (Sviridenkov & Yagodkin 1976). Les résultats obtenus par Ciucci et al. (1998) avec le modèle v^2-f sont meilleurs qu'avec le modèle $k-\varepsilon$, mais avec néanmoins une tendance comparable à la surestimation des fluctuations.

Sabnis et al. (1989a) attribuent le mauvais comportement du modèle $k-\varepsilon$ à la forte injection en paroi. Le modèle $k-\varepsilon$ est conçu pour la turbulence de couche limite. Il comprend notamment des fonction d'amortissement pour prendre en compte la paroi. Sabnis et al. (1984) ont montré que ce modèle est satisfaisant pour une configuration où l'injection joue un faible rôle ($V_{inj}^+ \ll 1$). Cependant dans le cas présent l'injection a un rôle majeur dans l'écoulement (voir section 1.2.2), et

la turbulence de cet écoulement est différente de la turbulence de couche limite (Dunlap et al. 1990, Yagodkin 1967). De manière similaire, les modèles de turbulence les plus répandus viennent du domaine de la turbulence de couche limite ou d'écoulement libre, et ne sont pas a priori conçus pour des écoulements avec une injection forte.

Deux approches ont été suivies face aux limites du modèle $k-\varepsilon$, et d'autres modèles classiques à viscosité turbulente. D'une part, modifier des modèles de turbulence pour les adapter à la présence d'une injection significative. D'autre part, se tourner vers des méthodes RANS du second ordre (RSM), moins dépendantes d'une connaissance *a priori* des caractéristiques de l'écoulement.

Certains auteurs ont proposé des modifications de modèles à viscosité turbulente. Il s'agit surtout d'identifier et de corriger les parties du modèle fondamentalement incompatibles avec une injection de paroi. Sabnis et al. (1989b) ciblent notamment les fonctions d'amortissement présentes dans le modèle $k-\varepsilon$ de Jones-Launder qui s'appliquent au voisinage d'une paroi avec condition d'adhérence. De plus une diminution du taux d'injection le long de la paroi injectante est ajoutée dans les conditions aux limites. Ces modifications améliorent la prévision des profils d'intensité de turbulence et corrigent des erreurs d'allure de ces profils. Vuillot et al. (2003) capturent les profils de vitesse moyenne et d'intensité turbulente dans le montage VECLA avec un modèle $k-l$ en désactivant les fonctions d'amortissement en proche paroi.

Face aux limitations de modèles à viscosité turbulentes mise en évidence par Sviridenkov & Yagodkin (1976), Beddini (1981, 1986) propose l'utilisation de méthodes de fermeture au second ordre pour ce type d'écoulements. L'intérêt invoqué de ces méthodes est qu'elles ne nécessitent pas de connaissances empiriques de l'écoulement, et qu'elles peuvent simuler une turbulence en développement. Beddini (1986) montre que le profil moyen est bien calculé pour configurations expérimentales à injection faible ou forte. Chaouat (2002) utilise le modèle RSM de Launder & Shima qu'il étend à un écoulement compressible avec injection. Pour la configuration VECLA il montre une bonne prévision de l'écoulement moyen, et des écarts acceptables sur les profils d'intensité de fluctuation, par rapport aux expériences d'Avalon. Ces écarts apparaissent principalement près de la paroi supérieure, qui est non débitante. Une comparaison avec une simulation avec le modèle $k-\varepsilon$ confirme l'intérêt du modèle RSM pour la prévision des intensités turbulentes.

1.6.5 Turbulence injectée à la paroi débitante

Du point de vue de la simulation numérique, une paroi injectante est une condition d'entrée. Il faut donc définir les niveaux des grandeurs turbulentes sur cette paroi, ce qui revient à définir une injection de turbulence. Quelle que soit la modélisation de la turbulence adoptée, le résultat du calcul est susceptible de dépendre de la turbulence injectée. C'est donc un deuxième paramètre important de la simulation avec le modèle de turbulence.

Pseudo-turbulence

La pseudo-turbulence est un concept introduit par Beddini (1981) pour représenter dans une simulation numérique le bruit d'injection d'une expérience en gaz froid. Le bruit d'injection, voir section 1.1.5, est une fluctuation locale de la vitesse d'injection qui est liée aux inhomogénéités du matériau poreux de la paroi. Pimenta & Moffat (1974) montrent que ces fluctuations sont stationnaires et évoluent en espace. De plus leur amplitude moyenne augmente avec la vitesse d'injection moyenne. Beddini les modélise par une fluctuation sur la vitesse d'injection, dans la direction normale à la paroi et d'amplitude σV_{inj}, où σ est le niveau de pseudo-turbulence, sans unité. C'est le pendant en simulation numérique d'un niveau de bruit d'injection.

On se sert de ce concept pour construire une condition limite sur la paroi injectante. Pour une utilisation avec un modèle d'ordre un, la pseudo-turbulence peut être exprimée comme une énergie cinétique k_{inj} :

$$k_{inj} = \frac{1}{2}\ (\sigma\ V_{inj})^2 \tag{1.30}$$

Pour un modèle d'ordre deux on se ramène à une condition sur la tension de Reynolds dans la direction normale à la paroi injectante (Beddini 1981, Chaouat 2002) :

$$(\overline{u_n u_n})_{inj} = (\sigma\ V_{inj})^2 \tag{1.31}$$

où u_n est la fluctuation de vitesse dans la direction normale à la paroi injectante.

L'énergie cinétique turbulente est la grandeur définissant l'énergie portée par la turbulence injectée. Il n'est donc pas aberrant, par abus de langage, de réduire la turbulence injectée au niveau de pseudo-turbulence.

Effet de la turbulence injectée

Dans la littérature l'injection de pseudo-turbulence est principalement utilisée, soit avec un niveau correspondant à une mesure pour mieux représenter une expérience, soit avec un niveau arbitraire pour améliorer ou corriger la prévision du modèle de turbulence. Enfin dans des simulations instationnaires, son utilisation (Kourta 2004, Gallier et al. 2004, Vétel et al. 2003b) vise à influencer le niveau d'oscillations de l'écoulement.

Chaouat (2002) et Fournier (2005) montrent que l'abscisse de transition diminue avec l'augmentation de la pseudo-turbulence injectée, à Re_{inj} constant. Une comparaison par Chaouat (1997) de simulations avec le modèle $k-\varepsilon$ avec ou sans pseudo-turbulence avait aussi montré l'avancement de la transition [10] . Une observation similaire avait été faite par Sviridenkov & Yagodkin (1976). Beddini fixe la position axiale d'observation et fait varier le nombre de Reynolds d'injection. La valeur de Re_{inj} pour laquelle la transition se produit à la position d'observation diminue quand la pseudo-turbulence augmente. Ces observations vont dans le même sens, elles montrent que la pseudo-turbulence favorise la transition de l'écoulement moyen.

Ciucci et al. (1998) ont étudié l'influence d'un fort niveau de pseudo-turbulence ($\sigma = 43\%$) sur les profils d'énergie cinétique turbulente, pour les modèles $k-\varepsilon$ et v^2-f. Le maximum de k garde la même valeur et est décalé vers la paroi pour le modèle $k-\varepsilon$, tandis que pour le modèle v^2-f la position ne change pas et la surestimation est réduite. La modification des profils de vitesse moyenne due à la pseudo-turbulence ne semble survenir qu'autour de la position de transition du profil moyen (Fournier 2005).

Gallier et al. (2004) étudient les oscillations de l'écoulement dans une configuration de canal à paroi débitante avec cavité. Cette configuration ne correspond pas à une expérience en gaz froid mais à la géométrie interne d'un moteur à échelle réduite de l'ONERA (LP6t28). La simulation est instationnaire et la turbulence est traitée par l'approche semi-déterministe de Kourta (1999) avec le modèle $q-\omega$ de Coakley, où $q = \sqrt{k}$. L'approche semi-déterministe est basée sur une décomposition des quantités de l'écoulement en partie cohérente et partie aléatoire. Dans la configuration simulée, du VSP et du VSO sont produits et interagissent avec l'acoustique via le couplage décrit précédemment, générant des ODP. Gallier et al. (2004) ont notamment étudié l'influence de la turbulence injectée sur les oscillations de pression. Avec le modèle qu'ils utilisent la

10. Comme expliqué au début de la section 1.6.3, dans cette branche de la littérature le terme *transition* est couramment utilisé pour désigner les évolutions des propriétés de l'écoulement qui sont attribuées expérimentalement à la transition. Il s'agit en fait de prévoir ou reproduire les effets de la transition, sans pour autant la modéliser.

pseudo-turbulence se traduit par la condition limite $q_{inj} = \sigma V_{inj}$. Les résultats de ces simulations sont synthétisés par la figure 1.25, qui représente le niveau d'oscillations de pression rapporté à celui en régime laminaire pour chaque valeur de pseudo-turbulence. Cette figure montre que le niveau de pseudo-turbulence a une forte influence sur les oscillations de pression lorsque $\sigma > 0,1\%$. Il est notable que pour $\sigma > 5\%$ les structures issues du détachement tourbillonnaire sont totalement dissipées et il n'y a plus d'oscillations de pression.

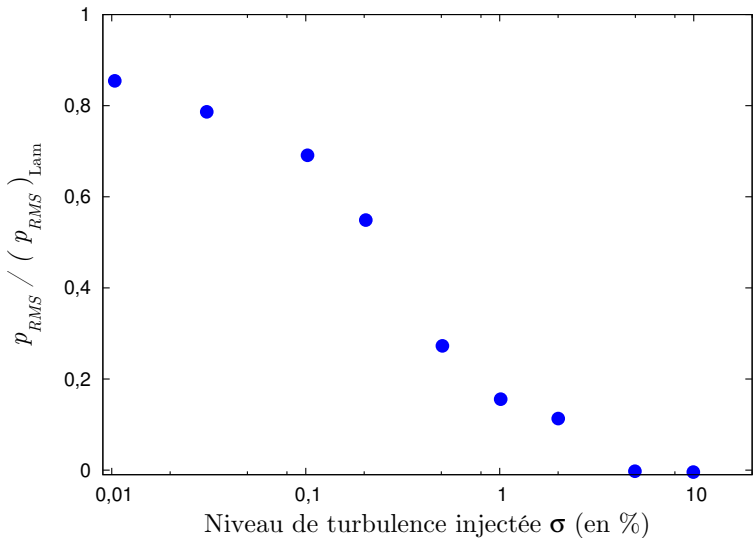


FIGURE 1.25 – Effet de la turbulence injectée sur les niveaux d'oscillations de pression, d'après Gallier et al. (2004).

1.6.6 Bilan sur les simulations avec modèle de turbulence

Les études rassemblées dans cette partie portent sur la simulation d'un écoulement turbulent dans un conduit à paroi débitante avec modélisation complète de la turbulence. En premier lieu elles montrent que la turbulence dans ce type d'écoulement est globalement mal prévue par les modèles classiques, qu'ils soient du premier ou du second ordre. On observe généralement une bonne prévision de la forme du profil moyen mais une forte surestimation des intensités turbulentes. La désactivation des fonctions d'amortissement sur la paroi injectante permet d'améliorer la précision des modèles $k-\varepsilon$ et $k-l$. D'autre part les modèles du second ordre dans leur formulation d'origine surestiment moins la turbulence.

La turbulence injectée à la paroi débitante, qui traduit via la pseudo-turbulence le bruit d'injection expérimental, a une forte influence sur l'écoulement. La position de la transition de l'écoulement moyen est avancée par la turbulence injectée, et les niveaux d'intensité turbulente en aval sont modifiés en conséquence. De plus cette augmentation du niveau de turbulence dissipe les structures tourbillonnaires de l'écoulement et réduit les oscillations de pression.

Ces études montrent notamment que les choix du modèle de turbulence et du niveau de turbulence injectée ont une grande importance sur les niveaux de fluctuation de l'écoulement.

1.7 Simulations résolvant la turbulence

On s'intéresse dans cette partie à des méthodes de simulation numérique dans lesquelles au moins une partie des échelles turbulentes est résolue. On peut distinguer deux philosophies à propos

de la gamme d'échelles turbulentes à résoudre.

L'approche appelée simulation numérique directe (DNS) consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes avec une discrétisation spatiale et temporelle suffisante pour capturer toutes les échelles de l'écoulement. Dans le cas d'un écoulement turbulent les plus petites échelles sont généralement celles de la turbulence (échelles de Kolmogorov). Elles peuvent être séparées de plusieurs ordres de grandeur des plus grandes échelles de l'écoulement. Capturer par simulation les phénomènes se produisant à ces petites échelles nécessite une discrétisation d'espace extrêmement fine ainsi que des schémas numériques précis. La DNS est donc une méthode très coûteuse pour la simulation d'un écoulement turbulent. Dans l'approche DNS, l'intégralité de la physique de l'écoulement est simulée.

Une autre approche, appelée simulation des grandes échelles (LES, pour *Large Eddy Simulation*), consiste à limiter la résolution aux plus grandes échelles de la turbulence. Dans cette approche les *grandes* échelles sont résolues tandis que les *petites* échelles sont modélisées. Les équations de Navier-Stokes sont filtrées, et la notion de *grande* et *petite* échelle est définie par le filtre. En pratique, l'échelle de longueur du filtre est le plus souvent définie par la discrétisation spatiale du domaine, c'est-à-dire le maillage. Les échelles de l'écoulement pour lesquelles la résolution du maillage est insuffisante sont traitées par le modèle de sous-maille. Ce modèle assure notamment leur échange d'énergie avec les échelles résolues. Il s'agit dans la plupart des cas d'une dissipation par la turbulence de sous-maille. L'échelle spatiale de filtrage, via le maillage, détermine le niveau de physique capturé par la méthode, mais également son coût.

Ces deux méthodes de simulation résolvent la turbulence, elles sont donc théoriquement capables de prévoir la transition laminaire-turbulent et le développement de la turbulence. La différence entre les méthodes se fait sur les plus petites échelles, donc *a priori* dans la partie de l'écoulement en régime de turbulence développée.

Avec ces approches la physique de l'écoulement est résolue (aux grandes échelles pour la LES ou totalement pour la DNS), ce qui permet de capturer et d'étudier certains phénomènes de l'écoulement. Ces approches peuvent donc être utilisées pour réaliser des études pour lesquelles les expériences sont limitées, que ce soit pour des questions d'instrumentation, de réalisation ou de coût. Les principales motivations d'étude de l'écoulement dans un conduit à paroi débitante avec ces méthodes sont :

- la définition de loi de paroi ;
- l'étude des mécanismes de transfert d'énergie près de la paroi ;
- la description de la transition laminaire-turbulent.

1.7.1 DNS par traitement asymptotique

Principe

La DNS est une nécessité pour étudier finement les mécanismes de transferts d'énergie et les lois de vitesse près de la paroi. Cependant simuler des structures très fines sur un grand domaine comme un montage en gaz froid complet a un coût aujourd'hui encore prohibitif. Une méthode a été développée à l'université d'Urbana-Champaign pour contourner ce problème. Il s'agit d'une adaptation de la méthode multi-échelle de Spalart (1988) à l'écoulement modèle.

Considérons un phénomène évoluant lentement dans une direction. L'objectif de la méthode multi-échelle est d'approcher son état local par une simulation périodique dans la direction d'évolution lente. Spalart (1988) l'a utilisée pour simuler la couche limite turbulente. Cette méthode présente

plusieurs avantages. D'abord elle permet de réduire nettement la taille du domaine à simuler. Ensuite le problème des conditions aux limites turbulentes en entrée est levé. Finalement, par le passage à des conditions périodiques, elle permet l'utilisation de méthodes spectrales qui sont très précises.

Cette méthode a été adaptée par Venugopal et al. (2000, 2008), Zhang & Jackson (2011) à l'écoulement incompressible induit par injection en paroi d'un canal. L'hypothèse de travail choisie par les auteurs est que l'évolution axiale de l'écoulement moyen et du niveau de fluctuations est lente, tandis que celle des fluctuations turbulentes est rapide.

La décomposition multi-échelle dans la direction axiale est traduite par l'introduction d'une variable *rapide* z_f et d'une variable *lente* z_s :

$$z_s = \epsilon\, z \qquad\qquad z_f = z \tag{1.32}$$

Dans cette définition ϵ exprime la contribution de l'injection locale au débit massique à la position Z. En raison des propriétés de l'écoulement et de l'hypothèse d'incompressibilité, ϵ définit également la position axiale d'étude :

$$\frac{Z}{R} = \frac{1}{\epsilon} \tag{1.33}$$

L'hypothèse d'évolution lente, présentée ci-dessus, est vérifiée lorsque $\epsilon \ll 1$. Avec cette formulation l'opérateur de dérivation par rapport à z devient :

$$\frac{\partial}{\partial z} \rightarrow \underbrace{\frac{\partial}{\partial z_f}}_{\text{dérivée rapide}} + \underbrace{\epsilon \frac{\partial}{\partial z_s}}_{\text{dérivée lente}} \tag{1.34}$$

Pour obtenir la formulation multi-échelle, la décomposition (1.32) et les opérateurs associés sont introduits dans les équations de Navier-Stokes écrites pour un écoulement incompressible. La formulation finale est le résultat d'un traitement délicat des termes contenant des dérivées lentes, avec une modélisation de certains termes. On pourra se référer à Venugopal et al. (2008) pour le détail et les justifications des transformations réalisées pour une configuration plane, et à Zhang & Jackson (2011) pour l'extension en configuration cylindrique.

Résultats

Le système d'équations en formulation multi-échelle est résolu avec le schéma d'ordre élevé incompressible de Zhang & Jackson (2009). Le domaine physique simulé est une portion axiale du conduit dont les dimensions normalisées par le rayon sont $L_z \times L_r \times L_\theta = [0; 2\pi] \times [0; 1] \times [0; 2\pi]$. La grille utilisée a 128^3 points et est raffinée près de la paroi injectante. Trois positions, correspondant à trois degrés de développement des fluctuations, sont présentées : $\epsilon = 0,1; 0,04$ et $0,025$.

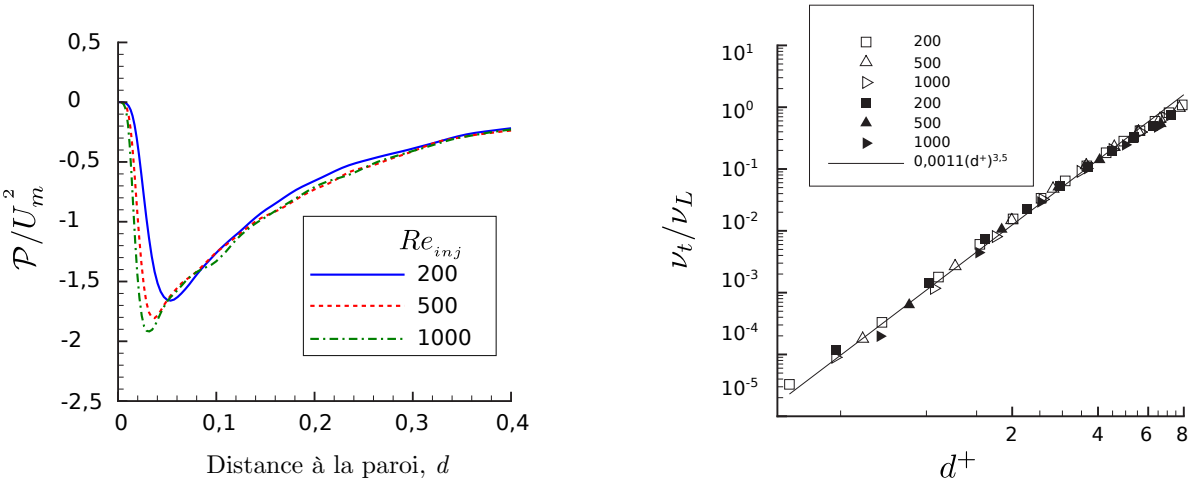
Zhang & Jackson (2011) utilisent la simulation numérique directe pour étudier la répartition radiale de l'énergie de l'écoulement. Le cisaillement moyen, ainsi que la production et la dissipation visqueuse d'énergie cinétique turbulente sont calculés pour plusieurs valeurs du nombre de Reynolds d'injection. Il est notamment montré, voir figure 1.26a, que plus le nombre de Reynolds d'injection est élevé, plus la production d'énergie cinétique turbulente est importante et se produit près de la paroi injectante.

Zhang & Jackson (2011) montrent également une prédominance des fluctuations de vitesse axiale dans le cisaillement en proche paroi. Une nouvelle vitesse de cisaillement en présence d'injection

forte est proposée. La différence avec la formulation classique, sans injection, réside dans une modification du calcul du taux de cisaillement pour prendre en compte l'injection :

$$u_{\tau,inj} = \sqrt{\frac{\tau_{w,inj}}{\rho}} \qquad \text{avec} \qquad \tau_{w,inj} = \mu \left| \frac{\partial(\overline{U}_z + u_{z,rms})}{\partial r} \right|_w \tag{1.35}$$

Avec cette définition de la vitesse, l'évolution du rapport de viscosité avec la distance à la paroi devient indépendante du nombre de Reynolds d'injection. Une loi analytique, obtenue par réduction des données de simulation, est également tracée sur la figure 1.26b.



(a) Terme de production d'énergie cinétique turbulente, $\mathcal{P} = \overline{u_i u_r}\frac{\partial U_i}{\partial r}$, normalisé par le carré de la vitesse moyenne dans la section.

(b) Evolution du rapport de viscosité près de la paroi. $d^+ = (1-r)u_{\tau,inj}/\nu$

FIGURE 1.26 – Résultats de DNS de Zhang & Jackson (2011)

La taille du domaine physique à simuler est nettement réduite en adoptant cette formulation multi-échelle. Venugopal et al. (2008), Zhang & Jackson (2011) ont ainsi été capables de réaliser des DNS d'écoulement à paroi injectante. Une vitesse de cisaillement pertinente pour une configuration avec injection forte a été déduite de leurs observations. Avec cette vitesse, il est observé que le rapport de viscosité peut être relié directement à la distance à la paroi. Un point d'inflexion de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente en très proche paroi est également observé par Zhang & Jackson (2011).

Il est néanmoins noté par Zhang & Jackson (2011) qu'une augmentation importante du nombre de cellules dans la direction axiale pourrait être nécessaire pour atteindre une convergence en maillage. Ils montrent également que cette approche est inadaptée pour l'étude de l'écoulement au fond avant, où ϵ est grand, ou près d'une tuyère à cause des effets de compressibilité.

1.7.2 LES du montage complet

L'objectif des études par LES de l'écoulement dans des montages en gaz froid est de prévoir à un coût raisonnable les propriétés générales de l'écoulement : transition laminaire-turbulent, profil de vitesse moyenne, intensité turbulente. Ces simulations donnent accès à un certain détail de la physique de l'écoulement, notamment les effets de bruit d'injection et de compressibilité. Cependant l'information recherchée est beaucoup moins locale et quantitative que dans les études par DNS.

Il est important de préciser que des simulations aux grandes échelles ont été réalisées avec des méthodes asymptotiques par Venugopal et al. (2000), Wasistho & Moser (2005). Ces travaux, également réalisés au sein de l'université d'Urbana-Champaign, sont en fait précurseurs des DNS présentées précédemment. Des simulations LES bidimensionnelles ont également été réalisées par Liou et al. (1998), Apte & Yang (2001). Cependant les structures turbulentes sont tridimensionnelles, comme le montrent les expériences et les DNS. On se focalisera dans cette partie sur les simulations LES tridimensionnelles du domaine complet, c'est-à-dire du fond avant à la sortie.

Les travaux de simulation LES de la littérature se sont concentrés sur des configurations de canal plan. Le montage de Traineau et al. (1986) a été simulé par Wasistho et al. (2002, 2004), Apte & Yang (2003), et le montage VECLA a été simulé par Chaouat & Schiestel (2005), Dupuy et al. (2011), Dupuy (2012). Il y a deux problématiques majeures dans ces travaux. Tout d'abord, les méthodes numériques à utiliser pour reproduire les propriétés de l'écoulement le plus efficacement possible. Il se pose notamment la question de la modélisation des termes de sous-maille. Ensuite, la forme et le niveau du bruit numérique permettant de représenter les effets du bruit d'injection sur la transition et la turbulence dans l'expérience.

Méthode numérique

Modélisation de sous-maille. Wasistho et al. (2002) ont étudié l'influence de la modélisation de sous-maille des tensions et de l'énergie. Selon les auteurs la modélisation de l'énergie n'a pas d'importance. Les résultats sont comparables pour les deux modèles dynamiques des tensions de sous-maille, le modèle de Smagorinsky et un modèle mixte. Apte & Yang (2003) utilisent un modèle de Smagorinsky dynamique pour la modélisation en sous-maille. Dupuy et al. (2011) ont procédé à une comparaison de simulations avec le modèle de sous-maille de Smagorinsky et sans modèle de sous-maille (MILES). Ils montrent que l'utilisation du modèle de Smagorinsky a peu d'effet sur l'écoulement moyen et la transition, mais qu'il améliore la prévision des quantités turbulentes. Chaouat & Schiestel (2005) proposent un modèle de sous-maille dynamique basé sur le transport des tensions de Reynolds. Leur approche (PITM) est destinée à la simulation d'écoulements anisotropes avec une turbulence hors équilibre.

Bruit numérique. Un bruit numérique est utilisé dans ces simulations, pour reproduire les effets du bruit d'injection dans les expériences en gaz froid de référence. Apte & Yang (2003) introduisent un bruit temporel sur le débit massique de la paroi injectante. Le bruit est gaussien et a une forte amplitude, à savoir 90% du débit moyen. Ce bruit a une influence importante sur la position de la transition, mais faible sur l'écoulement moyen.

La même forme de bruit a été utilisée par Wasistho et al. (2002) avec deux niveaux, 5% et 50%, sur des grilles peu raffinées. Ils montrent que l'influence du niveau de bruit concerne principalement les régions laminaires et le début de la région de transition, et que la région turbulente est peu affectée.

Par ailleurs, une méthode de bruit corrélé en temps est proposée par Dupuy (2012). L'objectif de cette méthode est d'injecter un bruit particulier dont l'échelle de temps et le spectre d'énergie sont cohérents avec des mesures. L'auteur espère ainsi favoriser le développement de comportements proches de l'expérience. En effet, des mesures réalisées sur le montage VECLA mettent en évidence une corrélation temporelle et une décroissance fréquentielle particulières. Le cœur du modèle de bruit est un processus stochastique capable d'imposer ces propriétés à un signal aléatoire. Le bruit est imposé dans la simulation sous la forme d'un terme source sur la masse volumique dans les cellules près de la paroi injectante. L'étendue de la zone sur laquelle est appliqué ce bruit et l'amplitude

du bruit sont en revanche arbitraires. Cette méthode permet de construire un bruit ayant un sens physique. Elle requiert cependant la détermination expérimentale de certaines propriétés.

Résultats

La transition laminaire-turbulent de l'écoulement dans un canal plan complet est capturée dans les simulations de Apte & Yang (2003) et Dupuy (2012). Les visualisations des structures tourbillonnaires, par exemple figure 1.27, mettent en évidence le développement et l'amplification des structures cohérentes du VSP dans le début du domaine. Passée une position limite, elles disparaissent au profit de structures d'échelles plus petites et sans ordre apparent, ce qui est interprété par les auteurs comme une preuve de la transition laminaire-turbulent.

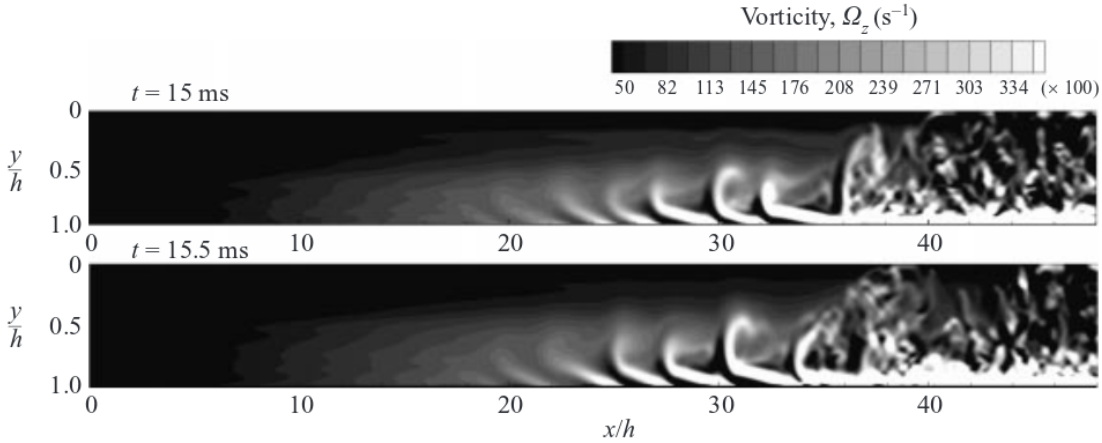


FIGURE 1.27 – Champs instantannés de vorticité dans la direction transverse, dans Apte & Yang (2003)

La simulation de Apte & Yang (2003) reproduit les conditions de l'expérience de Traineau et al. (1986). Les profils de vitesse moyenne et de niveaux de fluctuations pour la simulation sont très proches des mesures à toutes les positions de comparaison. Dans le cas de Dupuy (2012), qui reproduit les conditions d'une expérience sur le montage VECLA, les niveaux de fluctuations sont surestimés. Cependant, leur évolution spatiale suit celle de l'expérience. Dans ce travail la position de la transition a également été évaluée sur la base de l'évolution du coefficient de quantité de mouvement β, équation (1.29). La position de début de transition simulée est en accord avec celle de l'expérience.

Bilan

Il a été montré dans ces travaux sur des configurations planes qu'une simulation LES peut prévoir des propriétés importantes de l'écoulement comme :

- la position de début de la transition ;
- les étapes de la transition : croissance linéaire, phénomènes non linéaires, tridimensionnalisation ;
- les profils d'intensité turbulente et le déplacement de leur maximum vers la paroi injectante.

Une transition cohérente vis-à-vis de l'expérience a été simulée par Dupuy (2012), avec un bruit uniforme instationnaire, et par Apte & Yang (2003) avec un bruit spatial et stationnaire. La fidélité de la simulation à l'expérience dépend cependant du niveau de bruit injecté (Apte & Yang 2003). En revanche, de l'avis de plusieurs auteurs, la modélisation de sous-maille ne semble pas avoir une grande importance.

Ces travaux montrent également que les simulations LES sont capables de simuler le développement de la transition dans un montage complet. La discrétisation spatiale pour ces LES est bien inférieure à celle utilisée dans les DNS présentées précédemment.

1.8 Positionnement de la thèse

Il s'agit maintenant de voir comment les informations de la littérature scientifique citée peuvent être utilisées pour aborder les objectifs de cette thèse. Trois axes de recherche ont été définis pour structurer le travail de thèse :

- Mettre en évidence le lien entre l'amplification de modes VSP et la transition laminaire-turbulent dans une expérience ;
- Montrer l'influence de la transition sur les modes VSP par simulation numérique URANS ;
- Simuler la transition suivant l'amplification de modes VSP, par approche LES.

Le point central dans ce travail est que l'on dispose des mesures réalisées par Avalon & Lambert (2001) sur le montage VALDO en configuration à quatre éléments, pour lesquelles la turbulence a été observée. Cette expérience est donc prise comme cas d'étude dans ce manuscrit, aussi bien pour l'analyse de mesures que pour la configuration à simuler.

Des travaux sur la transition laminaire-turbulent d'un écoulement en conduit à paroi débitante ont été réalisés, et notamment par Dunlap et al. (1990), mais sans prendre en compte l'existence d'une instabilité modale dans l'écoulement. Par ailleurs, Yagodkin (1967) ne donne pas suffisamment d'informations sur la mise en évidence de la transition pour reproduire ce travail avec les mesures de VALDO. Une nouvelle approche d'analyse de la transition prenant en compte le VSP est donc nécessaire. Comme l'amplification des modes de cette instabilité dépend notamment de la position radiale, l'approche doit permettre une analyse locale de la transition.

Les simulations URANS de Vétel et al. (2003b) et Gallier et al. (2004) ont mis en évidence une forte influence de la turbulence sur les niveaux de fluctuations de l'écoulement, cependant l'écoulement est considéré soit laminaire soit turbulent dans tout le domaine. A notre connaissance, la transition n'a jamais été prise en compte dans ce genre de simulations, à l'exception peut-être du travail de Ciucci et al. (1998) pour lequel les détails de sa prise en compte ne sont pas donnés. La plupart des auteurs jouent en fait sur la modélisation de la turbulence pour reproduire l'évolution de l'écoulement moyen qui accompagnerait la transition (Sabnis et al. 1989a). Or étudier l'influence de la transition sur les modes VSP nécessite de prendre en compte effectivement la transition. Face à l'absence de modélisations de la transition pour cette configuration, la démarche choisie est d'imposer la transition mise en évidence par l'analyse expérimentale dans la simulation, ce qui nécessite la mise en place d'une méthode adaptée.

Une approche résolvant la turbulence, ou au moins ses plus grandes échelles, est nécessaire pour simuler le développement d'une transition laminaire-turbulent suite à l'amplification de modes VSP. Compte tenu du développement spatial des modes VSP et de l'importance de leur couplage avec l'acoustique, on choisit de simuler l'ensemble du domaine. Ceci exclut l'utilisation de l'approche DNS sur un domaine périodique de Venugopal et al. (2008) et Zhang & Jackson (2011). On suit

donc l'approche de Apte & Yang (2003) et Dupuy (2012) consistant à simuler par LES l'ensemble du domaine avec l'ajout d'un bruit important, et qui a permis de simuler la transition en configuration plane.

Première partie

Analyse expérimentale

Chapitre 2

Etude expérimentale de la transition laminaire-turbulent

L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence la transition laminaire-turbulent dans le montage expérimental VALDO. Pour cela on procède à l'analyse de mesures de la campagne d'essais VALDO réalisée par G. Avalon en 2001 (Avalon & Lambert 2001). Le cœur de ce chapitre est un article publié dans la revue Experiments in Fluids en janvier 2014 sous le titre *On the laminar-turbulent transition in injection-driven porous chambers*.

La transition laminaire-turbulent ne met pas en jeu de phénomène d'intermittence pour le type d'écoulement considéré dans le cadre de ce travail. Une méthode d'analyse de la transition est donc développée en prenant en compte les propriétés de l'instabilité hydrodynamique de l'écoulement, le VSP. Elle repose sur une étude locale du régime de l'écoulement, dans laquelle le régime laminaire est repéré par la prédominance des modes VSP, et le régime turbulent par l'absence de ces modes ainsi que des propriétés théoriques de turbulence développée. L'étude est menée sur les mesures de vitesse avec trois approches fondées sur l'examen de propriétés différentes : la répartition d'énergie entre les fréquences, la présence de structures cohérentes, et la distribution statistique. Des grandeurs quantitatives sont extraites de chaque approche afin de pouvoir décrire l'évolution du régime de l'écoulement dans le domaine, et en déduire la position de la transition laminaire-turbulent.

L'analyse de la transition est pertinente sur la seconde moitié du domaine, c'est-à-dire $z/R \geqslant 12,8$. L'étude des fluctuations près du fond avant est réalisée afin d'apporter un complément de vision sur l'expérience. On cherche ainsi à déterminer si les modes acoustiques ont une influence sur les fréquences émergeant dans les signaux de vitesse près du fond avant. Par ailleurs les mesures de vitesse en très proche paroi sont analysées pour évaluer le bruit d'injection, c'est-à-dire les fluctuations induites par la paroi poreuse, qui est une caractéristique importante d'un montage gaz froid. Les fluctuations de vitesse plus faibles près du fond avant sont en effet favorables pour cette étude. Enfin, en s'appuyant sur l'analyse des fluctuations de vitesse sur toute la longueur du domaine, on cherche à mettre en évidence l'évolution axiale de l'écoulement jusqu'au régime turbulent.

2.1 Mise en évidence de la transition laminaire-turbulent dans le montage VALDO

L'article inclus dans ce chapitre a quelques notations différentes de celles utilisées dans le reste du manuscrit. Dans un souci de clarté, ces notations ainsi que les notations correspondant dans le manuscrit sont précisées dans le tableau 2.1.

notation dans l'article	définition	notation dans le manuscrit
L	longueur d'un élément de VALDO	$L/4$
x	position axiale	z
U_x	vitesse axiale instantanée	U_z
Re	nombre de Reynolds d'injection	Re_{inj}
PVS	(indice) lié au VSP	VSP
p	densité spectrale de puissance	DSP
U	vitesse mesurée par la sonde	V_{FC}

Table 2.1 – Notations propres à cet article

La notion d'*élément* du montage VALDO vient du fait que ce montage est modulaire, c'est-à-dire qu'il est constitué d'éléments indépendants. La configuration étudiée dans le manuscrit est une configuration simple à quatre éléments identiques, d'où la notation de $L/4$ pour la longueur de chaque élément. La plupart des campagnes de mesures ont été réalisées avec des configurations à trois éléments.

Exp Fluids (2014) 55:1643
DOI 10.1007/s00348-013-1643-y

RESEARCH ARTICLE

On the laminar-turbulent transition in injection-driven porous chambers

B. Gazanion · F. Chedevergne · G. Casalis

Received: 15 July 2013 / Revised: 14 November 2013 / Accepted: 2 December 2013
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2013

Abstract This paper presents a characterization of the laminar-turbulent transition in a cold flow setup, representative of the flow in a solid rocket motor. Recent developments based on a linear stability analysis of this particular flow have highlighted the existence of intrinsic instabilities, generating the so-called parietal vortex shedding, responsible for thrust oscillations. From this essential ingredient, an original interpretation of the laminar-turbulent transition is proposed using three approaches. Eventually, a description of the laminar and turbulent areas is obtained for the entire flow, from which a transition line is defined.

1 Introduction

Long segmented solid rocket motors (SRM) are known to exhibit thrust oscillations due to internal pressure fluctuations. Following pioneer papers (Brown et al. 1981; Dunlap et al. 1990; Flandro and Majdalani 1971; Yagodkin 1967), this issue has been intensively studied during the last fifteen years, especially in France (Avalon and Josset 2006; Avalon et al. 2000; Chedevergne and Casalis 2005; Prévost and Godon 2005), to ensure the reliability of the Ariane 5 launcher. One of the main outcomes of this work lies in the characterization of intrinsic instabilities of the internal flow (Casalis et al. 1998; Vuillot 1995). The mechanism that triggers instabilities can be examined through a simplified flow model, known as the Taylor–Culick flow (Taylor 1956; Culick 1966). Based on this model flow, linear stability analysis (Chedevergne et al. 2006; Griffond et al. 2000) revealed the existence of temporally damped stability modes. Nonetheless, through coupling mechanisms involving acoustic modes of the channel, these spatially amplified modes can emerge to produce vortex shedding (Boyer et al. 2012; Chedevergne et al. 2012), called parietal vortex shedding (PVS). The most interesting results is that comparisons with pressure oscillations in subscale SRM (Chedevergne and Casalis 2006), for which mean flows slightly depart from the Taylor–Culick solution, are very good, supporting the relevance of the stability approach to explain the thrust oscillations phenomena. This is a major achievement in the understanding of the occurrence of thrust oscillations in SRM. Recently, applications (Ballereau et al. 2011) to real full scale SRM, such as P230 or SRMU of Ariane 5 and Titan IV launchers, respectively, have definitively established the link between the intrinsic instabilities defined by the linear theory and the observed thrust oscillations.

These successful analyses have brought a new insight into the issue; however, some important problems remain unresolved. For instance, the Taylor–Culick solution, given by Eq. (1), on which the stability analysis relies, stands for a laminar mean flow. Now, as the flow in a solid rocket motor is probably partially or totally turbulent during the flight, the relevance of linear stability theory is raised. More generally, the type of the flow, whether it is laminar or turbulent, is undetermined in SRM. The need for a characterization of the type of flow in SRM is essential in the sense that turbulence is expected to occur somewhere in the rear part of the motor and to interact with the PVS modes responsible of thrust oscillations. Numerous applications exist, ranging from linear stability analysis to numerical simulations taking into account the laminar-turbulent transition.

B. Gazanion · F. Chedevergne (✉) · G. Casalis
Aerodynamics and Energetics Modelling Department, ONERA, 2 Avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse, France
e-mail: francois.chedevergne@onera.fr

Published online: 13 December 2013

A fundamental difference of behavior exists between planar and cylindrical configurations concerning the characterization of laminar-turbulent transition. Indeed, in the planar case (Traineau et al. 1986), laminar and turbulent regions are easily identified through mean velocity profiles modifications in the same way as in boundary layer flows. Numerical simulations (Apte and Yang 2003) support the measurements and show the influence of PVS in the transition process. However, there is no equivalent work in cylindrical coordinates, neither numerically nor experimentally.

To start addressing this question, existing experimental database on cold flow setups can be examined focusing on the detection of laminar-turbulent transition. The cold flow setup of ONERA, named VALDO, that reproduces the flow characteristics of SRM, has been used in the last decade to prove the existence of PVS (Avalon and Josset 2006). Measurement campaigns providing velocity and pressure signals were previously conducted and are now post-processed with the objective of determining the actual type of the flow. The present paper proposes different signal processing leading to the characterization of the transition location in the VALDO setup.

The first part is dedicated to the description of the VALDO setup and the measurement techniques. Then, the second part presents the factors defined to analyze the measured signals that lead to the characterization of laminar-turbulent transition in the flow, finally explained in the third part.

2 VALDO cold flow setup

The experimental setup VALDO was operated at ONERA by Avalon and Josset (2006) from 2000 to 2011. It aimed at reproducing the inner flow of a SRM using a cold gas approximation, to study its features and oscillatory phenomena. Several campaigns were conducted over this period to investigate vortex sheddings, acoustics and structure vibration of inner parts such as inhibitors. All the informations presented in this article about the experimental setup configuration and the measurements concern the 2001 campaign. The latter was dedicated to the characterization of the intrinsic instabilities of the flow which existence was predicted by stability analysis. This experimental work provided reference oscillation frequencies to support the development of stability methods capable of dealing with this 2D axisymmetric non-parallel flow. The measurement process was therefore adapted to capture axisymmetric coherent structures with rather low frequencies. As a consequence, choices made for the 2001 campaign are not optimal for the laminar-turbulent transition investigation which is the aim of the present work. These limitations have been carefully considered in the present analyses.

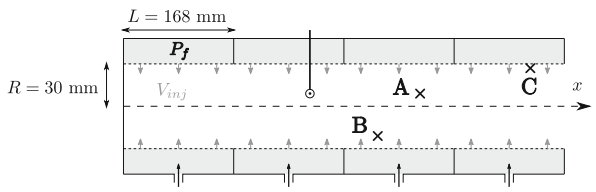


Fig. 1 VALDO setup in its 4 elements configuration. Points *A*, *B* and *C* are the locations of the three representative signals used in Sect. 4

VALDO is a modular cylindrical cold flow setup designed to model the injection-driven flow in a SRM (Avalon and Josset 2006). The modeling principle is that of Yagodkin (1967) and Brown et al. (1981), Dunlap et al. (1990), i.e., a porous cylinder placed in a pressurized chamber producing a homogeneous wall injection. Up to four identical cylinders of 168 mm length, 30 mm inner radius R and 5 mm wall thickness, built in a material with a porosity of 18 μm[1], can be mounted in order to vary the total length of the duct. Each cylinder is enclosed in a pressurized chamber, fed in air by three tubes equally distributed, creating an independent injection element. Other features such as cavities and inhibitors can be added to VALDO in order to mimic technological details of a SRM. In addition, an adaptive nozzle can be mounted on the downstream end to control the output flowrate.

In the present work, VALDO is in a simple configuration composed of four injection elements assembled together without any cavity or inhibitor, as shown in Fig. 1, providing a 672-mm-long porous channel with an aspect ratio of $4L/R = 22.4$. The channel is closed at one extremity, named head-end, which is chosen as the origin for the axial position x. The other end is a nozzleless open exit. The injection velocity is therefore determined by the chosen feeding pressure and channel wall porosity. A feeding pressure $P_f = 3.5$ bar has been used, leading to an injection velocity of 1.05 ms^{-1}. A heating device regulates the input flow temperature to maintain an inner channel temperature of 20 °C.

One of the four elements of VALDO is specially designed for inner measurements in two sections located at 49 and 119 mm from one of its extremity along the axis. Each section is equipped with three ports, one every 120°, in order to hermetically insert probes through the chamber into the channel, as depicted in the right part of Fig. 2.

The first port hosts a hot-wire probe mounted on a motorized stage. The latter moves the probe vertically from 0 mm, i.e., the injection wall, to 58 mm inside the chamber (i.e., closed to the opposite wall). The single wire of this

[1] Poral bronze, made of sintered small bronze spheres.

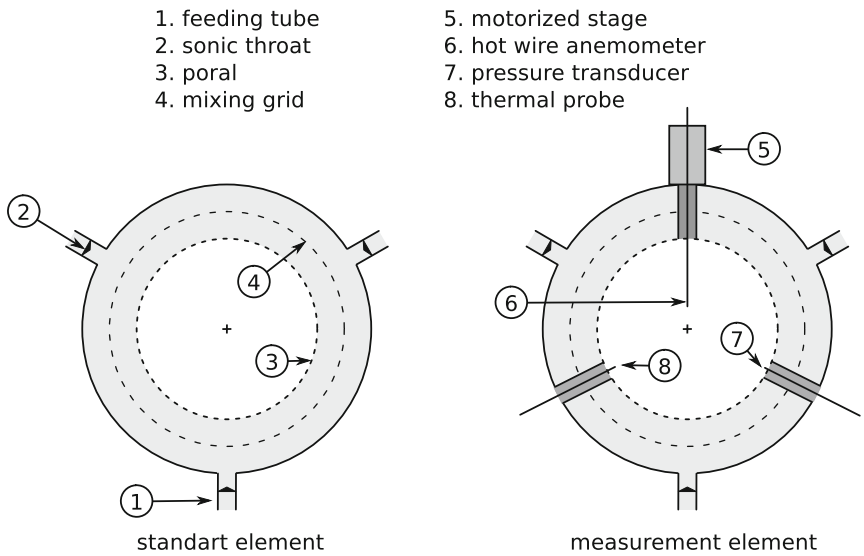


Fig. 2 Longitudinal cutting plane of VALDO for a standard element (*left*) and for the measurement element (*right*)

probe is set horizontal and perpendicular to the channel axis, therefore the measured instantaneous local velocity is $U = \sqrt{U_x^2 + U_r^2}$. The other ports of the same section, called measurement section, host a thermal probe and a pressure transducer. According to the particular form of the mean flow, pressure and temperature mainly evolve in the longitudinal direction. They can reasonably be considered constant over the section, so that only one measurement position is needed in each section. A pressure transducer on the head-end wall and another in a feeding chamber complete the experimental apparatus.

The measurement database consists in the instantaneous signals from the five probes for all the hot-wire available positions. For a given position, the signals of the probes were sampled simultaneously during 1 s at a frequency of 4,000 Hz. A low-pass filtering with a cutting frequency of 2,000 Hz was used by the sampling device to prevent aliasing during signal processing. Due to the modular design of the VALDO setup, the measurement element can by successively switched with each other element, which gives a set of 8 different measurement sections. For each available section, the flow velocity was measured vertically every 2 mm providing a total of 240 measurement positions.

The constant temperature anemometry system consists of a 1210-T1.5 (TSI) single-component hot-wire probe with an IFA100 (TSI) anemometer. The hot-wire probe is a 3.8-µm diameter and 1.27-m length tungsten–platinum wire. Measurements were conducted with an overheat ratio of 1.96, corresponding to a temperature difference of 130 K between the wire and the flow. The anemometer is designed to capture unsteady phenomena with frequencies up to 150 kHz. The anemometry system was calibrated for measurements at 20 °C and over the velocity range of the experiment using a TSI 1127 calibrator. The pressure transducers model is XT-190-100A (Kulite), and the thermal probe is a cold-wire PT100 sensor (Thermocoax).

3 Mean flow and linear stability analysis

Considering a cylinder closed at one end, for which a constant injection of an inviscid gas is applied on its lateral wall, an analytic solution can be reached:

$$\begin{aligned} \overline{U}_x &= \pi \frac{x}{R} V_{inj} \cos\left[\frac{\pi}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \\ \overline{U}_r &= -\frac{R}{r} V_{inj} \sin\left[\frac{\pi}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \end{aligned} \quad (1)$$

where x and r are the cylindrical coordinates, R is the cylinder radius and V_{inj} the injection velocity. This solution is known as the Taylor–Culick flow (Taylor 1956; Culick 1966). It is commonly used as a reference solution to evaluate flow quantities inside SRM. Cold flow setups such as VALDO aim at reproducing this solution. As there is no boundary layer developing along the lateral walls due to injection, the viscosity of air in the rig is not a source of departures from the inviscid solution of Eq. (1). The Taylor–Culick flow is actually a particular solution the Berman's equation (Berman 1953) that accounts for viscous effects through a Reynolds number based on the injection velocity. In cylindrical coordinates, the Berman's equation reads:

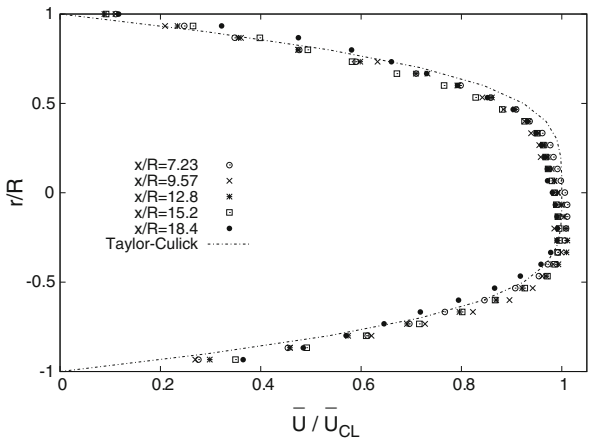


Fig. 3 Mean velocity profiles in the experiment ($V_{inj} = 1.05$ ms^{-1}) compared to analytical solution

$$
\begin{aligned}
&Re = \frac{RV_{inj}}{\nu} \\
&\overline{U}_x = \frac{1}{r}\frac{\partial\overline{\Phi}}{\partial r}, \quad \overline{U}_r = -\frac{1}{r}\frac{\partial\overline{\Phi}}{\partial x} \\
&\overline{\Phi} = xF(r) \\
&\left[\left(\frac{F'}{r}\right)\left(\frac{F'}{r}\right)' - \left(\frac{F'}{r}\right)^2\right]' + \frac{1}{Re}\left[\frac{1}{r}\left(r\left(\frac{F'}{r}\right)'\right)'\right]' = 0 \\
&\left(\frac{F'}{r}\right)'(0) = \left(\frac{F}{r}\right)(0) = F'(1) = 0, F(1) = 1
\end{aligned}
\tag{2}
$$

For $Re \rightarrow \infty$, Berman's equation leads to the Taylor–Culick solution. For $Re > 100$, differences between the Berman's equation and Taylor–Culick solutions are insignificant. In SRM, the Reynolds numbers Re are a least several hundreds, and in the present, VALDO experiments Re is about 2000. Time-averaged measurements of U, denoted $\overline{U}$, at different axial positions are depicted on Fig. 3 and compared to the solution of Eq. (1). The results of those experiments are consistent with Taylor–Culick's mean profiles for low x/R positions. To account for possible injection velocity differences between experiments performed at different moments, a normalization velocity $\overline{U}_{CL}(x)$ is defined for each measurement abscissa. It corresponds to the centerline velocity of the Taylor–Culick solution (1), calculated using an injection velocity deduced from the experimental bulk velocity at the given abscissa.

Experimental profiles are in overall agreement with the Taylor–Culick's ones. The mean velocity profile is close to the laminar solution of Taylor–Culick even for large values of longitudinal position x. Unlike the planar channel configuration, for which a mean flow profile deviation is observed (Traineau et al. 1986) when turbulence acts, no remarkable change can be noticed to determine whether the flow is laminar or turbulent.

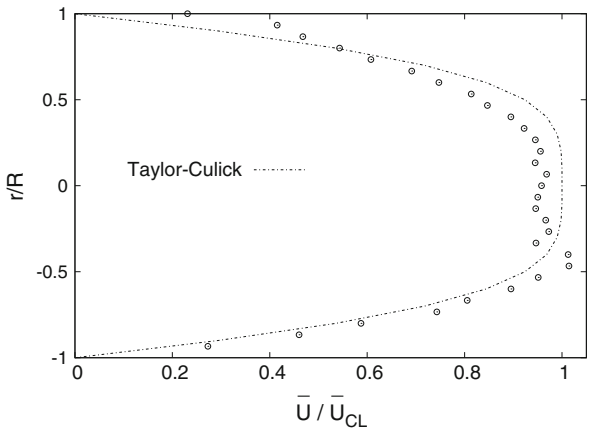
The velocity profile departures from that of Taylor–Culick are recurrent in experiments with a cylindrical porous channel. Similar discrepancies have been reported by Dunlap et al. (1990), Yildiz et al. (2001) and Avalon and Josset (2006). Explanations vary from one author to another.

Dunlap et al. (1990) attribute the asymmetry to a buoyancy effect due to the temperature difference between the flow and the head-end wall; the temperature difference involved in the VALDO setup is far smaller. A partial obstruction of the porous wall due to dust fouling, which affects differently the upper and lower halves of the channel, could also explain this asymmetry. No asymmetry was observed when the setup was places vertically (Dunlap et al. 1990), which supports both explanations.

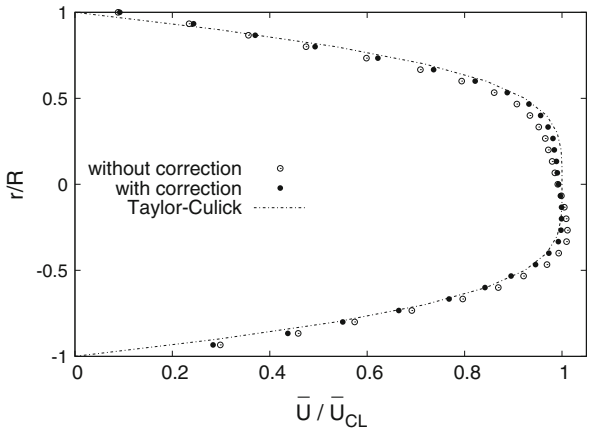
Chedevergne and Casalis (2006) highlight the sensitivity of the mean flow to the injection condition close to the head-end using numerical simulation. Small differences of the injection velocity distribution over the first millimeters can lead to departures from the Taylor–Culick profile in the head-end region that reduce downstream. In an experimental setup, this perturbation of the velocity distribution is likely due to small defects of the porous wall near its junction with the head-end wall. The main induced effect is a bending of velocity profiles around the centerline which is clearly visible in Yildiz et al. (2001). In the present experiment, this injection defect is supposed to act on the first three measurement sections, as in Fig. 4a for instance.

Besides, the traversing hot-wire probe has also an effect on the flow. Indeed, the presence of the probe and its support in the channel directly result in a reduction in the section area. Since the flow is weakly compressible, this leads to an increase in the bulk velocity which evolves linearly with the penetration length of hot-wire support. Estimation of the area reduction shows that this velocity increase reaches 8 % when the hot-wire probe approaches the opposite wall ($r/R = 0.93$). A theoretical correction of this effect significantly reduces the asymmetry, as shown in Fig. 4b. In this experiment, the mean velocity profile departures are probably due to a combination of these effects.

Based on the laminar solution of Taylor–Culick (1), a linear stability analysis has been conducted, leading to the identification of intrinsic instabilities. These instabilities have remarkable characteristics (Chedevergne et al. 2006). They are temporally damped but with a very high amplification rate in the streamwise direction x. They are forming discrete eigenmodes almost regularly spaced in the spectral space. Once amplified, the eigenmodes lead to the arrival of PVS modes that have been observed experimentally in several setups, especially in the VALDO rig. Experimentally, one observes the emergence in the flow of amplified modes with frequencies close to that of the first



(a) $x/R = 1.63$



(b) $x/R = 12.8$

Fig. 4 Departures of mean velocity profiles from the analytical solution

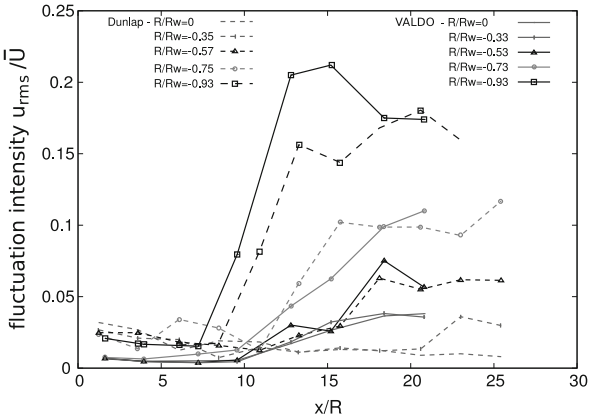


Fig. 5 Fluctuations intensities in two different cold flow setups

acoustic mode of the channel. The mechanisms that lead to this observation are now well understood and have been reproduced through numerical simulations (Chedevergne et al. 2012).

Prior work by Dunlap et al. (1990) provides root mean square (RMS) velocities $u_{rms} = \sqrt{\overline{u^2}}$, with $u = U - \overline{U}$ the fluctuating part of velocity, that can be compared to measurements in the VALDO setup. RMS velocities are normalized by the local time-averaged velocity, standing for local fluctuation intensities. The axial evolution of the fluctuations intensities $u_{rms}/\overline{U}$ for the VALDO measurements and for Dunlap's experiments are drawn in Fig. 5 at several radial positions.

According to Fig. 5, VALDO measurements are in a general good agreement with those of Dunlap et al. However, small discrepancies exist which origins are probably linked to the rig conceptions. Although very similar, the channels used for the two experiments differ in two major points: the number of segments and the wall porosity. The connection of segments locally interrupts the injection, introducing perturbations in the flow. Wall porosity has a real influence on the turbulence levels reached, as indicated by experiments on VALDO with two different porosities.

In the first part of the channels, for $x/R < 7$, the fluctuation amplitudes are low indicating a stable and nearly steady laminar behavior of the flow. Then, in both experiments, a huge spatial amplification is observed from $x/R = 7$ to $x/R = 13$ in the near-wall region. This amplification is characteristic of the eigenmodes described by the linear stability theory. This phenomenon is not transition, which would imply that the flow becomes turbulent, but results from the linear amplification of an intrinsic instability developing on a laminar base flow. Downstream, a saturation is observed, probably due to nonlinear effects, since the linear theory no longer holds for perturbations with large amplitudes. At this stage, the flow is expected to become turbulent.

From this evolution of radial profiles of normalized RMS velocity along the channel, Dunlap et al. (1990) deduced a longitudinal transition position. According to their analysis, transition was claimed to start at $x/R \approx 11$ and end at $x/R \approx 15$, although these authors notice the radial dependence upon the amplification. Their interpretation did not include the presence of PVS in the flow since the theory was not available at that time. Now, in the light of the stability analysis, a new description of the transition can be sought. Besides, as experiments in VALDO were conducted on an established flow with static operating conditions, the type of the flow only evolves spatially. This feature enables a spatial exploration of the type of the flow in order to locate transition regions, surrounded by laminar and turbulent regions.

4 Analysis criteria

In order to access more information on turbulence development inside the chamber, a new description of the transition is sought relying on specific signal processing. Focus is set on fluctuating velocities u. Three signals, representative of those found at the different axial and radial locations, are depicted in Fig. 6. The corresponding positions named A, B and C, are plotted on Fig. 1.

Signal A is a combination of a few number of harmonic modes, and signal B is seemingly a nonlinear interaction of the same modes, while signal C does not present any remarkable pattern. These three examples give an overview of the variety of behaviors found in the channel for $x/R > 7$. As shown in Fig. 5, there is no fluctuations upstream, where the flow is obviously laminar. They illustrate common characteristics of the measured signals : unsteadiness and absence of transitional features such as intermittency classically observed in the boundary layer transition (Arnal and Juillen 1977). Signal processing is therefore required in order to extract information on laminar-turbulent transition.

Three approaches are considered in the present paper involving, respectively, energy spectrum, autocorrelation function and statistics of the signals. These approaches have been retained owing to the fact that each of them bring a particular insight into the flow nature. They are successively described and applied to the representative signals of Fig. 6. A quantitative information is then extracted to characterize the flow nature at the given positions.

4.1 Energy spectrum

First, focusing on energy distribution with respect to frequency, power spectral densities (PSD) are obtained using Welch's method. Fourier transforms are computed on samples of 2,048 points with a 90 % overlap and 2,048 points Hamming windows, over the frequency range [0, 2,000] Hz.

Figures 7, 8, 9 present the PSD of the three examined signals, designated by p. The top part (a) of these figures are build using a regular frequency scale, restricted to [0, 1,200] Hz to look for the main harmonics of PVS. The bottom parts (b) use instead a logarithmic scale on the whole frequency range.

The power spectrum of signal A on Fig. 7a is dominated by a structure of linearly spaced modes. Their frequencies, between 280 and 420 Hz, are close to that of the first longitudinal acoustic mode, around 343 Hz in the present case. This spectrum matches with the description of PVS

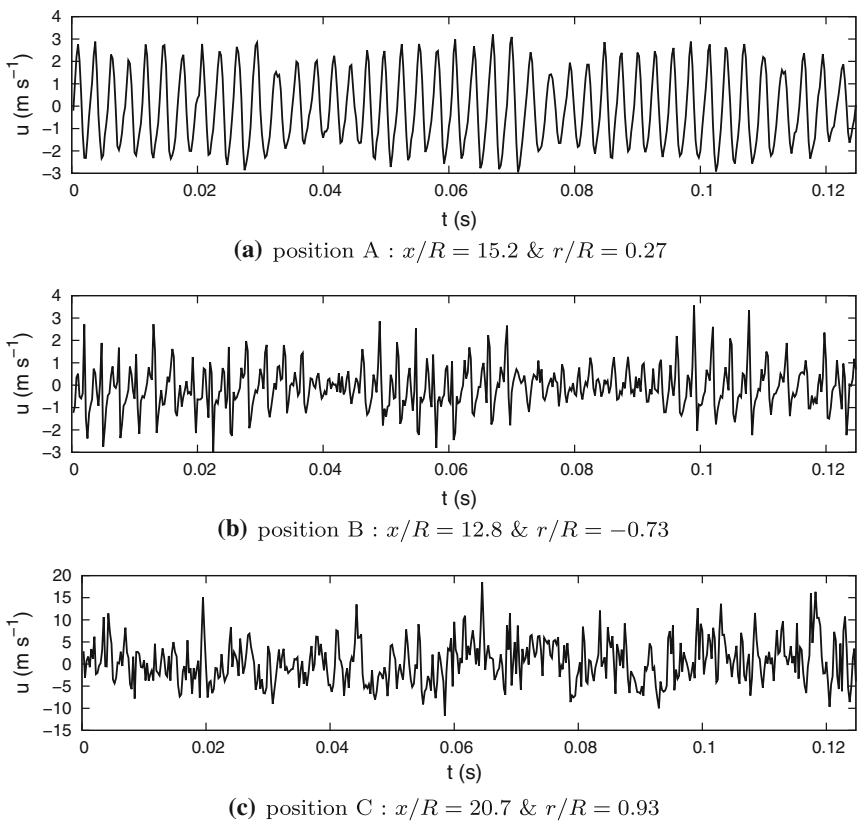


Fig. 6 Signals of fluctuating velocity u

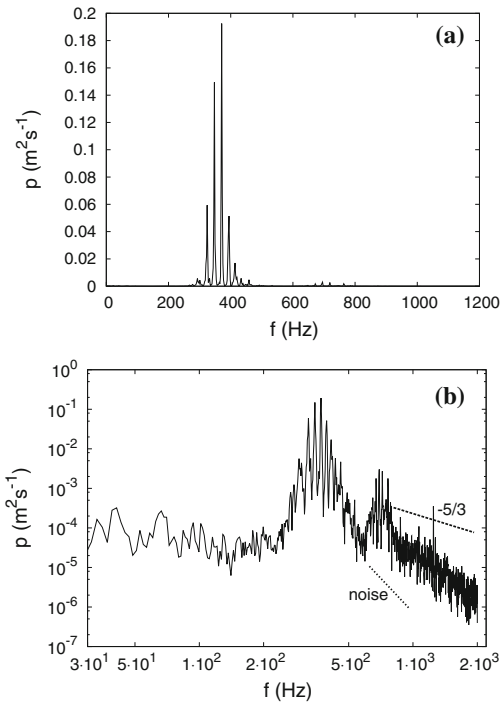


Fig. 7 PSD—position A

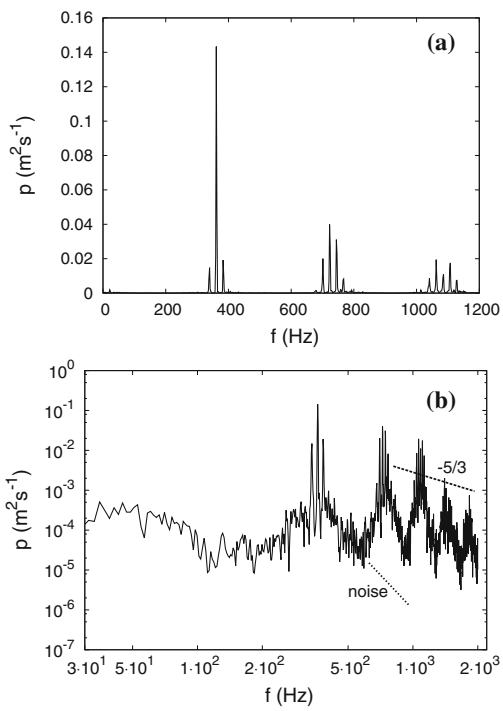


Fig. 8 PSD—position B

modes recalled above. They prevail over the spectrum which indicates that the flow at position A is laminar with pure PVS modes as described by the linear stability theory.

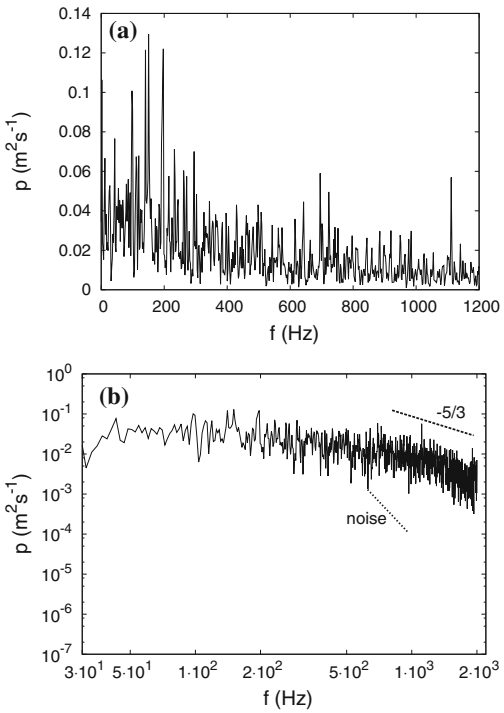


Fig. 9 PSD—position C

The same modal structure can be observed in signal B as well as additional similar structures at higher frequencies.[2] It can be noticed that the frequencies exhibited in these structures are harmonics of those around the first acoustic mode. This suggests that these secondary modes are due to nonlinear interactions between the stability eigenmodes. Flow in position B is still laminar. Figure 9a shows that the energy spectrum of signal C is spread all over the frequency range, without any dominating frequency. The flow at this position is turbulent.

Figures 7b, 8, 9b present spectra using the classical representation based on logarithmic scales. High frequencies cans be due to turbulence or noise. Indeed, the irregularities of the porous wall material (sintered bronze spheres) add a low amplitude noise to the injection velocity which propagates in the whole channel. To distinguish the turbulent contents from noise, the −5/3 slope representative of the energy cascade and a −5.71 slope characteristic of the noise are depicted in these figures. From a velocity measurement close to the porous wall and near the head-end, it was found that the energy spectrum of noise evolves in $\propto f^{-5.71}$ between 500 and 1,600 Hz. The laminar flow of Fig. 7a essentially features strong coherent structures easily distinguishable from the noise. For Fig. 9b, it can be noticed that high frequency evolution corresponds to the

[2] Up to four packets of harmonics are visible on Fig. 8b.

inertial subrange and is therefore due to turbulence development and not to the injection noise. However, the low sampling frequency limits this analysis, in particular information is missing for the inertial subrange up to the Kolmogorov scale.

Power spectral densities is a relevant tool to show the importance of the energy carried by PVS eddies. To quantify this importance, the ratio E_{PVS} is defined in Eq. (3). This ratio stands for the relative energy of the PVS modes with respect to the total energy of the spectrum. The frequency range $[f_{\mathrm{PVS}}]$ is centered around the first acoustic mode of the channel (343 Hz) and has a half width of 75 Hz. Consequently, E_{PVS} is defined such that it is expected to take small values when the energy is distributed on a large range of frequencies, typically when the flow is turbulent,whereas in laminar cases E_{PVS} reaches values close to 1.

$$E_{\mathrm{PVS}} = \frac{\int_{[f_{\mathrm{PVS}}]} p\, df}{\int p\, df} \tag{3}$$

The values of E_{PVS} for the three positions A,B and C are given in Table 1. E_{PVS} has two main characteristics. First, its values are coherent with the energy spectra. E_{PVS} takes large values when PVS modes are dominant as in Fig. 7a and small values when they are hidden by other structures, as in Fig. 9a. Since the focus is set on frequencies of PVS modes emerging around the first acoustic modes, higher harmonics are ignored, see Fig. 8, resulting in a lower value for case B. However, an important part of the energy, about 37 %, is carried by PVS modes which indicates a laminar behavior of the flow at this position, even if no linearity is observed. For the turbulent case C, E_{PVS} value is significantly lower. Second, the severe difference of behaviors observed in spectra results in a huge gap between values of E_{PVS}. Consequently, this first criterion allows a clear discrimination between signals generated at positions where the flow is laminar and those where the flow is turbulent.

4.2 Autocorrelation

The second approach has been chosen by focusing on autocorrelation, which is the time-correlation at a given location and is defined as:

Table 1 Values of E_{PVS} for the three reference signals

Position	A	B	C
E_{PVS}	0.90	0.37	0.11

$$\mathcal{A}(s) = \frac{\overline{u(t)u(t+s)}}{\overline{u(t)u(t)}} \tag{4}$$

Autocorrelation provides a measure of the presence of repeating patterns. Applied to a velocity signal, it is sensitive to the coherent structures carried by the flow, such as the PVS vortices developing in the laminar flow regions and described in the previous section. A discretized form of this function is required to treat a data set composed of n points :

$$\mathcal{A}_s = \frac{c_s}{c_{s=0}} \quad \text{with} \quad c_s = \frac{1}{n-s}\sum_{k=1}^{n-s} u_k u_{s+k} \tag{5}$$

A special treatment is used in the present study to emphasize the discrimination of the underlying type of flow of the experimental signals. First, each signal is divided into 40 consecutive samples of 100 points. Time is redefined on every sample as the lag s related to the first point of the sample, therefore ranging in $[0, 2.475 \times 10^{-2}]$ s. Then, a discrete autocorrelation function is computed for each sample. At last, a resulting autocorrelation function is built as the statistical mean of the sample autocorrelation functions.

This process aims at extracting an autocorrelation function on a short time representative of the whole signal. The average is expected to smooth the small departures that appear locally in some samples and highlight the general trends. Splitting the signal with the given parameters and averaging leads to use of a high-pass filter with a cutting frequency of 40 Hz. As for this particular flow, the relevant frequencies carrying energy, whether the flow is laminar or turbulent, are far above 40 Hz since the PVS frequencies start at 280 Hz, see Fig. 7, this operation is not leading to a loss of information.

The autocorrelation function of a turbulent signal should vanish very quickly, revealing the weak coherence of the eddies. Indeed, the energy cascade, characteristic of turbulent flows, tends to break large eddies carrying information. On the opposite, the function slowly decreases for signals exhibiting coherent structures. As mentioned earlier, the laminar solution of Taylor–Culick can exhibit such behavior due to the presence of its eigenmodes.

Autocorrelation of signal A, displayed on Fig. 10, has a damped pseudo-oscillatory shape of frequency approximately 360 Hz, which corresponds to the range of PVS frequencies. The negative values of $\mathcal{A}$ are representative of anti-correlation, i.e., an out of phase evolution of $u(t)$ and $u(t+s)$, which is not a loss of correlation. The correlation evolution is rather to be seen in the amplitude of $\mathcal{A}$. This figure can consequently be related to a laminar flow. A similar behavior is found in the positive part of the autocorrelation function for signal B, with a steeper shape. The

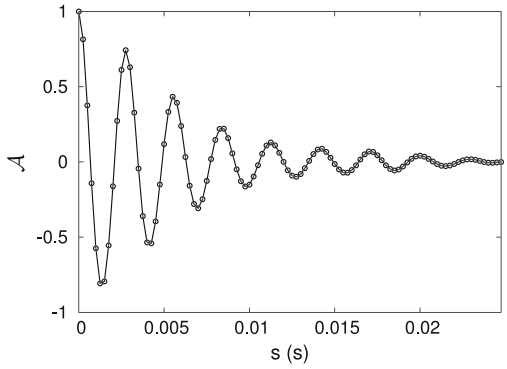


Fig. 10 Autocorrelation—position A

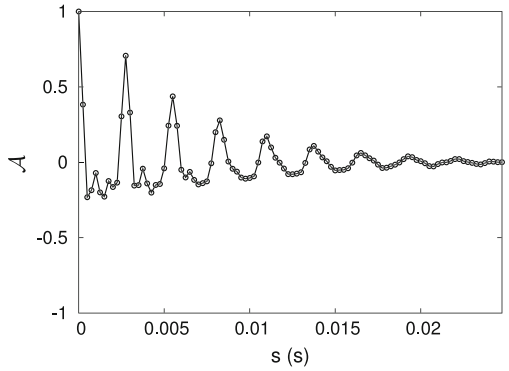


Fig. 11 Autocorrelation—position B

Table 2 Values of T_{corr} for the three reference signals

Position	A	B	C
T_{corr}	3.9×10^{-3} s	2.3×10^{-3} s	5.1×10^{-4} s

associated negative values are very close to zero, indicating a loss of correlation. Autocorrelation function of signal C decreases quickly and oscillates around zero, suggesting that the flow is locally turbulent.

Time-scale T_{corr} is defined as the integration of the autocorrelation function,

$$T_{corr} = \int |\mathcal{A}| \mathrm{d}s \tag{6}$$

The correlation loss to be caught is contained in the envelope that draws the decreasing amplitude of $\mathcal{A}$. Therefore, T_{corr} is based on the absolute value of $\mathcal{A}$. The values computed for the three examples are given in Table 2.

The values of T_{corr} are affected by the method chosen for calculating the autocorrelation function. Usual calculation using Eq. (5) and full length signals[3] give much higher values, ranging between 10^{-2} and 10^{-1} s. However, the focus is not set on the exact values of T_{corr} but on its capacity to separates extreme cases. The present calculation of T_{corr} keeps its discriminating role between signals issued from positions where the flow is laminar or turbulent. Thus, the main interest of the defined factor from autocorrelation function remains unchanged.

As previously indicated with the first approach, the correlation time T_{corr} confirms the flow is laminar at positions A and B (Figs. 10, 11) whereas it is supposed to be turbulent at position C (Fig. 12).

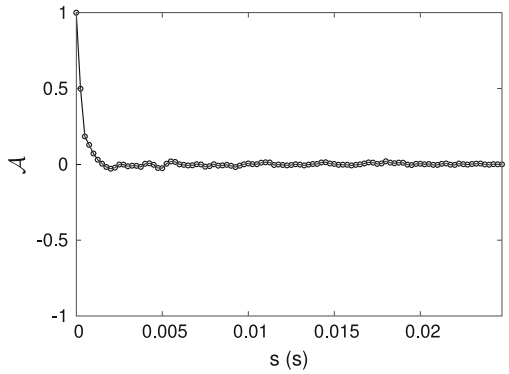


Fig. 12 Autocorrelation—position C

4.3 Statistics

In the last approach, the type of the flow is evaluated considering the statistics of the velocity signals. In fully developed turbulence, the flow quantities such as the velocity U behave like random variables following normal statistical distributions. Let $\hat{u} = u/u_{rms}$ be the standardized[4] variable of mean 0 and standard deviation 1. If U is normally distributed, then the probability density function (PDF) of $\hat{u}$ is the standardized normal distribution given in Eq. (7).

$$\mathcal{N} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \, e^{-\frac{1}{2}\hat{u}^2} \tag{7}$$

As the velocity measurements in VALDO are sampled signals, a discrete PDF $d(\hat{u})$ is computed. The range of $\hat{u}$ is split up into n parts. $n = 80$ has been chosen as a compromise between the resolution of the PDF and a minimum number of points per interval required to perform meaningful statistics. Figures 13, 14, 15 show this discrete

[3] Instead of 40 samples of duration equals to 2.475×10^{-2} s.

[4] By definition $\hat{u} = \frac{U-\mu}{\sigma}$; here $\mu = \overline{U}$ is the mean, so $U - \mu = u$, and $\sigma = u_{rms}$ is the standard deviation of U.

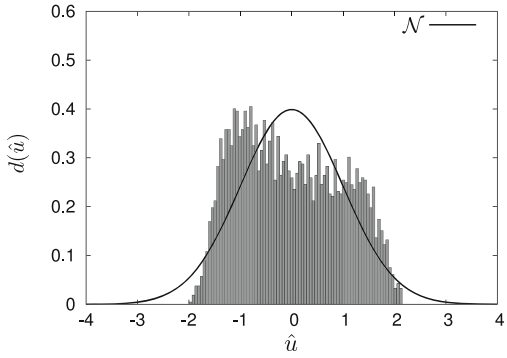


Fig. 13 PDF—position A

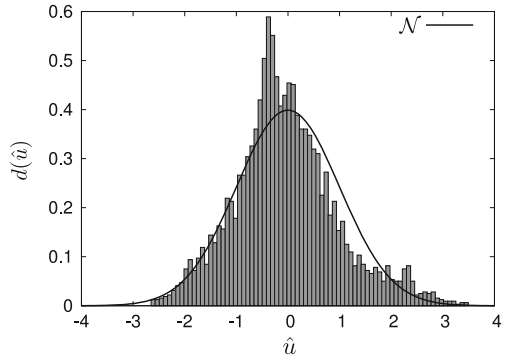


Fig. 14 PDF—position B

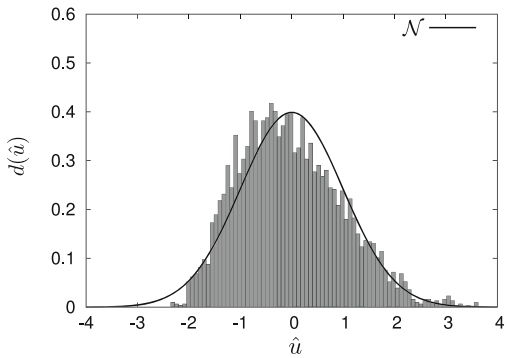


Fig. 15 PDF—position C

PDF for the three examples. The curve of $\mathcal{N}$ provides a comparison with the PDF of the random distribution illustrating a theoretical turbulent signal.

Interpretation of these figures is more difficult than for the two previous approaches. The PDF clearly departs from the normal law for signal A and quite fits for signal C. However, the PDF for position B, see Fig. 14, is ambiguous since it looks like the curve of $\mathcal{N}$ and could therefore be considered turbulent, which is in contradiction with the conclusions of the previous approaches.

Table 3 Values of S and F for the three reference signals

Position	A	B	C
S	0.22	0.40	0.42
F	2.13	2.97	2.80

Characteristics of the PDF curves can be quantified using two shape factors:

$$S = \overline{u^3}/\left(\overline{u^2}\right)^{3/2} \quad F = \overline{u^4}/\left(\overline{u^2}\right)^2 \tag{8}$$

The skewness factor S measures the asymmetry and its orientation. The flatness factor F takes higher values for sharp curves and lower for flat ones. The standardized normal law $\mathcal{N}$ is characterized by $S = 0$ and $F = 3$. The values obtained for the representative signals are given in Table 3.

The third approach offers a less discriminating quantification of the signals. If positions A and C are still well differentiated, skewness and flatness for position B are close to those of signal C. Besides, note that the representative signals A and C have surprising skewness values S, since $S_C > S_A$ whereas the flow at position C is expected to be more turbulent than at position A. A further analysis in Sect. 5, including all measuring positions, see Fig. 16c, confirms both the singularity of the obtained values and the global interest of such a criteria.

Finally, three approaches have been presented to investigate laminar-turbulent transition through signal processing. The resulting figures and factors E_{PVS}, T_{corr}, S and F allow a qualification of the type of the flow depending on the position. In spite of the expressed reservations about the statistics, the coherence that exists between these approaches allows to draw conclusions on the type of flow for the three retained signals. The same process is now applied to the whole set of signals to investigate the laminar to turbulent transition inside the channel.

5 Transition detection

To determine the laminar-turbulent transition line of the flow inside a SRM, the measurements of the VALDO setup were examined. Methods developed in Sect. 4 have shown their ability to make a clear distinction between laminar and turbulent flow on the representative signals A and C, see Sect. 4. The post-processing methods provide quantitative values E_{PVS}, T_{corr}, S and F allowing the desired analysis of the flow for the complete set of measurement signals.

To begin with, a global comparison of the factors calculated all over the chambers is needed, to determine

whether the agreement obtained for three reference signals, used in Sect. 4, can be extended to the whole set of signals. For this purpose, the spatial distribution of the related factors E_{PVS}, T_{corr}, S and F is investigated. According to stability analysis and as shown by Fig. 5, transition should occur for $x/R > 11$. Upstream, the fluctuations have very low amplitudes which makes the application of the defined approaches irrelevant. The flow is actually laminar in the first part of the channel, and PVS modes, assuming that they exist, are not amplified enough to be accurately measured. The data set will therefore be reduced to the downstream part of the duct, i.e., $12.8 \leq x/R \leq 20.8$.

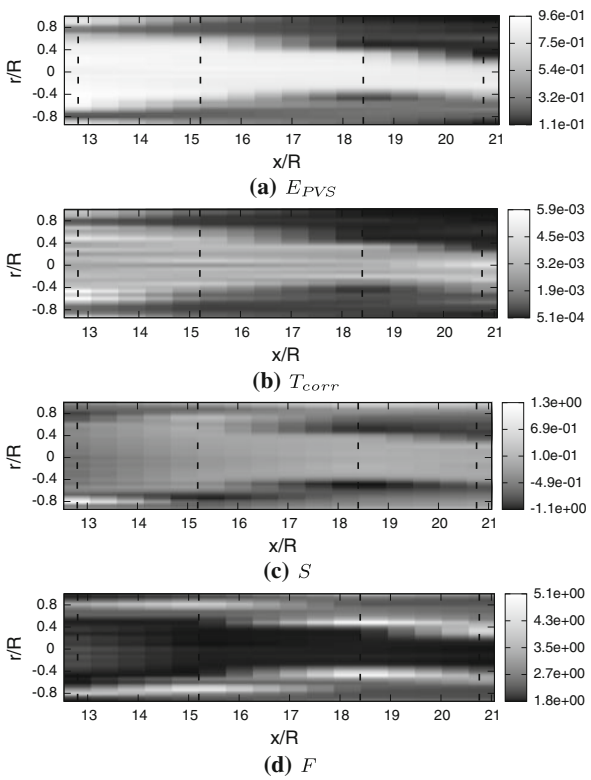


Fig. 16 Interpolated fields of factors E_{PVS}, T_{corr}, S, and F for $12.8 \leq x/R \leq 20.8$

Visualization is improved by linear interpolation of the values of the factors on a more refined grid. The new regular grid is composed of 16 points for $x/R \in [12.8, 20.8]$ and 60 points for $r/R \in [-0.93, 1]$. The interpolated fields are presented in Fig. 16a–d.

Figure 16a–d shows that the four fields exhibit a similar pattern, i.e., a central area, large at low x/R that narrows when x/R increases, and two lateral areas that expand radially downstream. The observed coherence between Fig. 16a–d, previously highlighted with the reference positions, reveals the relevance of the proposed approaches.

It was concluded in part 4 that E_{PVS} and T_{corr} are good indicators of the development of turbulence since they take higher values when the flow is laminar and diminish as turbulence grows. An analysis of Fig. 16a, b reveals that the central area corresponds to laminar behaviors, while the two lateral areas correspond to developing turbulence.

The laminar-turbulent transition onset occurs at the frontier between these areas. In order to visualize this frontier, a combination $\mathcal{C}$ of the normalized factors is computed. Normalization on the same range [0, 1], denoted by a N superscript, facilitates their comparison. Hereafter, the chosen combination is a simple average value :

$$\mathcal{C} = (E_{PVS}^{N} + T_{corr}^{N} + S^{N})/3 \tag{9}$$

Contours of $\mathcal{C}$ are plotted on Fig. 17. The limit of the areas corresponds to the contour of medium level, since it is the case for E_{PVS} and T_{corr}, as it can be seen on Fig. 16a, b, while S reaches its extrema around this limit, see Fig. 16c. The transition line is defined as this limit, highlighted in Fig. 17, and corresponds to the contour line $\mathcal{C} = 0.5$.

Based upon the chosen numerical factors and combination $\mathcal{C}$, a transition line has been defined. Represented on Fig. 17, it exhibits several important features, analyszd below. First, the shape of the transition line in the upper and lower parts of the channel is not symmetric. A slight asymmetry exists upstream $x/R = 17$, whereas it becomes stronger for $x/R > 17$ and particularly downstream $x/R = 19$ where a slope deviation is observed. This asymmetry reminds of the mean velocity profiles asymmetry

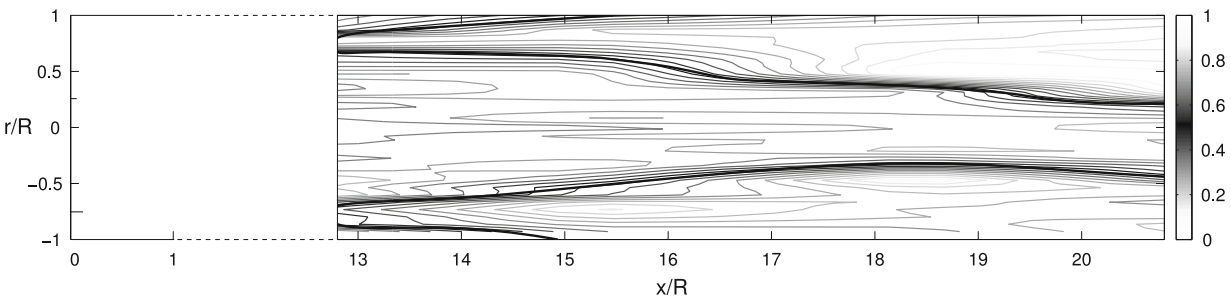


Fig. 17 Contours of $\mathcal{C}$ and transition line

noticed earlier 3 and is likely linked to it. However, it has to be noticed that the asymmetry also results from the interpolation. In particular, departures in the values of the four factors for radial positions around $r/R = \pm 0.4$ in the last axial section propagate upstream, reinforcing the perception of the asymmetry. The second point concerns the three areas that are demarcated by the transition line. The two first ones, located near the lateral wall, can be qualified as turbulent areas. On the contrary, the last area is a laminar one and occupies the core of the channel. It is important to note that the use of the term "turbulent area" does not mean that the flow is literally turbulent there. Actually, signals in this region exhibit different behaviors ranging from a nonlinearity saturation to a fully developed turbulence pattern as for signal C, see Fig. 15. The line exhibited in Fig. 17 corresponds thus to the end of the laminar region. Besides, the criterion seems to indicate the presence of a small near-wall laminar area for $12.8 \leq x/R \leq 15$. Finally, an important characteristic of these areas is that they evolve radially along the channel. The turbulent areas expand toward the centerline for $x/R \leq 18$. Downstream, despite the asymmetry that disturbs the analysis, it seems that the expansion continues but with a much slower slope. If confirmed, this asymptotic trend suggests that a significant laminar area prevails near the centerline, even for large values of x/R.

6 Conclusion

From existing measurements, specific post-processing operations were developed to investigate the type of flow in a setup representative of SRM. For this purpose, different quantitative factors were defined. The specificity of the studied flow lies in the existence of an intrinsic instability generating vortex shedding and that develops on a laminar flow. Based on this established behavior, a first factor is proposed, involving the power spectral density of the signals. Two other factors, taking advantage of turbulence characteristics, i.e., a fast decay of the autocorrelation function and a quasi-normal distribution of the probability density function, was proposed to analyze the fluctuating signals and determine the underlying type of flow.

Once applied to the whole set of signals, the four factors provide information on the transition line in the VALDO setup. Contrary to what was commonly admitted, claiming that the transition is essentially depending on the longitudinal position, the present analysis reveals the influence of the radial position. In particular, the core flow is laminar anywhere in the chamber. This suggests that full transition to turbulence in the whole section may happen on a long axial distance. This information on transition in cold flow setups has now to be extended to SRM, especially through numerical simulations.

Acknowledgments This work has been partly supported by the French space agency CNES and partly by ONERA. Authors are very grateful to G. Avalon and D. Lambert for sharing their data and technical informations about the 2001 campaign. Authors also thank D. Arnal and M. Forte for their relevant advices concerning transition analysis and O. Leon for his kind help.

References

Apte S, Yang V (2003) A large-eddy simulation study of transition and flow instability in a porous-walled chamber with mass injection. J Fluid Mech 477:215–225

Arnal D, Juillen JC (1977) Étude de l'intermittence dans une région de transition de la couche limite. La Recherche Aérospatiale 3:147–166

Avalon G, Josset T (2006) Cold gas experiments applied to the understanding of aeroacoustic phenomena inside solid propellant boosters. AIAA

Avalon G, Ugurtas B, Grisch F, Bresson A (2000) Numerical computations and visualization tests of the flow inside a cold gas simulation with characterization of a parietal vortex shedding. AIAA, Huntsville

Ballereau S, Godfroy F, Gallier S, Orlandi O, Thepenier J, Robert E, Cesco N (2011) Evaluation method of thrust oscillations in large SRM—application to segmented SRM's. In: AIAA Paper 2011-6054

Berman A (1953) Laminar flow in channel with porous walls. J Appl Phys 24(9):1232–1235

Boyer G, Casalis G, Estivalezes JL (2012) Theoretical investigation of the parietal vortex shedding in solid rocket motors. AIAA, Atlanta

Brown RS, Dunlap R, Young SW, Waugh RC (1981) Vortex shedding as a source of acoustic energy in segmented solid rockets. J Spacecr Rockets 18: 312–319. doi:10.2514/3.57822

Casalis G, Avalon G, Pineau JP (1998) Spatial instability of planar channel flow with fluid injection through porous walls. Phys Fluid 10:2558. doi:10.1063/1.869770

Chedevergne F, Casalis G (2005) Thrust oscillations in reduced scale solid rocket motors, part II : a theoretical approach. In: AIAA Paper 2005-4000

Chedevergne F, Casalis G (2006) Detailed analysis of the thrust oscillations in reduced scale solid rocket motors. AIAA, Sacramento

Chedevergne F, Casalis G (2006) Front wall boundary layer influence on the stability of the flow induced by wall injection. In: ONERA-DLR aerospace symposium

Chedevergne F, Casalis G, Féraille T (2006) Biglobal linear stability analysis of the flow induced by wall injection. Phys Fluid 18(1):014,103–14

Chedevergne F, Casalis G, Majadalani J (2012) Direct numerical simulation and biglobal stability investigations of the gaseous motion in solid rocket motors. J Spacecr Rockets 706:190–218

Culick FEC (1966) Rotational axisymmetric mean flow and damping of acoustic waves in a solid propellant rocket. AIAA J 4(8):1462–1464

Dunlap R, Blackner AM, Waugh RC, Brown RS, Willoughby PG (1990) Internal flow field studies in a simulated cylindrical port rocket chamber. J Propuls Power 6:690–704

Flandro GA, Majdalani J (2003) Aeroacoustic instability in rockets. AIAA J 41(3):485–497. doi:10.2514/2.1971

Griffond J, Casalis G, Pineau J (2000) Spatial instability of flow in a semiinfinite cylinder with fluid injection through its porous walls. Eur J Mech B Fluids 19(1):69–88

Prévost M, Godon JC (2005) Thrust oscillations in reduced scale solid rocket motors, part I : experimental investigations. In: AIAA Paper 2005-4003

Taylor GI (1956) Fluid flow in regions bounded by porous surfaces. Proc R Soc Lond Ser A Math Phys Sci 234(1199):456–475. doi:10.1098/rspa.1956.0050

Traineau JC, Hervat P, Kuentzmann P (1986) Cold-flow simulation of a two-dimensional nozzleless solid rocket motors. In: AIAA Paper 86-1447

Vuillot F (1995) Vortex shedding phenomena in solid propellant motors. J Propuls Power 11(4):626–639

Yagodkin VI (1967) Use of channels with porous walls for studying flows which occur during combustion of solid propellants. In: Proceedings of the 18th international astronautical congress, vol 3, pp 67–79

Yildiz D, Anthoine J, Buchlin JM (2001) Influence of radial injected flow on the aeroacoustic coupling in solid propellant boosters. Am Inst Aeronaut Astronaut. doi:10.2514/6.2001-2101

2.2 Compléments sur les fluctuations de pression et vitesse dans l'expérience

2.2.1 Fréquences acoustiques et modes VSP

La mesure de pression au fond avant est utilisée pour déterminer les fréquences acoustiques car cette position est un ventre de pression pour les modes acoustiques longitudinaux. Chaque série de mesure, correspondant à une position donnée de la sonde fil chaud, comprend également une mesure de la pression au fond avant. L'analyse des mesures de pression à cette position montre des variations non négligeables, d'une mesure à l'autre, sur les niveaux de fluctuations du spectre et sur la répartition d'énergie entre les fréquences. L'origine de ces variations n'est pas claire. La sortie du domaine étant ouverte, il est possible que l'évolution des conditions de pression et de température extérieures à l'expérience joue un rôle, sachant que les mesures peuvent être espacées dans le temps [1]. Malgré ces écarts une allure commune ressort très nettement dans la majorité des spectres. Les spectres sont donc moyennés afin de constituer un spectre de référence pour la pression au fond avant qui est représenté dans la figure 2.1. La fréquence la plus excitée, et donc *a priori* la fréquence du mode acoustique dominant, est 343 Hz. Cette fréquence est relativement proche de la fréquence théorique [2] du second mode acoustique longitudinal, 379,5 Hz, qui correspond à un cas idéal de sortie non-réfléchissante. La longueur d'onde de ce mode théorique est égale à 4/3 de la longueur du domaine, ce qui correspond à un nœud de pression à la sortie sachant que le fond avant est un ventre de pression.

Cependant dans les conditions réelles de fonctionnement du montage VALDO, la sortie est partiellement réfléchissante ce qui a un effet sur les modes acoustiques. Par ailleurs, la fréquence acoustique théorique ne prend pas en compte l'écoulement, alors que son influence est probablement non négligeable compte tenu des vitesses atteintes à la fin du domaine ($\overline{U}_z \approx 70\,\mathrm{m.s^{-1}}$ en $r/R = 0$). Pour la longueur d'onde associée à la fréquence 343 Hz, le nœud de pression n'est pas à la position de la sortie mais 71 mm plus loin.

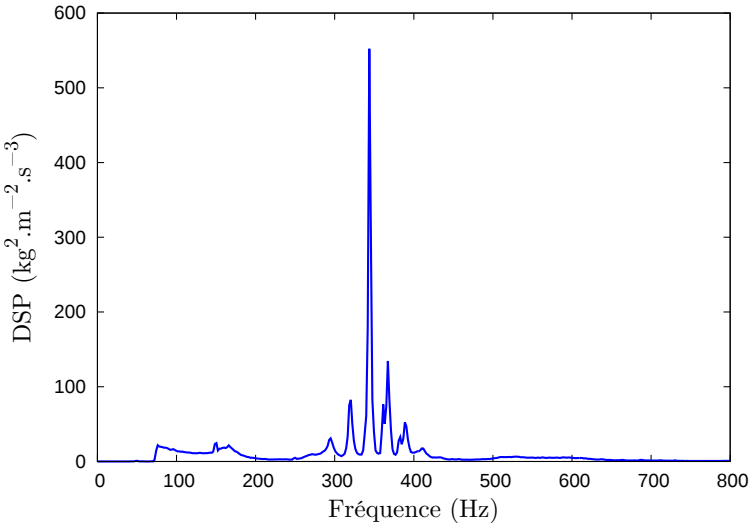


FIGURE 2.1 – Spectre moyen de la pression fluctuante mesurée par la sonde au fond avant ($z/R = 0$)

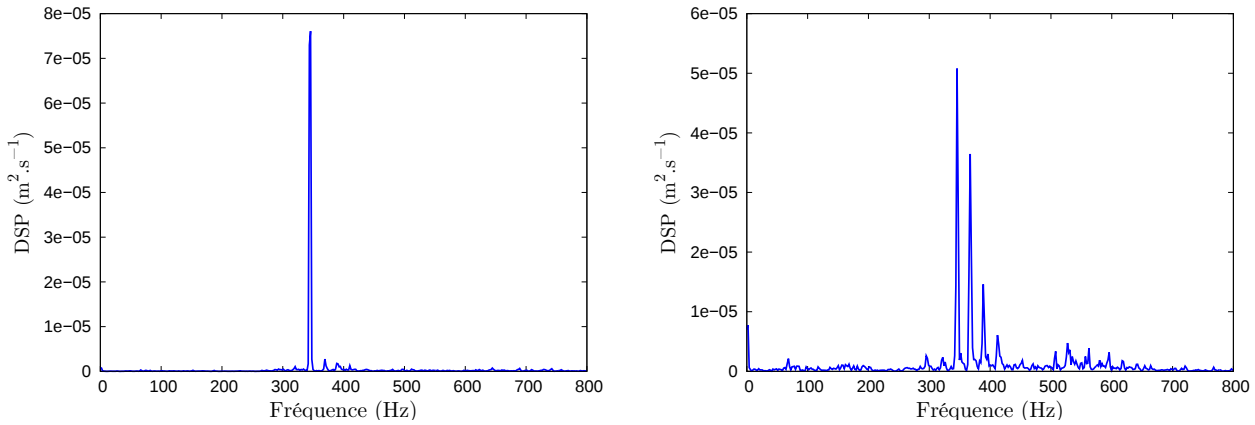
1. Il est notamment nécessaire de changer de place l'élément de mesure quatre fois pour couvrir toute la veine, ce qui implique à chaque fois de démonter et remonter des parties de VALDO.

2. $f_{n\mathrm{L}} = \left(n - \frac{1}{2}\right)\frac{c}{2L}$

Les autres fréquences discrètes excitées dans la figure 2.1 ne sont pas les fréquences de modes acoustiques longitudinaux car elles sont très éloignées des fréquences théoriques des modes voisins, 126,5 et 632,5 Hz. Il ne s'agit pas non plus de modes circulaires car elles ont des valeurs trop basses. L'hypothèse la plus pertinente est que ce sont les fréquences de modes VSP car l'écart entre deux fréquences successives est constant et proche de 25 Hz, ce qui est en accord avec les modes calculés par Chedevergne (2007) par une analyse de stabilité biglobale. La présence de ces fréquences dans le spectre de pression au fond avant est due à l'onde de pression retour émise lors du passage de structures tourbillonnaires de VSP par la section de sortie du montage, et donc porteuses des fréquences de ces modes.

Il a été remarqué que les modes VSP qui émergent dans l'écoulement ont souvent des fréquences proches de celle d'un mode acoustique longitudinal (*e.g.* Chedevergne 2007). On s'intéresse donc aux fréquences présentes dans le signal de vitesse aux premières positions axiales près du fond avant, afin de déterminer si l'acoustique longitudinale contribue à l'émergence des modes VSP. Les spectres de la vitesse près de la paroi aux deux premières positions axiales sont représentés dans la figure 2.2. A la première position axiale, figure 2.2a, le spectre fait nettement ressortir une unique fréquence qui est 343 Hz, c'est-à-dire la fréquence identifiée en pratique comme celle du second mode acoustique. Cette figure suggère que le signal de vitesse reçoit une excitation de l'acoustique longitudinale. A la position suivante, la fréquence 343 Hz est encore la plus excitée, et d'autres fréquences ont émergé près de 343 Hz, avec un espacement constant de l'ordre de la vingtaine de hertzs. Il s'agit de toute évidence des fréquences de modes VSP. Ce sont ces mêmes fréquences qui portent l'essentiel de l'énergie du spectre de vitesse dans la partie laminaire de l'écoulement et constituent le groupe de pics caractéristique du VSP dans les spectres, comme le montre par exemple la figure 7a de l'article (page 73).

La figure 2.2 montre que, dans ces mesures, les modes VSP qui émergent dans l'écoulement sont ceux qui sont excités par le mode acoustique longitudinal 343 Hz dès les premières positions axiales.

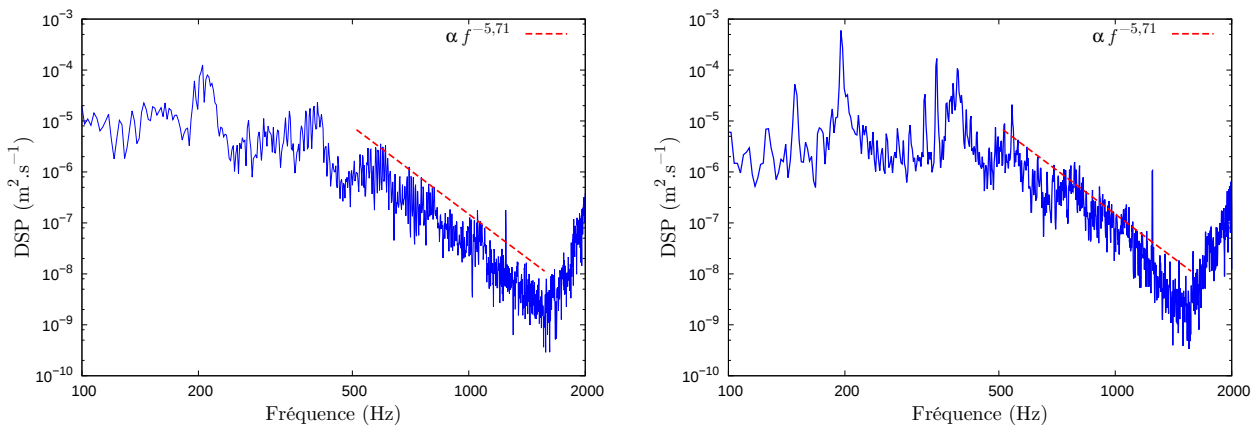


(a) $z/R = 1,63$ (b) $z/R = 4,00$

FIGURE 2.2 – Spectre de vitesse près de la paroi ($r/R = 0,93$)

2.2.2 Bruit d'injection

Pimenta & Moffat (1974) ont étudié le bruit d'injection par des mesures de la vitesse d'injection en surface d'une paroi hors de la veine du montage, ce qui leur a permis de ne mesurer que les effets du bruit d'injection. Il n'y a pas eu, à notre connaissance, de telles mesures pour les parois poreuses utilisées dans le montage VALDO. On souhaite donc déterminer les propriétés du bruit d'injection



(a) $z/R = 1,63$ (b) $z/R = 4,00$

FIGURE 2.3 – Spectres des vitesses mesurées au raz de la paroi ($r/R \approx 1$), près du fond avant

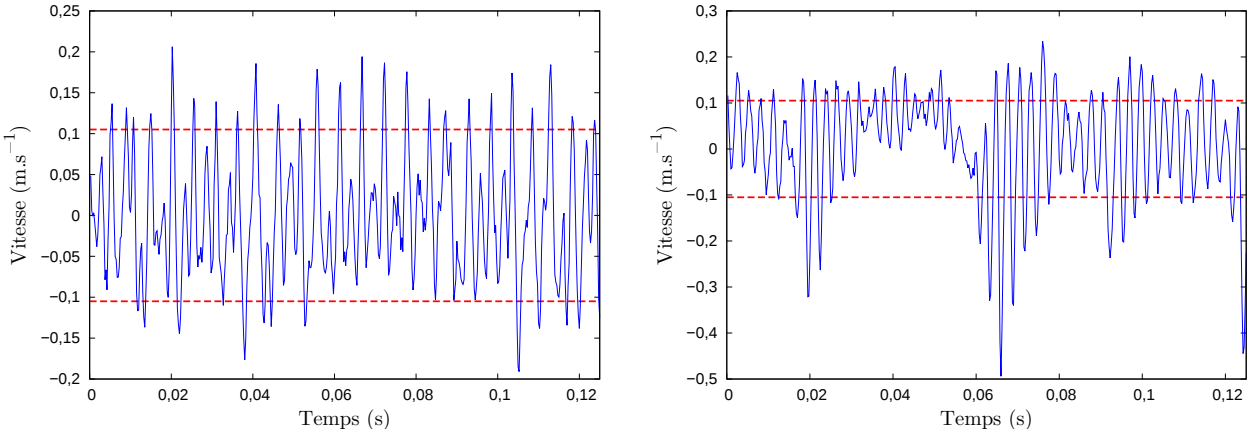
à partir des mesures de vitesse dans le montage complet exploitées jusqu'ici. Pour cela l'analyse est faite à des positions axiales basses, $z/R \leqslant 7,23$, afin d'éviter que le bruit d'injection ne soit masqué par les niveaux de fluctuations des modes VSP amplifiés. On utilise de plus des mesures faites avec la sonde fil chaud en position rasante par rapport à la paroi injectante ($r/R \approx 1$), pour bien capturer le niveau des fluctuations. Les spectres des vitesses mesurées aux deux premières positions axiales sont représentés en échelles logarithmiques dans la figure 2.3. On y observe une décroissance linéaire entre 500 et 1600. La pente de $-5{,}71$ évoquée dans l'article a été déterminée pour la figure 2.3a ; elle est à peu près retrouvée dans la figure 2.3b. Le point le plus important est que cette pente est très différente de la pente de -5/3 associée classiquement à la zone inertielle. C'est ce qui a permis de justifier dans l'article que la décroissance des spectres dans la région supposée turbulente (figure 9b page 73) est bien liée à la zone inertielle et n'est pas une mesure du bruit d'injection.

L'autre propriété importante du bruit d'injection est son intensité. D'après Pimenta & Moffat (1974) le niveau des fluctuations liées au bruit d'injection évolue spatialement. Il faut donc procéder à une moyenne spatiale, ce qui pose ici des problèmes car on ne dispose que de trois positions appropriées. La moyenne des fluctuations (RMS) sur ces trois positions conduit à un bruit d'injection d'environ 10% de la vitesse d'injection en amplitude RMS. Cette intensité est représentée par deux lignes pointillées rouges dans la figure 2.4 pour deux portions de signaux de vitesse fluctuante.

2.2.3 Evolution axiale des signaux de vitesse

Les analyses de l'écoulement dans ce chapitre ont permis de dégager plusieurs mécanismes intervenant dans les signaux de vitesse. On cherche maintenant à avoir une vision générale de l'évolution des fluctuations du fond avant jusqu'à la sortie du montage VALDO. De cette manière on veut rassembler les mécanismes et comportements d'écoulement mis en évidence dans un scénario d'évolution allant de l'excitation par l'acoustique à la turbulence. Pour cela on travaille sur les mesures de vitesse prises à 8 positions différentes sur une ligne parallèle à l'axe et située près de la paroi.

Pour mettre en évidence l'évolution, on représente les signaux de vitesse, ainsi que les densités spectrales et fonctions d'autocorrélation associées, près de la paroi injectante ($r/R = 0,87$). Les positions axiales $z/R = 1,63$ à $9,56$ sont données dans la figure 2.5 et les positions $z/R = 12,8$ à $20,8$ sont données dans la figure 2.6. Cette représentation sert à illustrer l'évolution du signal de



(a) $z/R = 1,63$ (b) $z/R = 4,00$

FIGURE 2.4 – Partie fluctuante de la vitesse mesurée au raz de la paroi ($r/R \approx 1$). Les lignes pointillées rouges situent l'amplitude RMS de $0,1\,V_{inj}$ estimée pour le bruit d'injection

vitesse entre les différents comportements mis en évidence dans l'article. Les trois cas de référence de l'article avaient volontairement été pris à des positions réparties dans le domaine pour appuyer le caractère local de l'analyse et montrer la dépendance à la position radiale.

La figure 2.5 montre principalement l'émergence de modes VSP près de la fréquence la plus excitée au fond avant, comme on l'avait précédemment montré avec la figure 2.2. L'amplification semble commencer entre $z/R = 7,23$ et $z/R = 9,56$ pour cette position radiale. Aux positions précédentes, $z/R \leqslant 7,23$, les niveaux de fluctuations sont extrêmement faibles. L'amplification de modes VSP la plus importante a lieu entre $z/R = 9,56$ et $z/R = 12,8$, les niveaux maximaux du spectre étant multipliés par 50. Comme conséquence de cette très forte amplification, les figures à la position $z/R = 12,8$, et notamment le spectre et la fonction d'autocorrélation, sont parfaitement représentatives du régime laminaire porteur de fortes fluctuations dues aux modes VSP. A la position suivante, $z/R = 15,2$, on observe de faibles non-linéarités, sous la forme de pics discrets près de 0 Hz et 700 Hz, et surtout la présence d'énergie sur toute la gamme de fréquences du spectre. Il est donc probable qu'à cette position l'écoulement a atteint la saturation suivant l'évolution laminaire linéaire et laminaire non linéaire, ce qui est également suggéré par la décroissance de la fonction d'autocorrélation plus rapide qu'à la position précédente. Il y a donc eu une forte évolution par rapport à la position précédente. L'existence d'énergie en niveaux non négligeables sur toutes les échelles fréquentielles du spectre montre que le développement de fluctuations turbulentes a commencé à cette position.

Enfin, les figures pour les deux dernières positions axiales, $z/R = 18,4$ et $z/R = 20,8$, montrent le remplissage du spectre et l'absence de structures cohérentes. Elles mettent ainsi en évidence un régime turbulent, même si il est possible que le développement de la turbulence ne soit pas terminé à $z/R = 20,8$. On peut remarquer que les fréquences des modes VSP proches de 343 Hz ont des niveaux de fluctuations relativement importants par rapport aux autres fréquences jusqu'à $z/R = 18,4$, ce qui montre que les modes VSP continuent à exister dans l'écoulement bien après le début du développement de fluctuations turbulentes.

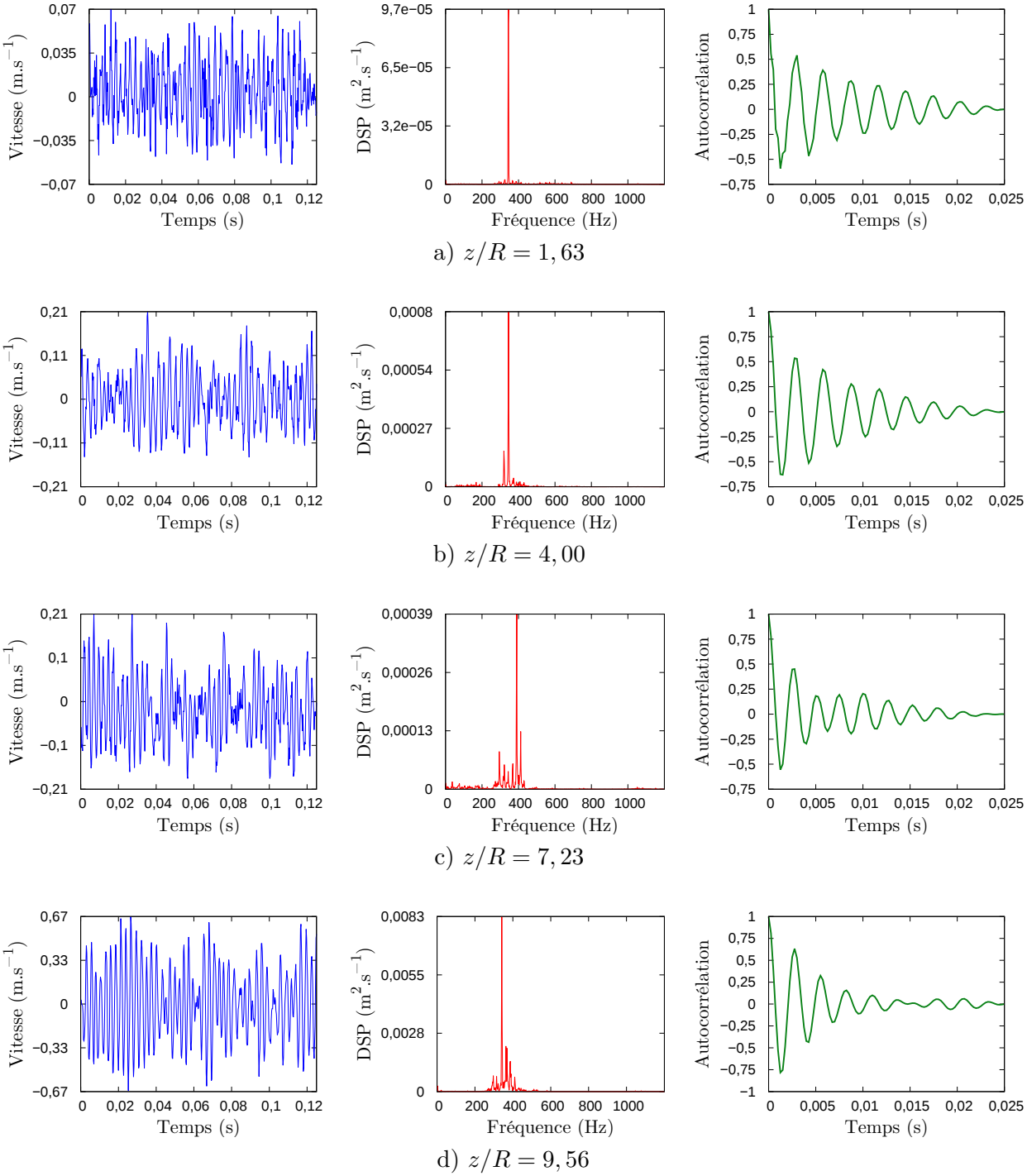


FIGURE 2.5 – Evolution axiale de la vitesse fluctuante à $r/R = 0,87$, pour $1,63 \leqslant z/R \leqslant 9,56$. Pour chaque position axiale on représente : *à gauche* un échantillon du signal de vitesse fluctuante, *au centre* la partie basse fréquence du spectre de vitesse, et *à droite* la fonction d'autocorrélation du signal de vitesse.

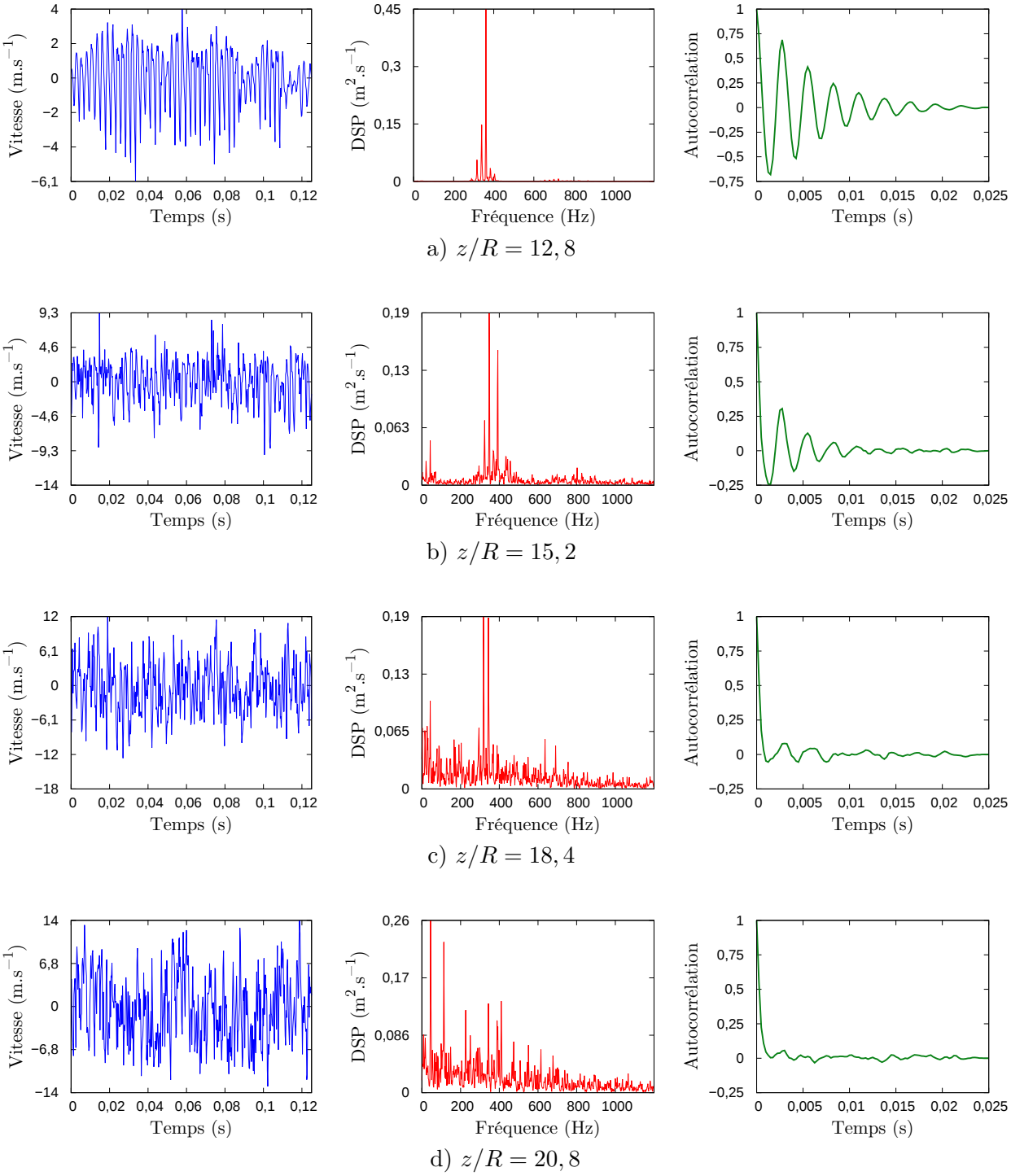


FIGURE 2.6 – Evolution axiale de la vitesse fluctuante à $r/R = 0,87$, pour $12,8 \leqslant z/R \leqslant 20,8$. Pour chaque position axiale on représente : *à gauche* un échantillon du signal de vitesse fluctuante, *au centre* la partie basse fréquence du spectre de vitesse, et *à droite* la fonction d'autocorrélation du signal de vitesse.

Bilan

Une méthode d'analyse locale du régime de l'écoulement tenant compte des propriétés de l'instabilité hydrodynamique, le VSP, a été développée. Dans cette méthode le régime de l'écoulement est localement traduit par des facteurs quantitatifs issus du signal de vitesse mesuré dans VALDO (Avalon & Lambert 2001). La transition laminaire-turbulent est recherchée comme la ligne de niveau médian d'une combinaison de ces facteurs.

Avec cette démarche on a pu déterminer le régime de l'écoulement dans le domaine, ainsi qu'un contour représentatif de la transition laminaire-turbulent qui sépare l'écoulement en trois zones. L'écoulement est plus turbulent près des parois, et laminaire dans la région centrale et dans la première moitié du domaine. Cela a montré que la transition dépend de la position axiale et de la position radiale, contredisant la représentation communément admise dans la littérature d'une transition qui ne dépendrait que de la position axiale. Le contour à la frontière entre les zones laminaires et turbulentes est appelé ligne de transition. L'évolution de sa forme dans la direction axiale suggère que le cœur de l'écoulement reste laminaire sur une grande distance.

L'étude des fluctuations de pression et de vitesse a montré que les modes VSP qui émergent ont des fréquences proches de celle du second mode acoustique longitudinal. Le scénario de développement spatial des fluctuations de vitesse est que des modes VSP émergent près de la fréquence excitée au fond avant (ici f_{2L}) puis s'amplifient dans la direction axiale. Pendant l'amplification les modes suivent d'abord une évolution linéaire, puis sont en interactions non linéaires. Finalement un élément, probablement une saturation de l'amplification non linéaire, déclenche l'apparition de fluctuations turbulentes qui se développent au détriment des modes VSP.

La transition laminaire-turbulent mise en évidence dans ce chapitre soulève notamment deux questions. D'une part, pour revenir à la problématique d'étude des ODP, comment les modes VSP sont-ils affectés par cette transition ? D'autre part, est-il possible de prévoir avec une simulation numérique une transition laminaire-turbulent suivant le scénario mis en évidence, c'est-à-dire provoquée par l'amplification de modes VSP ?

Deuxième partie

Simulation URANS de l'influence de la transition sur le VSP

Chapitre 3

Mise en place de la méthode de simulation

Afin de déterminer l'influence de la transition laminaire-turbulent sur les modes VSP, il est nécessaire de dissocier ces deux phénomènes. Pour cela, la démarche choisie est de travailler avec des simulations numériques en approche URANS, car dans cette approche la turbulence et la transition sont modélisées. De cette manière, on peut en principe simuler l'évolution de modes VSP dans un écoulement transitionnel qui ne dépend pas de ces modes. Cela nécessite cependant de construire un modèle pour fixer la transition dans la simulation. En l'absence de modèles théoriques pour la transition dans ce type d'écoulements, la modélisation de la transition est basée sur les résultats de l'analyse expérimentale. L'objectif général de cette partie est de démontrer que la transition a un effet sur les modes VSP, avec des conséquences sur les niveaux d'oscillations de pression.

L'objectif de ce chapitre est de mettre en place une méthode permettant de simuler l'évolution du VSP dans un écoulement comportant une transition fixée, avec une simulation URANS. L'approche choisie consiste à utiliser une méthode de transition pour préserver une zone laminaire dans laquelle des modes VSP émergent et sont amplifiés. En dehors de cette zone l'effet de la turbulence sur l'écoulement est modélisé comme une dissipation supplémentaire liée à une viscosité dite turbulente, calculée par un modèle de turbulence.

Pour cela, la méthode de transition imposée utilise une fonction numérique dite de transition pour pondérer la viscosité turbulente calculée par le modèle de turbulence. Afin de représenter la transition mise en évidence dans l'analyse expérimentale, cette fonction est modélisée à partir des résultats de cette analyse, et notamment de la ligne de transition.

3.1 Paramètres de la simulation de l'écoulement turbulent

Dans un premier temps la simulation URANS est mise en place sans prendre en compte l'existence d'une transition laminaire-turbulent.

Le domaine est une reproduction 2D axisymétrique de l'intérieur de la veine du montage VALDO, c'est-à-dire un cylindre de rayon $R = 30\,\text{mm}$ et de longueur $L = 22,4R = 0,672\,\text{m}$. Le domaine axisymétrique est discrétisé avec une grille structurée de $N_z \times N_r = 1000 \times 150$ sommets. La grille est uniforme dans la direction radiale, et légèrement raffinée au fond avant sur les premiers 3% de la longueur dans la direction axiale. Les bords du domaine sont la paroi de fond avant à $z/R = 0$,

la paroi injectante à $r/R = 1$, l'axe à $r/R = 0$ et la sortie à $z/R = 22,4$.

Les conditions aux limites sont une entrée subsonique à vitesse imposée pour la paroi injectante, un glissement au fond avant et une sortie subsonique à pression imposée pour la sortie du domaine. Comme il s'agit d'une simulation URANS, des valeurs des scalaires du modèle de turbulence sont également imposées sur la condition d'entrée de la paroi injectante.

La stratégie de simulation consiste à initialiser la simulation instationnaire qui est l'objet d'étude avec le résultat d'une simulation *stationnaire* sans perturbations. Pour la simulation stationnaire, il n'y a pas de source de perturbation et la convergence est obtenue en utilisant un pas de temps local avec une méthode d'intégration en temps implicite du premier ordre. Pour la simulation instationnaire, une méthode explicite de Runge-Kutta d'ordre 2 est utilisée avec un pas de temps de 2×10^{-7} s garantissant la stabilité numérique de la méthode. De plus, dans la simulation instationnaire, une source de perturbations est utilisée pour exciter en permanence le VSP. La source de perturbations consiste en une simple interruption de l'injection de vitesse en paroi (interruption de débit) sur deux cellules à la position du premier intersegment du montage VALDO, $z/R = 5,6$.

3.1.1 Question de la turbulence

Il ressort de l'étude bibliographique qu'en l'absence de modèles de turbulence dédiés à l'injection forte, l'utilisation du modèle $k-\varepsilon$ sans lois d'amortissement en paroi est l'approche la plus pertinente pour cette configuration. C'est cette modélisation qui est choisie. L'approche équivalente avec le code CEDRE a été d'utiliser le modèle $k-\omega$ BSL de Menter (1992) en désactivant le traitement des parois. Nous allons expliquer brièvement ce choix.

Le modèle $k-\omega$ BSL de Menter (1992) est un modèle hybride entre un modèle $k-\varepsilon$ de Jones & Launder (1972) et un modèle $k-\omega$ de Wilcox (1988). Il est destiné à adopter un comportement de modèle $k-\omega$ près d'une paroi hermétique et un comportement de modèle $k-\varepsilon$ loin de la paroi. Le comportement hybride entre les modèles repose sur une fonction de raccord qui dépend entre autre de la distance aux parois. Les équations du modèle $k-\omega$ BSL sont celles du modèle $k-\omega$ quand la fonction de raccord vaut 0, *i.e.* près de la paroi, et celles du modèle $k-\varepsilon$ (écrites en formulation $k-\omega$) quand la fonction vaut 1, *i.e.* loin de la paroi.

Pour la plupart des modèles de turbulence *classiques*, comme le modèle $k-\omega$ BSL, la distance aux parois est utilisée pour des fonctions d'amortissement ou de raccord. Le code CEDRE offre la possibilité de prendre en compte ou non des parois du domaine pour le calcul de cette distance. Dans la modélisation adoptée le fond avant est traitée avec une condition de glissement et non d'adhérence. D'autre part, compte tenu du taux d'injection élevé pour la vitesse d'injection choisie ($V_{inj} > u_\tau$, voir section 1.2.2), la paroi injectante n'est pas considérée comme adhérente. Elle est donc déclarée dans CEDRE de manière à ne pas être prise en compte pour le calcul de la distance aux parois. Comme il n'y a pas de parois dans la simulation, la distance à la paroi est fixée dans CEDRE à une valeur très grande (de l'ordre de 10^{20}), et la fonction de raccord du modèle $k-\omega$ BSL est donc égale à 1 dans tout le domaine. Ceci a pour conséquence que le modèle $k-\omega$ BSL se comporte partout comme le modèle $k-\varepsilon$.

Il faut maintenant définir les niveaux des scalaires turbulents k et ω injectés par la condition d'entrée de la paroi débitante. Suivant le concept de pseudo-turbulence (Beddini 1981), le niveau de bruit d'injection à la paroi (σ) peut être relié à une énergie cinétique dite de pseudo-turbulence. Les signaux de vitesse mesurés près du fond avant à une position rasant la paroi injectante permettent d'estimer le bruit d'injection à environ 10% de la vitesse d'injection. L'énergie cinétique de pseudo-turbulence injectée est donc $k_{inj} = 5.10^{-3}\,\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-2}$. L'expérience ne fournit pas d'informations permettant d'estimer directement la dissipation spécifique injectée ω_{inj}. Celle-ci peut être calculée

à partir de deux autres scalaires turbulents grâce aux définitions de la viscosité turbulente de la bibliographie (tableau 1.2). On peut considérer que pour un domaine de longueur très grande, l'injection devient négligeable devant la vitesse de frottement à partir d'une certaine position car l'écoulement est accéléré. L'écoulement est alors similaire à un écoulement de conduite hermétique. Dans cette situation, l'échelle de longueur l de la turbulence est classiquement estimée comme étant de l'ordre de grandeur de $2R/10$. En se basant sur cette échelle comme valeur d'entrée, la valeur de ω injectée est arrondie [1] à $\omega_{inj} = 21$.

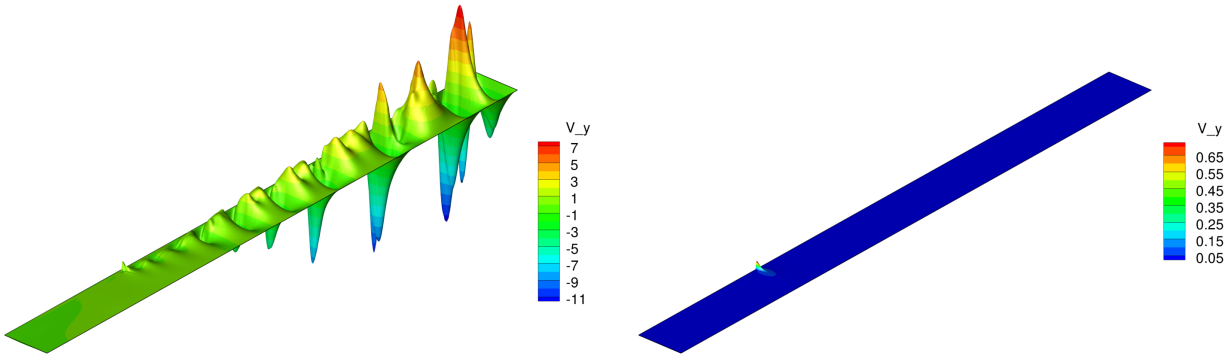
Pour les écoulements induits par injection pariétale, l'échelle de longueur souvent utilisée pour calculer le second scalaire turbulent est la taille des billes du matériau poreux. Cette définition est par exemple utilisée par Gallier et al. (2004) et Sabnis et al. (1989b). l est alors de l'ordre de $100\,\mu$m, contre les 6 mm que l'on utilise, ce qui conduit à un écart d'un ordre de grandeur sur la valeur de ω en entrée et donc sur la viscosité turbulente associée.

3.1.2 Justification pratique de la nécessité de la transition

On dispose *a priori* des éléments nécessaires pour réaliser une simulation URANS cohérente avec l'expérience. Pour estimer l'influence de la turbulence on réalise deux simulations avec les paramètres et la stratégie décrite : une simulation URANS classique avec le modèle de turbulence activé qui correspond donc au cas turbulent, et une simulation dans laquelle le modèle de turbulence est désactivé. Cette dernière correspond plutôt à un cas laminaire car la dissipation due au modèle de turbulence est absente. A l'exception de la modélisation de la turbulence, ces deux simulations ont des paramètres identiques. Ces deux simulations illustrent un cas pleinement turbulent et un cas *a priori* laminaire pour la configuration et la mise en donnée choisie.

Le champ de la partie fluctuante de la vitesse radiale est représenté dans la figure 3.1 pour les deux simulations. Pour le cas dit laminaire on observe nettement l'amplification axiale de fluctuations de vitesse près de la paroi à partir de l'interruption de débit. Afin de mettre en évidence le mécanisme responsable de cette amplification, on procède à l'analyse spectrale du signal de vitesse radiale dans la région d'amplification. Le spectre de la vitesse radiale à $z/R = 12,8$ et $r/R = 0,8$, représenté dans la figure 3.2, montre l'existence de pics discrets autour de 350 Hz. Malgré la faible résolution fréquentielle on peut voir que l'écart entre les pics consécutifs est d'une vingtaine de hertzs, il s'agit donc de modes VSP. L'augmentation des fluctuations de vitesse radiale de la figure 3.1a est due à l'amplification de plusieurs modes VSP, c'est-à-dire une amplification multimodale. Cette amplification se produit apparemment sans modification jusqu'à la fin du domaine, ce qui conduit à des niveaux de fluctuations très importants. Au contraire pour le cas turbulent il n'y a aucune fluctuation dans le domaine excepté très localement autour de l'interruption de débit en paroi.

1. $\omega = C_\mu^{-1/4}\,\dfrac{\sqrt{k}}{l}$



(a) Cas laminaire (b) Cas turbulent

FIGURE 3.1 – Champ de la partie fluctuante de la vitesse radiale

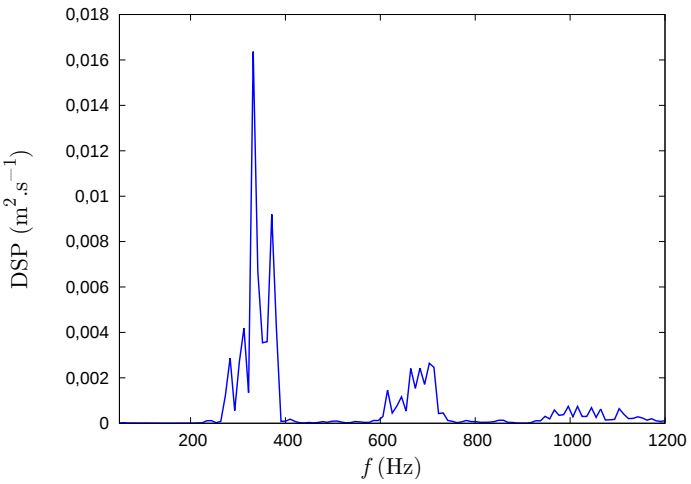
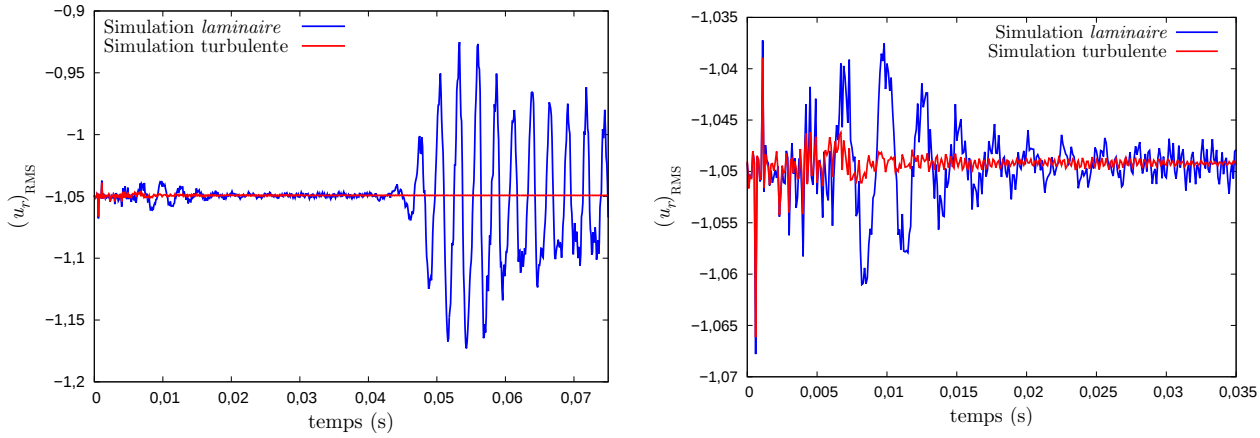


FIGURE 3.2 – Spectre de la vitesse radiale à la position $z/R = 12,8$ et $r/R = 0,8$

Afin de comprendre ce qui a conduit à la différence entre ces simulations on s'intéresse à l'évolution temporelle des fluctuations libérées dans l'écoulement par l'interruption de débit. La vitesse radiale instantanée est représentée dans la figure 3.3a au début de la simulation instationnaire. La position d'étude choisie, $z/R = 7,23$ et $r/R = 0,93$, est légèrement en aval de celle de la source de perturbations afin de pouvoir bien observer les fluctuations induites. On observe que dans le cas turbulent les fluctuations décroissent et deviennent rapidement négligeables. Pour le cas laminaire les fluctuations se stabilisent à un niveau faible mais non négligeable. Dans ce cas on observe la mise en place de fluctuations beaucoup plus importantes à partir de 0,04 s qui traduisent l'émergence de modes VSP. Le délai entre l'ajout de la source de fluctuations (t=0) et l'émergence des modes VSP correspond probablement au temps de mise en place d'un couplage des modes VSP avec l'acoustique. En comparant les courbes aux premiers instants, voir figure 3.3b, on voit bien que les fluctuations initiales sont pratiquement identiques mais que leurs évolutions divergent vite. Comme la seule différence entre ces deux simulations est l'activation du modèle de turbulence, il est clair que l'amortissement beaucoup plus rapide de la fluctuation injectée dans le cas turbulent est dû à la dissipation turbulente modélisée.



(a) Mise en place des fluctuations

(b) Zoom sur les premiers instants

FIGURE 3.3 – Signal instantané de vitesse radiale à $z/R = 7,23$ et $r/R = 0,93$

Ces simulations montrent que dans cette configuration et avec la modélisation de la turbulence retenue, il n'est pas possible de simuler l'émergence et l'amplification du VSP avec une simulation URANS d'écoulement turbulent. Le problème simple mis en évidence est que les fluctuations injectées pour alimenter le VSP sont dissipées à cause de la viscosité turbulente. Ces observations justifient le besoin, pour cette configuration, de prendre en compte la transition laminaire-turbulent afin de préserver une zone laminaire dans laquelle les modes VSP pourront émerger et être amplifiés. D'autre part on s'attend à ce que la dissipation turbulente dans le reste du domaine limite le développement des niveaux de fluctuations excessifs, par rapport aux mesures, qui sont observés lorsque la modélisation est purement laminaire (voir section 1.5.3).

3.2 Méthode de transition

La simulation URANS mise en place précédemment correspond à une situation dans laquelle tout l'écoulement est turbulent, car le modèle de turbulence est activé pour l'ensemble du domaine. On cherche maintenant à ajouter une transition laminaire-turbulent dans la simulation, afin de préserver une zone dans laquelle l'écoulement est laminaire. Une méthode est développée pour prendre en compte la transition dans la simulation URANS. Il n'existe à notre connaissance pas de modèles pour la prévision de la transition dans une configuration d'écoulement induit par injection en paroi. On cherche donc à imposer la transition mise en évidence par l'analyse des mesures expérimentales sur VALDO. Dans le domaine de l'aérodynamique sur profil d'aile, l'effet de la transition est parfois traduit par la pondération de termes du modèle de turbulence par une fonction numérique appelée fonction d'intermittence (Cliquet et al. 2007). En s'inspirant de cela, on cherche à construire une fonction de pondération similaire qui sera calculée au préalable et imposée dans la simulation. Comme il n'y a pas de phénomène d'intermittence pendant la transition dans notre configuration, elle est appelée *fonction de transition* et notée γ. Par imitation de la définition classique de la fonction d'intermittence, la fonction de transition γ en un point M est reliée au régime local de l'écoulement par :

$$\begin{aligned} \gamma(M) = 0 \quad &\rightarrow \quad \text{zone laminaire} \\ \gamma(M) = 1 \quad &\rightarrow \quad \text{zone turbulente} \\ 0 < \gamma(M) < 1 \quad &\rightarrow \quad \text{zone de transition} \end{aligned}$$

Le travail détaillé dans cette partie concerne d'une part la mise en place d'une méthode numérique dans CEDRE pour prendre en compte la fonction de transition, et d'autre part la construction d'un modèle pour calculer la fonction de transition.

3.2.1 Construction d'un modèle pour la fonction de transition

Le but de cette partie est de déterminer la valeur de la fonction de transition γ en tout point du domaine de simulation qui représente la transition laminaire-turbulent dans l'expérience. L'analyse expérimentale conduite dans le chapitre 2 donne comme informations la position des régions laminaires et turbulentes et de leur frontière, qui est la ligne de transition. La ligne de transition expérimentale a une forme complexe, et elle est de plus asymétrique. On l'adapte au domaine axisymétrique de simulation en la symétrisant et en la simplifiant par interpolation polynomiale. Cette ligne de transition simplifiée représentative de l'expérience est notée $\mathcal{L}$. Compte tenu de l'évolution des facteurs liés à la transition autour de la ligne de transition observée dans le chapitre 2, on peut légitimement dire que la transition ne se produit pas instantanément mais sur une certaine distance. On ne dispose cependant pas des éléments pour savoir exactement où se commence et se termine la transition, ni même la forme générale de la région dans laquelle se produit la transition. La fonction de transition n'est pas directement accessible par l'expérience dans le cadre des analyses effectuées. En fait, tout ce que l'on peut dire de la fonction de transition à partir des analyses de l'expérience est qu'elle vaut 0 du côté de la ligne de transition près de l'axe et 1 de l'autre côté, comme illustré dans la figure 3.4.

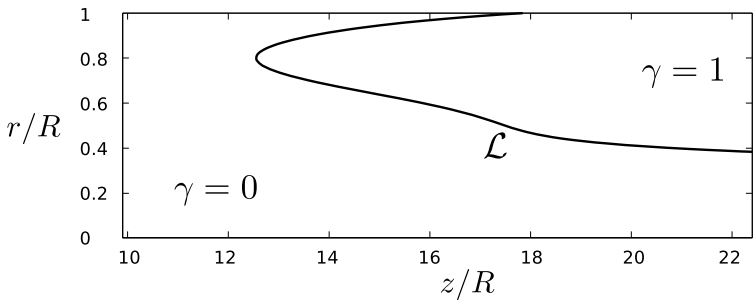


FIGURE 3.4

On veut donc construire un modèle pour calculer la fonction de transition. Compte tenu du peu d'information dont on dispose, le modèle recherché est délibérément simple. L'hypothèse de départ est que la fonction de transition évolue avec la distance (en norme 2) dans la direction normale à la frontière. Afin de pouvoir distinguer la région laminaire de la région turbulente, la distance normale introduite est signée. Cette distance, notée d, est négative du côté laminaire et positive du côté turbulent. En pratique, elle est calculée localement par recherche du point de la frontière le plus proche, puis signée par rapport à la normale orientée en ce point. On veut que la fonction de transition évolue continûment entre 0 et 1 sur une certaine distance D autour de la frontière, dans la direction normale. On veut également pouvoir choisir à quelle distance d de la frontière la valeur médiane de la fonction de transition $\gamma = 0,5$ est atteinte. L'expression de la fonction de transition proposée est :

$$\gamma = \frac{1}{2}\left[\tanh\left(f_r(d - f_c)\right) + 1\right] \tag{3.1}$$

Dans cette expression f_c est la distance normale à la paroi d pour laquelle $\gamma = 0,5$, et f_r détermine la vitesse de l'évolution de la fonction γ entre 0 et 1. En fait on souhaite pouvoir décrire

la fonction de transition modélisée avec des informations plus intuitives, qui sont D la largeur de la zone de transition dans la direction normale et γ_0 la valeur de la fonction de transition sur la frontière. On cherche donc à exprimer les paramètres f_r et f_c de l'équation (3.1) avec D et γ_0. Le problème de l'expression en tangente hyperbolique choisie est que la valeur de γ n'atteint jamais strictement 0 et 1. On introduit donc une valeur seuil $\epsilon \ll 1$ et on redéfinit la zone de transition comme la région dans laquelle $\epsilon \leqslant \gamma \leqslant 1 - \epsilon$.

f_r et f_c sont exprimés avec D, γ_0 et ϵ en raisonnant sur le cas 1D de l'évolution de γ suivant une normale à la frontière. Les significations de ces paramètres dans ce cas 1D sont représentées dans la figure 3.5. γ_0 est la valeur de la fonction de transition en $d = 0$. D est la distance entre la position du niveau $\gamma = \epsilon$ et du niveau $\gamma = 1 - \epsilon$.

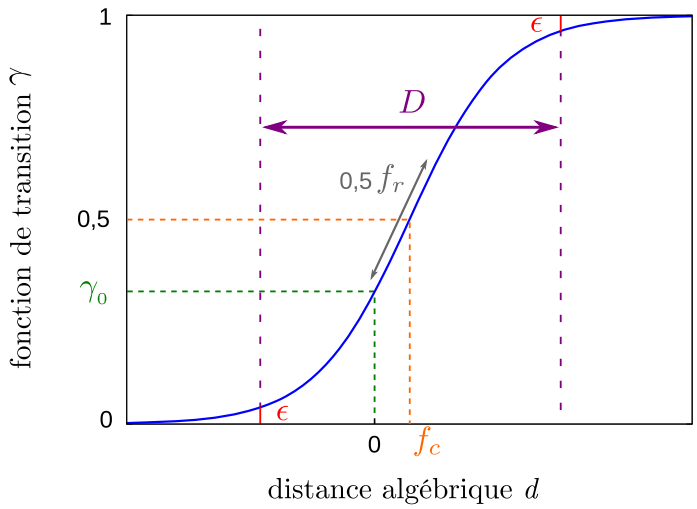


FIGURE 3.5 – Illustration des paramètres numériques et physiques de la fonction de transition

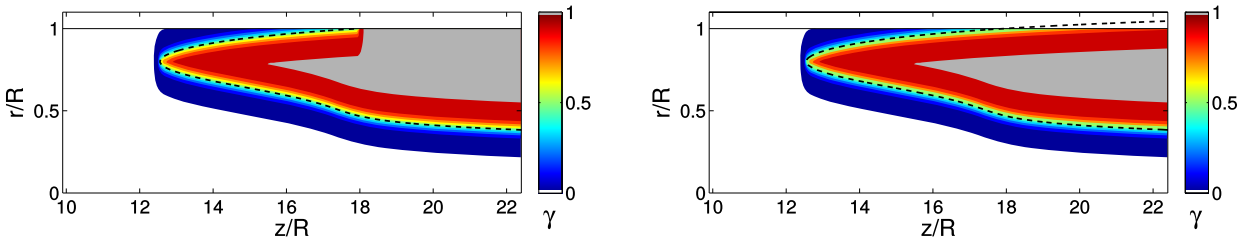
En exprimant f_r et f_c en fonction de γ_0, D et ϵ, on obtient le modèle pour la fonction de transition (3.2).

$$\begin{aligned} \gamma(d, D, \gamma_0) &= \frac{1}{2}\left[\tanh\left(f_r(d - f_c)\right) + 1\right] \\ f_r &= \frac{2}{D}\,\mathrm{atanh}(1 - 2\,\epsilon) \\ f_c &= \frac{1}{f_r}\,\mathrm{atanh}(1 - 2\,\gamma_0) \end{aligned} \tag{3.2}$$

On cherche à utiliser ce modèle pour calculer la fonction de transition pour l'expérience. La frontière entre la zone laminaire et la zone turbulente, par rapport à laquelle la distance normale signée d est calculée, est donc $\mathcal{L}$. Cependant les valeurs à donner à D et à γ_0 sont inconnues, ce sont donc des paramètres arbitraires. La valeur seuil ϵ est prise par défaut à 10^{-4}.

Un cas d'illustration de la fonction de transition calculée avec le modèle est donné en figure 3.6a en prenant $D = R/3$ et $\gamma_0 = 0,5$. L'échelle entre les axes n'est pas respectée pour des raisons de visibilité. Cette figure met en évidence un comportement singulier de repli des contours autour de $r/R = 1$ et $z/R = 18$, c'est-à-dire à l'extrémité de la frontière $\mathcal{L}$. Ce qu'on observe est une conséquence directe du fait que le calcul de la distance normale signée d, qui sert à définir γ, n'a pas de sens près de cette extrémité.

Pour contourner ce problème, la frontière $\mathcal{L}$ est prolongée [2] en dehors des limites du domaine de simulation jusqu'à $z/R = 22,4$. La fonction de transition calculée avec cette frontière prolongée est représentée dans la figure 3.6b et ne montre plus de repli ou de comportements singuliers. C'est donc en fait la frontière prolongée qui sera utilisée pour le calcul de la fonction de transition et désignée par $\mathcal{L}$.



(a) Ligne de transition simple

(b) Ligne de transition prolongée

FIGURE 3.6 – Fonction de transition calculée pour $D = R/3$ et $\gamma_0 = 0,5$. L'échelle entre les axes n'est pas respectée.

On met maintenant en forme l'information qui est transmise à la simulation afin de décrire la transition imposée. Le modèle (3.2) est utilisé pour calculer la valeur de la fonction de transition aux centres des cellules du domaine de simulation. La description de la fonction de transition peut se limiter à la zone de transition et ses limites, c'est-à-dire la première couche de cellules dans lesquelles γ vaut 0 ou 1. En effet en dehors de cette zone la valeur de gamma ne peut être que 0 ou 1, et elle est donnée par celle de la cellule de frontière la plus proche. On ne stocke donc la valeur de la fonction de transition que pour la région de transition et ses limites. Le stockage est fait sous la forme d'un nuage de point écrit dans un fichier.

3.2.2 Traitement de la transition dans CEDRE

On s'intéresse maintenant à la mise en place d'une méthode informatique dans le code CEDRE pour imposer une transition laminaire-turbulent. Cette méthode utilise comme donnée d'entrée la description de la transition, sous la forme des valeurs de la fonction de transition γ dans un nuage de points. Le but recherché avec cette méthode est de pouvoir utiliser une fonction de transition modélisée à partir de données expérimentales avec l'équation (3.2) afin d'imposer une transition supposée représentative de l'expérience.

L'objectif de la méthode de transition est de moduler localement le terme de dissipation turbulente des équations de quantité de mouvement, dû à la viscosité turbulente calculée par le modèle de turbulence, suivant la valeur de la fonction de transition. Le cas considéré est le modèle de turbulence $k - \omega$ BSL de Menter utilisé pour ces simulations. La solution choisie a été de ne pas modifier le fonctionnement du modèle de turbulence mais de modifier la viscosité turbulente après son calcul. Localement, la viscosité turbulente effective μ_t est la viscosité turbulente prévue par le modèle RANS μ_t^{RANS} pondérée par la fonction de transition :

$$\mu_t = \gamma \, \mu_t^{\mathrm{RANS}} \tag{3.3}$$

2. L'interpolation polynomiale réalisée pour construire $\mathcal{L}$ à partir de la frontière expérimentale facilite grandement cette tâche.

Avec cette pondération la viscosité turbulente μ_t est nulle dans la zone imposée laminaire, ce qui signifie qu'il n'y a pas de dissipation due à la turbulence. Dans la zone imposée turbulente, μ_t a la valeur prévue par le modèle de turbulence, donc l'effet du modèle de turbulence sur l'écoulement est nominal. On conserve la résolution des équations de transport de k et de ω dans tout le domaine.

En fait, utiliser cette pondération dissocie partiellement les équations locales de quantité de mouvement et celles du modèle de turbulence. En effet le modèle de turbulence calcule classiquement une viscosité turbulente en fonction de l'écoulement, mais l'effet de cette viscosité supplémentaire est localement atténué ou même ignoré. Cela implique que le calcul des scalaires turbulents k et ω, et donc de μ_t, n'est pas rigoureusement correct dans les régions où $\gamma < 1$.

L'expression du terme de production de ω utilisée dans CEDRE pour le modèle $k - \omega$ BSL fait apparaître la viscosité turbulente au dénominateur. Avec la pondération de la méthode de transition, la viscosité turbulente est nulle dans les régions définies laminaires ce qui peut entraîner une surproduction anormale de la dissipation spécifique ω. La viscosité turbulente effective μ_t a donc été remplacée, pour le calcul de ce terme de production, par la viscosité turbulente avant pondération μ_t^{RANS}. Cette correction permet de garantir que le fonctionnement du modèle de turbulence n'est pas modifié par la méthode de transition.

La problématique essentielle de l'intégration de la méthode de transition est la récupération de l'information sur la transition fournie par l'utilisateur et son acheminement jusqu'à la routine calculant la viscosité turbulente. La pondération de l'équation (3.3) et la correction du terme de production de ω ne sont que de très légères modifications du code. Le code CEDRE est conçu pour l'exécution de calculs parallèles sur un grand nombre de processeurs. Dans ce but, les données sont découpées entre les processeurs, et organisées en plusieurs niveaux pour chaque processeur afin d'optimiser le temps de calcul. La routine calculant la viscosité turbulente utilise des informations appartenant au niveau le plus bas. Cependant les informations issues de la lecture de fichiers, comme celui contenant la fonction de transition, sont stockées dans les niveaux les plus hauts.

La méthode mise en place consiste essentiellement en deux étapes. La première étape est la récupération de la fonction de transition et son rangement dans une structure de données. La fonction de transition est donnée par l'utilisateur sous la forme d'un nuage de points dans un fichier. Le nuage de points est dans un premier temps lu et stocké par chaque processeur. Le nuage de point est ensuite projeté sur le domaine du processeur, afin de récupérer la valeur de la fonction de transition dans chaque cellule de ce domaine. La projection repose sur la recherche du plus proche voisin de chaque point du nuage de point dans le domaine du processeur pour affecter la valeur. Elle est illustrée par la figure 3.7. Cette procédure est plus précise lorsque la fonction de transition est donnée au centre de chaque cellule de la zone de transition. En effet, toutes les cellules dans la zone de transition récupèrent alors la valeur locale de la fonction de transition, tandis que les cellules en dehors récupèrent la valeur au point le plus proche dans la zone frontière c'est-à-dire 0 ou 1. Cette étape n'est réalisée qu'une seule fois par processeur, pendant la phase d'initialisation des données au début du calcul. A la fin de l'étape, la valeur de la fonction de transition aux centres des cellules du domaine du processeur sont stockées dans l'organisation de données.

L'objectif de la deuxième étape de la procédure est de faire *descendre* la fonction de transition jusqu'au niveau de données utilisé par la routine calculant la viscosité turbulente. Pour cela la fonction de transition est simplement intégrée dans les routines gérant la descente des données liées au calcul de la turbulence. Cette étape de descente de données est répétée pour chaque cycle de calcul de l'avancement en temps.

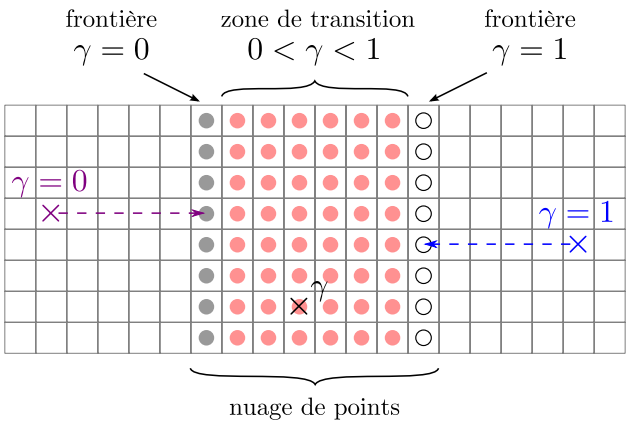


FIGURE 3.7 – Illustration de la projection pour une zone de transition fictive rectangulaire

Bilan

Une simulation URANS 2D axisymétrique a été mise en place afin de mettre en évidence l'influence de la transition sur les modes VSP. Une source de perturbations consistant en une interruption de débit sert à faire émerger les modes VSP. La modélisation de la turbulence repose sur un modèle à viscosité turbulente ($k - \omega$ BSL), avec des scalaires turbulents injectés basés sur les mesures dans VALDO. Avec cette modélisation, les modes VSP n'émergent pas lorsque l'écoulement est turbulent dans tout le domaine.

La méthode de transition mise en place consiste en une pondération de la viscosité turbulente calculée par le modèle de turbulence par une fonction appelée fonction de transition. Compte tenu du peu d'informations sur la forme à donner à cette fonction de pondération, elle est modélisée à partir de la distance à la ligne de transition. Des paramètres arbitraires supplémentaires, la largeur de la zone de transition D et la valeur de la fonction sur la ligne de transition γ_0, permettent de spécifier la forme de la fonction de transition.

Chapitre 4

Etude de l'influence de la transition

Une méthode a été mise en place dans le chapitre précédent pour imposer une transition laminaire-turbulent dans une simulation URANS. L'objectif de ce chapitre est d'utiliser cette méthode pour déterminer l'influence de cette transition sur les fluctuations de l'écoulement. Pour cela on s'intéresse tout particulièrement à son effet sur l'amplification des modes VSP. Dans un premier temps les modifications globales des fluctuations de l'écoulement dues à l'existence d'une transition sont mises en évidence par comparaison à une simulation dite *laminaire*. Les mesures faites sur le montage VALDO sont utilisées comme cas de référence pour trancher entre ces simulations. Dans un dernier temps on s'intéresse à l'influence des paramètres du modèle de la fonction de transition sur l'amplification des modes VSP.

4.1 Influence de la transition imposée sur les fluctuations de l'écoulement

On prend comme exemple la fonction de transition calculée à partir de la ligne déduite de l'expérience, $\mathcal{L}$, avec une largeur de $D = R$ pour la région de transition et une valeur de la fonction de transition $\gamma_0 = 0,5$ sur la ligne de transition. Son champ autour de la région de transition est représenté dans la figure 4.1.

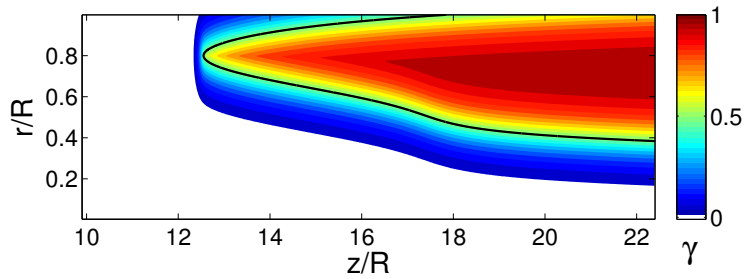


FIGURE 4.1 – Contours de la fonction de transition calculée avec le modèle (3.2), avec la frontière $\mathcal{L}$, $D = R$ et $\gamma_0 = 0,5$.

Afin d'illustrer l'effet de la transition imposée sur l'écoulement, la simulation avec transition est comparée à une simulation sans transition ni modélisation de la turbulence. Cette dernière

simulation correspond au type de simulations utilisées pour prévoir les ODP pour un écoulement laminaire (Ballereau et al. 2006). On la désignera ici sous le terme de simulation *laminaire*, à défaut d'un terme plus approprié, au sens où la turbulence et la transition ne sont pas prises en compte.

Il faut en effet être conscient que ce terme ne signifie absolument pas que l'écoulement simulé est forcément laminaire. Le domaine est long et rien n'empêche que l'amplification de modes VSP ne conduise à une saturation qui entraînerait logiquement la transition laminaire-turbulent. Cependant, comme le domaine est bidimensionnel, le développement de fluctuations tridimensionnelles n'est pas possible et il est par conséquent délicat de parler de développement de turbulence ou même de transition. En fait, on pourrait voir cette simulation comme une simulation LES bidimensionnelle en approche MILES, c'est-à-dire sans modélisation en sous-maille.

Le champ instantané de la composante azimutale du rotationnel de vitesse est représenté à un même instant pour ces deux simulations dans la figure 4.2. On s'intéresse dans un premier temps à la partie supérieure (a) qui correspond à la simulation *laminaire*. Pour $z/R \leqslant 10$ le champ de rotationnel forme des bandes horizontales avec une alternance de niveaux élevés et de niveaux faibles et dont l'amplitude décroit quand on s'éloigne de la paroi. Il s'agit de la couche limite acoustique due à l'injection de paroi qui est prévue par la solution de Flandro & Majdalani (2003) (voir section 1.2.3). On observe l'émergence et le développement des structures tourbillonnaires associées au VSP pour $z/R \leqslant 15$. Le motif caractéristique est une bande rectiligne de fort niveau de rotationnel et inclinée dans le sens opposé à l'écoulement, qui est située près de la paroi et se prolonge par un enroulement dans le sens de l'écoulement. Un comportement plus complexe, probablement lié à des non-linéarités, se met en place au delà de $z/R = 15$. Le champ de rotationnel pour la simulation avec transition, (b), est assez similaire en dessous de $z/R = 12$. On peut remarquer que dans cette simulation la couche limite acoustique est plus marquée que pour la simulation *laminaire*, et qu'elle masque partiellement le développement du VSP. L'émergence du VSP est repérable par les oscillations des bandes théoriquement horizontales de la couche limite acoustique. Le champ de rotationnel s'écarte fortement de celui de la simulation laminaire à partit du début de la zone de transition, autour de $z/R \approx 13$ pour $r/R \approx 0,8$. En effet les structures tourbillonnaires ont des niveaux de rotationnel nettement plus faibles que pour le cas *laminaire*, et elles gardent la forme associée au VSP. La figure 4.2 montre qu'imposer une transition laminaire-turbulent entraîne une dissipation des structures tourbillonnaires dans la zone de transition et la zone turbulente, ainsi qu'une modification plus légère des fluctuations en amont de la zone de transition.

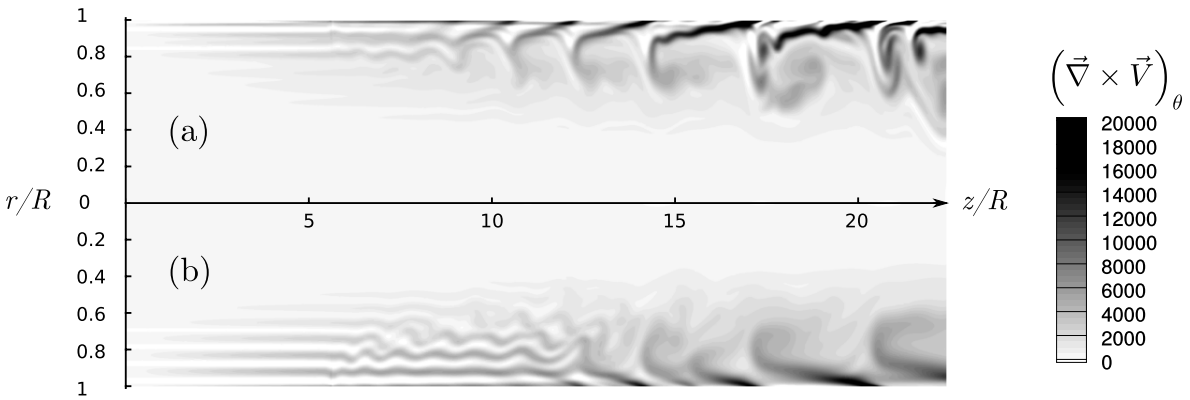


FIGURE 4.2 – Champ instantané de la composante azimutale du rotationnel de vitesse. (a) simulation *laminaire* et (b) simulation avec transition

Il est communément admis que l'amplitude de l'onde de pression retour, émise au passage d'une structure tourbillonnaire par la sortie, dépend du niveau de fluctuations portées par la structure tourbillonnaire. On s'attend donc à ce que la dissipation de structures tourbillonnaires dans le cas de la simulation avec transition ait un effet sur les niveaux de fluctuations de pression dans le domaine. Les distributions axiales à $r/R = 0,8$ des fluctuations RMS de pression en régime établi sont représentées dans la figure 4.3. Cette figure montre des distributions très proches dans les deux simulations et proches de celle d'un mode acoustique longitudinal. Les fluctuations de pression sont réduites de 250 Pa pour les extrema, soit environ 40% pour la valeur médiane, lorsque la transition est imposée. Dans le cas de la simulation *laminaire* l'allure de la distribution des fluctuations est due au fait que plusieurs modes acoustiques sont excités, dont le mode 3L, même si le mode 2L est le plus important.

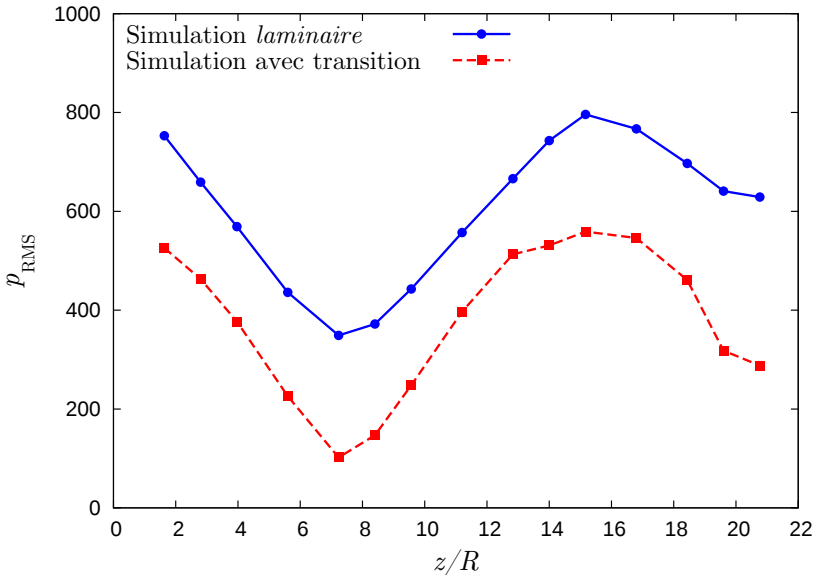


FIGURE 4.3 – Distribution axiale des fluctuations de pression à $r/R = 0,8$

Une dissipation supplémentaire des structures tourbillonnaires et une réduction des oscillations de pression ont été observées lorsque la transition est prise en compte. Il s'agit de résultats attendus compte tenu des études de la littérature sur l'influence de la turbulence dans la prévision des oscillations de pression (voir section 1.5.3).

On cherche maintenant à étudier plus spécifiquement l'amplification des modes VSP, qui constitue le principal mécanisme d'augmentation des niveaux de fluctuations sur les composantes de vitesse axiale et radiale. L'analyse de l'amplification est conduite sur les fluctuations de vitesse radiale, car cette composante n'est porteuse que des fluctuations liées aux modes VSP contrairement à la vitesse axiale dont les fluctuations comprennent une contribution de l'acoustique. L'évolution axiale des fluctuations RMS de vitesse radiale est représentée dans la figure 4.4 à $r/R = 0,8$.

La source de perturbations supposée déclencher l'émergence de modes VSP est une interruption locale de l'injection de paroi à $z/R = 5,6$. Il est par conséquent logique de n'observer que des niveaux de fluctuations négligeables pour la vitesse radiale à $z/R \leqslant 5,6$ et $r/R = 0,8$. Les niveaux de fluctuations deviennent non-négligeables à $z/R = 7,23$, c'est-à-dire juste après l'interruption. A partir de cette position, les amplitudes RMS des fluctuations de vitesse radiale augmentent fortement dans la direction axiale. La croissance pour la simulation avec transition s'interrompt brusquement autour de $z/R = 12,8$, ce qui correspond à peu près au début de la zone de transition

pour $r/R = 0,8$. Au contraire, la croissance de la simulation *laminaire* se poursuit sans changement jusqu'à $z/R = 16,8$. Le ralentissement de la croissance à partir de cette position est probablement lié à une évolution non-linéaire et une saturation des niveaux de fluctuations. Compte tenu des réserves exprimées sur le sens physique de la simulation *laminaire* près du stade de développement de la turbulence, l'évolution à $z/R \geqslant 16,8$ ne sera pas étudiée.

Pour la simulation laminaire la croissance des fluctuations de vitesse radiale pour $z/R \leqslant 16$ suit une tendance exponentielle, ce qui suggère qu'elle est due à l'amplification de modes VSP. Les spectres de la vitesse radiale, comme par exemple la figure 3.2, montrent que la croissance observée est multimodale car plusieurs modes VSP sont amplifiés. La tendance de la croissance des fluctuations de vitesse radiale pour la simulation avec transition et $z/R \leqslant 12,8$ est très proche de celle de la simulation laminaire, à l'exception d'un décalage sur la position de début d'amplification. Le changement de tendance observé à $z/R = 12,8$, c'est-à-dire au début de la zone de transition pour $r/R = 0,8$, montre que l'amplification axiale des modes VSP est réduite localement par la transition imposée.

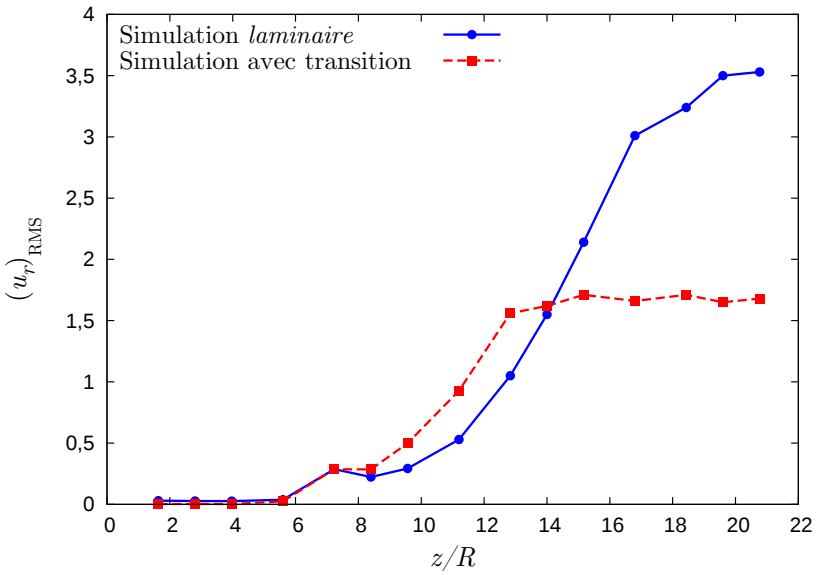


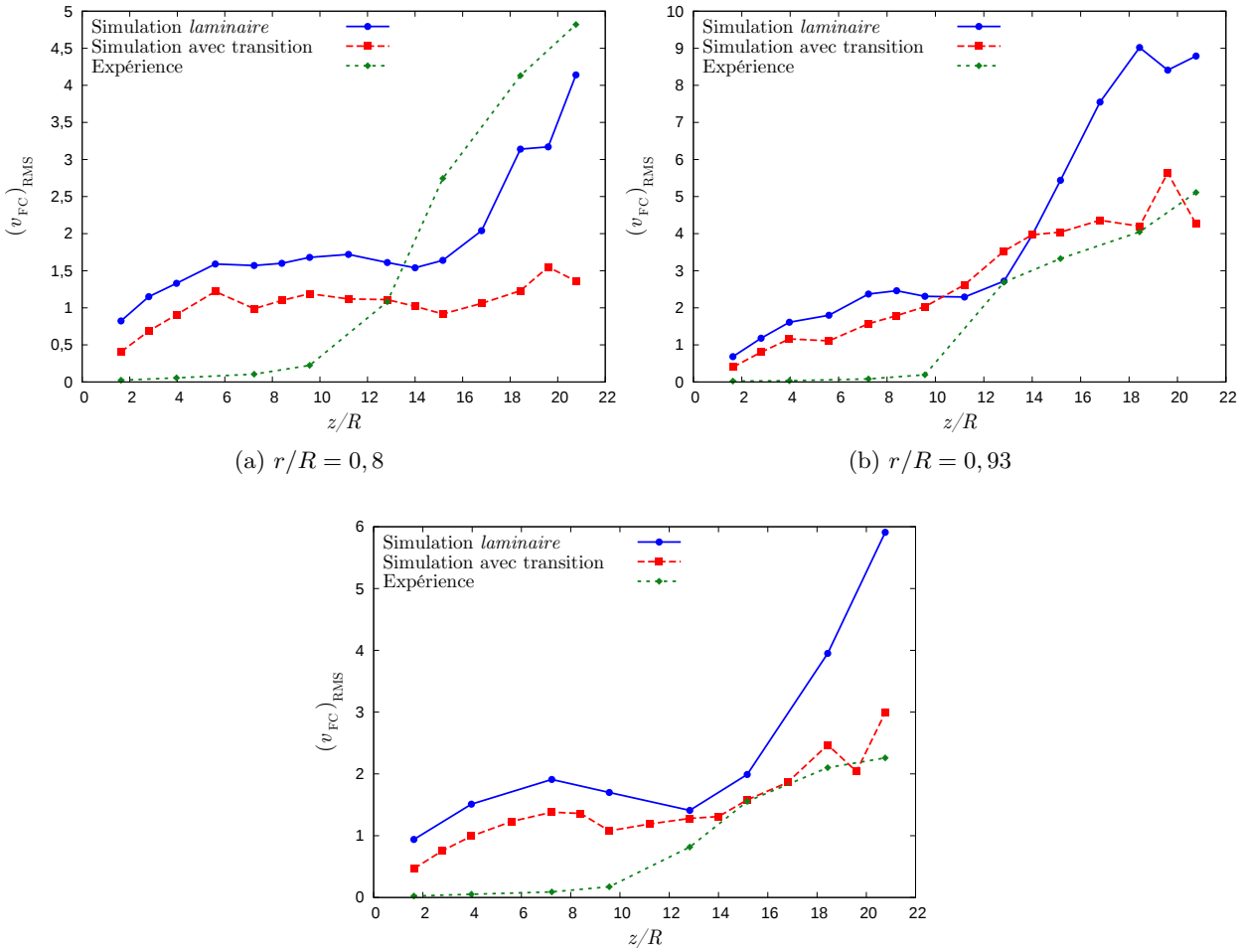
FIGURE 4.4 – Evolution axiale des fluctuations de vitesse radiale à $r/R = 0,8$

La comparaison de la simulation avec transition et de la simulation *laminaire* a montré qu'imposer la transition modifie l'amplification du VSP hors de la zone laminaire et plus généralement les niveaux de fluctuations dans le domaine. La question est maintenant de savoir laquelle de ces deux simulations est la plus représentative de l'écoulement dans VALDO. Pour cela on les compare aux mesures du montage VALDO exploitées dans la partie 2.1. La comparaison porte sur $V_{\mathrm{FC}} = \sqrt{U_r^2 + U_z^2}$, qui est l'équivalent dans la simulation de la grandeur mesurée par la sonde fil chaud dans VALDO.

Les distributions axiales des fluctuations sur V_{FC} représentées dans la figure 4.5 mettent en évidence une différence de niveaux acoustiques dans les simulations et l'expérience. En effet, comme la vitesse V_{FC} dépend de la vitesse axiale, elle est porteuse d'une contribution acoustique. Les fluctuations de vitesse non négligeables près du fond avant pour les simulations sont dues à une acoustique importante car à ces positions ($z/R \leqslant 5,6$) les modes VSP n'ont pas émergé (voir figure 4.4). Or les niveaux de fluctuations pour l'expérience aux mêmes positions sont négligeables, ce qui montre que l'acoustique y est différente et plus faible que dans les simulations. Ceci est probablement lié au fait que la condition de sortie des simulations est réfléchissante, car à pression

fixée, alors que l'expérience a une sortie ouverte *a priori* peu réfléchissante. L'influence de l'acoustique est particulièrement importante pour $z/R \leqslant 10$, comme le montre la figure 4.5, ce qui empêche de comparer l'expérience et les simulations.

La comparaison est donc faite uniquement sur les niveaux de fluctuations, et à des positions axiales pour lesquelles les niveaux sont importants, par conséquence de l'amplification multimodale, afin de réduire l'influence relative de l'acoustique. La figure 4.5a montre que pour la position radiale $r/R = 0,8$ les niveaux de fluctuations prévus avec la transition sont très inférieurs à ceux de l'expérience. Comparativement, la courbe de la simulation *laminaire* se rapproche plus de celle de l'expérience, mais reste néanmoins très différente. La même comparaison est présentée très près de la paroi à $r/R = 0,93$ (figure 4.5b) et plus près de l'axe à $r/R = 0,33$ (figure 4.5c). A ces positions, les niveaux de $(v_{\mathrm{FC}})_{\mathrm{RMS}}$ de la simulation avec transition sont plutôt proches de ceux de l'expérience, alors que ceux de la simulation *laminaire* sont excessivement élevés.



(a) $r/R = 0,8$

(b) $r/R = 0,93$

(c) $r/R = 0,33$

FIGURE 4.5 – Evolution axiale des amplitudes RMS des fluctuations de Vfc

Les simulations réalisées illustrent l'intérêt d'imposer la transition dans la simulation, qui est de pouvoir prévoir l'amplification des modes VSP dans la zone laminaire et leur dissipation, ou du moins une réduction de leur amplification, dans une zone plus turbulente. Bien entendu les niveaux de fluctuations prévus dans la simulation avec transition sont très dépendants de la modélisation de

la turbulence, c'est-à-dire du modèle de turbulence et de la turbulence injectée, dans les régions où γ est non négligeable. Dans le cadre de travail défini, la modélisation de la turbulence est considérée comme une donnée fixée.

4.2 Influence des paramètres de la fonction de transition

La transition imposée dans la simulation est décrite par une fonction de transition. Cette fonction n'est pas directement accessible avec les mesures disponibles, et un modèle constitué de l'équation (3.2) a été proposé dans le chapitre précédent. Dans ce modèle la fonction de transition est décrite par trois paramètres [1] :

- ligne de transition
- largeur de la zone de transition : D
- valeur de la fonction sur la ligne de transition : γ_0

La ligne de transition détermine la forme générale et la position de la fonction de transition, car la fonction γ est calculée à partir de la distance algébrique à cette ligne. Comme son nom l'indique, la largeur D détermine la largeur de la zone de transition dans la direction normale à la ligne de transition. Enfin, la valeur de la fonction γ sur la ligne de transition, notée γ_0, est reliée qualitativement au décentrement de la zone de transition par rapport à la ligne de transition suivant la normale locale. On considère que la zone de transition est centrée lorsque $\gamma_0 = 0,5$.

Ces trois données sont utilisées pour décrire les propriétés de la fonction de transition dans le modèle. Pour déterminer l'influence des propriétés de la fonction de transition sur l'amplification du VSP, on procède à une étude paramétrique. Le jeu de paramètres de référence dans cette étude est la ligne de transition déduite de l'expérience et simplifiée, notée $\mathcal{L}$, avec $D = R$ et $\gamma_0 = 0,5$. Les cas étudiés sont des variations autour de ce cas de référence. L'étude paramétrique proposée est relativement succincte. L'objectif n'est pas de déterminer un jeu optimal de paramètres, dans la mesure où la modélisation de la turbulence a une influence forte sur les fluctuations (section 1.6.5), mais de mettre en évidence de manière pratique avec trois valeurs différentes l'influence de chacun de ces paramètres.

4.2.1 Forme et position de la ligne de transition

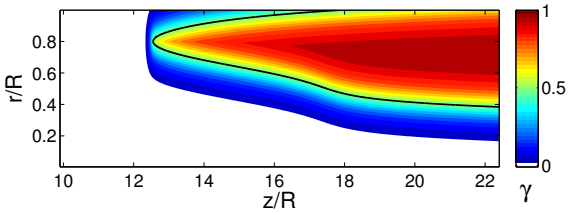
La ligne $\mathcal{L}$ est représentative de la transition analysée dans l'expérience VALDO, voir section 3.2.1. Les deux autres lignes de transitions sont des cas fictifs simples. Pour mettre en évidence une influence de la forme de la ligne de transition, on utilise comme seconde ligne de transition une droite verticale. Elle est située à $z/R = 12$ afin d'être proche du premier point de $\mathcal{L}$ dans la direction axiale, c'est-à-dire $z/R \approx 12,5$ pour $r/R \approx 0,8$. La dernière ligne de transition est également une droite verticale mais située à $z/R = 15$, afin de mettre en évidence une influence de la position. Les fonctions de transition correspondantes calculées avec $D = R$ et $\gamma_0 = 0,5$ sont représentées [2] dans la figure 4.6. La ligne de transition est représentée par une ligne noire.

1. Un seuil ϵ est également nécessaire mais il n'est pas compté comme un paramètre car il a très peu d'influence sur la forme générale de la fonction de transition tant qu'il est petit. Il est gardé égal à 10^{-4}.

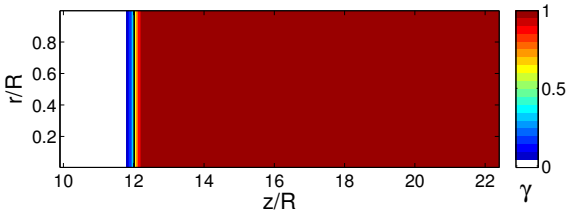
2. Dans cette représentation l'échelle des axes n'est pas respectée et les contours de niveau $\gamma = \epsilon$ et $\gamma = 1 - \epsilon$ ne sont pas représentés, pour des questions de lisibilité. Ceci explique l'allure écrasée des contours et le fait que la largeur de la zone de transition semble très différente de R.

Pour chaque cas, la distribution des fluctuations RMS de vitesse radiale issue de la simulation est représentée dans la figure 4.7. Les fluctuations sont calculées à partir des vitesses enregistrées par des capteurs disposés dans le domaine suivant une grille 15×16. Comme pour la comparaison à la simulation *laminaire* précédemment, le calcul des fluctuations ne prend pas en compte la phase d'établissement des oscillations de l'écoulement. La représentation des fluctuations pour plusieurs positions radiales permet de s'assurer qu'il n'y a pas de comportements singuliers. L'échelle de couleur, non précisée, est la même pour toutes les représentations de ce type (figures 4.7, 4.10 et 4.13). On observe qualitativement qu'aussi bien la forme que la position de la ligne de transition influencent l'amplification axiale. Pour les lignes de transitions droites, un changement rapide d'évolution est observé autour de la position de la ligne.

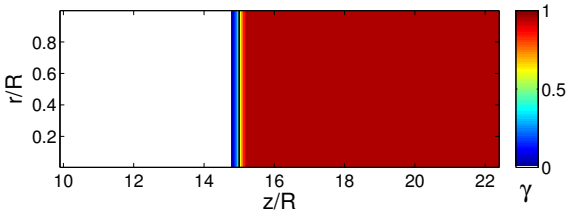
Afin de comparer plus finement les amplifications pour les trois fonctions de transition, les profils axiaux à $r/R = 0,8$ sont extraits des figures 4.7a à 4.7c et tracés dans la figure 4.8. On retrouve dans ces figures l'évolution axiale mise en évidence précédemment, à savoir une amplification multi-modale commençant juste après $z/R = 5,6$, puis une rupture nette d'évolution. Les trois cas étudiés se distinguent par la pente de l'amplification, la position de la rupture de pente et l'évolution en aval. La figure 4.8 montre tout d'abord que l'amplification avant la transition est modifiée par la forme de la ligne de transition. Dans les trois cas la rupture de pente se produit dans la zone de transition, cependant les positions des capteurs sont trop espacées pour que l'on puisse la relier à une valeur précise de γ. Le cas des deux lignes de transition droites (à $z/R = 12$ et $z/R = 15$) montre que les niveaux de fluctuations de vitesse radiale à la position de transition sont plus importants lorsque celle-ci est retardée. Ceci est cohérent avec l'amplification des modes VSP, qui n'est pas atténuée en amont de la transition. Il est également observable que la diminution des fluctuations de vitesse radiale après la transition est nettement plus importante pour la transition à $z/R = 15$ que pour celle à $z/R = 12$, et qu'elles ramènent les fluctuations à des niveaux comparables.



(a) $\mathcal{L}$

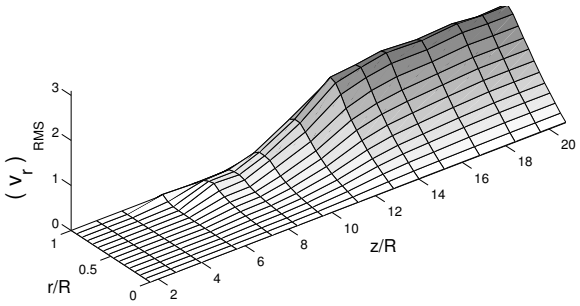


(b) Ligne verticale à $z/R = 12$

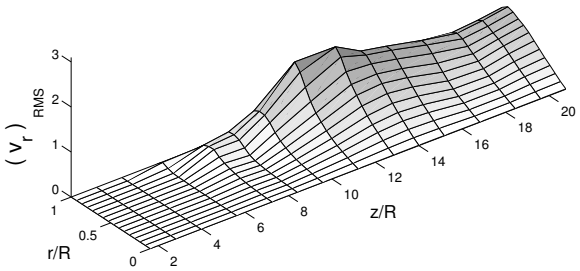


(c) Ligne verticale à $z/R = 12$

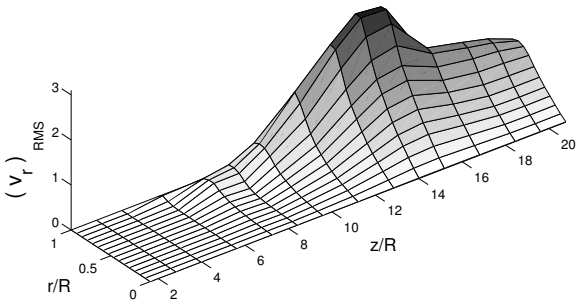
FIGURE 4.6 – Fonction de transition dans le domaine de simulation



(a) $\mathcal{L}$



(b) Ligne verticale à $z/R = 12$



(c) Ligne verticale à $z/R = 12$

FIGURE 4.7 – Distribution des fluctuations RMS de vitesse radiale dans le domaine

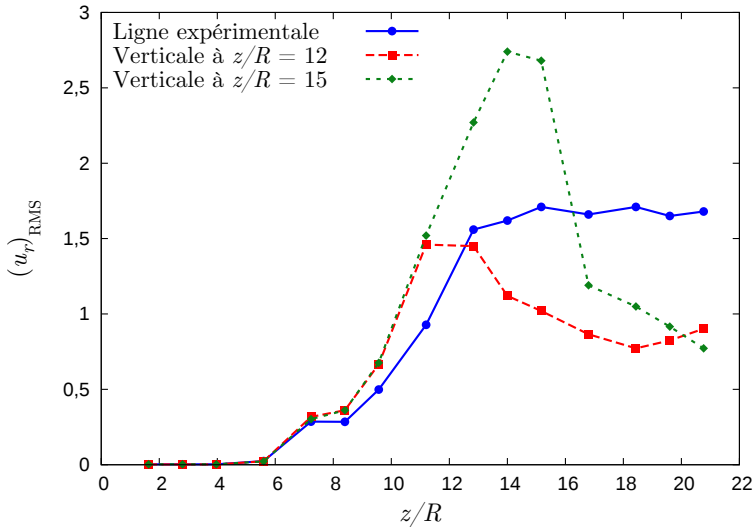
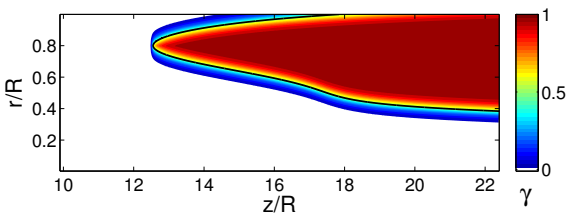


FIGURE 4.8 – Evolution axiale des fluctuations de vitesse radiale à $r/R = 0.8$ pour les trois lignes de transition considérées

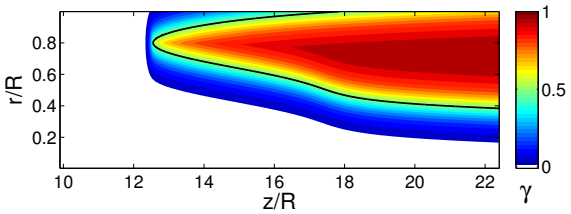
4.2.2 Largeur de la zone de transition

La ligne de transition est $\mathcal{L}$ et on lui associe la valeur de fonction de transition $\gamma_0 = 0,5$. Des fonctions de transition sont calculées pour des largeurs de $D = R/3$, $D = R$ et $D = 5R/3$ et représentées dans la figure 4.9. Comme mentionné dans la partie méthode, la forme de la ligne de transition n'est pas partout respectée par les contours de γ à cause du calcul de γ par distance algébrique à la ligne de transition $\mathcal{L}$ et de la forme de $\mathcal{L}$. Une deuxième conséquence de ce mode de calcul pour une ligne de transition courbe est que les valeurs extrêmes de γ peuvent ne pas être atteintes dans la partie convexe de la zone de transition quand la largeur D fixée est trop grande. C'est particulièrement bien illustré par la diminution de la valeur maximale atteinte par γ entre les figures 4.9a et 4.9c.

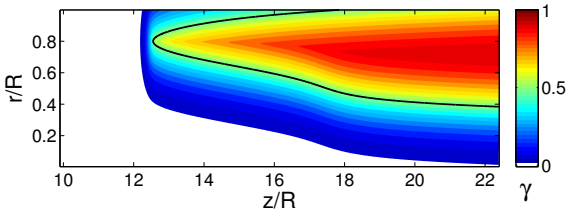
Les distributions de fluctuations de vitesse radiale sont représentées dans tout le domaine et chaque cas dans la figure 4.10, et à $r/R = 0,8$ pour les trois cas dans la figure 4.11. La position de la rupture de pente dans la figure 4.11 est entre $z/R = 12$ et $z/R = 14$, malgré de fortes différences sur l'étendue de la zone de transition dans la direction axiale observables dans la figure 4.9. Trois comportements différents sont observables après la transition pour la plage de valeur de D considérée. L'amplitude RMS des fluctuations de vitesse radiale diminue pour $D = R/3$, stagne pour $D = R$ et augmente avec une pente inférieure à celle avant la transition pour $D = 5R/3$. Il est également notable que l'amplification avant la transition est aussi affectée par D. En effet une transition plus raide, c'est-à-dire sur une largeur D plus faible, conduit à un taux d'amplification plus élevé.



(a) $D = R/3$

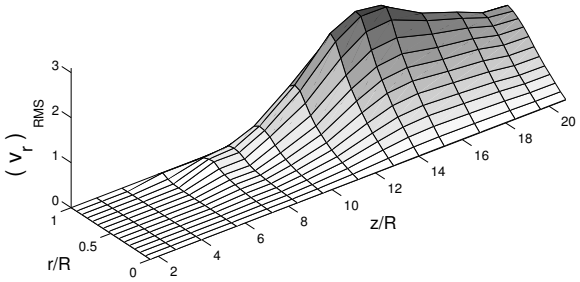


(b) $D = R$

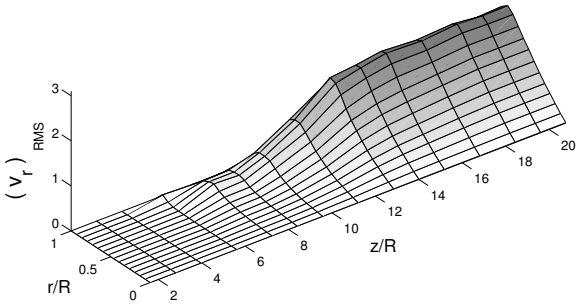


(c) $D = 5R/3$

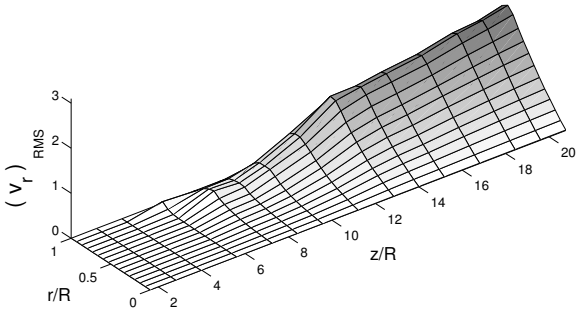
FIGURE 4.9 – Fonction de transition dans le domaine de simulation



(a) $D = R/3$



(b) $D = R$



(c) $D = 5R/3$

FIGURE 4.10 – Distribution des fluctuations RMS de vitesse radiale dans le domaine

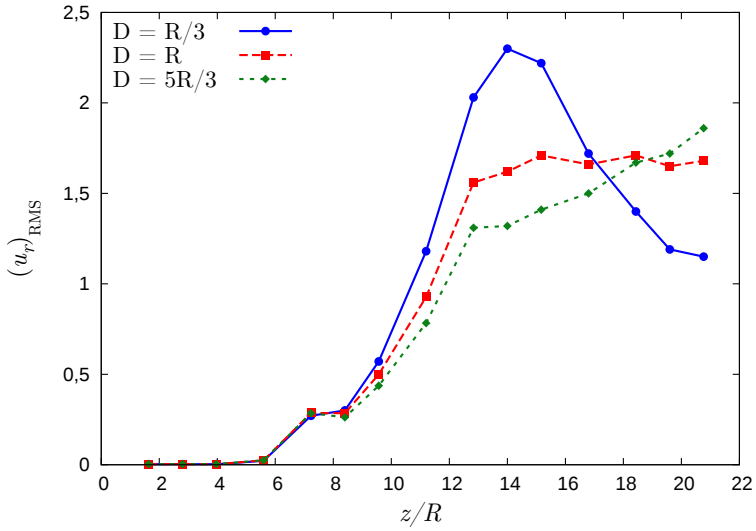
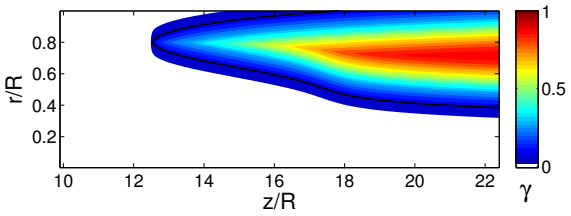


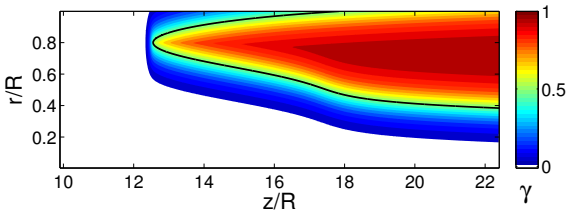
FIGURE 4.11 – Evolution axiale des fluctuations de vitesse radiale à $r/R = 0.8$ pour les trois largeurs de ligne de transition

4.2.3 Valeur de référence γ_0 de la fonction de transition

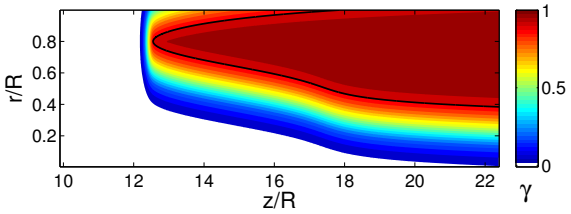
Le dernier paramètre étudié est la valeur γ_0 de γ attribuée à la ligne de transition. La ligne de transition est $\mathcal{L}$ et la largeur est $D = R$. Tel que le modèle de calcul de la fonction de transition est fait, la valeur de γ_0 détermine le décalage de la zone de transition par rapport à la ligne de transition dans un cas 1D (voir figure 3.5). Cependant la courbure importante de $\mathcal{L}$ autour de $r/R = 0,8$ entraîne un écart important entre le décalage anticipé et le décalage effectif des niveaux de γ dans la direction axiale à droite de $\mathcal{L}$. Pour les niveaux intermédiaires de γ, c'est-à-dire autour de $0,5$ au sens large, le décalage effectif est d'environ $2R$ dans la direction axiale entre le cas $\gamma_0 = 0,5$ (figure 4.12b) et le cas $\gamma_0 = 0,1$ (figure 4.12a) pour $r/R = 0,8$. Or un décalage similaire est observable pour la position de la rupture de pente dans la figure 4.14. Malgré l'imprécision sur la position de la rupture de pente, on observe qualitativement qu'elle est liée à la position à laquelle la fonction de transition γ atteint un certain niveau. Pour la modélisation de la turbulence utilisée, ce niveau semble faire partie des valeurs intermédiaires entre 0 et 1.



(a) $\gamma_0 = 0,1$

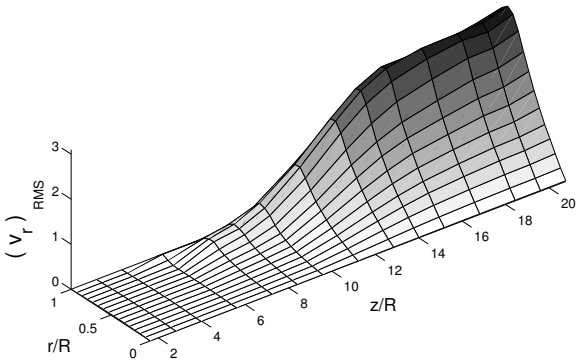


(b) $\gamma_0 = 0,5$

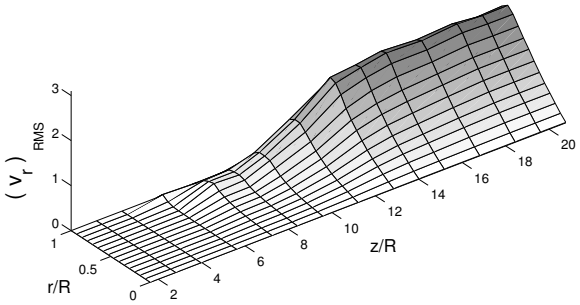


(c) $\gamma_0 = 0,9$

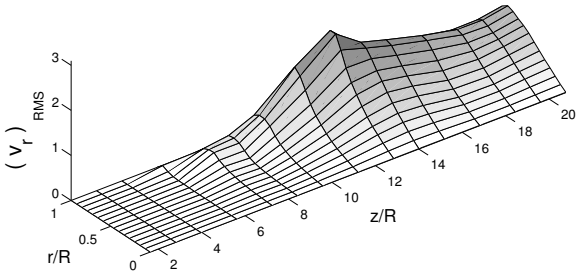
FIGURE 4.12 – Fonction de transition dans le domaine de simulation



(a) $\gamma_0 = 0,1$



(b) $\gamma_0 = 0,5$



(c) $\gamma_0 = 0,9$

FIGURE 4.13 – Distribution des fluctuations RMS de vitesse radiale dans le domaine

Pour $\gamma_0 = 0,9$ la zone de transition est très raide autour de $r/R = 0,8$. La figure 4.14 montre une diminution importante des niveaux de fluctuation après la rupture de pente. Au contraire la transition sur une région très large pour $\gamma_0 = 0,1$ autour de $r/R = 0,8$ conduit à une augmentation lente après la rupture. Ces deux cas confirment les observations faites précédemment, voir section 4.2.2, sur le lien entre l'évolution après la rupture de pente et la raideur de la transition. De même, pour

les trois paramètres, les différences d'amplification avant la transition peuvent être reliées à la différence de raideur dans l'évolution axiale de γ. La raison de ce lien est inconnue.

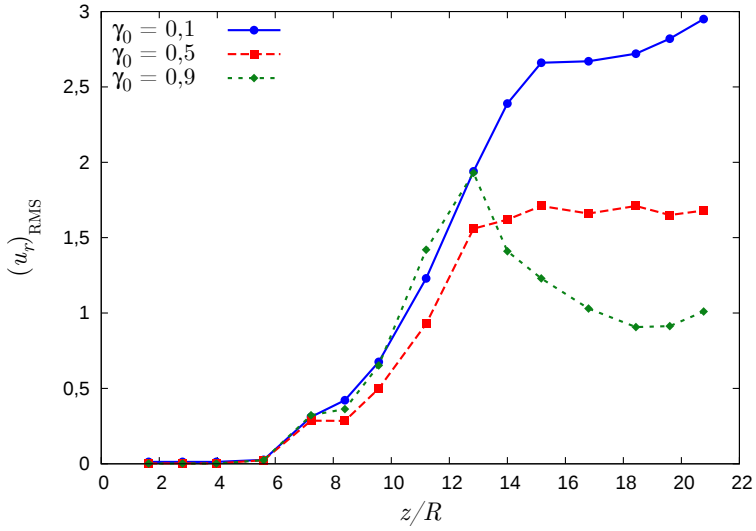


FIGURE 4.14 – Evolution axiale des fluctuations de vitesse radiale à $r/R = 0.8$ pour les trois valeurs de γ_0

L'étude paramétrique a montré que les trois paramètres utilisés pour décrire la fonction de transition ont tous une influence significative sur l'évolution axiale des fluctuations de vitesse radiale. Dans tous les cas étudiés la croissance multi-modale est nettement modifiée dès que la valeur de γ est suffisamment importante, l'effet général étant une réduction de la croissance. L'évolution des fluctuations de vitesse radiale après le début de la transition dépend principalement de la raideur de la transition dans la direction axiale, c'est-à-dire la distance effective sur laquelle la transition se produit. Cette caractéristique est liée à la largeur de la zone de transition, ainsi qu'à γ_0 lorsque la zone de transition est incurvée. Pour les raideurs les plus faibles, donc les plus fortes distances, la croissance se poursuit mais plus lentement que dans la zone laminaire. Au contraire pour les cas avec les raideurs les plus fortes les fluctuations de vitesse radiale décroissent dans la zone de transition. La raideur de la zone de transition a également un effet sur la pente de l'amplification dans la zone laminaire. Enfin, la position à laquelle la transition devient significative influence fortement les niveaux de fluctuations en aval, notamment parce qu'elle détermine l'amplitude atteinte par amplification multimodale avant la transition. Cette position dépend des trois paramètres du modèle (3.2).

Bilan

Dans ce chapitre, la méthode numérique mise en place au chapitre précédent a été utilisée pour imposer la transition expérimentale dans une simulation URANS. Pour cela, la transition est modélisée avec la ligne de transition déduite de l'analyse expérimentale (voir section 2.1), ainsi que des paramètres arbitraires donnant la forme et la largeur de la zone de transition.

Avec cette modélisation, la simulation prévoit correctement l'émergence et l'amplification de modes VSP dans la zone laminaire. La comparaison avec une simulation *laminaire*, c'est-à-dire sans modélisation de la turbulence, montre que la transition provoque une dissipation des structures tourbillonnaires dans la zone turbulente et une diminution globale des niveaux d'oscillations de pression. L'amplification des modes VSP est réduite à partir du début de la zone de transition, alors qu'elle se poursuit sur une grande distance et entraîne des fluctuations de vitesse importantes pour la simulation *laminaire*. Une comparaison avec les mesures VALDO montre que les niveaux de fluctuations de vitesse sont plus pertinents lorsque la transition est imposée.

Une étude paramétrique a montré que les paramètres utilisés pour modéliser la transition ont une influence significative sur l'amplification du VSP. Le facteur le plus important semble être la raideur de la zone de transition modélisée, qui traduit la distance axiale sur laquelle se produit la transition. Les paramètres de la fonction de transition, ainsi que la modélisation de la turbulence, doivent donc être bien choisis afin de reproduire les niveaux et l'évolution des fluctuations expérimentales. La modélisation de la turbulence a également une forte influence sur les niveaux de fluctuations simulés, car elle détermine le terme de dissipation turbulente qui est pondéré par la transition. Ce paramètre n'a pas été considéré car le cadre de cette étude était la mise en évidence de l'influence de la transition sur les fluctuations. Il s'agit cependant d'un axe de travail important pour permettre la prévision de niveaux de fluctuations pertinents.

Troisième partie

Simulation LES du développement de la transition

Chapitre 5

Méthode de simulation

Le but recherché est maintenant de simuler le développement naturel de la transition laminaire-turbulent dans l'expérience. L'approche de simulation utilisée pour cela est la LES, avec laquelle les grandes échelles de la turbulence sont résolues. Apte & Yang (2003) et Dupuy (2012) ont notamment montré que cette approche permet de simuler la transition en configuration plane. On cherche pour notre part à simuler la transition laminaire-turbulent qui est provoquée par l'émergence et l'amplification de modes VSP, conformément au scénario mis en évidence dans les mesures VALDO. Pour cette raison, l'analyse de l'amplification multimodale est au cœur de l'études des simulations.

Ce chapitre traite de la mise en place de la simulation LES de l'écoulement dans un conduit à paroi débitante avec le code CEDRE. L'objectif est de simuler la transition laminaire-turbulent dans le montage VALDO en utilisant un bruit d'injection. Le bruit sert à exciter les modes VSP, qui sont temporellement stables, mais aussi à favoriser le développement de la turbulence. Pour cela on procède en trois étapes. Dans un premier temps on définit les paramètres pour la simulation de l'écoulement dans le montage VALDO, en l'absence de perturbation. Ensuite, la méthode numérique modélisant le bruit d'injection est présentée. La dernière étape consiste en une validation de la méthodologie de simulation, en vérifiant que les propriétés classiques de l'écoulement laminaire sont respectées au début du domaine.

5.1 Paramètres généraux de simulation

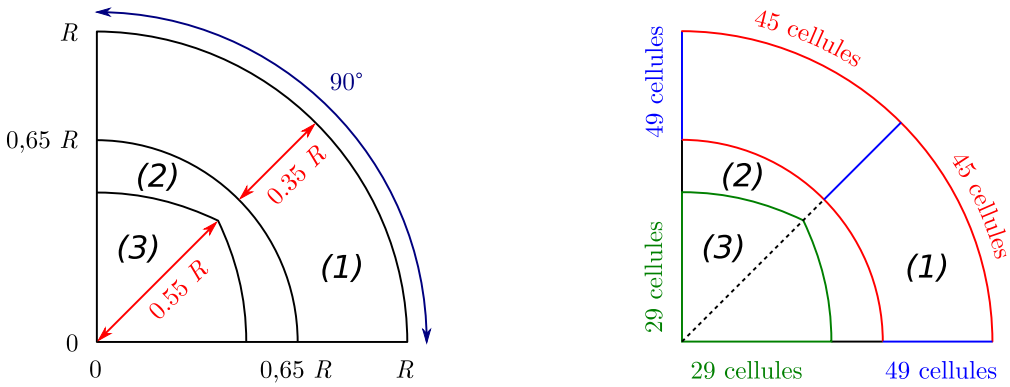
Les simulations sont réalisées avec le code CEDRE de l'ONERA. On pourra se référer à Refloch et al. (2011) pour une description générale des fonctionnalités et des domaines d'application de ce code. Le solveur utilisé ici, CHARME, résout les équations de Navier-Stokes en formulation compressible sur des maillages non-structurés. Au moment de ce travail, des schémas d'ordre élevé n'étaient pas encore disponibles dans ce solveur ; la version utilisée est d'ordre 2 en espace et en temps. La discrétisation spatiale repose sur une approche volumes-finis avec une interpolation de type MUSCL. Dans toutes les simulations présentées dans ce manuscrit, les flux sont calculés avec un schéma HLLC. Elles sont de plus réalisées sans pré-conditionnement bas Mach ni limiteur.

5.1.1 Discrétisation spatiale

Le domaine de calcul est la veine du montage VALDO dans sa configuration à 4 éléments. La discrétisation spatiale de ce domaine suit un compromis entre le nombre total de cellules et une discrétisation spatiale la plus fine possible. D'un côté, une résolution spatiale minimale est nécessaire pour capturer les plus grandes échelles turbulentes. D'un autre côté la résolution spatiale a un fort impact sur le temps de la simulation. En effet elle détermine le temps CPU par cycle, mais également le pas de temps via la condition CFL [1], et donc le nombre de cycles nécessaires pour simuler un certain temps physique. Comme un nombre important de simulations a été envisagé, notamment vis-à-vis de la méthode à mettre en œuvre pour *perturber* l'écoulement (voir section 5.3), il a été choisi de limiter la discrétisation spatiale. Le nombre total de cellules est ainsi 20×10^6, ce qui est dans l'ordre de grandeur des simulations LES de l'écoulement transitionnel de la littérature (Apte & Yang 2003, Dupuy 2012). Une conséquence de l'injection forte est qu'il ne se forme pas de couche limite visqueuse au voisinage de la paroi latérale (voir section 1.2.2). Les critères stricts de raffinement près de la paroi en LES en usage pour les écoulements de couche limite visqueuse ne s'appliquent donc *a priori* pas pour cette configuration. On fait le choix de privilégier un raffinement raisonnablement fin sur la région $r/R \in [0,65\,;\,1]$ dans laquelle les structures de VSP et de turbulence sont supposées se développer.

Le maillage non-structuré est formé par extrusion d'un motif dans la direction axiale. Le motif, défini dans la section perpendiculaire à l'axe, est constitué de trois zones. La géométrie et le nombre de cellules des arrêtes des zones sont représentées dans la figure 5.1 pour un quart de la section, sachant que la structure est la même dans les autres quarts. Dans la figure 5.1b chaque couleur correspond à un nombre de cellules sur l'arrête. La zone *(1)* est un cylindre creux de rayon intérieur $r/R = 0,65$ et de rayon extérieur $r/R = 1$. Le maillage de cette zone est structuré avec une disposition radiale de cellules en quadrangles. Il y a 49 cellules dans la direction radiale, avec un raffinement sur les 6 cellules près du bord, et 90 dans la direction azimutale. Le cœur *(3)*, un carré arrondi de demi-diagonale $0,55R$, est également structuré. Il est constitué de quadrangles en disposition normale avec 29 cellules dans chaque direction. Enfin, la zone *(2)* qui sert de raccord est non-structuré et constituée de triangles. La taille et le nombre des cellules y est imposé par les contraintes des deux zones structurées voisines. La taille de la première cellule à la paroi dans la direction radiale est de $1,2.10^{-4}$ m. Avec la discrétisation radiale adoptée dans la zone *(1)*, le premier battement de la couche limite acoustique est capturé sur 14 cellules.

1. La condition de Courant-Friedrich-Levy est une condition de stabilité des schémas d'intégration temporelle qui relie le pas de temps au pas d'espace.



(a) Géométrie des zones.

(b) Nombre de cellules.

FIGURE 5.1 – Structure du maillage dans un quart de la section perpendiculaire à l'axe.

Le maillage tridimensionnel est obtenu par extrusion de ce motif dans la direction axiale. La grille de discrétisation dans cette direction comprend 700 cellules. Elle est raffinée sur 3% de la longueur du domaine près du fond avant, puis uniforme au delà. Les tailles des cellules dans cette direction vont de 5.10^{-4} m à 10^{-3} m, ce qui permet de bien capturer les phénomènes connus de l'écoulement laminaire. En effet les principaux modes acoustiques ont de grandes longueurs d'ondes, et les échelles des structures tourbillonnaires du VSP ont été évaluées par Boyer (2012) entre 10^{-2} m et 2.10^{-2} m pour une valeur similaire du nombre de Reynolds d'injection.

5.1.2 Conditions aux limites

- Fond avant :
  La paroi du fond avant est traitée avec une condition de glissement, afin d'éviter d'avoir à résoudre une couche limite visqueuse. Les expériences et des simulations ont montré que la contribution de la viscosité sur cette paroi se limite essentiellement à la formation d'une zone de recirculation pour $z/R < 2$. Compte tenu de la forme des lignes de courant, les fluctuations induites restent près de l'axe pendant leur transport. Or la littérature et l'analyse expérimentale réalisée dans la section 2.1 ont montré l'absence de transition ou même de non-linéarités près de l'axe. La recirculation au fond avant ne joue *a priori* pas de rôle dans le développement du VSP et de la transition en proche paroi, donc on se permet de la négliger.

- Sortie :
  Dans la configuration expérimentale choisie la sortie est subsonique, ce qui pose la question de son caractère réfléchissant. Deux choix s'offrent dans le code CEDRE, soit une sortie à pression imposée donc réfléchissante, soit une sortie non-réfléchissante. La sortie réfléchissante a été choisie afin de conserver un niveau acoustique suffisant, même s'il est potentiellement plus fort que dans l'expérience. En effet dans le scénario imaginé de développement de la turbulence l'acoustique joue un rôle déterminant en accrochant les fréquences du VSP. La valeur moyenne de la pression imposée sur la surface de la sortie est 101300 Pa.

- Paroi injectante :
  Le comportement de la paroi injectante est modélisé par une condition de vitesse entrante imposée. Cette condition permet de fixer la norme et la direction de la vitesse. De cette manière la paroi injectante n'est pas considérée comme une paroi mais une entrée d'air. Ce choix qui peut être surprenant est justifié par le fait que les conditions de l'expérience

correspondent à un régime d'injection forte, c'est-à-dire que $V_{inj} > u_\tau$ sur toute la longueur du domaine (voir section 1.2.2). La vitesse d'injection moyenne est normale à la paroi injectante et vaut $V_{inj} = 1\,\mathrm{m.s}^{-1}$.

Par ailleurs le montage VALDO est modulaire et constitué de 4 éléments dans sa configuration d'étude. Il a été montré que l'injection est modifiée au raccord entre deux éléments, sur une longueur estimée de 1 à 2 mm (Boyer et al. 2012). Ces raccords, que l'on désignera par *intersegments* par analogie au cas des moteurs segmentés, sont situés à des positions axiales de $L/4$, $L/2$ et $3L/4$, voir figure 5.2. Il pourront être pris en compte pour l'ajout de perturbations dans la simulation, voir section 5.3, sous la forme d'une modification locale de la condition de vitesse entrante.

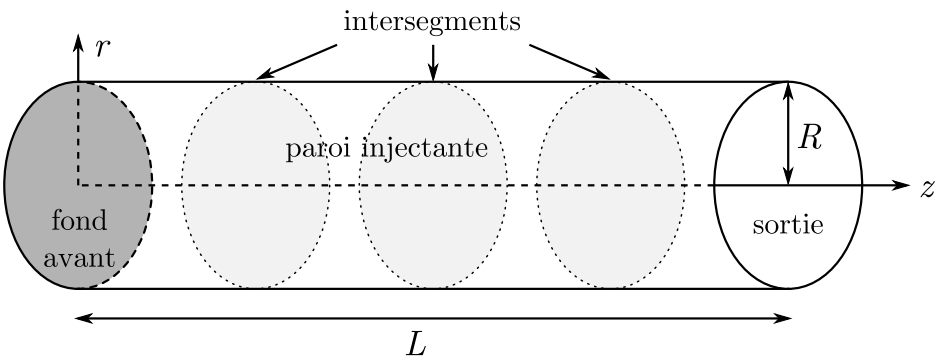


FIGURE 5.2 – Domaine de calcul et surfaces limites.

5.1.3 Stratégie de simulation

Le résultat d'une simulation *stationnaire* sert d'état initial pour la simulation instationnaire. La simulation *stationnaire* est en fait une simulation à haut pas de temps ($dt = 10^{-3}\,\mathrm{s}$) avec une intégration temporelle implicite du premier ordre. Cette simulation est conduite sans l'ajout de perturbation et elle converge vers un état stationnaire.

Pour la simulation instationnaire, une source de perturbation est ajoutée à l'écoulement et l'avancement en temps se fait par une méthode explicite de Runge-Kutta du second ordre. Le pas de temps choisi est beaucoup plus bas, $dt = 2{,}35 \times 10^{-7}\,\mathrm{s}$, afin d'assurer la stabilité vis-à-vis de la méthode de Runge-Kutta. En prenant en compte la compressibilité, le nombre de Courant-Friedrich-Levy s'exprime comme :

$$CFL = \frac{(V + c)dt}{\Delta} \tag{5.1}$$

où V est une échelle de vitesse caractéristique de l'écoulement et Δ une échelle spatiale caractéristique du maillage. Malgré les grandes vitesses axiales, la contrainte sur le pas de temps ne vient pas de cette direction car le pas d'espace dans cette direction est également grand. La contrainte de stabilité sur le pas de temps est en fait liée aux direction normales à l'axe à cause des structures tourbillonnaires. Le nombre CFL est donc calculé en prenant comme échelles représentatives la norme de vitesse et la diagonale de la section des cellules dans le plan normal à l'axe. Avec cette définition le pas de temps utilisé correspond à $CFL \leqslant 0,4$ dans tout le domaine.

champs volumiques instantanés	fréquence d'écriture : $106,4\,\mathrm{Hz}$
P	
$\mathbf{U}$	
$\nabla \times \mathbf{U}$	
Q	
champs volumiques moyens	–
P	
$\mathbf{U}$	
$(\overline{u_i\, u_j})$	
capteurs	fréquence d'écriture : $4{,}25 \times 10^4\,\mathrm{Hz}$
P	
$\mathbf{U}$	

TABLE 5.1 – Données de résultat d'une simulation

5.1.4 Modélisation de sous-maille

Même si un modèle dynamique de Smagorinsky est généralement utilisé dans la littérature, il a été observé par plusieurs auteurs (Wasistho & Moser 2005) que le modèle de sous-maille a peu d'influence sur le résultat de la simulation. Dupuy (2012) obtient notamment des résultats proches avec le modèle de Smagorinsky et sans modèle de sous-maille avec une approche MILES. Il a donc été choisi dans ce travail de suivre l'approche MILES, à savoir de ne compter que sur la dissipation numérique pour dissiper les petites échelles de turbulence. Dans la simulation mise en place, la dissipation numérique vient du raffinement modéré du maillage, mais aussi des schémas de résolution qui ne sont que d'ordre deux en espace et en temps.

5.2 Données issues d'une simulation

Les données issues des simulations que l'on va exploiter pour les analyses sont de trois natures. Tout d'abord des champs volumiques instantanés et des champs volumiques moyens qui donnent les valeurs de grandeurs physiques dans tout le domaine. Les champs instantanés sont écrits à des instants espacés, tous les 4×10^4 cycles de simulation. Les champs moyens sont calculés par moyenne pondérée sur chaque cycle de calcul. Leur calcul commence une fois que toute la physique de l'écoulement s'est mise en place, notamment suite à l'établissement de l'acoustique. CEDRE permet également de placer dans la simulation des sondes numériques, appelées capteurs, qui enregistrent des grandeurs locales de l'écoulement. Les capteurs ont été utilisés pour des mesures locales à haute fréquence, à savoir tous les 100 cycles de calcul. Les grandeurs utilisées pour l'exploitation sont résumées dans le tableau 5.1.

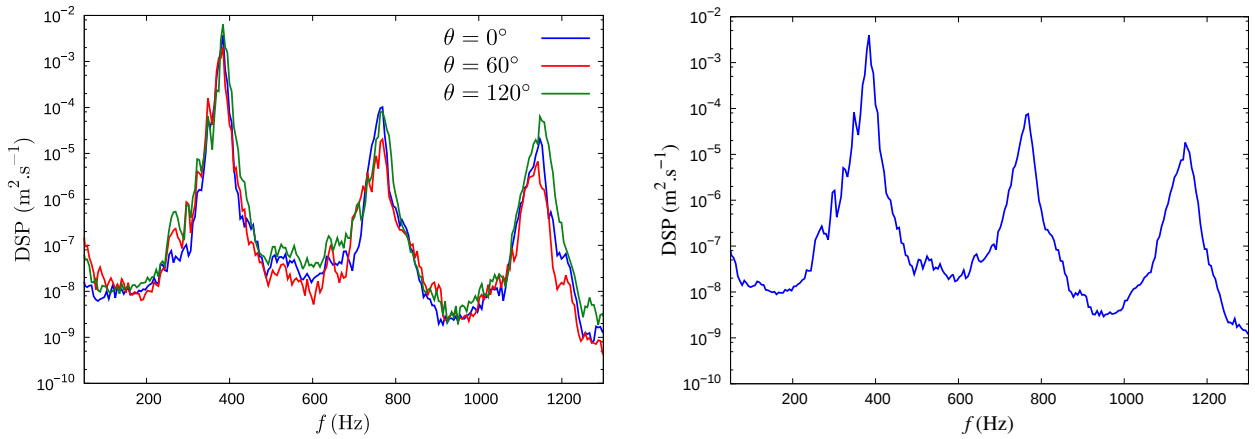
Les capteurs sont disposés dans le domaine de simulation suivant deux zones. Dans la première moitié du domaine ($z/R < 10$) les capteurs sont positionnés dans le plan vertical. Dans la seconde moitié ils sont placés dans 12 plans (e_z, e_r) situés tous les 15° suivant la circonférence du canal. Dans chaque plan de la première ou de la seconde moitié du domaine, les positions des capteurs reproduisent les positions de mesure dans la campagne expérimentale sur VALDO, avec une position axiale supplémentaire à $z = 660\,\mathrm{mm}$. Cela fait un total de 1920 capteurs.

positions azimutales	12 positions entre $\theta = 0°$ (verticale) et $\theta = 165°$								
positions axiales									
plan vertical ($\theta = 0°$)									
adimensionnées z/R	1,63	4,00	7,23	9,56	12,8	15,2	18,4	20,8	22
dimensionnées z (mm)	49	119	217	287	385	455	553	623	660
autres plans									
adimensionnées z/R	-	-	-	-	12,8	15,2	18,4	20,8	22
dimensionnées z (mm)	-	-	-	-	385	455	553	623	660
positions radiales									
adimensionnées r/R	30 positions, de 1 à $-0,933$ avec un pas de $-0,0667$ (*i.e.* 2/30)								

TABLE 5.2 – Positions des capteurs

Compte tenu de la configuration cylindrique de la simulation, on procède à des moyennes dans la direction azimutale pour certaines grandeurs afin d'en améliorer la représentativité. Dans le cas des champs moyens (en temps) cette procédure permet de réduire les effets du manque de convergence en temps. La procédure pour les champs moyens repose sur leur interpolation sur une grille cylindrique structurée et régulière. A moins de précision contraire, tous les résultats sur les champs moyens en temps présentés correspondent à la moyenne azimutale de ces champs.

Pour les capteurs on ne moyenne pas les grandeurs fluctuantes mais leurs propriétés dérivées *a priori* indépendantes du temps : spectres de densité spectrale de puissance, fonction d'autocorrélation, statistiques. Dans le cas des spectres, l'objectif de la moyenne est de mettre en évidence les fréquences dominantes dans le cas où d'autres fréquences ont ponctuellement des niveaux comparables. La figure 5.3 illustre l'effet de la moyenne azimutale sur des spectres de vitesse radiale. Elle montre que les fréquences dominantes sont préservées.



(a) Spectres dans différents plans

(b) Moyenne azimutale des spectres

FIGURE 5.3 – Spectres de vitesse radiale à $z/R = 12,8$ et $r/R = 0,8$

5.3 Modèle de perturbation

5.3.1 Démarche

La transition laminaire-turbulent que l'on cherche à simuler est celle qui suit l'amplification de modes dans le montage VALDO. Comme le VSP est une instabilité amortie en temps, il est nécessaire d'alimenter continuellement l'écoulement avec des perturbations. Il se trouve par ailleurs que le montage VALDO contient deux sources de perturbations, à savoir la paroi injectante qui crée un bruit d'injection et de petites zones de raccord entre les éléments du montage (intersegments) qui réduisent localement l'injection.

Nous cherchons à construire une source de perturbation dans la simulation pour exciter le VSP, tout en étant si possible cohérente avec les caractéristiques de l'expérience. Pour cela la perturbation imposée repose sur une modélisation des effets du bruit d'injection et des intersegments.

Le bruit d'injection, décrit section 2.2.2, est une variation spatiale de la vitesse d'injection due aux inhomogénéités du matériau de la paroi poreuse. A cause du caractère instationnaire de cet écoulement, le bruit d'injection résulte en des fluctuations temporelles dans l'écoulement. Le bruit d'injection est modélisé de deux manières différentes dans la littérature, à savoir soit comme une fluctuation temporelle, corrélée pour Dupuy (2012), soit comme une fluctuation spatiale non-corrélée (*e.g.* Apte & Yang 2003).

Nous avons choisi de le modéliser par une fluctuation spatiale, non-corrélée et stationnaire de la vitesse d'injection. Ce choix est motivé par trois raisons. Tout d'abord cette modélisation est proche du sens physique du bruit d'injection décrit par Pimenta & Moffat (1974). Ensuite elle est simple à mettre en place numériquement car il s'agit d'une condition aux limites hétérogène, ce que le code CEDRE permet. Enfin, la corrélation temporelle utilisée par Dupuy (2012) provient de mesures dédiées à la turbulence pour un montage plan (VECLA), avec notamment une résolution fréquentielle beaucoup plus élevée que celle des mesures disponibles pour le montage VALDO.

Le raccord entre les éléments de VALDO n'étant pas parfait, les intersegments sont probablement le lieu de perturbations importantes pour l'écoulement. Expérimentalement, ils représentent une forte réduction locale de l'injection par rapport au reste de la paroi. Les intersegments sont modélisés par des conditions limites de vitesse différentes de celle du reste de la paroi injectante, sur une couronne faisant 2 cellules de largeur. Comme la perturbation induite ne correspond pas à la même physique que celle du bruit d'injection, elle n'est pas modélisée par un bruit gaussien mais par une combinaison de modes azimutaux. Ce choix est purement arbitraire et ne reflète pas de mesures expérimentales. L'amplitude et la phase de chaque mode de la combinaison est aléatoire et différente pour chaque intersegment, afin de ne pas forcer l'apparition de fréquences particulières.

5.3.2 Formes de perturbations

On entre maintenant dans le détail des conditions aux limites hétérogènes de vitesse qui ont été mises en place pour modéliser l'effet des intersegments et du bruit d'injection.

La condition aux limites pour un intersegment est une distribution azimutale de vecteurs vitesse perpendiculaires à l'axe. On la note :

$$\mathbf{V_I}(\theta) = I_n(\theta)\,\mathbf{e_n} + I_t(\theta)\,\mathbf{e_t} \tag{5.2}$$

où $\mathbf{e_n}$ et $\mathbf{e_t}$ sont respectivement les vecteurs directeurs unitaires suivant la normale entrante et dans la direction azimutale.

Afin d'éviter des effets de discontinuité, les fonctions de distribution I_n et I_t sont basées sur des combinaisons aléatoires des premiers modes circulaires. La combinaison est aléatoire et unique pour les fonctions de distribution de chaque intersegment, afin d'éviter le forçage de certains modes circulaires. La forme générale de la combinaison des K premiers modes circulaires est :

$$\mathcal{D}(\theta, \mathbf{a}, \mathbf{b}) = \sum_{k=1}^{K} a_k \, \sin\left(k\,\theta + 2\pi\, b_k\right) \tag{5.3}$$

où $\mathbf{a}$ et $\mathbf{b}$ sont des vecteurs de coefficients aléatoires représentant respectivement l'amplitude et la phase de chaque mode. Compte tenu du nombre de cellules en paroi dans la direction azimutale, le nombre de modes K est pris égal à 15. Comme la condition limite est une condition d'entrée, la fonction de distribution suivant la normale entrante, I_n, est à valeurs positives ou nulles. I_t est à moyenne nulle. De plus les amplitudes de ces distributions, moyenne pour I_n et 0-crête pour I_t, doivent être choisies de sorte à ce que la norme de la vitesse imposée $\mathbf{V_I}$ soit inférieure à la vitesse d'injection.

Pour le bruit d'injection sur le reste de la paroi injectante, la condition aux limites est également un vecteur vitesse perpendiculaire à l'axe :

$$\mathbf{V_P}(z, \theta) = \left[V_{inj} + \mathcal{B}_n(z, \theta)\right] \, \mathbf{e_n} + \mathcal{B}_t(z, \theta) \, \mathbf{e_t} \tag{5.4}$$

où $\mathcal{B}_n$ et $\mathcal{B}_t$ sont les distributions spatiales du bruit d'injection. Ce sont des distributions gaussiennes à moyenne nulle, dont on impose l'amplitude 0-crête.

5.3.3 Paramètres de deux jeux de perturbations

Des études préliminaires ont permis de dégager deux jeux de perturbations favorables au développement de la transition laminaire-turbulent.

Le premier jeu de perturbation est qualifié de *bruit faible*. Il combine la contribution des intersegments et d'un bruit d'injection. En plus d'une composante normale, la condition limite de vitesse aux intersegments a une composante azimutale non-nulle afin de favoriser la tridimensionnalisation des structures de l'écoulement. Les distributions des vitesses sur les trois intersegments sont représentées dans la figure 5.4. De même, un bruit est ajouté sur la composante azimutale de la condition de vitesse sur le reste de la paroi injectante. Cependant la composante normale de vitesse n'est pas bruitée et vaut V_{inj}. On cherche avec ce bruit à favoriser la formation des structures tourbillonnaires du VSP.

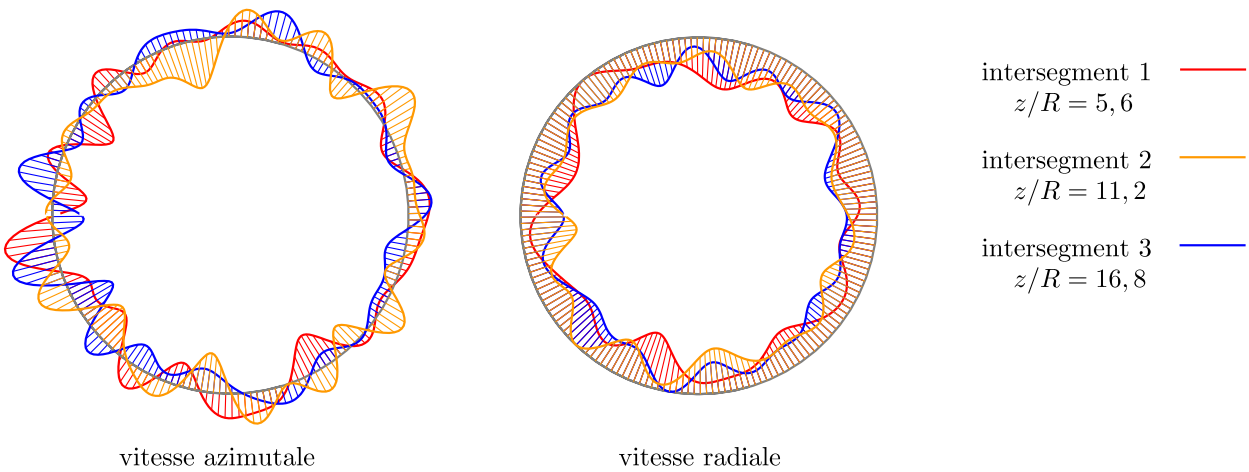


FIGURE 5.4 – Distribution de vitesse sur les intersegments pour le bruit *faible*

Le deuxième jeu de perturbation, qualifié de *bruit fort*, est inspiré du travail de Apte & Yang (2003). Il n'y a pas d'intersegments. La perturbation est simplement un bruit d'injection de forte intensité (90% V_{inj}) suivant la composante normale. L'objectif avec cette forme de bruit est d'alimenter l'écoulement en fluctuations de niveaux élevés afin que leur amplification conduise à une saturation et à la transition. Aucun bruit sur la composante azimutale n'est ajouté.

Leurs paramètres des deux jeux de perturbations sont décrits dans le tableau 5.3. Dans cette table les amplitudes des perturbations sont exprimées 0-crête. De plus pour ces perturbations, $V_{inj} = 1\,\mathrm{m.s}^{-1}$ et $K = 15$.

		bruit faible	bruit fort
Intersegment	perturbation normale	I_n	I_n
		moyenne : $0,3\,V_{inj}$	–
	perturbation azimutale	I_t	I_t
		amplitude : $0,5\,V_{inj}$	–
Paroi injectante	perturbation normale	$\mathcal{B}_n$	$\mathcal{B}_n$
		–	amplitude : $0,9\,V_{inj}$
	perturbation azimutale	$\mathcal{B}_t$	$\mathcal{B}_t$
		amplitude : $0,5\,V_{inj}$	–

TABLE 5.3 – Paramètres des perturbations pour les deux simulations présentées. Un tiret indique qu'une forme de perturbation est absente.

Il est important de noter que dans les deux jeux de perturbation, la composante normale de la vitesse imposée à la paroi est égale en moyenne à V_{inj}. Le débit injecté est donc le même pour les deux simulations. La perte de débit au niveau des intersegments pour le *bruit faible* est négligeable car les intersegments représentent moins de 1% de la surface de la paroi injectante.

5.3.4 Temps simulé

Les temps physiques exploitables pour les types de données de chaque simulation sont précisés dans le tableau 5.4. Bien sûr ces temps ne prennent pas en compte la phase d'établissement des fluctuations en début de simulation, et ne correspondent qu'au régime établi dans lequel toute la physique est présente. Pour faciliter la comparaison entre les simulations les analyses fréquentielles des signaux ont été faites avec la même résolution fréquentielle. Le nombre de points des transformées de Fourier (8192) et la fréquence d'acquisition conduisent à une résolution fréquentielle de 5,2 Hz. Cette résolution est suffisante pour distinguer les modes successifs du VSP, dont l'écart fréquentiel est d'environ 25 Hz (dans le cas VALDO considéré dans ce travail) pour un mode de fréquence 320 Hz et augmente légèrement avec la fréquence d'après Chedevergne (2007).

	bruit faible	*bruit fort*
champs instantanés	0,28 s	0,71 s
champs moyens	0,17 s	0,28 s
capteurs	0,28 s	0,71 s

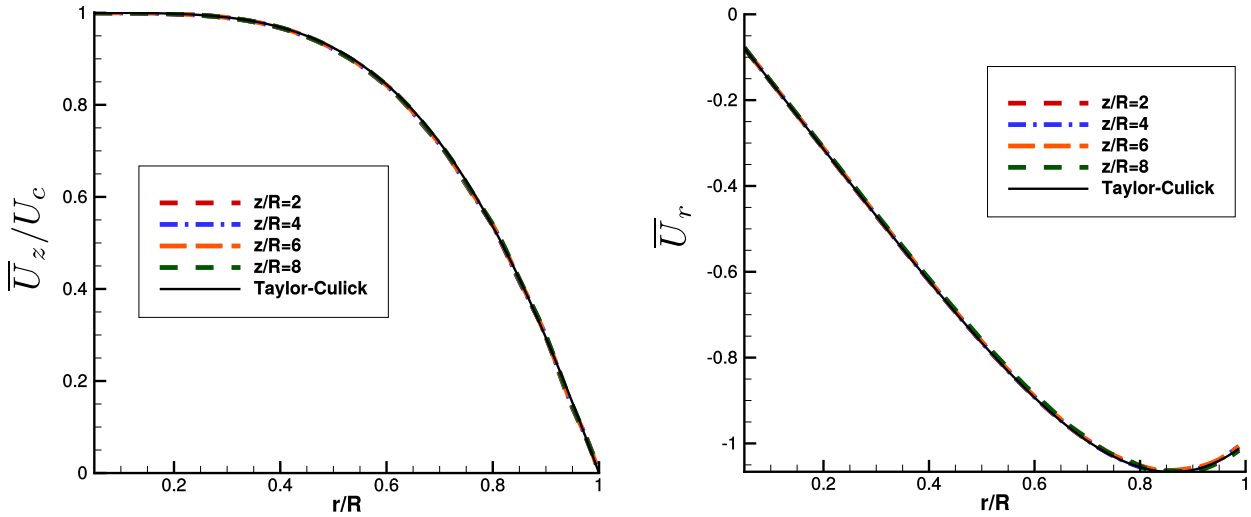
TABLE 5.4 – Temps physique exploitable

5.4 Validation

Le niveau de perturbations ajouté à l'écoulement est non négligeable dans les deux jeux utilisés. Il est important de vérifier que ces perturbations n'affectent pas des propriétés fondamentales de l'écoulement, comme la forme de l'écoulement moyen dans la zone laminaire. L'instabilité hydrodynamique est en effet liée à la forme de l'écoulement moyen.

La vérification consiste en une comparaison des profils de vitesse de l'écoulement moyen avec la solution de Taylor-Culick, pour des positions axiales correspondant théoriquement au régime laminaire. L'écoulement moyen est calculé par une moyenne temporelle de 0,28 s de temps physique simulé. La comparaison est faite avec une moyenne azimutale du champ, comme expliqué précédemment.

Les profils de vitesse moyenne pour la simulation avec bruit fort sont comparés à la solution de Taylor-Culick dans la figure 5.5. La comparaison est faite pour des positions axiales se trouvant *a priori* dans la région d'écoulement laminaire. Ces figures montrent que les profils moyens sont proches de la solution analytique malgré le bruit. En omettant les positions de vitesse nulle, l'écart calculé est inférieur à 1,5% pour la vitesse radiale et à 1,25% pour la vitesse axiale.



(a) Vitesse axiale (b) Vitesse radiale

FIGURE 5.5 – Comparaison des profils radiaux de vitesse, pour l'écoulement moyen et la solution théorique de Taylor-Culick.

Une autre propriété caractéristique de l'écoulement est la couche limite acoustique (Majdalani et al. 2005) due à l'injection en paroi. Elle est visualisée par tracé des profils de l'amplitude RMS des fluctuations de vitesse axiale. Cette grandeur est calculée comme la racine carrée du terme (1,1) du tenseur de contraintes $\overline{u_i\,u_j}$ projeté dans la base cylindrique. La figure 5.6 représente ces profils du fond avant jusqu'à $z/R = 12$, avec la même échelle arbitraire. On retrouve près de la paroi ($r/R = 1$) l'allure des profils d'amplitudes associés à la couche limite acoustique dans la littérature et rappelés dans l'étude bibliographique. De plus les niveaux de fluctuations non nuls vers le centre font apparaître une composante d'onde plane basse qui correspond vraisemblablement à l'acoustique longitudinale du domaine simulé.

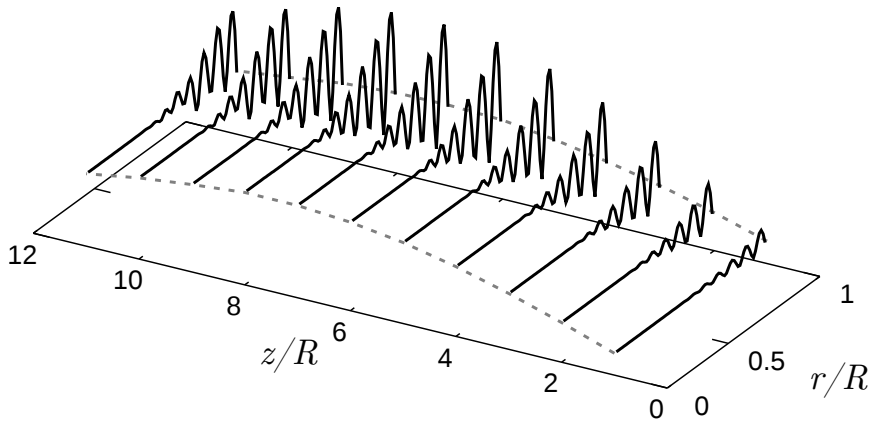


FIGURE 5.6 – Profils radiaux d'amplitude des fluctuations de vitesse axiale. L'échelle est la même pour tous les profils

La couche limite acoustique est aussi représentée dans une section du champ moyen sans moyenne azimutale à $z/R = 3,3$, dans la figure 5.7. Cette représentation montre qu'elle est pratiquement axisymétrique, ce qui est cohérent avec la théorie.

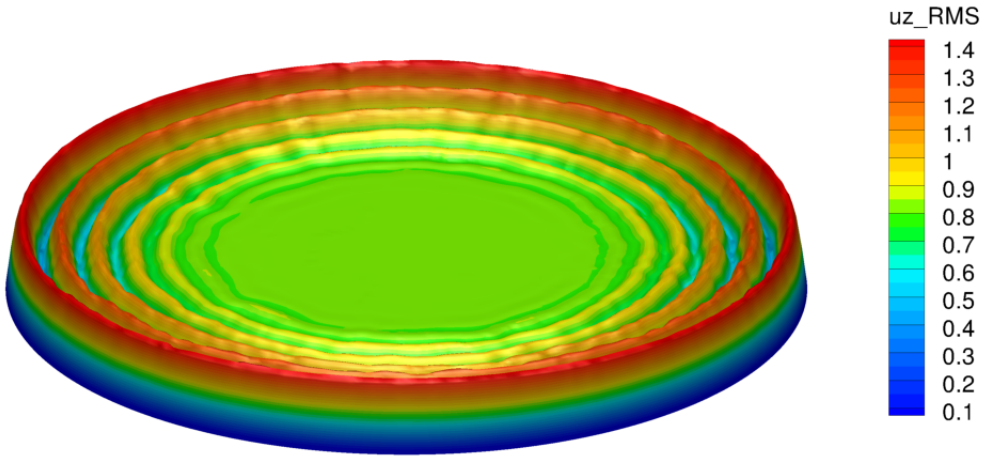


FIGURE 5.7 – Représentation des amplitudes de fluctuations de vitesse axiale dans le plan de coupe situé à $z/R = 3,3$. La surélévation de la surface est fonction des amplitudes de fluctuations.

L'objet de la validation était de vérifier que l'écoulement moyen n'est pas trop modifié dans la zone supposée laminaire par l'ajout d'un bruit fort. On a pu montrer qu'à des positions axiales modérées ($z/R \leqslant 8$) l'écoulement moyen est bien décrit par la solution de Taylor-Culick. De plus les profils de fluctuations montrent l'existence d'une couche limite acoustique relativement axisymétrique et de forme assez proche de celle prévue par la théorie. L'étude de validation montre donc que malgré le bruit fort, l'écoulement moyen a les mêmes propriétés qu'un écoulement moyen non perturbé.

Bilan

La simulation LES de l'écoulement dans le montage VALDO a été mise en place dans ce chapitre. Elle repose sur une approche MILES avec des schémas du second ordre en temps et en espace et un avancement en temps explicite. Le domaine simulé est tridimensionnel et composé de 20×10^6 cellules. La sortie du domaine est traitée avec une condition limite de pression imposée qui est réfléchissante. Les données issues de la simulation consistent en des champs volumiques de grandeurs instantanées ou moyennées en temps. Les grandeurs physiques sont également enregistrées localement à une fréquence élevée grâce des capteurs numériques.

Une méthode de perturbation de l'écoulement a été mise en place. Elle repose sur une condition d'injection hétérogène et stationnaire. Deux jeux de perturbation ont été conçus. Dans le premier, que l'on appelle bruit *faible*, la perturbation combine une réduction locale du débit sur les intersegments et l'ajout d'un bruit gaussien sur la composante azimutale de la vitesse injectée sur le reste de la paroi. Le jeu de bruit *fort* consiste en un bruit gaussien sur la composante normale de la vitesse d'injection avec une amplitude de 90% de V_{inj}.

La méthode de perturbation a été validée en vérifiant que l'écoulement moyen n'est pas modifié par la perturbation. Avec le bruit *fort*, l'écoulement moyenné en temps est en accord avec la solution de Taylor-Culick pour $z/R \leqslant 8$. Une couche limite acoustique axisymétrique et cohérente avec la théorie est également observée.

Chapitre 6

Analyse des simulations

Deux simulations ont été réalisées avec la mise en donnée du chapitre précédent, l'une avec le bruit *fort* et l'autre avec le bruit *faible*. Le but recherché est de simuler une transition laminaire-turbulent consécutive à l'amplification de plusieurs modes VSP, comme observé dans l'analyse expérimentale. L'objectif de ce chapitre est d'évaluer la capacité des simulations à prévoir ce scénario de transition. Pour cela l'analyse des résultats de chaque simulation porte sur la mise en évidence d'une amplification multimodale et d'un développement de turbulence. Une étude préliminaire porte sur l'évolution des propriétés de l'écoulement dans le domaine. Les résultats des deux simulations sont confrontés afin de mettre en évidence l'influence du bruit injecté.

6.1 Simulation en bruit fort

6.1.1 Acoustique dans la simulation

La condition limite de sortie utilisée dans les simulations est réfléchissante. Avant de se pencher sur l'analyse des autres phénomènes de l'écoulement, il est important d'identifier l'impact de cette condition limite sur la pression mais aussi sur les autres grandeurs de l'écoulement.

L'acoustique est étudiée près du fond avant et sur l'axe, car les fluctuations de pression dues aux modes acoustiques longitudinaux y sont en théorie maximales. L'analyse spectrale de la pression à $z/R = 1,63$ et $r/R = 0$, présentée dans la figure 6.2a, met en évidence plusieurs groupements de fréquences trop proches pour que la résolution fréquentielle ne permette de les distinguer. Chaque groupement de fréquences apparaît dans le spectre sous la forme d'un pic relativement large. On décrit un groupement par une fréquence appelée fréquence dominante qui est la fréquence du groupement porteuse des plus hauts niveaux de fluctuations. Certaines fréquences dominantes sont proches de fréquences théoriques de modes acoustiques longitudinaux [1] et peuvent être attribuées à ces modes. Les fréquences des modes longitudinaux 1 à 5 ainsi identifiés sont indiquées sur les spectres par des lignes pointillées.

Une particularité de ces spectres est que des pics larges sont observables autour des fréquences porteuses de fluctuations importantes sur tous les spectres de cette simulation. Par exemple, le premier pic situé autour de 384 Hz a une largeur de plus de 100 Hz. Cette largeur n'est pas due au

1. $f_{n\mathrm{L}} = \left(n - \frac{1}{2}\right)\frac{c}{2L}$, avec $n \geqslant 1$. Ici $f_{1\mathrm{L}} = 126,5\,\mathrm{Hz}$ et $f_{2\mathrm{L}} = 379,5\,\mathrm{Hz}$.

traitement spectral car la résolution fréquentielle est nettement inférieure (5,2 Hz). Une analyse spectrale avec une résolution fréquentielle divisée par deux a été menée à titre de vérification. Le spectre, représenté figure 6.1, met en évidence exactement les mêmes pics larges.

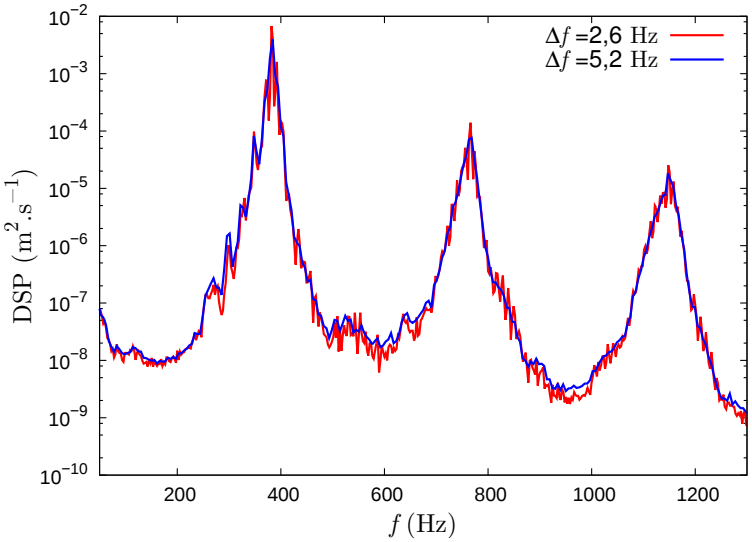
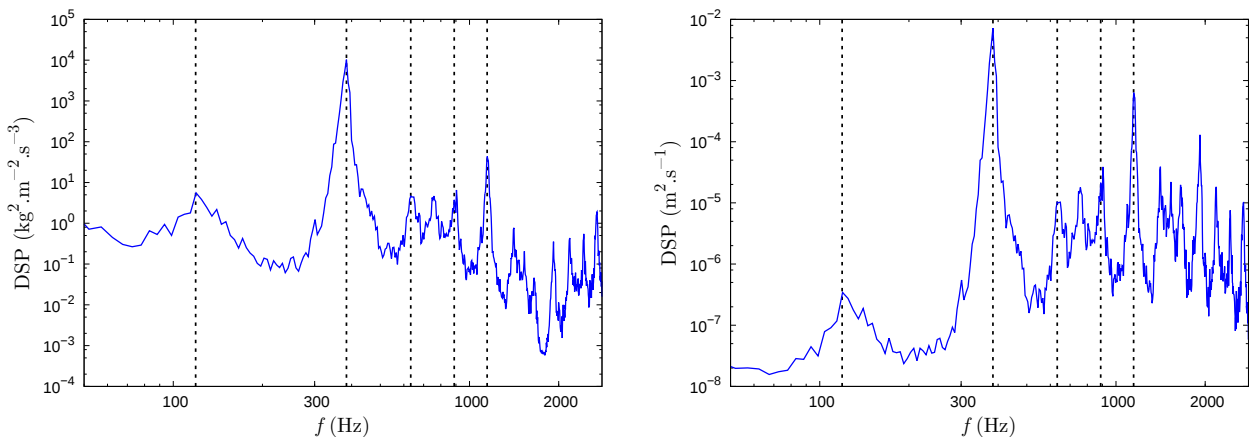


FIGURE 6.1 – Spectres de vitesse radiale à $z/R = 12,8$ et $r/R = 0,8$ avec deux résolutions fréquentielles Δf.

A cause de sa largeur importante, chaque pic peut englober plusieurs fréquences discrètes, comme celles de modes acoustiques ou de modes de VSP. Le spectre ne permettant pas de les distinguer, même avec une résolution fréquentielle suffisante, on décrit ces fréquences ensemble comme un groupe de fréquences. Le groupe de fréquences représenté dans le spectre par un pic large est désigné par une fréquence dominante qui est la fréquence porteuse du maximum d'amplitude du groupe. On suppose que l'agglomération de fréquences discrètes en un pic large est un effet de glissement en fréquence, dont l'origine est la perturbation de l'acoustique par le bruit injecté. Il sera en effet montré dans la partie suivante que ce phénomène est absent de la simulation avec bruit faible.

Les modes acoustiques apparaissent également sur les signaux de vitesse axiale. Une analyse spectrale à la même position que celle de pression montre que le spectre, représenté figure 6.2b est proche de celui de pression. Les fréquences dominantes sont les mêmes, et tout comme pour le spectre de vitesse ce sont les modes 2L et 5L qui dominent dans la plage de fréquences [0 ;2000] Hz.



(a) Pression (b) Vitesse axiale

FIGURE 6.2 – Spectres sur l'axe ($r/R = 0$) et au fond avant ($z/R = 1,63$)

En théorie l'acoustique dans cette configuration, c'est-à-dire les modes longitudinaux et la couche limite acoustique, ne sont pas visibles sur des fluctuations de la vitesse radiale. L'existence de fluctuations de la vitesse radiale au fond avant, voir figure 6.3, est donc due au bruit injecté. A cause du terme d'advection dans les équations de Navier-Stokes, les fluctuations de vitesse radiale sont transportées par la vitesse axiale. Par ce biais, des fluctuations faibles sont introduites sur la composante radiale de la vitesse, avec des fréquences discrètes comprenant celles de modes acoustiques longitudinaux.

Compte tenu des niveaux infimes de fluctuation de vitesse radiale sur l'axe, l'analyse spectrale est faite près de la paroi. Le spectre à $r/R = 0,8$, figure 6.3, est dominé par les mêmes fréquences que le signal de pression, notamment celles des modes acoustiques longitudinaux. On confirme ainsi que des fluctuations acoustiques sont transmises à la vitesse radiale par l'intermédiaire de la vitesse axiale.

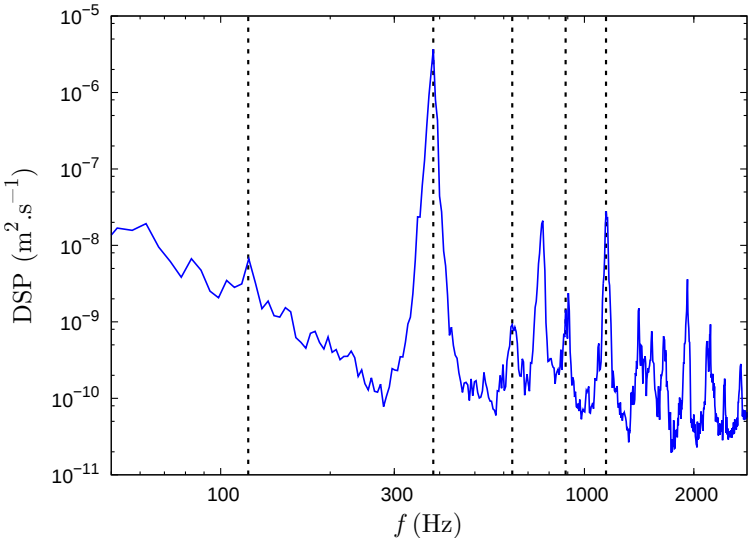


FIGURE 6.3 – Spectre de vitesse radiale à $z/R = 1,63$.

Les échelles des spectres montrent que les fluctuations de vitesse axiale dues à l'acoustique sont

non négligeables. Ainsi, près du fond avant et sur l'axe l'amplitude des fluctuations de vitesse axiale sur le mode 2L représente 7% de la composante moyenne (figure 6.2b). Il est à noter que le fond avant est en théorie un ventre de pression. Les fluctuations acoustiques de vitesse axiale devraient donc être minimales près de cette position. Ceci montre que le niveau d'acoustique de la simulation est élevé.

L'évolution du VSP est portée par la vitesse axiale et la vitesse radiale. Cependant la contribution importante de l'acoustique longitudinale aux fluctuations de la vitesse axiale affecte l'évolution spatiale de ses niveaux de fluctuations. Par conséquent la vitesse axiale n'est pas la grandeur la plus pertinente pour mettre en évidence l'amplification spatiale du VSP. La vitesse radiale est également affectée par l'acoustique, cependant les niveaux de fluctuations résultant sont nettement plus faibles que pour la vitesse axiale. L'acoustique ajoute un bruit aux spectres de vitesse radiale, quelle que soit la position étudiée. De plus on a observé, figure 6.3, que certaines fréquences du spectre sont excitées dès le début du domaine à cause de l'acoustique. Suivant les analyses de Chedevergne et al. (2012), les modes VSP qui émergent dans l'écoulement sont ceux dont la fréquence est proche de celle de l'excitation. On s'attend donc à une amplification des fréquences présentes dans le spectre de vitesse radiale au fond avant.

6.1.2 Evolution de l'écoulement

La physique que l'on cherche à mettre en évidence est une transition laminaire-turbulent suivant une amplification multimodale, compte tenu des observations expérimentales (section 2.2.3). On étudie dans un premier temps l'évolution de l'écoulement dans le domaine. Pour cela une analyse spectrale de la vitesse radiale est réalisée sur un profil axial à la position radiale $r/R = 0,8$. Il s'agit de la position approchée du maximum de fluctuations de vitesse radiale. L'analyse expérimentale a montré que l'amplification du VSP et la transition sont observables à cette position. Les spectres de la vitesse radiale aux neuf positions axiales du profil sont représentés figure 6.4.

En commençant par les positions axiales les plus basses, on observe dans les spectres correspondants une coupure autour de 3 kHz. Les niveaux de fluctuation sont relativement importants dans la partie à haute fréquence, et aucune organisation n'est visible. Cette partie du spectre correspond au bruit spatial ajouté dans la simulation avec la condition limite hétérogène d'injection. Plusieurs éléments permettent de s'en assurer. Tout d'abord, le niveau de cette partie du spectre évolue peu entre les six premières positions, figures 6.4a à 6.4f. Ensuite, le fait que le bruit ait une haute fréquence est attribuable à la haute fréquence spatiale de l'hétérogénéité de la condition limite. Enfin, le spectre du bruit est similaire à celui mis en évidence pour le bruit d'injection dans l'analyse expérimentale de la partie I du mémoire. Aux positions axiales les plus hautes, le bruit d'injection est masqué par des phénomènes à haute fréquence et disparaît du spectre.

Toujours aux positions axiales les plus basses, la partie basse fréquence du spectre est composée d'un nombre restreint de fréquences. On y retrouve les fréquences des modes acoustiques longitudinaux, ainsi que des combinaisons de ces fréquences. Entre $z/R = 1,63$ et $z/R = 9,56$ les amplitudes dans cette partie du spectre restent faibles mais la distribution du spectre évolue pour faire ressortir trois fréquences [2] dominantes : $f_1 = 384$ Hz, $f_2 = 763$ Hz et $f_3 = 1147$ Hz. Une forte amplification se produit sur la partie basse fréquence [50 :2000] Hz du spectre entre les positions $z/R = 9,56$ et $z/R = 15,2$. Elle concerne principalement les premières fréquences dominantes, dont les niveaux sont multipliés par un facteur 1000.

2. Le mode 1L est ignoré

Pour $z/R \geqslant 18,4$ l'amplification est plus faible et affecte l'ensemble du spectre, comme montré par les figures 6.4h à 6.4i, à l'exception des fréquences dominantes dont les niveaux n'évoluent presque plus. La tendance observée est un remplissage du spectre qui peut être imputé au développement de la turbulence. Les fréquences dominantes gardent cependant des niveaux supérieurs. Dans cette région le bruit dû à la condition d'injection est complètement écrasé par les niveaux de fluctuation élevés qui se sont développés. Des traces du bruit restent observables à de plus hautes fréquences, au delà de 6 kHz, pour lesquelles les niveaux sont faibles.

L'amplification sur certaines fréquences observée entre $z/R = 9,56$ et $z/R = 15,2$ fait penser à une amplification de modes d'instabilité. Elle est probablement liée à l'amplification de modes du VSP. Comme théoriquement l'amplification du VSP se traduit également par des fluctuations temporelles de la vitesse axiale, l'évolution de la vitesse axiale est également étudiée. Les spectres représentés dans la figure 6.5 sont issus d'un traitement aux mêmes positions que les spectres de vitesse radiale de la figure 6.4. Les spectres de vitesse axiale présentent une certaine ressemblance avec ceux de vitesse radiale pour les premières et dernières positions axiales ($z/R \geqslant 18,4$). Il y a cependant deux différences importantes entre les deux évolutions. Tout d'abord même si les fréquences $f_1 = 384$ Hz et $f_3 = 1147$ Hz émergent dès la première position, logiquement car elles sont liées à l'acoustique, la fréquence $f_2 = 763$ Hz n'émerge qu'à $z/R = 15,2$ (figure 6.4f). La deuxième différence importante concerne l'augmentation des niveaux des fréquences dominantes qui est très inférieure à celle observée pour la vitesse radiale. En effet les niveaux de f_1 et de f_3 n'ont augmenté que d'un facteur 100 entre la première et la dernière position axiale.

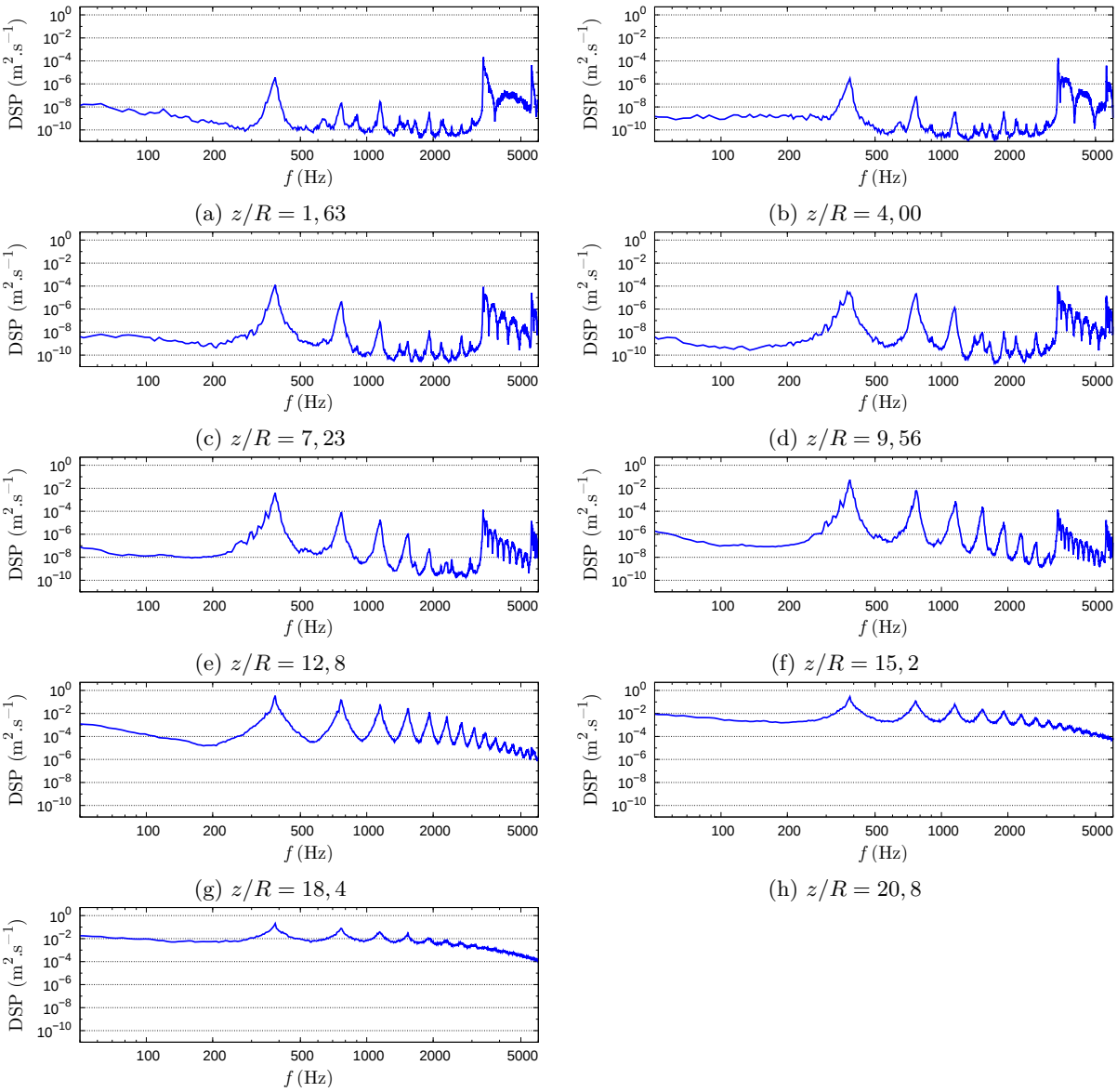
Au final, l'observation des mêmes fréquences dominantes que pour la vitesse radiale consolide l'hypothèse qu'il s'agit d'un effet de l'amplification du VSP.

Les amplitudes des fréquences dominantes sont extraites des spectres de vitesse axiale et de vitesse radiale pour évaluer plus quantitativement l'amplification. Cette amplitude est calculée [3] à partir du maximum du spectre dans une plage de 20 Hz autour de la fréquence dominante. L'amplification des trois premières fréquences dominantes est représentée dans la figure 6.6. Pour la vitesse radiale, on observe une forte amplification à partir de $z/R = 9,56$ sur f_1 et à partir de $12,8$ pour f_2 et f_3, avec ce qui ressemble à des tendances exponentielles. Pour ces trois fréquences l'amplification cesse brutalement à $z/R = 18,4$, position à laquelle on avait observé le plafonnement des spectres sur ces fréquences et le transfert de l'augmentation sur les autres plages de fréquences.

Pour la vitesse axiale on observe également une amplification sur les trois fréquences. f_1 étant une fréquence liée à l'acoustique longitudinale, l'amplitude des fluctuations sur cette fréquence pour $z/R < 9,56$ masque une possible amplification. Au delà l'amplification est similaire à celle observée pour la vitesse radiale, avec également un ralentissement à partir de $z/R = 18,4$. Comme annoncé par les spectres, l'amplification sur ces fréquences est nettement plus faible sur la vitesse axiale que sur la vitesse radiale.

Le ralentissement ou arrêt, suivant la composante de vitesse, de l'amplification aux dernières positions axiales marque le passage de l'écoulement à un régime différent de la phase d'amplification précédente. Il s'agit vraisemblablement d'un régime turbulent, ou de développement de la turbulence. En effet les niveaux de fluctuations sur les fréquences dominantes restent près de leurs valeurs les plus élevées et on observe dans le même temps un remplissage de l'ensemble du spectre.

3. $u_{r_{\mathrm{RMS}}}(f) = \sqrt{DSP(f) \times df}$, avec df la résolution fréquentielle.



(a) $z/R = 1,63$ (b) $z/R = 4,00$

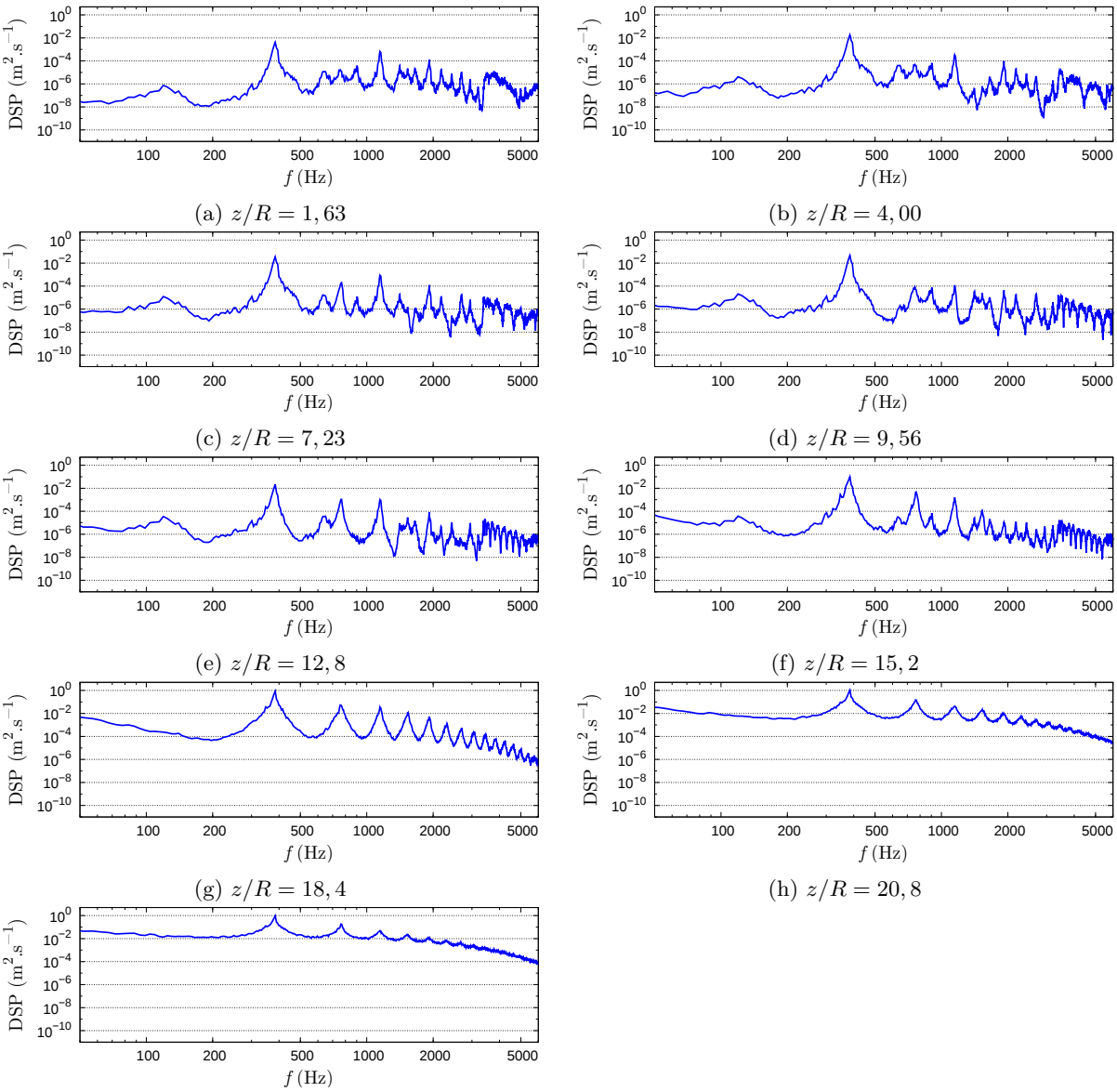
(c) $z/R = 7,23$ (d) $z/R = 9,56$

(e) $z/R = 12,8$ (f) $z/R = 15,2$

(g) $z/R = 18,4$ (h) $z/R = 20,8$

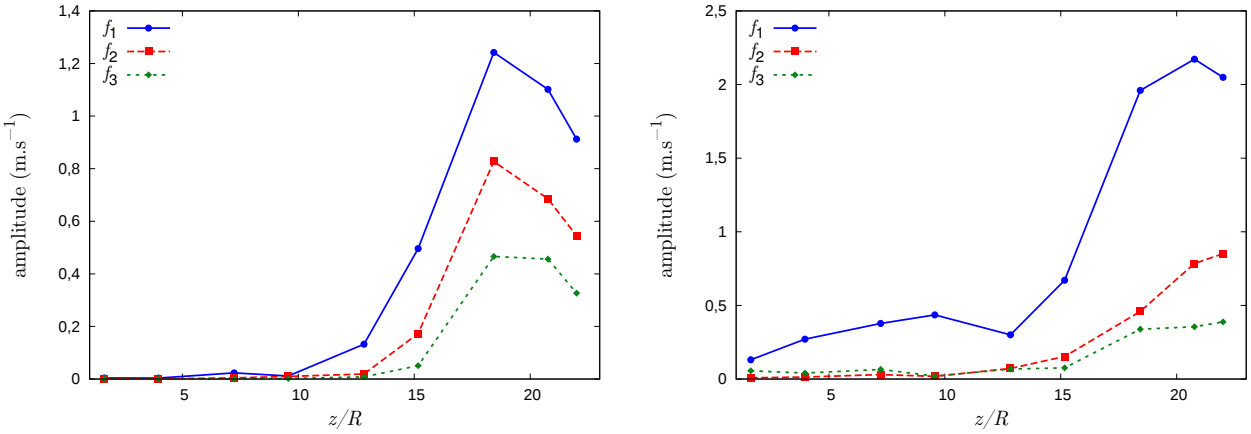
(i) $z/R = 22$

FIGURE 6.4 – Densité spectrale de puissance pour la vitesse radiale, à $r/R = 0,8$



(a) $z/R = 1,63$ (b) $z/R = 4,00$ (c) $z/R = 7,23$ (d) $z/R = 9,56$ (e) $z/R = 12,8$ (f) $z/R = 15,2$ (g) $z/R = 18,4$ (h) $z/R = 20,8$ (i) $z/R = 22$

FIGURE 6.5 – Densité spectrale de puissance pour la vitesse axiale, à $r/R = 0,8$



(a) Vitesse radiale (b) Vitesse axiale

FIGURE 6.6 – Evolution des amplitudes de fluctuations sur les trois premières fréquences dominantes.

L'étude des spectres et des fréquences dominantes pour la vitesse axiale et la vitesse radiale a mis en évidence une évolution de l'écoulement en quatre phases. Pour $z/R < 10$ le contenu fréquentiel est dominé par le bruit. Ensuite autour de $z/R = 10$, des fréquences dominantes discrètes émergent et leurs amplitudes sont fortement amplifiées, surtout sur la vitesse radiale, jusqu'à une position axiale entre 15 et 18. Il semble que cette amplification est due à l'amplification du VSP. Finalement au delà de $z/R = 18$ la croissance sur les fréquences dominantes est fortement ralentie, ou bien elle fait place à une diminution, et on observe un remplissage du spectre sur les autres fréquences, ce qui est attribué à une phase de développement de turbulence.

1. $z/R < 10$: domination du bruit d'injection
2. $10 < z/R < 18$: croissance du VSP
3. $18 < z/R$: développement de turbulence

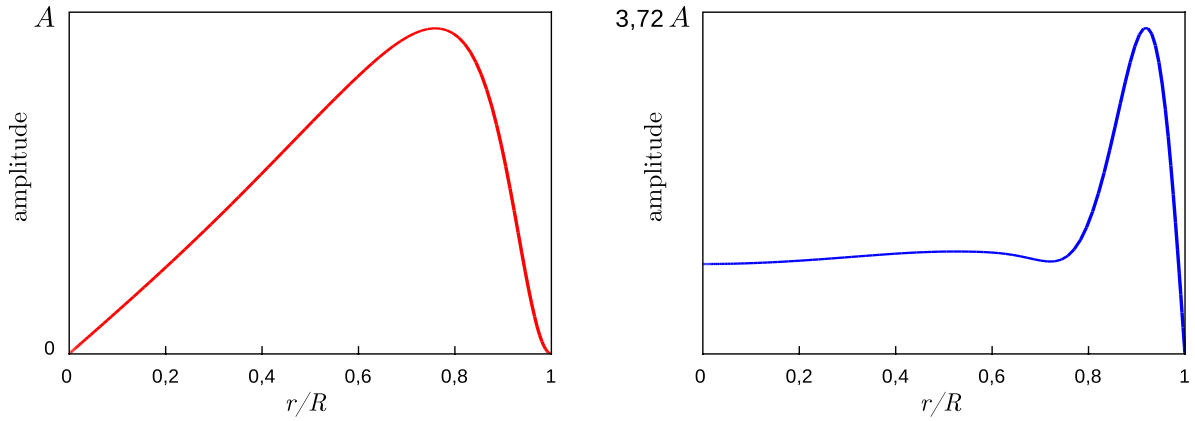
L'allure des spectres incite à la prudence vis-à-vis du VSP. En effet, une particularité du VSP prévue par la théorie biglobale et observable sur les spectres expérimentaux est qu'il a des modes discrets dont les fréquences sont proches avec un écart entre deux fréquences successives de l'ordre de 20 Hz. Les expériences et des simulations ont montré qu'en général plusieurs modes émergent dans le spectre autour des fréquences excitées, comme les modes acoustiques longitudinaux. Les spectres de l'analyse expérimentale par exemple montrent une organisation en groupes de fréquences discrètes dans la région laminaire. Or dans les spectres présentés aucune fréquence discrète ne ressort réellement, les fréquences dominantes étant au centre de pics de largeur importante, de l'ordre de la centaine de Hertz.

6.1.3 Amplification multimodale

L'aperçu de l'évolution de l'écoulement a mis en évidence une phase d'amplification sélective en fréquence qui indique l'existence d'une amplification multimodale. On parle d'amplification multimodale car plusieurs modes sont *a priori* amplifiés pendant l'évolution axiale. L'instabilité modale mise en évidence par les analyses axisymétriques de stabilité biglobale est le VSP, on cherche donc à déterminer si l'amplification dans la simulation est due à l'amplification de plusieurs modes VSP. Bien que les fréquences circulaires des modes de VSP soient connues car données par une

analyse de stabilité biglobale, il est difficile de les identifier dans les spectres de la simulation à cause du glissement en fréquence. Les modes de VSP sont aussi caractérisés par des distributions spatiales d'amplitudes.

Pour vérifier si l'amplification de la simulation est bien liée au VSP on compare les profils radiaux de fluctuations. Les profils de fluctuations donnés dans la littérature pour des modes du VSP (Chedevergne 2007, Boyer 2012) correspondent à des domaines limités à $z/R \leqslant 10$. Des profils ont été calculés par F. Chedevergne avec le code de Boyer (2012) pour un domaine [4] allant jusqu'à $z/R = 15$. Le mode retenu est celui dont la fréquence est la plus proche de 312 Hz. Les profils radiaux de fluctuations de vitesse à $z/R = 12,8$ pour ce mode sont représentés dans la figure 6.7.



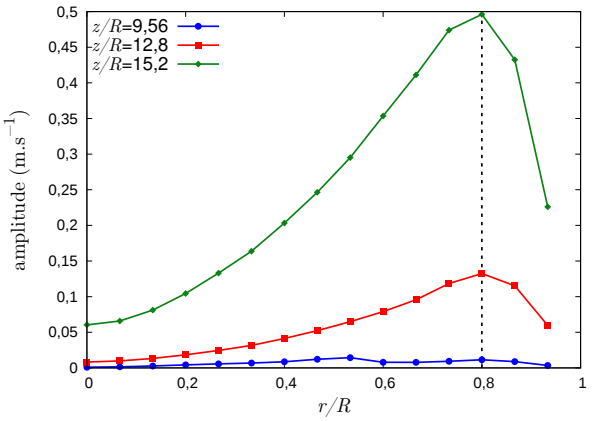
a) vitesse radiale b) vitesse axiale

FIGURE 6.7 – Profils de fluctuations de vitesse à $z/R = 12,8$ d'un mode calculé par stabilité biglobale. Une amplitude arbitraire A est utilisée comme référence.

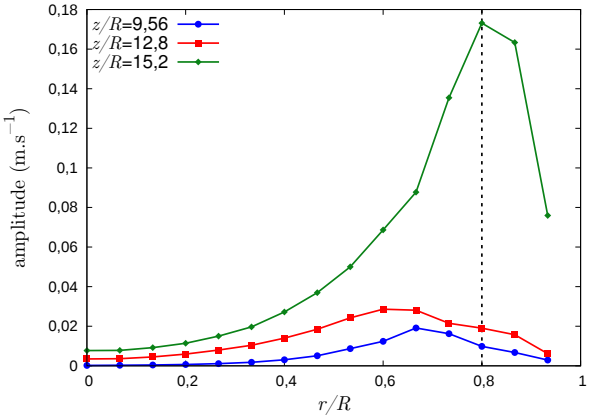
Les profils radiaux simulés des fluctuations sur les trois fréquences dominantes sont représentés dans la figure 6.8 pour la vitesse radiale et la figure 6.9 pour la vitesse axiale. Les profils de vitesse radiale pour la fréquence f_1 présentent une certaine ressemblance avec celui du mode VSP pris comme référence lorsque $z/R \geqslant 12,8$. Cependant ces profils sont arrondis entre $z/R = 0$ et $z/R = 0,7$, et surtout ont des niveaux de fluctuations non nuls au centre. Les profils de vitesse radiale ressemblent à ceux du VSP pour la fréquence f_1 lorsque $z/R \geqslant 12,8$. L'allure très différente du profil à $z/R = 9,56$ montre que l'amplification de ce mode n'a en fait pas encore commencé à cette position. Pour les fréquences f_2 et f_3 seul le profil à $z/R = 15,2$ a des points communs avec celui du VSP, mais la ressemblance est peu claire. On observe également des fluctuations de vitesse non nuls au centre. Les profils de vitesse axiale sur la fréquence f_1 ont certaines similarités avec celui du VSP, comme la présence d'un minimum autour de $r/R = 0,75$. Cependant dans l'ensemble les profils des fluctuations de vitesse axiale ne correspondent pas à celui d'un mode VSP.

Les profils de vitesse axiale et radiale simulés sont différents des profils de référence, malgré une ressemblance globale pour la vitesse radiale et en particulier à la fréquence f_1. Ceci suggère que les modes simulés sont différents des modes théoriques calculés par analyse biglobale, qui sont axisymétriques. L'existence de fluctuations de vitesse radiale sur l'axe ($r/R = 0$) montre l'existence de fluctuations azimutales, ce qui n'est pas cohérent avec l'hypothèse de modes axisymétriques. Il est possible que l'écart aux profils théoriques de la figure 6.7 s'explique en partie par le fait que les modes simulés ne sont pas axisymétriques.

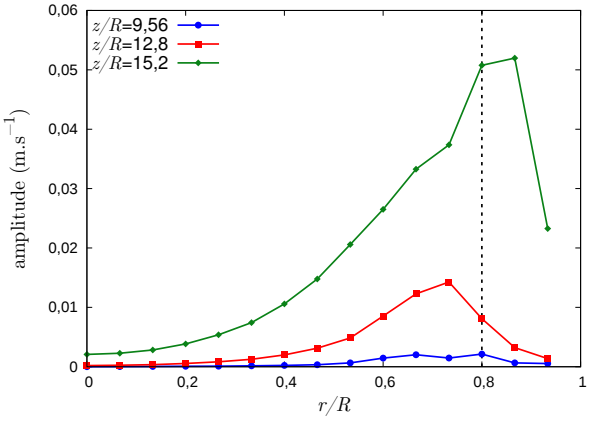
4. Le domaine utilisé pour le calcul des modes est $r/R \in [0\,;\,1]$ et $z/R \in [4\,;\,15]$. Le domaine commence à $z/R = 4$ compte tenu des problèmes liés au fond avant mis en évidence par Boyer et al. (2012).



(a) Fréquence f_1

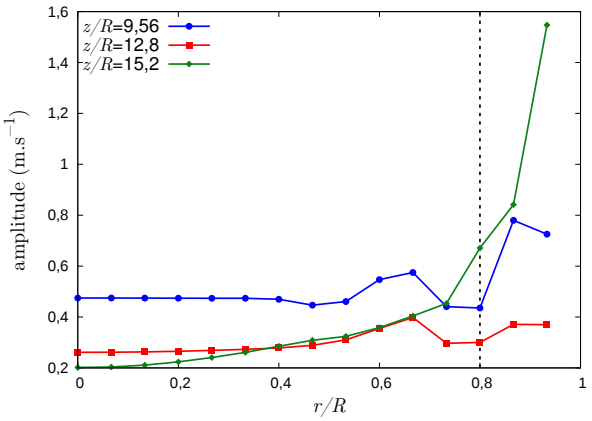


(b) Fréquence f_2

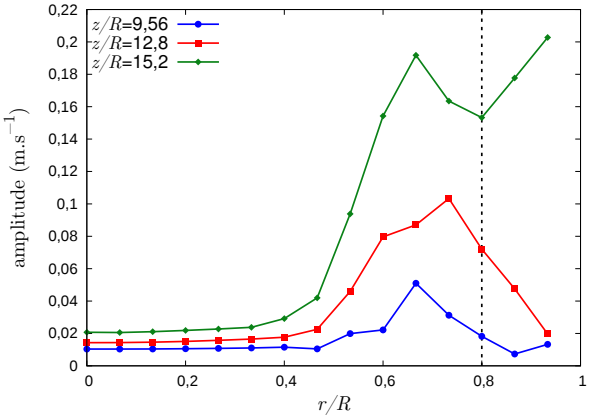


(c) Fréquence f_3

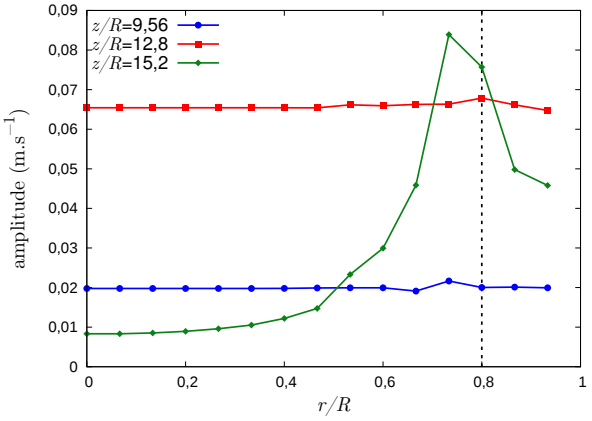
FIGURE 6.8 – Profil radial des amplitudes de fluctuations de vitesse radiale



(a) Fréquence f_1



(b) Fréquence f_2



(c) Fréquence f_3

FIGURE 6.9 – Profil radial des amplitudes de fluctuations de vitesse axiale

Une particularité de l'écoulement simulé est l'existence de niveaux non-négligeables de fluctuations de vitesse azimutale dans tout le domaine. Les spectres de vitesse azimutale sont représentés dans la figure 6.10 à $r/R = 0,8$, aux mêmes positions que les spectres de vitesse axiale et radiale. A chaque position le spectre de vitesse azimutale est très proche de celui de vitesse radiale. Les

fréquences dominantes émergeant à partir de $z/R = 9,56$ sont exactement les mêmes que pour la vitesse radiale. Les niveaux de vitesse azimutale dépassent cependant ceux de vitesse radiale pour $z/R \geqslant 18,4$.

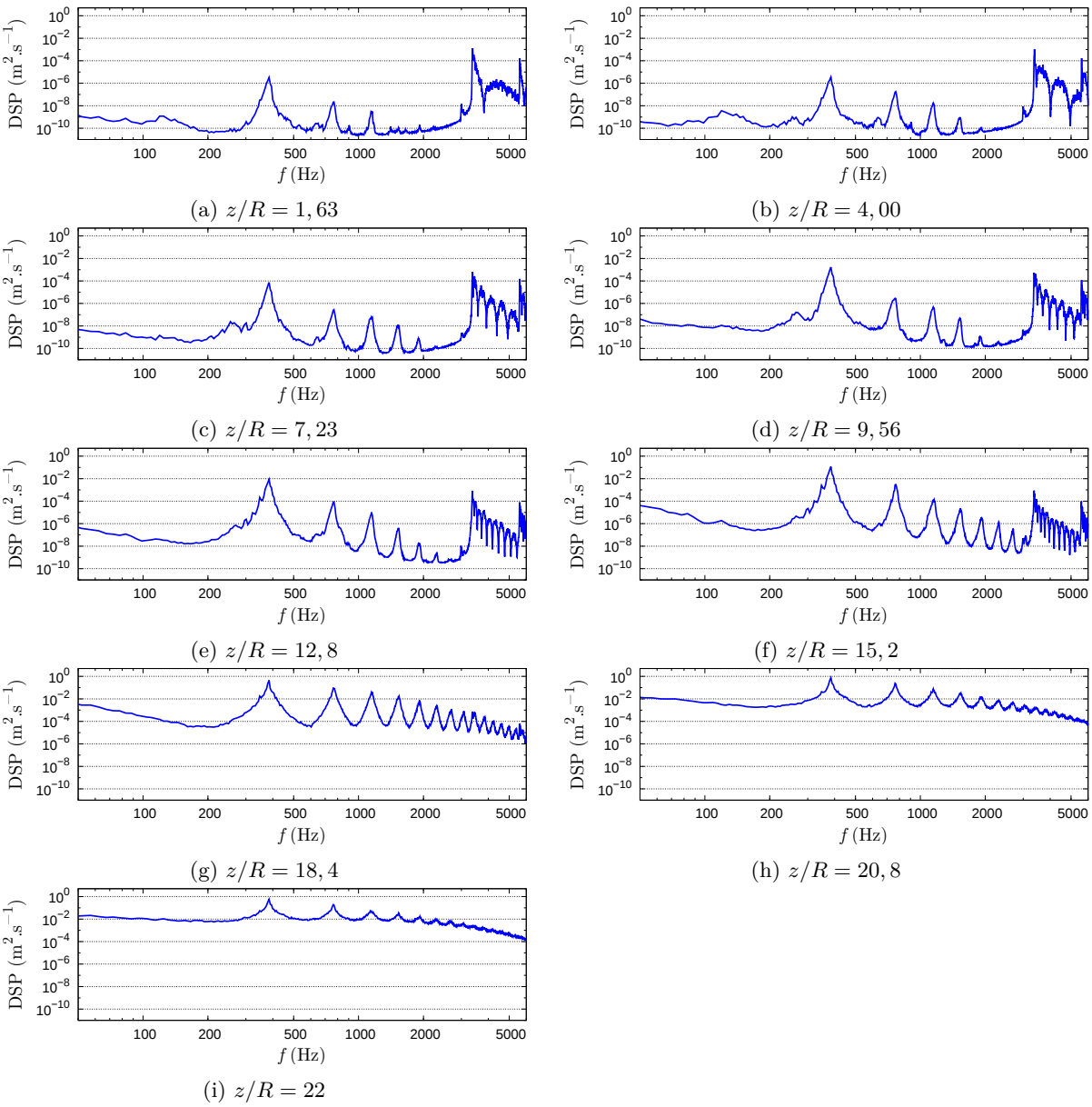


FIGURE 6.10 – Densité spectrale de puissance pour la vitesse azimutale, à $r/R = 0,8$

L'amplification des trois premières fréquences dominantes est représentée dans la figure 6.11. Une amplification forte et similaire à celle sur la vitesse radiale est observable pour les trois fréquences. Outre les tendances comparables à celles de la figure 6.6a, l'amplification sur la vitesse azimutale commence dans la même plage de positions que l'amplification sur la vitesse radiale. Ceci exclut la piste d'une augmentation des niveaux de fluctuations liée à un développement de la turbulence. Avec les spectres de vitesse azimutale, la figure d'évolution des amplitudes montre qu'il y a une amplification multimodale sur la vitesse azimutale. Cette amplification a de plus des caractéristiques

proches de l'amplification multimodale observée pour la vitesse radiale.

Pour la vitesse radiale cette croissance avait été attribuée au VSP. Cependant la connaissance actuelle du VSP concerne des modes axisymétriques dont la croissance se traduit par une amplification sur les composantes axiales et radiale de la vitesse. Ce sont ces modes axisymétriques qui ont été mis en évidence dans les expériences de G. Avalon sur le montage VALDO, et en conséquence l'analyse de stabilité biglobale a jusqu'à présent toujours été conduite dans un formalisme de modes axisymétriques. Par conséquent il n'y a pas de support théorique pour évaluer la pertinence de cette évolution.

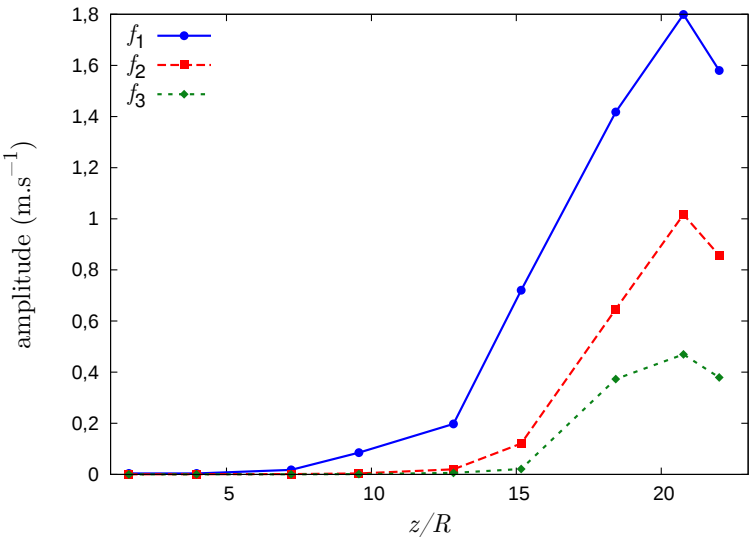
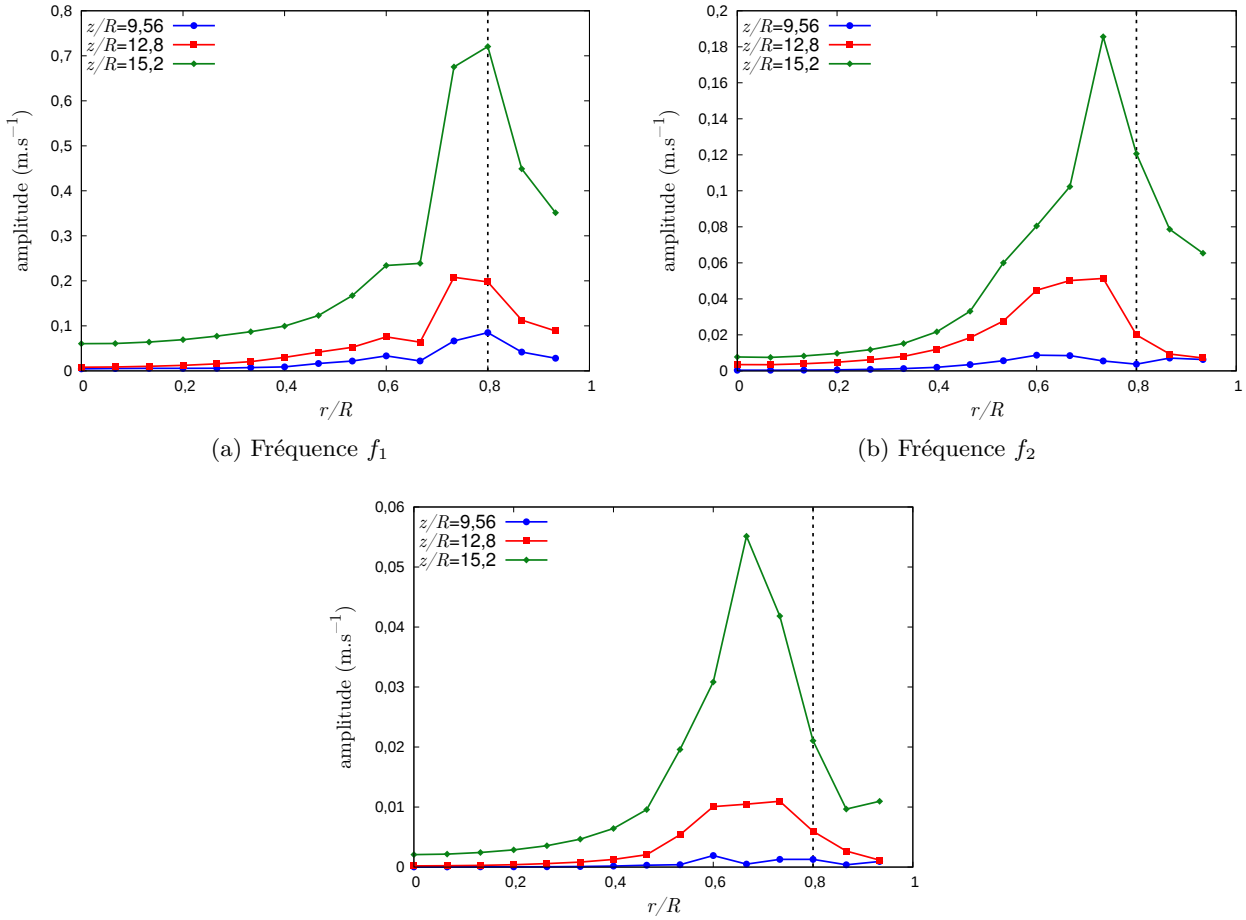


FIGURE 6.11 – Evolution axiale des amplitudes de fluctuations de vitesse azimutale

Les distributions radiales d'amplitudes pour la vitesse azimutale sont représentées dans la figure 6.12, bien qu'il n'y ait pas de résultat théorique de référence. Pour chaque fréquence l'amplification fait ressortir un maximum important devant les autres niveaux. Il est remarquable que ce maximum est situé autour de la même position radiale pour chaque fréquence. Il y a donc une certaine organisation dans les profils de niveaux de fluctuations, ce qui appuie l'hypothèse d'une croissance multimodale. Il est en tout cas certain que l'augmentation des niveaux de fluctuations azimutales n'est pas simplement un effet du bruit.



(a) Fréquence f_1

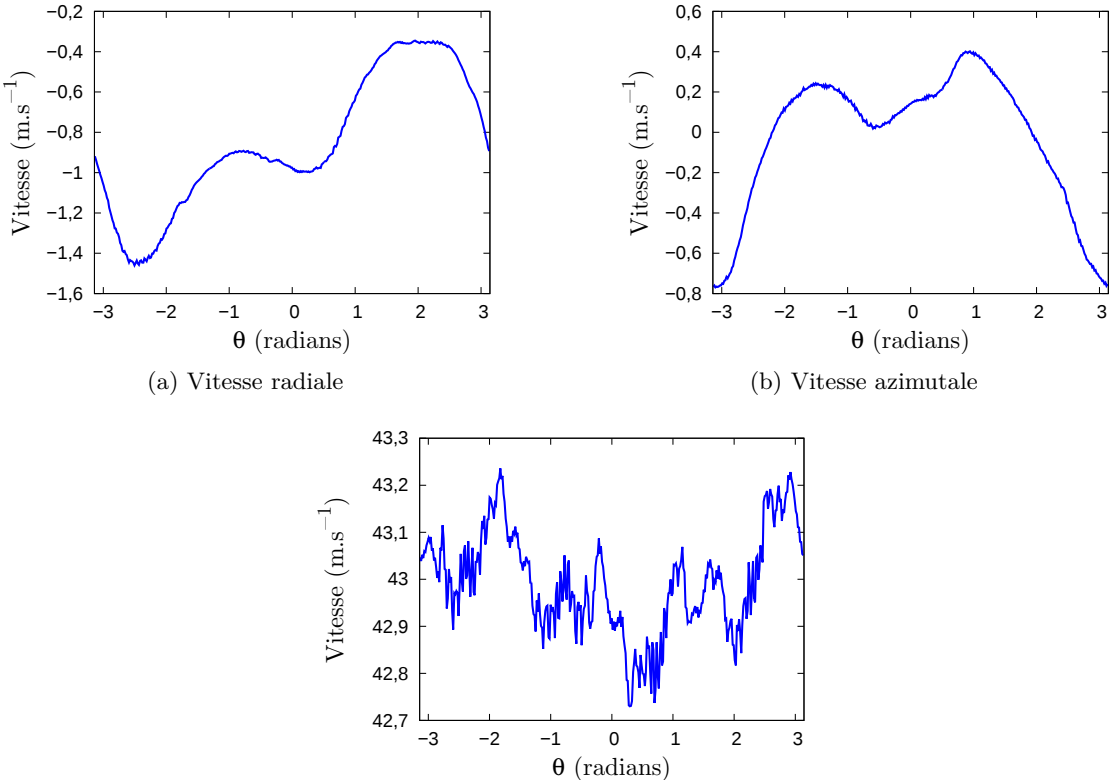
(b) Fréquence f_2

(c) Fréquence f_3

FIGURE 6.12 – Profil radial des amplitudes de fluctuations de vitesse azimutale

L'amplification multimodale observée présente des ressemblances certaines avec celle bien connue des modes VSP. Cependant les motifs classiques de modes discrets rapprochés dans les spectres sont absents, et les distributions théoriques d'amplitudes ne sont que partiellement retrouvées. La mise en évidence d'une amplification des fluctuations de vitesse azimutale simultanée à l'amplification radiale remet en cause l'hypothèse du développement de modes VSP axisymétriques. De plus, l'existence de niveaux de fluctuations de vitesse non-nulles au centre pour la composante radiale est incompatible avec une distribution axisymétrique des fluctuations.

Tous ces éléments incitent à penser que les modes discrets dont l'amplification axiale a été mise en évidence ont un nombre d'onde azimutal non-nul. Afin de le vérifier, on étudie les distributions azimutales des amplitudes des fluctuations de vitesse dans des champs instantanés. La distribution instantanée des trois composantes de vitesse à $r/R = 0,4$ et $z/R = 14$ est représentée dans la figure 6.13. Il apparaît très clairement que la distribution des composantes azimutale et radiale est gouvernée par les premiers modes azimutaux. Pour la vitesse axiale on devine la superposition de la contribution de modes basse fréquence et de modes à plus haute fréquence. Les petites fluctuations à haute fréquence observables pour les composantes radiales et azimutales de vitesse sont une conséquence de l'interpolation utilisée pour extraire les distributions du champ instantané. Elle ne perturbent pas l'analyse car on se concentre sur les basses fréquences azimutales.



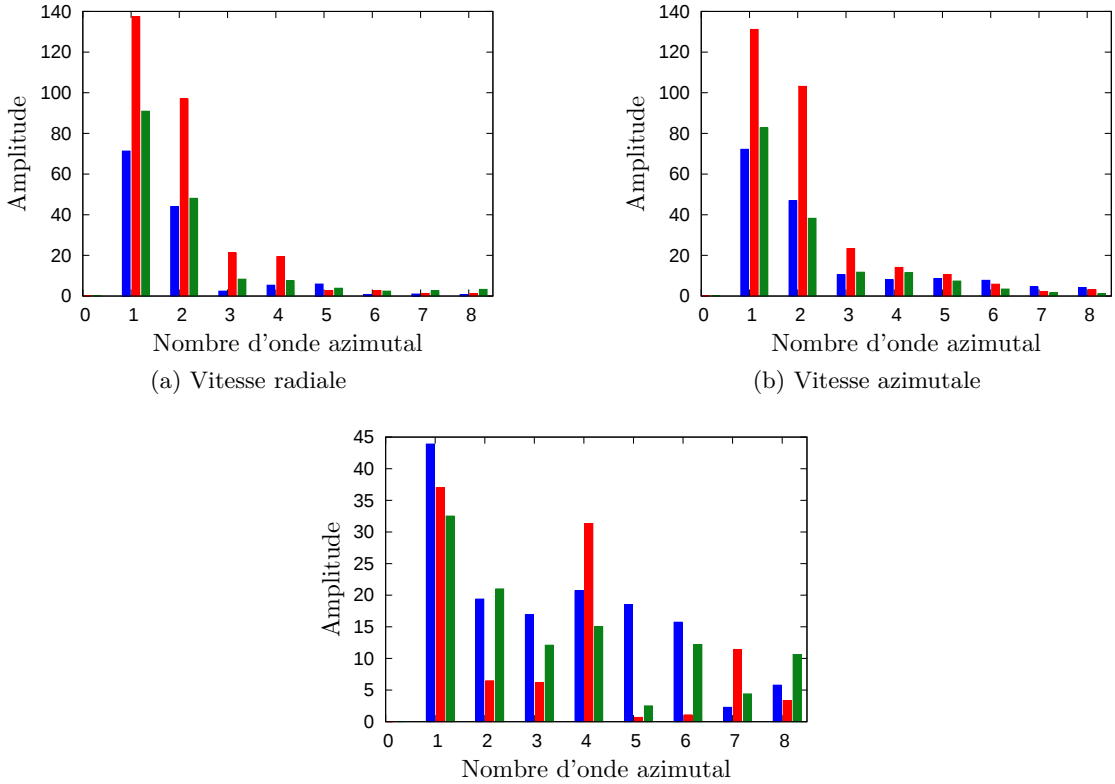
(a) Vitesse radiale

(b) Vitesse azimutale

(c) Vitesse axiale

FIGURE 6.13 – Distribution azimutale des composantes de la vitesse instantanée à $r/R = 0,4$ et $z/R = 14$.

Afin d'identifier les modes azimutaux présents dans ces distributions, on procède à une transformation de Fourier sur chaque composante de vitesse après avoir retiré la partie moyenne azimutale. La décomposition des distributions de vitesses est faite à trois instants différents afin de montrer que ce sont les mêmes modes azimutaux qui sont en jeu. Ces instants sont choisis pour n'être ni en phase ni en opposition de phase vis-à-vis de la fréquence dominante de l'écoulement f_1. De plus les distributions sont étudiées relativement loin de la paroi pour limiter l'influence du bruit injecté, ainsi qu'une éventuelle influence de la couche limite acoustique. La figure 6.14 représente la décomposition des distributions en mode azimutaux, repérés par leur nombre d'onde azimutal, obtenue par transformation de Fourier. Les vitesses radiales et azimutales sont principalement des combinaisons des modes 1 et 2. Le spectre de la distribution de vitesse axiale est plus complexe et fait intervenir des modes de plus haute fréquence, comme le laissait deviner la figure 6.13. La figure 6.14 apporte la confirmation que l'évolution azimutale de la vitesse est multimodale, au moins pour les composantes radiale et azimutale.



(a) Vitesse radiale (b) Vitesse azimutale

(c) Vitesse axiale

FIGURE 6.14 – Décomposition de Fourier des vitesses dans la direction azimutale, à $r/R = 0,4$ et $z/R = 14$. L'amplitude est le module de la transformée de Fourier, et chaque couleur correspond à un instant différent.

L'instabilité multimodale mise en évidence est différente du VSP prévu par la stabilité biglobale. Les modes présentent un certain nombre de points communs avec ceux de modes VSP axisymétriques, comme une forte amplification axiale et les profils radiaux des fluctuations de vitesse radiale loin de l'axe, cependant ces modes ont un nombre d'onde azimutal non-nul. Il est possible qu'il s'agisse de modes VSP non-axisymétriques, mais il n'y a à notre connaissance pas d'études de ce cas en stabilité biglobale pour confronter cette hypothèse.

Quoi qu'il en soit, une observation plus qualitative des structures tourbillonnaires de l'écoulement montre le développement de tourbillons similaires à ceux associés au VSP. L'identification de ces structures repose sur une visualisations par critère Q. Ce scalaire est sensible à la présence locale de tourbillons, et sa valeur absolue augmente pour des tailles de structures qui diminuent. Les structures tourbillonnaires similaires à celles du VSP que l'on recherche sont cohérentes et de tailles comparables au diamètre du domaine. On se concentre donc sur des valeurs de Q relativement faibles comparées aux maxima attribuables à la turbulence en aval. Le champ de Q dans un plan longitudinal est représenté dans la figure 6.15 dans la région $z/R < 15$ à un instant de la simulation.

Cette représentation, avec des niveaux et des échelles de couleurs judicieusement choisis, fait ressortir deux type de motifs. Des petits motifs sont observables très près de la paroi injectante (en haut et en bas dans le plan) et sur toute sa longueur. Il sont allongés et alignés verticalement, et leur taille n'évolue pas spatialement. Il s'agit de toute évidence d'une représentation du bruit spatial injecté à la paroi. En plus de ces motifs, des motifs de plus grande taille apparaissent au

niveau de la paroi vers $z/R = 8,5$. Ils ont une forme plus arrondie et leur taille augmente nettement dans la direction axiale. Comme ces motifs sont de plus disposés symétriquement et de manière ordonnée, ils sont révélateurs des structures tourbillonnaires habituellement associées au VSP.

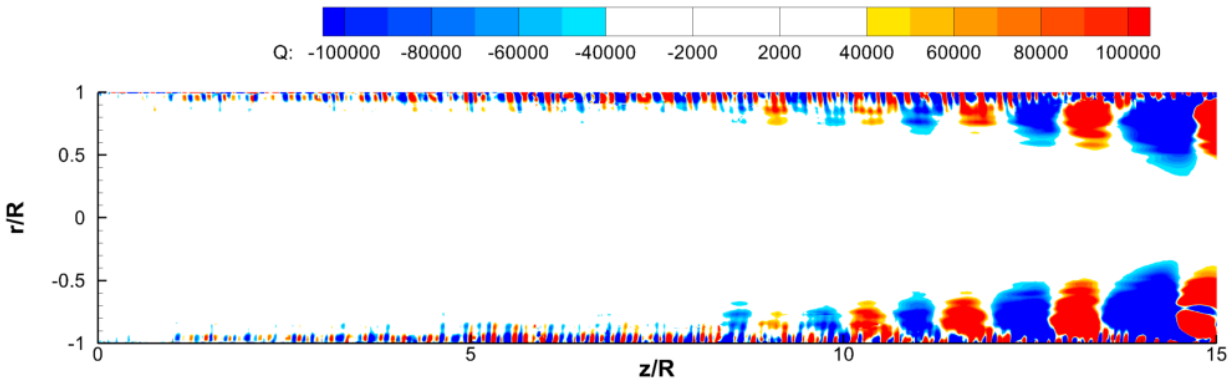


FIGURE 6.15 – Champ instantané de critère Q dans un plan de coupe à θ constant

Cette figure montre qu'il faut une certaine distance depuis le fond avant pour que les structures cohérentes émergent au milieu du bruit. Les structures cohérentes deviennent en effet visibles autour de $z/R = 9$. Or c'est également autour de cette position que les fréquences dominantes émergent dans le spectre et que la phase d'amplification se met en place. Ces observations prêtent à penser que le bruit injecté est défavorable à l'amplification multimodale. La comparaison avec la simulation en bruit faible permettra de développer cette idée.

En définitive, cette figure montre que même si l'amplification multimodale présente des différences avec l'amplification de modes axisymétriques du VSP, elle conduit également à la formation de structures tourbillonnaires larges et cohérentes proches de celles associées au VSP. Pour revenir au scénario supposé de transition suivant une amplification multimodale, on peut supposer que l'amplification à un niveau critique de ces structures va conduire *in fine* à l'apparition de structures turbulentes. L'évolution des spectres de vitesse et l'arrêt de l'amplification supportent cette idée.

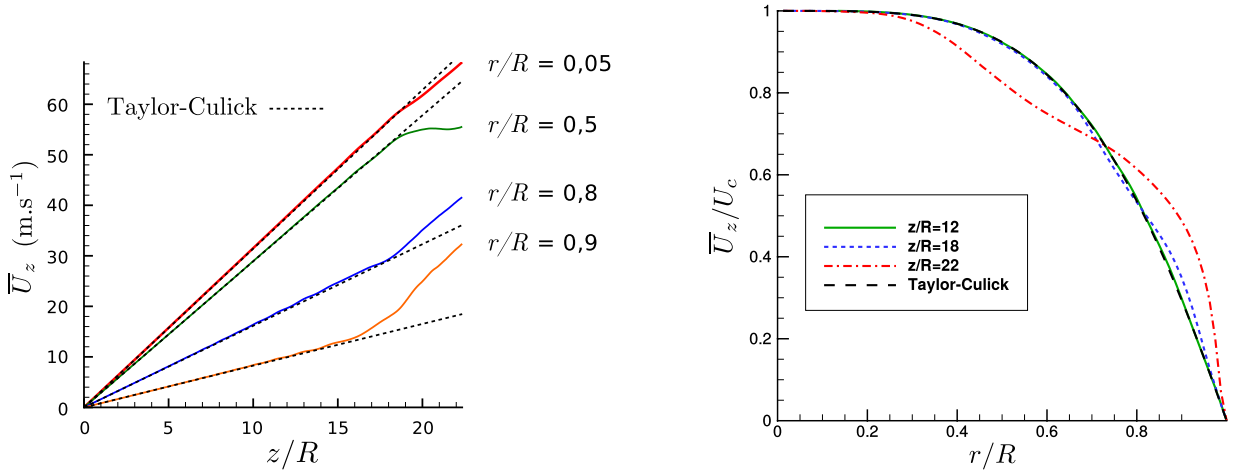
6.1.4 Mise en évidence de la turbulence

On s'intéresse maintenant au développement de turbulence en fin de domaine évoqué lors de l'étude de l'évolution de l'écoulement. Les preuves de l'existence de la turbulence vont être rassemblées par l'examen de propriétés classiques. On va ainsi chercher les traces de fluctuations tridimensionnelles sur une large gamme d'échelles. Par ailleurs, connaissant les propriétés de cet écoulement en régime laminaire, on va chercher des écarts de l'écoulement moyen au profil de Taylor-Culick et la disparition des structures cohérentes du VSP qui se développent en amont.

Comme montré précédemment, la solution de Taylor-Culick est représentative du champ moyen pour $z/R < 10$, c'est-à-dire en régime laminaire. Le développement de turbulence qui suit la transition laminaire-turbulent affecte le champ moyen. On peut donc dans un premier temps observer le développement de la turbulence à travers l'écart du champ moyen à la solution de Taylor-Culick. L'évolution de cet écart avec la position axiale est représenté figure 6.16a à plusieurs positions radiales. A position axiale croissante, l'écart apparaît d'abord près de la paroi puis se déplace vers l'axe. A partir de $z/R = 18$ l'écart est visible pour toutes les positions radiales. L'évolution du profil moyen va dans le sens d'une augmentation de vitesse près de la paroi et

une diminution au cœur du domaine. Aux dernière positions axiales on remarque que l'écart à la solution de Taylor-Culick est important près de la paroi et assez faible vers l'axe. Il vaut ainsi 75% à $r/R = 0,9$ contre seulement 2,7% à $r/R = 0,05$.

La comparaison sur les profils radiaux, figure 6.16b, montre que le profil simulé est relativement proche de celui de la solution de Taylor-Culick pour $z/R = 18$ alors qu'il en est très différent pour $z/R = 22$. La forte évolution du profil de vitesse moyenne entre ces positions indique qu'un important développement de turbulence s'est produit.



(a) Profil axial (b) Profil radial

FIGURE 6.16 – Comparaison de la vitesse moyenne axiale à la solution de Taylor-Culick

Afin de mettre en évidence la disparition des larges structures cohérentes du VSP au profit de structures turbulentes de plus petite taille, le rotationnel dans la direction azimutale est représenté pour un instant de l'écoulement dans le plan $(\mathbf{e}_z, \mathbf{e}_r)$. La figure 6.17 montre que les structures cohérentes, reconnaissables par les bandes obliques dans la direction opposée à l'écoulement pour $12 \leqslant z/R \leqslant 17$, atteignent de hauts niveaux de rotationnel avant d'éclater autour de $z/R = 18$ en un certain nombre de petites structures sans organisation apparente.

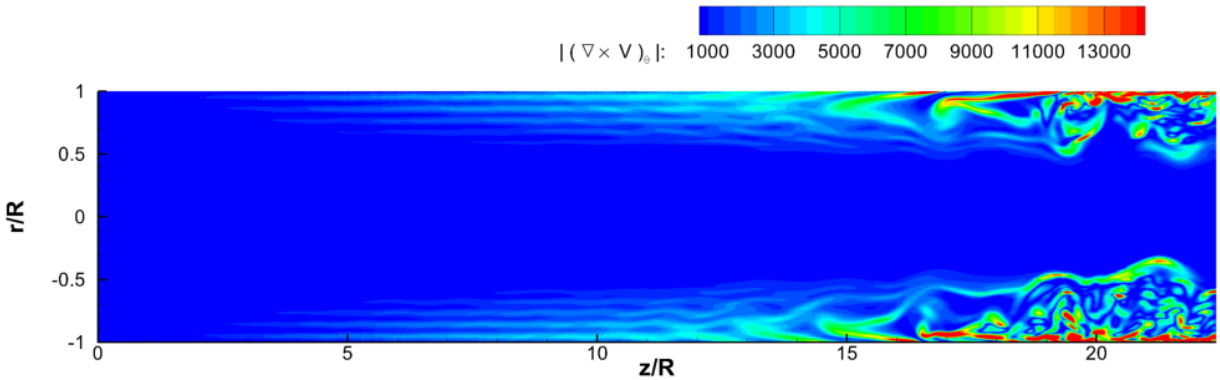


FIGURE 6.17 – Champ instantané de la valeur absolue du rotationnel de vitesse dans la direction azimutale, dans un plan de coupe axial

Les spectres de vitesse à $r/R = 0,8$ et aux dernières positions axiales montrés précédemment pour les trois composantes (figures 6.4i, 6.5i et 6.10i) avaient déjà mis en évidence le partage de l'énergie par l'ensemble des fréquences du spectre, ce qui montre une large gamme d'échelles tourbillonnaires.

Enfin les niveaux de fluctuations sur les trois composantes de vitesse sont comparés afin de montrer que les fluctuations sont tridimensionnelles. Les amplitudes RMS des fluctuations sont calculées en prenant en compte l'ensemble des fréquences du spectre. La figure 6.18 montre qu'à l'issue de la phase de croissance les niveaux des fluctuations de vitesse radiale et azimutale sont proches de ceux de vitesse axiale, ce qui prouve le caractère tridimensionnel des fluctuations.

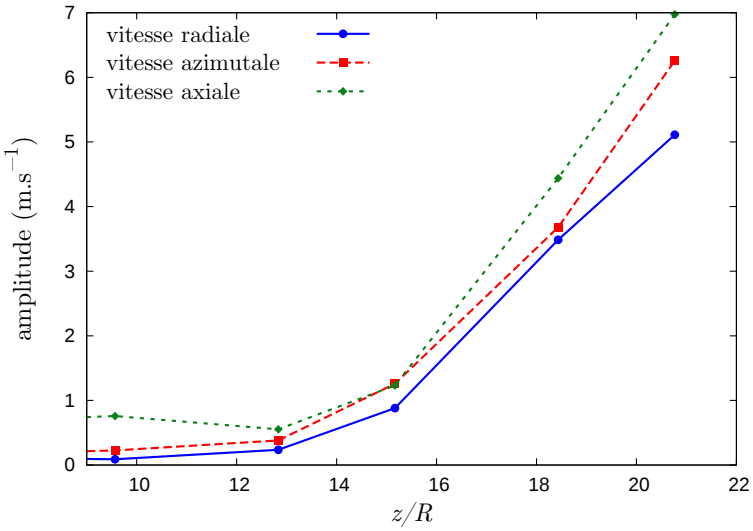


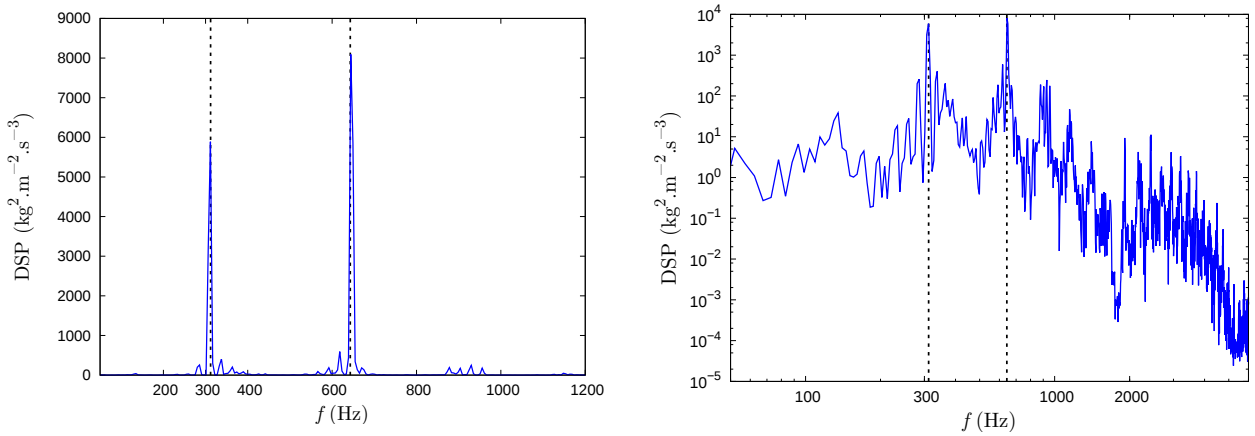
FIGURE 6.18 – Evolution axiale des fluctuations de vitesse à $r/R = 0,8$

Les éléments présentés montrent que l'écoulement a un caractère turbulent pour $z/R \geqslant 18,4$. Les structures structures turbulentes observées sont situées entre $r/R = 0,5$ et $r/R = 1$.

6.2 Simulation en bruit faible

6.2.1 Fluctuations au fond avant

Les signaux de pression, de vitesse axiale et de vitesse radiale au fond avant sont analysés de la même manière que pour la simulation en bruit fort. Le spectre de pression, figure 6.19a, est largement dominé par les fréquences 312 Hz et 637 Hz. Cette dernière est très proche de la fréquence théorique du mode acoustique 3L qui est évaluée à 632 Hz. Contrairement au cas de la simulation en bruit fort, les pics du spectre sont étroits. La représentation en échelle logarithmique du spectre fait de plus apparaître un grand nombre de fréquences discrètes espacées régulièrement entre 150 et 1500 Hz. L'organisation du spectre de pression et ses fréquences dominantes sont retrouvées dans les spectres de vitesse axiale et radiale au fond avant, *a priori* par le même couplage entre variables de l'écoulement que celui décrit pour la simulation en bruit fort.

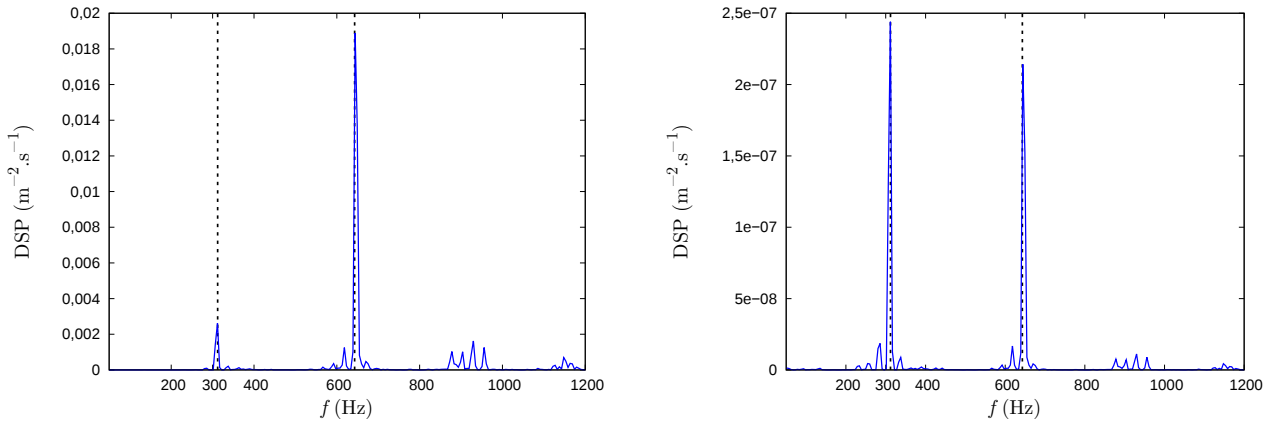


(a) Echelle régulière

(b) Echelle logarithmique

FIGURE 6.19 – Spectres de pression au fond avant

On retrouve dans les spectres de vitesse l'allure observée expérimentalement de fréquences discrètes espacées régulièrement. Cette organisation est d'habitude associée au VSP. De plus l'écart de 26 Hz entre les fréquences discrètes successives est très proche de l'écart entre les modes prévus par l'analyse biglobale de Chedevergne (2007). La finesse des pics des spectres et leur organisation laissent donc penser que cette simulation est le siège d'un VSP axisymétrique *classique*.



(a) Vitesse axiale en $r/R = 0$

(b) Vitesse radiale en $r/R = 0,8$

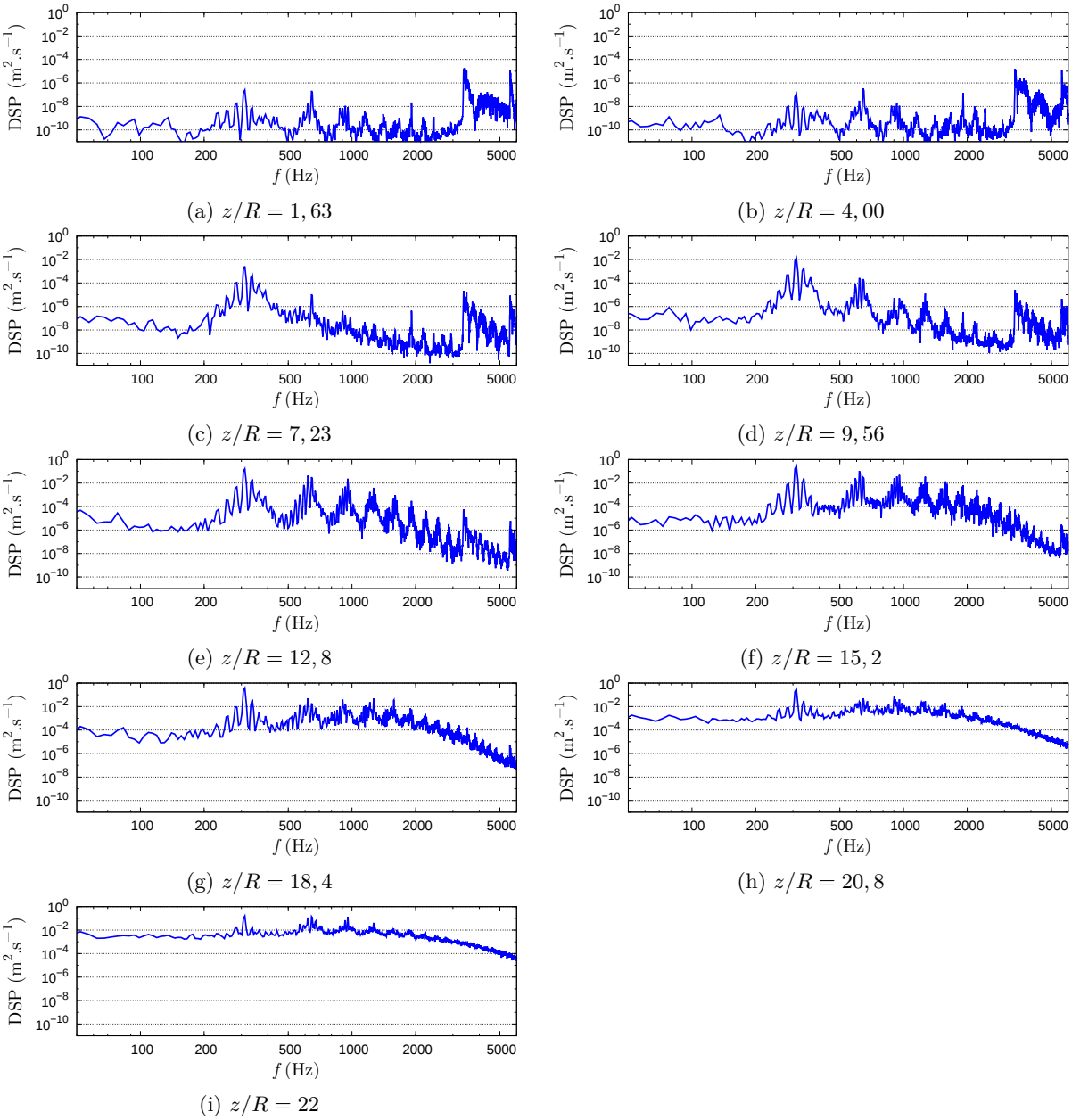
FIGURE 6.20 – Spectres de vitesse au fond avant

6.2.2 Evolution de l'écoulement

L'évolution des spectres est étudiée afin de s'assurer que ce qui se développe est le VSP, et qu'une transition laminaire-turbulent suit son amplification. Les spectres pour la vitesse radiale près de la paroi ($r/R = 0,8$) sont représentés sur la figure 6.21. On retrouve dans cette figure une évolution similaire à celle de la simulation en bruit fort, à savoir un bruit important au fond avant, puis l'émergence de fréquences discrètes et leur amplification, et finalement une augmentation des niveaux sur le reste du spectre et une large gamme de fréquences. Le bruit commence vers 3 kHz comme pour la simulation en bruit fort, ce qui est cohérent car hors-intersegment la perturbation de l'injection est liée au maillage dans les deux cas. Cependant deux différences importantes avec la simulation en bruit fort sont visibles. Tout d'abord les fréquences attribuables au VSP émergent

distinctement dans l'écoulement aux premières positions et sont ensuite amplifiées. Les fréquences les plus amplifiées sont éloignées de celles pour la simulation en bruit fort : $f_1 = 312$ Hz, $f_2 = 618$ Hz et $f_3 = 956$ Hz. Elles sont proches des fréquences excitées au fond avant.

Ensuite l'amplification des fréquences discrètes émergeant au début du domaine commence à une position plus basse. En effet entre $z/R = 4$ et $z/R = 7,23$ les niveaux ont augmenté de quatre ordres de grandeur pour les fréquences entre 280 et 400 Hz. Cette amplification concerne préférentiellement cette gamme de fréquence car les niveaux n'ont augmenté qu'au maximum de deux ordres de grandeur pour le reste du spectre.



(a) $z/R = 1,63$ (b) $z/R = 4,00$ (c) $z/R = 7,23$ (d) $z/R = 9,56$ (e) $z/R = 12,8$ (f) $z/R = 15,2$ (g) $z/R = 18,4$ (h) $z/R = 20,8$ (i) $z/R = 22$

FIGURE 6.21 – Densité spectrale de puissance pour la vitesse radiale, à $r/R = 0,8$

Les spectres montrent que les fréquences discrètes les plus amplifiées sur les premières positions

sont réparties sous formes de groupes autour d'une fréquence porteuse de niveaux de fluctuations plus importants. Les trois premiers groupes sont illustrés dans la figure 6.22. On s'intéresse aux fréquences les plus porteuses de fluctuations qui sont repérées par des lignes pointillées et répertoriées dans le tableau 6.1.

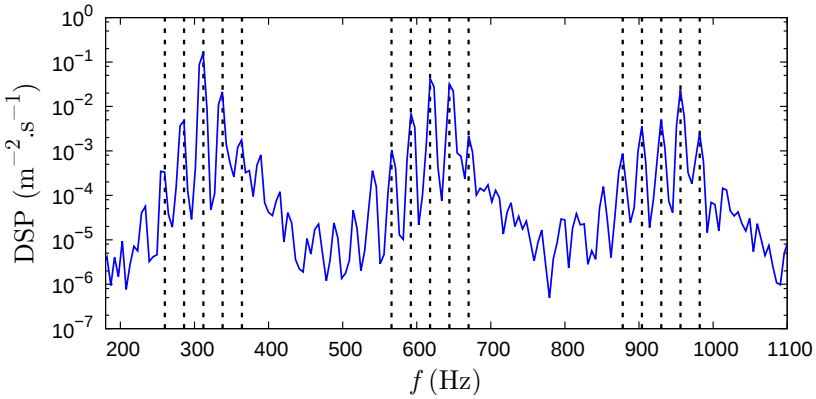


FIGURE 6.22 – Principales fréquences discrètes du spectre de vitesse radiale à $r/R = 0,8$ et $z/R = 12,8$

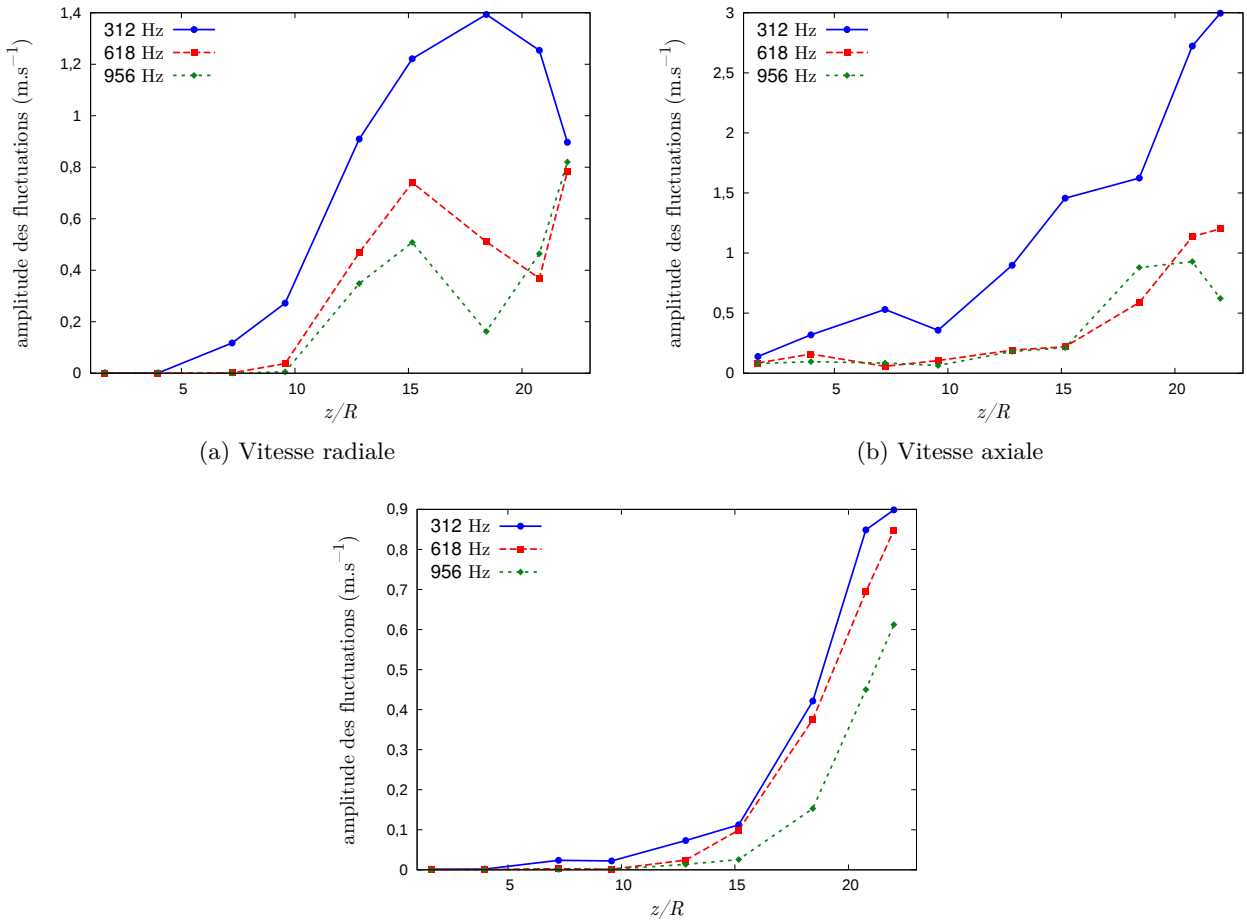
premier groupe	deuxième groupe	troisième groupe
260 Hz	566 Hz	878 Hz
286 Hz	592 Hz	904 Hz
312 Hz	618 Hz	930 Hz
338 Hz	644 Hz	956 Hz
364 Hz	670 Hz	982 Hz

TABLE 6.1 – Principales fréquences amplifiées sur les premières positions

L'analyse des spectres de vitesse axiale et de vitesse azimutale montre une structures similaire, c'est-à-dire que les fréquences discrètes qui émergent sont les mêmes et qu'elles sont également organisées en groupes. Les fréquences dominantes de chaque groupes sont les mêmes que pour la vitesse radiale, à savoir 312 Hz, 618 Hz et 956 Hz. Les fréquences successives de chaque groupe sont séparées de 26 Hz, ce qui laisse penser qu'elles ont un lien avec le développement du VSP. On cherche maintenant à vérifier si il y a une amplification multimodale du VSP sur ces fréquences.

Dans un premier temps on s'intéresse à l'amplification axiale de la vitesse sur les fréquences dominantes de chaque groupe. L'évolution axiale des amplitudes portées par les fréquences dominantes à la position radiale $r/R = 0,8$ est représentée dans la figure 6.23. Pour la vitesse radiale l'évolution des niveaux sur la fréquence 312 Hz met en évidence une amplification importante qui commence dès $z/R = 4$ et ralentit à $z/R = 12,8$ avant de s'inverser à $z/R = 18,4$. Une augmentation importante a également lieu sur les fréquences 618 Hz et 956 Hz à partir de $z/R = 9,56$. Les niveaux atteints sont toutefois très inférieurs à ceux de 312 Hz. Un changement d'allure a lieu pour les niveaux de ces trois fréquences à $z/R = 18,4$. Pour la vitesse axiale l'amplitude sur la fréquence 312 Hz montre une influence de l'acoustique jusqu'à $z/R = 9,56$ puis une augmentation générale. La fréquence 956 Hz a une amplification relativement forte entre $z/R = 12,8$ et $z/R = 18,4$. De manière générale les niveaux de fluctuations sur la vitesse axiale sont importants dès le fond avant et ont des augmentations modérées. Enfin des amplifications relativement importantes sont observables

pour la vitesse azimutale. Cependant, cette amplification commence beaucoup plus tard dans le domaine que l'amplification sur les composantes radiales et axiales, ce qui montre que ce n'est pas le même mécanisme qui est impliqué. Comme cette amplification devient importante autour de $z/R = 15,2$ et que les spectres montrent que le remplissage du spectre commence à cette position, il est probable qu'elle soit due au développement de la turbulence. Cette figure montre qu'il n'y a pas d'amplification multimodale sur la composante azimutale de vitesse, ce qui renforce l'hypothèse d'un VSP axisymétrique.



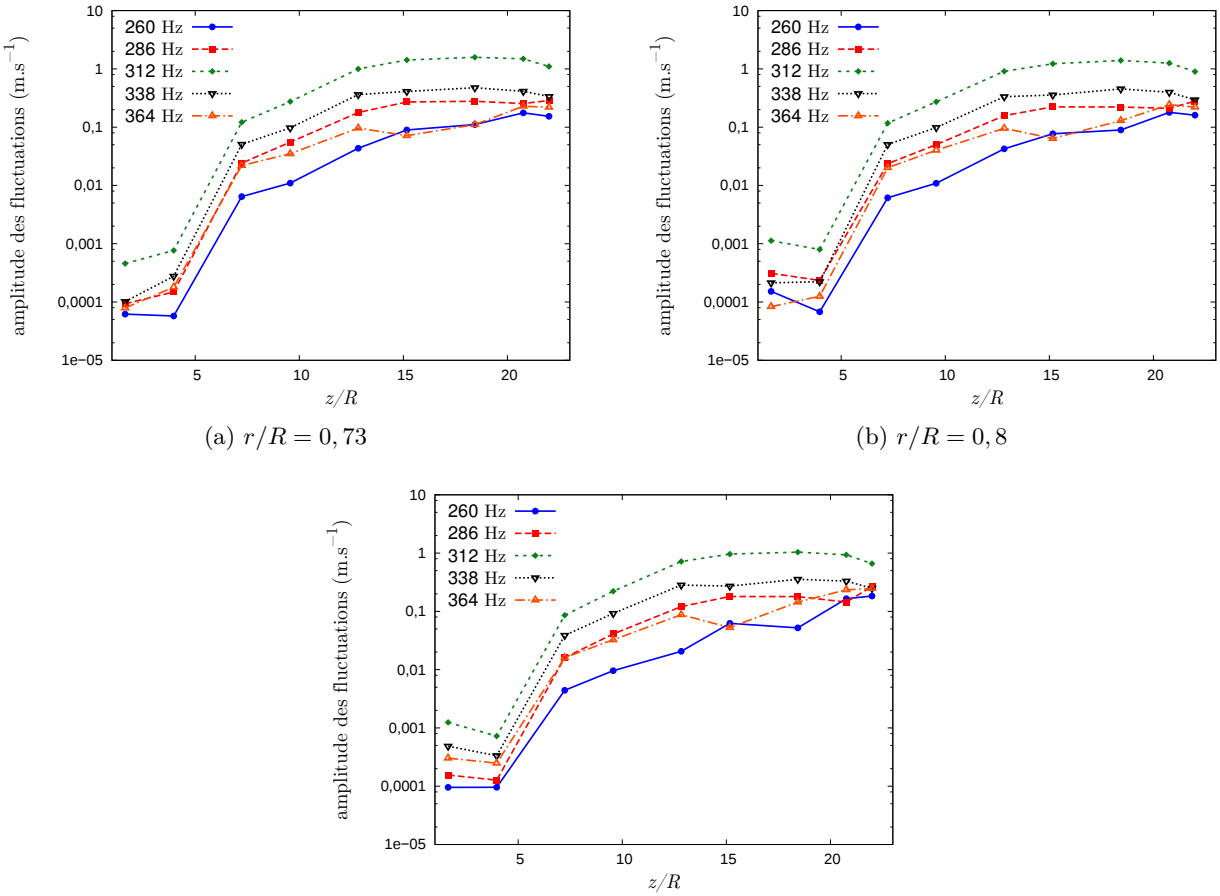
(a) Vitesse radiale

(b) Vitesse axiale

(c) Vitesse azimutale

FIGURE 6.23 – Evolution axiale des amplitudes de fluctuations de vitesse

L'évolution de l'amplitude pour la fréquence 312 Hz est comparée avec celles des autres fréquences du premier groupe dans la figure 6.24. La même tendance d'évolution est observable jusqu'à $z/R = 12,8$, ce qui montre que l'évolution axiale des amplitudes sur ces fréquences est pilotée par le même mécanisme. La même comparaison pour les deux autres groupes de fréquences montre également que les évolutions sont proches pour toutes les fréquences d'un même groupe et les mêmes positions radiales. La tendance qui se dégage n'est cependant pas aussi nette que pour le premier groupe. La similarité des évolutions d'amplitude pour les fréquences d'un même groupe montre que le mécanisme impliqué est le même.



(a) $r/R = 0,73$

(b) $r/R = 0,8$

(c) $r/R = 0,87$

FIGURE 6.24 – Amplification axiale des fluctuations de vitesse radiale pour les fréquences du premier groupe

6.2.3 Amplification multimodale

Dans cette simulation l'amplification multimodale ne semble concerner que la vitesse axiale et la vitesse radiale. Les distributions radiales des fluctuations de ces vitesses sont comparées à celles de modes axisymétriques de VSP calculés [5] par analyse biglobale. Dans un premier temps la comparaison porte sur la première fréquence dominante, 312 Hz. Le mode VSP théorique servant de référence est celui dont la fréquence est la plus proche de cette valeur. Les profils de vitesse de la simulation et du mode VSP sont représentés figure 6.25 pour les positions axiales supposées de l'amplification, *i.e.* $7,23 \leqslant z/R \leqslant 12,8$. Une constante multiplicative est utilisée pour caler les profils issus de l'analyse biglobale sur les profils simulés. En effet les amplitudes de modes issues de l'analyse biglobale sont définies à un facteur près. La constante corrective est arbitraire et dépend de la position, mais c'est la même pour les deux composantes de vitesse. La figure 6.25 montre un accord entre les profils de vitesse radiale pour toutes les positions. La comparaison sur la vitesse axiale est plus délicate à cause de la contribution importante des modes acoustiques sur la vitesse axiale pour $z/R \leqslant 9,56$, illustrée par la figure 6.23b. A $z/R = 7,23$ l'influence de la couche limite acoustique est nettement visible près de la paroi, mais à $z/R = 9,56$ la tendance du profil simulé

5. Il s'agit du même calcul que dans la section 6.1.3, c'est-à-dire avec le code de G. Boyer et $z/R \in [4\,;\,15]$.

est cohérente avec celle du mode VSP. Pour $z/R = 12,8$ et $15,2$ le profil simulé est relativement proche de celui du mode VSP. La comparaison des profils radiaux dans cette figure montre ainsi que l'amplification sur la fréquence 312 Hz est une amplification de mode VSP axisymétrique telle que prévue par l'analyse biglobale.

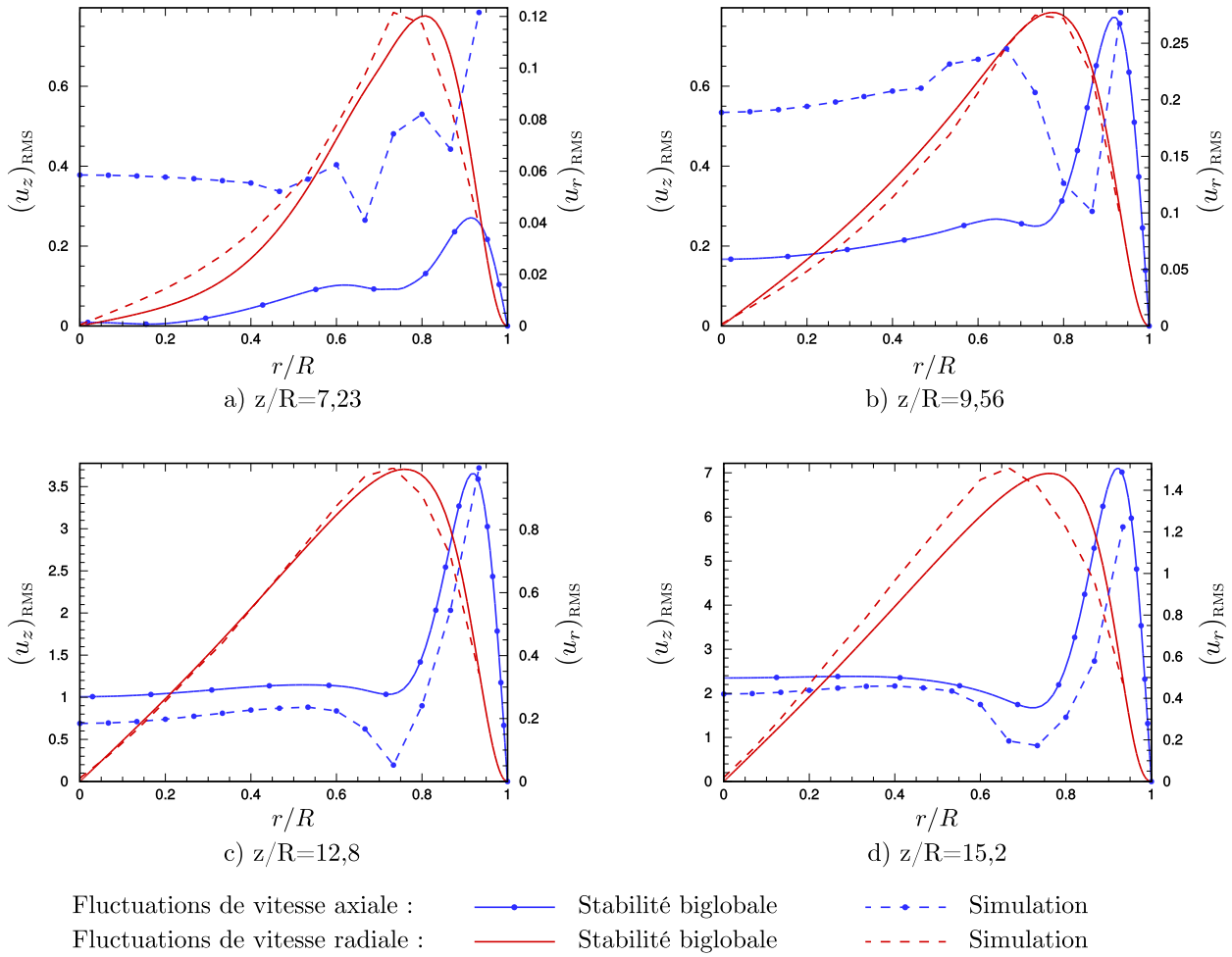
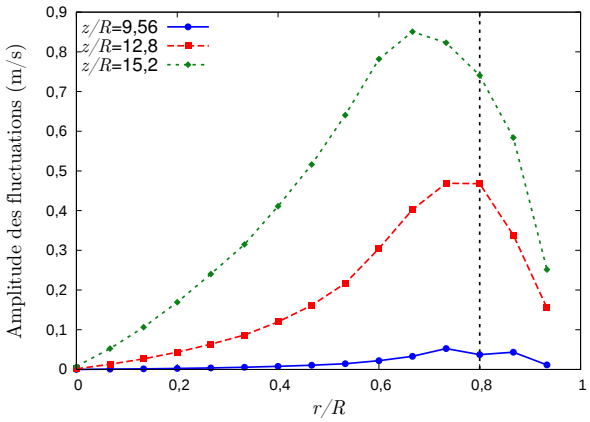


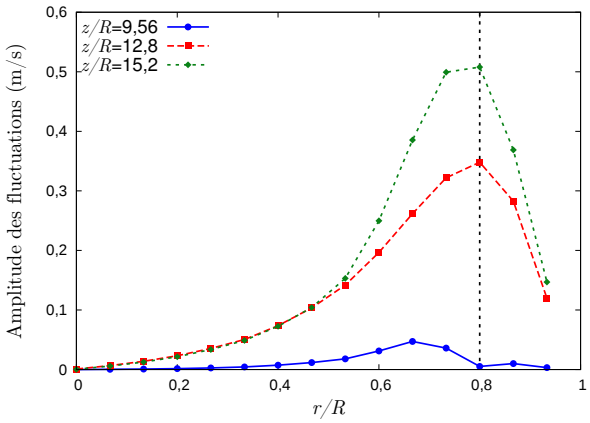
FIGURE 6.25 – Profils de fluctuations de vitesse pour la simulation (fréquence 312 Hz) et l'analyse biglobale (mode de fréquence la plus proche de 312 Hz). L'analyse de stabilité biglobale a été réalisée avec le code de Boyer (2012) sur un domaine de dimensions axiales $z/R \in [4\,;\,15]$.

Les profils radiaux simulés pour les deux autres fréquences dominantes, 618 Hz et 956 Hz, sont représentés dans les figures 6.26 et 6.27. D'après Chedevergne (2007), le calcul de modes de fréquences aussi élevées par approche biglobale est très difficile. La principale différence entre les fonctions d'amplitudes de deux modes porte sur le taux d'amplification axiale, cependant les profils radiaux ont des allures similaires. Les profils radiaux du mode VSP de fréquence sont donc utilisés comme référence pour une comparaison qualitative. Les profils de vitesse simulés pour les deux fréquences sont très différents des profils théoriques aux positions axiales $z/R \leqslant 9,56$, ce qui est dû au retard d'amplification pour ces fréquences illustré par la figure 6.23a. Pour $z/R = 12,8$ et $15,2$ les profils sont cohérents vis-à-vis des profils théoriques en ce qui concerne la tendance générale et de la position des extrema. Les écarts sont plus prononcés pour les profils de la simulation à la fréquence 956 Hz.

Cette comparaison sur l'amplification ne permet pas d'affirmer que les fréquences 618 Hz et 956 Hz sont celles de modes VSP. Comme leur amplification commence en retard par rapport à celle sur la fréquence 312 Hz, on peut supposer que l'amplification sur ces fréquences résulte d'un couplage non-linéaire de modes VSP amplifiés de fréquences inférieures voisines de 312 Hz. Ceci expliquerait les similarités entre les profils radiaux et ceux de modes VSP.

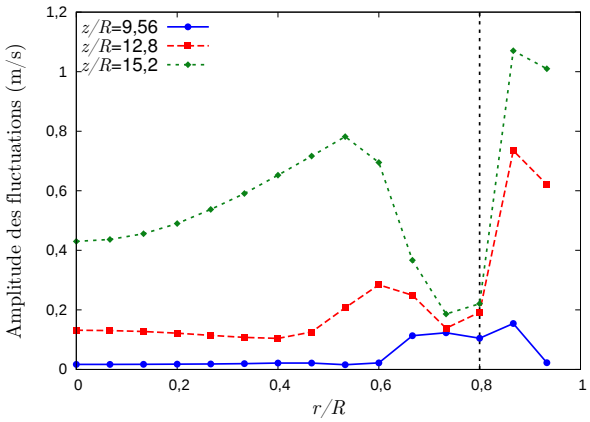


(a) Fréquence 618 Hz

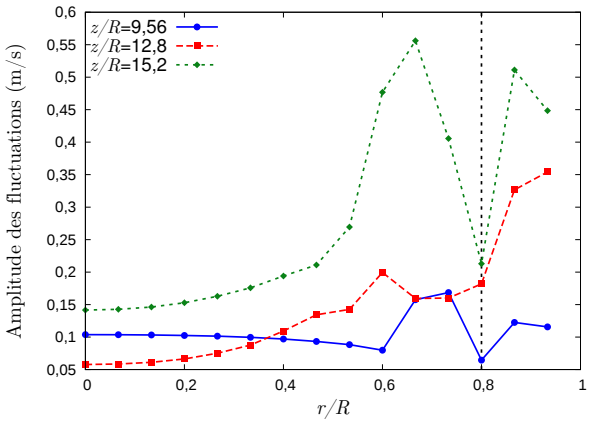


(b) Fréquence 956 Hz

FIGURE 6.26 – Profil radial des amplitudes de fluctuations de vitesse radiale



(a) Fréquence 618 Hz



(b) Fréquence 956 Hz

FIGURE 6.27 – Profil radial des amplitudes de fluctuations de vitesse axiale

Les structures tourbillonnaires au début du domaine sont visualisées dans la figure 6.28 par critère Q avec les mêmes échelles que pour la simulation en bruit fort (figure 6.15). Le bruit ajouté en paroi sur la composante azimutale de vitesse n'est pas visible sur cette image, les niveaux de critères Q associés étant nettement plus faibles que pour la simulation en bruit fort. La formation des structures tourbillonnaires associées au VSP est observable immédiatement autour du premier intersegment, à $z/R = 5,6$. La représentation de ces tourbillons est hachée par des lignes horizontales correspondant à la couche limite acoustique. Les structures tourbillonnaires croissent dans la direction axiale dès leur formation. La fragmentation de la représentation des structures autour de $z/R = 11,2$ correspond au passage du second intersegment. Les structures reprennent leur forme régulière immédiatement après.

Les deux composantes de la perturbation d'injection utilisée dans cette simulation ont des effets visiblement très différents sur le VSP. Le bruit blanc sur la vitesse tangentielle semble avoir peu

d'effet sur l'apparition des tourbillons de VSP, alors que l'intersegment déclenche l'apparition de ces tourbillons avec des niveaux suffisants pour qu'ils soient transportés et amplifiés. Le rôle favorable d'une interruption de débit sur l'émergence des structures du VSP avait déjà été observé dans la littérature.

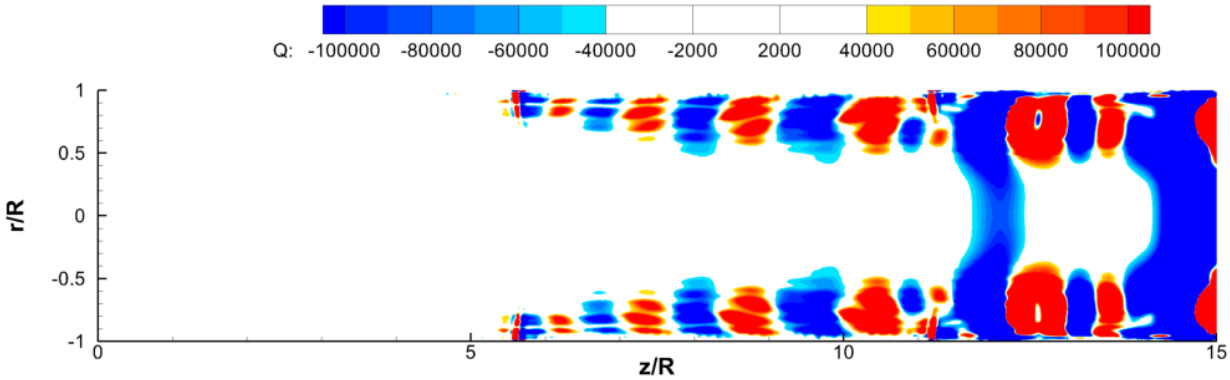
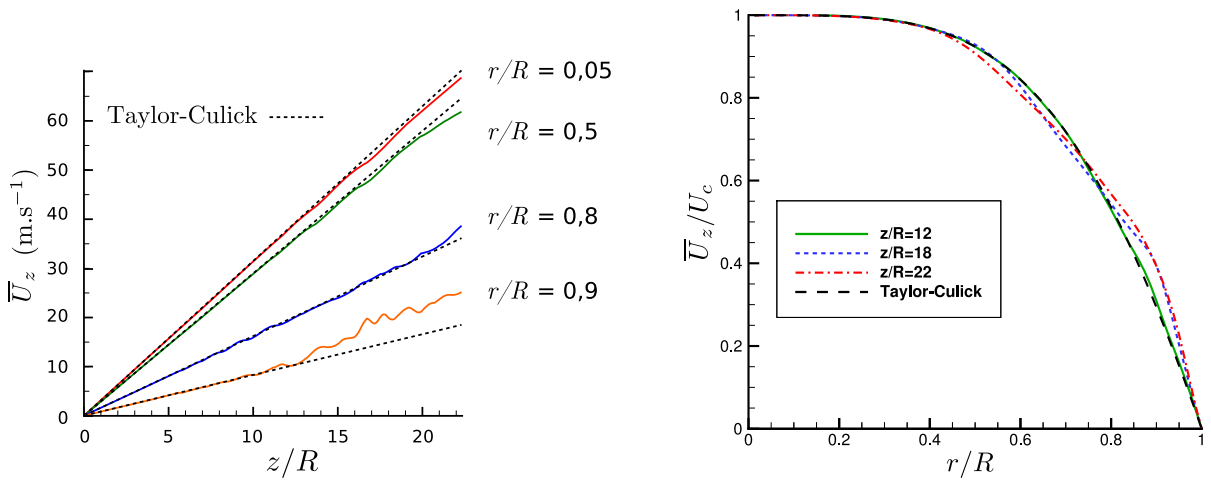


FIGURE 6.28 – Champ instantané de critère Q dans un plan de coupe axial

L'étude des distributions axiales et radiales d'amplitude a permis de montrer qu'il y a dans cette simulation une amplification de plusieurs modes VSP axisymétriques, donc une amplification multimodale, dont les fréquences discrètes sont celles du premier groupe. Pour les fréquences supérieures, dans le deuxième et le troisième groupe, le début de l'amplification sur la vitesse radiale est retardé et les profils radiaux d'amplitudes sont déformés par rapport aux profils théoriques. Ceci conduit à penser que l'amplification sur ces fréquences n'est pas l'amplification de modes VSP, mais un effet de l'interaction non-linéaire de modes VSP amplifiés.

6.2.4 Mise en évidence de la turbulence

La méthodologie utilisée pour la simulation en bruit fort est reprise. Tout d'abord la comparaison des profils de vitesse axiale de la simulation à la solution de Taylor-Culick est présentée dans la figure 6.29. La figure d'évolution axiale montre que près de la paroi, en $r/R = 0,9$, l'écart apparaît relativement tôt, vers $z/R = 11$. Cependant pour les autres positions radiales présentées l'écart ne devient significatif qu'à partir de $z/R = 19$. Près de l'axe l'écart évolue très lentement, et il semble qu'il apparaît autour de $z/R = 12$ donc à peu près en même temps que l'écart près de la paroi. L'écart de la vitesse axiale simulée à la solution de Taylor-Culick est de 35% en $r/R = 0,9$ et 2% en $r/R = 0,05$. Les profils radiaux montrent que la forme du profil s'aplatit autour de $r/R = 0,65$ pour les dernières positions axiales. La modification du profil est légère si on la compare à celle observée pour la simulation en bruit fort. Les écarts à la solution de Taylor-Culick prouvent qu'il y a une évolution de l'écoulement dans la direction axiale.



(a) Profil axial (b) Profil radial

FIGURE 6.29 – Comparaison de la vitesse moyenne axiale à la solution de Taylor-Culick

Les niveaux de fluctuations des trois composantes de vitesse sont comparés afin de distinguer si les fluctuations sont tridimensionnelles. L'évolution axiale des fluctuations est tracée dans la figure 6.30 pour la position radiale $r/R = 0,8$. Les fluctuations de vitesse axiale et de vitesse radiale sont de la même échelle et augmentent entre $z/R = 9,56$ et $z/R = 18,4$. Sur ces positions, les fluctuations de vitesse azimutale sont très faibles par comparaison. Leur forte augmentation qui commence entre $z/R = 15,2$ et $z/R = 18,4$ marque le début du développement d'une tridimensionnalisation. Pour les positions suivantes, $z/R = 20,8$ et 22,4, les fluctuations de vitesse azimutale sont proches de celles de vitesse radiale, et d'échelle comparable à celles de vitesse axiale. Les fluctuations de vitesse sont donc tridimensionnelles autour de $r/R = 0,8$ à partir d'une position située entre $z/R = 18,4$ et $z/R = 20,8$.

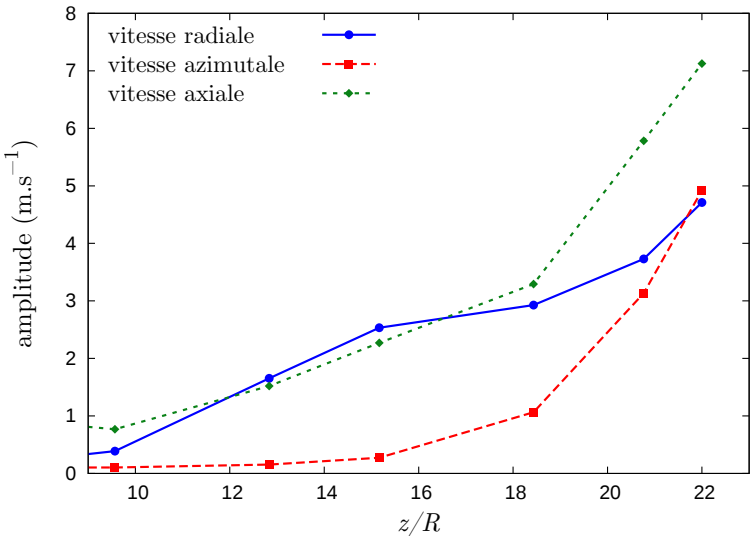


FIGURE 6.30 – Evolution axiale de l'amplitude des fluctuations de vitesse en $r/R = 0,8$

La valeur absolue du rotationnel de vitesse azimutale est représentée figure 6.31 dans un plan axial à un instant. Cette représentation met notamment en évidence la couche limite acoustique pour

$z/R \leqslant 8$. Les structures tourbillonnaires du VSP se développent à partir du premier intersegment situé à $z/R = 5,6$. Cela se traduit à z/R bas par une ondulation des bandes de la couche limite acoustique puis, avec l'amplification axiale, par de grosses structures cohérentes plus loin dans le domaine comme par exemple celle autour de $z/R = 14$. Ces structures avec une bande rectiligne et dans le sens opposé à l'écoulement de forts niveaux de rotationnel sont caractéristiques du VSP. Autour de $z/R = 19$, on observe l'éclatement des structures cohérentes en petites structures sans organisation apparente. Aux positions précédant cet éclatement, par exemple autour de $r/R = 17$, les structures ont des niveaux de rotationnel très important et la déformation de la bande rectiligne de fort rotationnel dans les structures met en évidence une saturation.

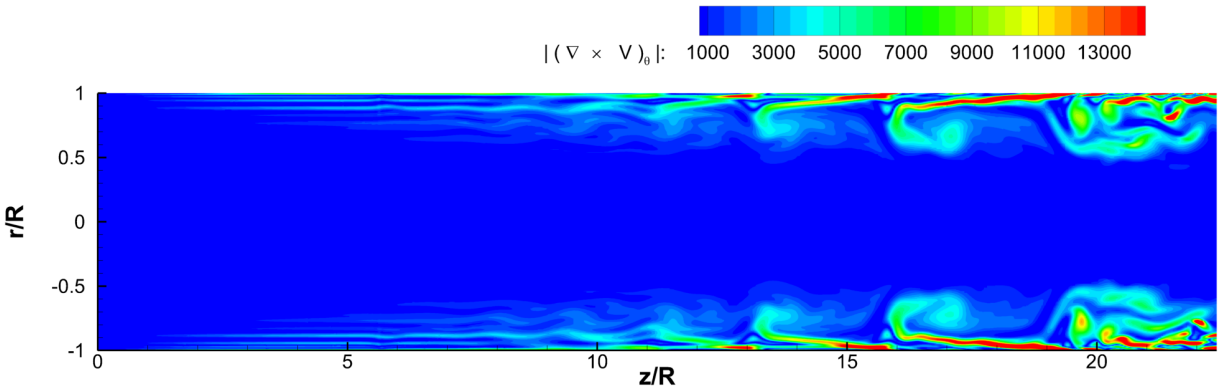


FIGURE 6.31 – Champ instantané de la valeur absolue du rotationnel de vitesse dans la direction azimutale, dans un plan de coupe axial

Ces observations montrent l'existence de structures turbulentes à la fin du domaine, vraisemblablement au dessus de $z/R = 20$. Le développement de turbulence est modéré car l'écoulement moyen est assez peu modifié et les petites structures formées restent près de la paroi. Il est nettement moins important que celui observé précédemment avec le bruit fort, et commence à une position plus reculée que l'on raisonne dans l'absolu ou par rapport au début de l'amplification. Le bruit faible est donc visiblement moins favorable au développement de turbulence que le bruit fort, ce qui était attendu.

Bilan

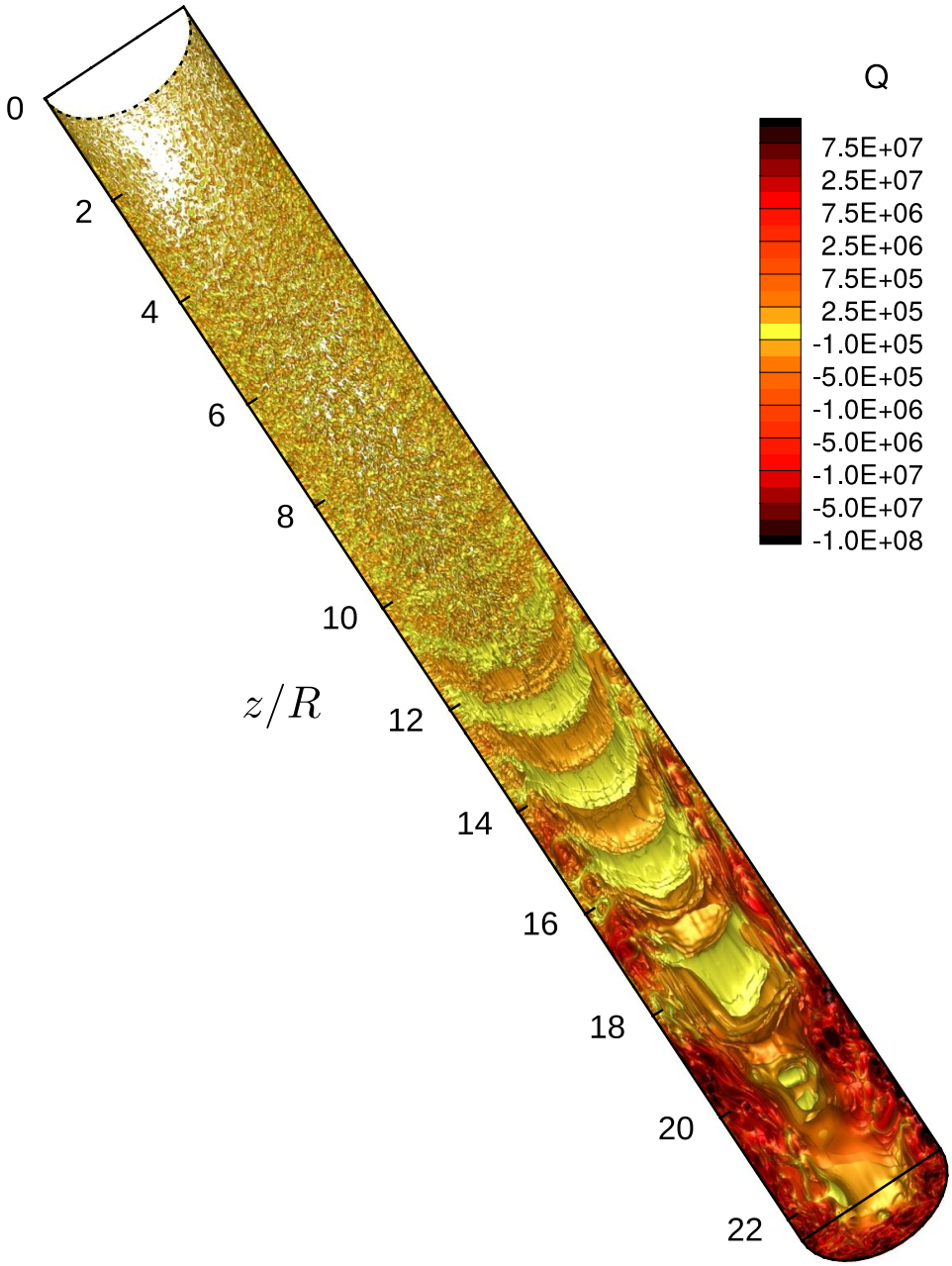
Dans ce chapitre, les deux simulations destinées à prévoir la transition laminaire-turbulent consécutive à l'amplification du VSP ont été étudiées. L'analyse a montré dans les deux simulations une amplification modale et l'existence de fluctuations turbulentes.

Dans la simulation avec le bruit *fort* l'amplification modale commence tard, autour de $z/R = 9,56$. L'amplification est différente de celle des modes VSP axisymétriques, car on observe une amplification sur la vitesse azimutale similaire à celle sur la vitesse radiale. De plus les profils de fluctuations de vitesse axiale ne correspondent pas à ceux associés à ces modes. A partir de $z/R = 18,4$ l'écoulement est porteur de structures nettement turbulentes entre la paroi et $r/R = 0,5$, et l'écoulement moyen s'écarte fortement de la solution de Taylor-Culick. Cette simulation présente également un léger glissement en fréquence, probablement dû à un effet du haut niveau de bruit sur l'acoustique, qui empêche de distinguer les fréquences discrètes proches.

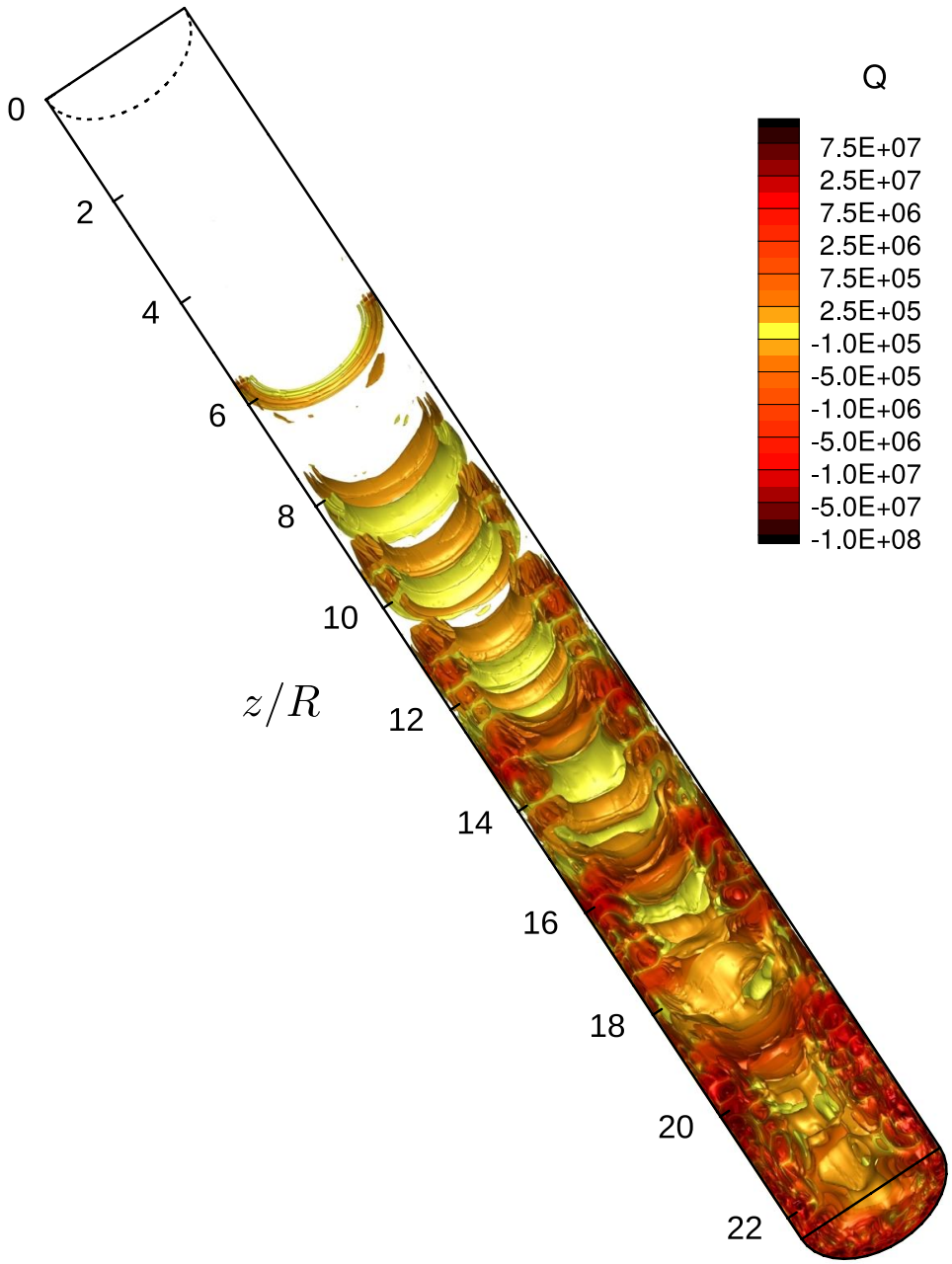
Dans la simulation avec le bruit *faible* l'amplification commence dès le premier intersegment, autour de $z/R = 5,6$. Les modes amplifiés sont les modes axisymétriques du VSP, ce qui est notamment montré par un accord entre les profils de fluctuations et les profils théoriques. Il n'y a pas de glissement en fréquence et les spectres présentent une structure en groupes de pics discrets rapprochés cohérente avec celle de modes VSP. Des structures turbulentes sont observables près de la paroi pour z/R au dessus de 20. L'écoulement moyen s'écarte modérément de la solution de Taylor-Culick.

Il ressort de ces simulations que les deux bruits ont des influences très différentes sur les phases de l'écoulement. Le bruit *faible* est favorable à l'émergence du VSP mais alimente peu le développement de la turbulence, alors que le bruit *fort* gêne l'émergence du VSP mais favorise le développement rapide de la turbulence.

Illustrations des simulations



Simulation en bruit fort
Visualisation des structures tourbillonnaires par iso-surfaces de critère Q, pour un instant.
Cette figure illustre :
• L'effet du bruit injecté, pour $z/R \leqslant 11$, sous forme de petites structures de faibles niveaux de $|Q|$ sans cohérence
• L'émergence et l'amplification des structures cohérentes associées au VSP, pour $11 \leqslant z/R \leqslant 16$
• Le développement de la turbulence près de la paroi, pour $19 \leqslant z/R$. Il est mis en évidence par de petites structures tridimensionnelles de hauts niveaux de $|Q|$.



Simulation en bruit faible
Visualisation des structures tourbillonnaires par iso-surfaces de critère Q, pour un instant.
Cette figure illustre :
• L'émergence des structures cohérentes associées au VSP dès le premier intersegment ($z/R = 5, 6$).
• L'amplification de ces structures, qui restent fortement axisymétriques et cohérentes jusqu'à $z/R \approx 15$
• Le développement de structures turbulentes relativement tridimensionnelles près de la paroi, pour $z/R \geqslant 20$

Chapitre 7

Comparaison des simulations à l'expérience

Dans ce chapitre les résultats des simulations sont confrontés aux mesures du montage VALDO. La comparaison a pour but de déterminer dans quelle mesure le scénario de transition simulé est cohérent avec celui de l'expérience. Pour cela l'étude porte dans un premier temps sur le contenu des signaux de vitesse afin de mettre en place une base de comparaison. Les niveaux de fluctuations et la transition laminaire-turbulent sont ensuite comparés aux mesures.

7.1 Contenu des signaux de vitesse

Dans l'expérience la mesure de la sonde fil chaud donne accès à la norme de la vitesse dans le plan perpendiculaire au fil de la sonde. Cette vitesse notée V_{FC} est reliée aux composantes du vecteur vitesse par :

$$V_{\text{FC}} = \sqrt{U_r^2 + U_z^2} \tag{7.1}$$

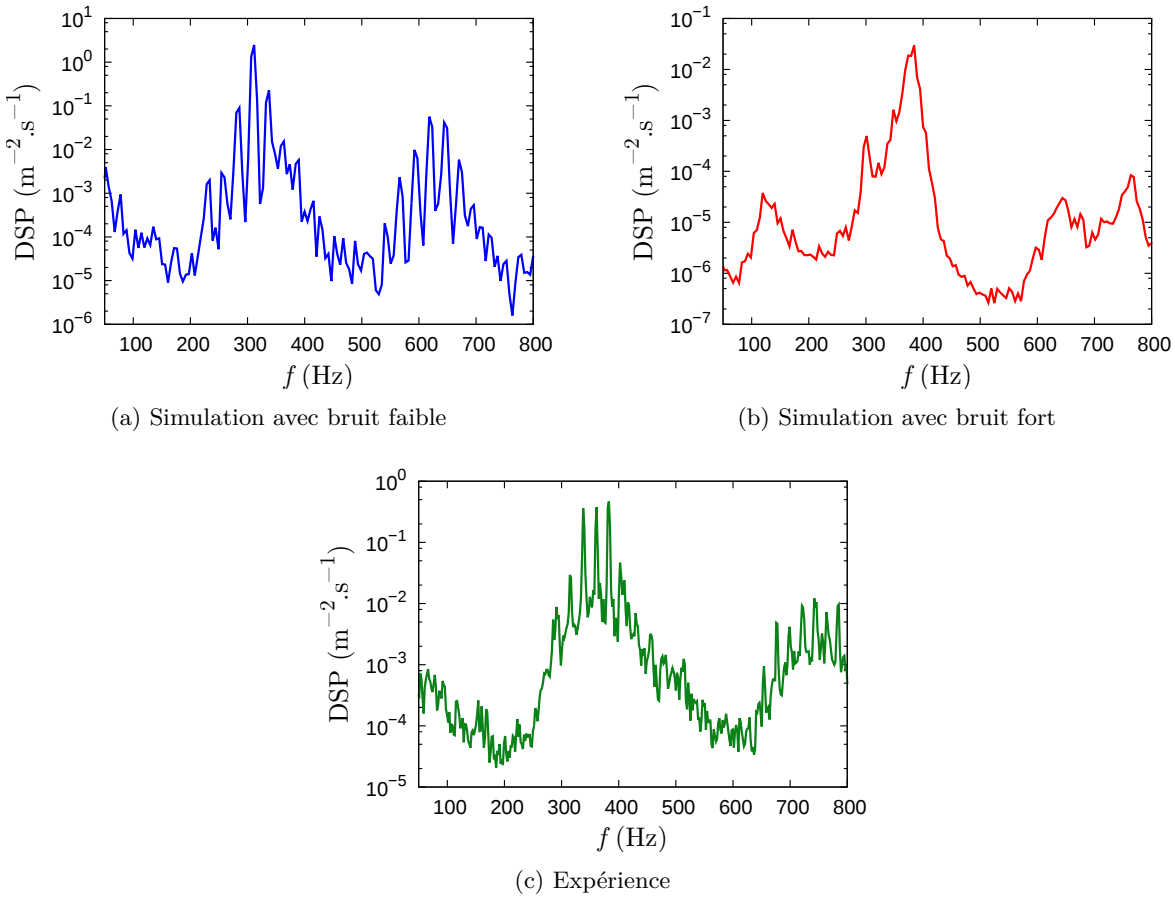
Pour que les simulations soient comparables à l'expérience on calcule V_{FC} avec la même expression (7.1). L'amplitude des fluctuations de V_{FC} est exprimée comme pour les autres grandeurs par la valeur RMS, $(v_{\text{FC}})_{\text{RMS}}$, c'est-à-dire la moyenne quadratique de sa partie fluctuante :

$$\begin{aligned} (v_{\text{FC}})_{\text{RMS}} &= \sqrt{\overline{v_{\text{FC}}{}^2}} \\ \text{avec } v_{\text{FC}} &= V_{\text{FC}} - \overline{V_{\text{FC}}} = \sqrt{U_r^2 + U_z^2} - \overline{\sqrt{U_r^2 + U_z^2}} \end{aligned} \tag{7.2}$$

A cause de la forme de l'équation (7.2), il est difficile de distinguer la contribution de chaque composante de vitesse dans les fluctuations de V_{FC}. Compte tenu de la forme de l'écoulement moyen, que ce soit en régime laminaire ou en régime turbulent, la composante radiale de vitesse devient petite devant la composante axiale loin de la paroi (pour $z/R \geqslant 5$). L'équation (7.2) montre que dans cette situation, où $V_{\text{FC}} \approx U_z$, $(v_{\text{FC}})_{\text{RMS}} \approx (u_z)_{\text{RMS}}$ quelles que soient les fluctuations de vitesse radiale. On peut notamment observer des positions dans l'écoulement pour lesquelles $(v_{\text{FC}})_{\text{RMS}} < (u_r)_{\text{RMS}}$, ce qui est contre-intuitif compte tenu de la définition de V_{FC}.

Une caractéristique qui est ressortie des analyses des deux simulations est la différence sur l'allure des spectres de v_{FC} et les fréquences amplifiées. Une comparaison quantitative de ces simulations entre elles et avec l'expérience nécessite de mettre en place une base de comparaison.

Pour chaque simulation des fréquences dites dominantes ont été identifiées et utilisées pour décrire l'évolution de l'écoulement. On cherche maintenant à les utiliser pour comparer localement les spectres des simulations à ceux de l'expérience. Les spectres de v_{FC} sont représentés à $z/R = 12,8$ et $r/R = 0,93$ dans la figure 7.1. Dans les trois cas le spectre fait apparaître des plages larges et distinctes de fréquences porteuses d'énergie, que l'on désigne sous le terme de *groupes de fréquences* (voir section 6.2.1). Les groupes de la figure 7.1 ont des largeurs comparables, entre 300 et 400 Hz en se basant sur les minima de fluctuations. Pour la simulation avec bruit faible et l'expérience, les groupes de fréquences sont composés de fréquences discrètes régulièrement espacées. L'écart entre deux pics successifs d'un groupe est de 26 Hz pour la simulation avec bruit faible et entre 19 et 25 Hz pour l'expérience. L'absence apparente de fréquences discrètes à l'intérieur des groupes de fréquences pour la simulation en bruit fort a été attribué à un glissement en fréquence, voir section 6.1. On choisit de décrire la position d'un groupe dans le spectre par celle de son maximum. Dans ce cas le premier groupe de la simulation avec bruit faible est situé autour de 312 Hz, celui de la simulation avec bruit fort autour de 384 Hz et celui de l'expérience autour de 343 Hz. Dans chacun des cas la fréquence la plus forte du premier groupe est celle qui a émergé dès les premières positions axiales avec des niveaux relativement importants par rapport au reste du spectre, comme le montre la figure 7.2. Il s'agit également, dans les trois cas, d'une des principales fréquences de fluctuations de pression au fond avant.

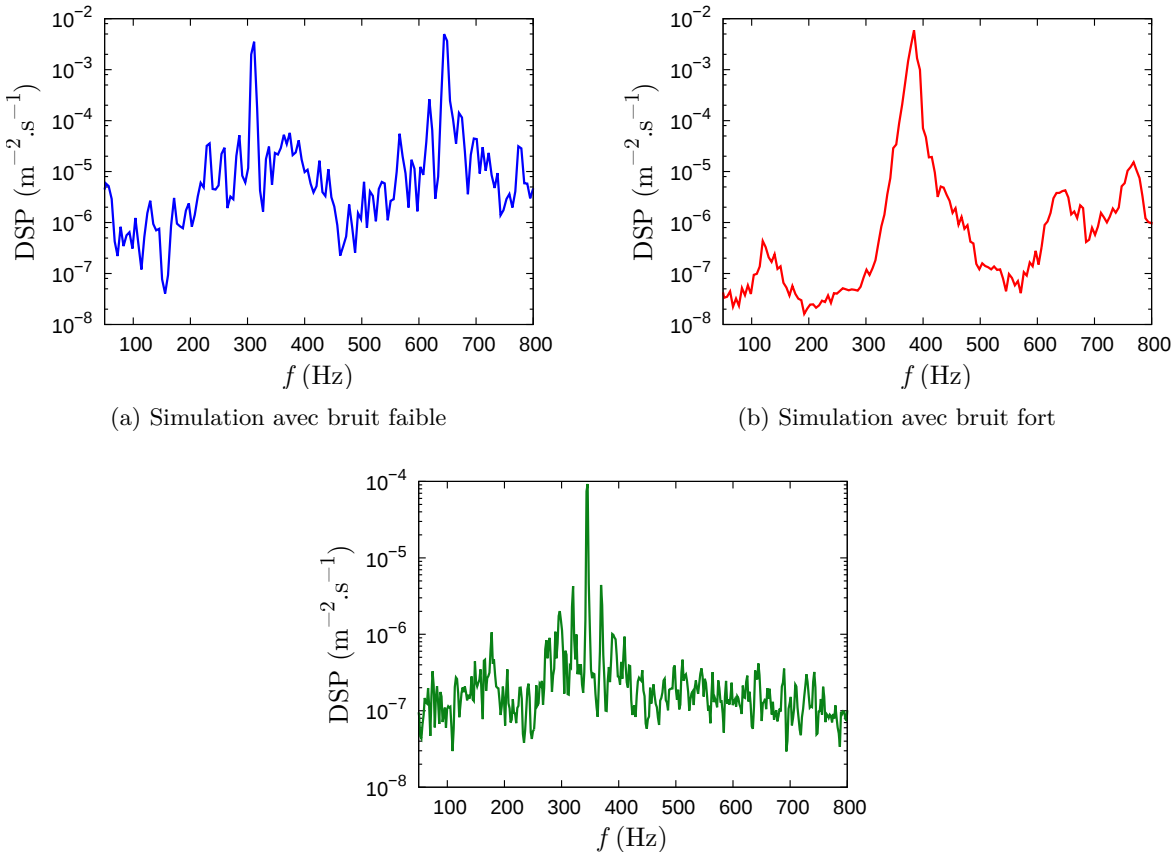


(a) Simulation avec bruit faible

(b) Simulation avec bruit fort

(c) Expérience

FIGURE 7.1 – Partie basse fréquence des spectres de v_{FC} à $z/R = 12,8$ et $r/R = 0,93$



(a) Simulation avec bruit faible

(b) Simulation avec bruit fort

(c) Expérience

FIGURE 7.2 – Partie basse fréquence des spectres de v_{FC} à $z/R = 1,63$ et $r/R = 0,93$

On a montré pour l'expérience et les deux simulations que le premier groupe de fréquences est lié à une amplification multimodale. Même si une première comparaison a montré que l'amplification multimodale n'est pas la même pour les deux simulations, elle joue un rôle similaire dans l'évolution de l'écoulement. Ce groupe de fréquences est donc pris comme domaine de comparaison. Pour les simulations le premier groupe de fréquence est décrit par une fréquence dominante, qui est la fréquence porteuse des plus hauts niveaux de fluctuations.

La détermination de cette fréquence pour l'expérience pose deux problèmes. Tout d'abord la valeur exacte de la fréquence des pics discrets change légèrement suivant les positions axiales. La plage d'écart est évaluée à 6 Hz, ce qui représente trois fois la résolution fréquentielle ($1,95$ Hz pour l'expérience). Ce phénomène, qui a déjà été identifié dans l'étude expérimentale, est attribué aux légères différences des conditions du montage et de l'instrumentation entre deux positions axiales de mesure. Le second problème est qu'il n'y a pas une fréquence largement dominante, mais plusieurs fréquences discrètes avec des niveaux proches dans le premier groupe, comme le montre par exemple la figure 7.1c. De plus le maximum des fluctuations n'est pas toujours sur la même fréquence discrète. La fréquence 343 Hz est une de ces fréquences discrètes porteuses de niveaux de fluctuations importants. On considère que c'est la fréquence dominante pour le premier groupe car c'est la fréquence la plus excitée au fond avant, voir section 2.2.1.

Pour comparer les fluctuations de vitesse dans l'expérience et les simulations on se base sur des plages de fréquences. Ceci permet de tenir compte de l'existence de plusieurs fréquences proches porteuses de fluctuations, ce qui est particulièrement important pour l'expérience où les fluctuations

sur ces fréquences ont des niveaux comparables. L'amplitude RMS des fluctuations de la grandeur fluctuante a sur $[f_{\min}; f_{\max}]$ est calculée comme la racine carrée de l'énergie portée par le spectre sur ces fréquences. Elle est calculée à partir de la densité spectrale de puissance [1] (DSP) comme :

$$a_{\mathrm{RMS}} = \left(\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} DSP_a(f)\, df \right)^{1/2} \tag{7.3}$$

L'amplitude RMS calculée avec l'équation (7.3) dépend notamment de la largeur $f_{max} - f_{min}$ de la plage de fréquences, qui sera donc prise égale pour les simulations et l'expérience. Pour l'étude de l'amplification multimodale on se restreint au premier groupe de fréquences. Délimiter précisément le premier groupe de fréquences est cependant délicat et dépend du cas et de la position. Afin d'avoir la même définition dans les trois cas, on le représente par la plage de 140 Hz centrée sur la fréquence dominante. Cette largeur arbitraire permet de capturer la majorité de l'énergie du groupe sans prendre en compte les fréquences les plus éloignées du centre. Il a été vérifié que cette définition est bien représentative du premier groupe dans les simulations et l'expérience pour plusieurs positions. La comparaison des amplitudes totales des fluctuations de V_{FC} se fait sur l'ensemble du spectre. Le spectre des simulations va jusqu'à $4{,}25 \times 10^4$ Hz tandis que celui de l'expérience s'arrête à 2×10^3 Hz. Les amplitudes sont donc toutes calculées sur 0-2 kHz afin d'être comparables.

Comme v_{FC} est calculée à partir de la vitesse axiale, ses fluctuations comprennent une contribution des modes acoustiques. Or on a montré que dans les simulations l'acoustique est importante et gouverne l'amplitude des fluctuations de vitesse axiale dans la première moitié du domaine. On s'attend à retrouver cette caractéristique dans la vitesse V_{FC}, ce qui peut poser problème pour l'interprétation de l'amplification axiale.

7.2 Amplitude des fluctuations de V_{FC}

Pour mettre en évidence l'amplification multimodale, les profils radiaux des fluctuations de V_{FC} sont comparés. Les profils sont pris à la position axiale $z/R = 12,8$ car elle est située dans les régions d'amplification multimodale des deux simulations. De plus les modes VSP sont amplifiés à cette position dans l'expérience. Les fluctuations sont calculées sur le premier groupe de fréquences pour chaque cas et les profils sont normalisés par la valeur sur l'axe. La figure 7.3 montre que le profil de la simulation avec bruit faible est relativement proche de celui de l'expérience. Cette simulation reproduit correctement l'existence du minimum autour de $r/R = 0,75$ et la forte augmentation des fluctuations entre ce minimum et la paroi. L'accord entre la simulation avec bruit fort et l'expérience est plus discutable, en particulier car les niveaux près de la paroi sont très faibles comparés au reste du profil.

1. Ce qu'on prend comme densité spectrale de puissance est le résultat du traitement du signal avec la méthode `pwelch` de MATLAB. Par défaut, la densité spectrale de puissance pour cette méthode est exprimée comme une énergie par fréquence, c'est-à-dire que pour une grandeur d'unités $[a]$ la DSP a pour unités $[a]^2$/Hz.

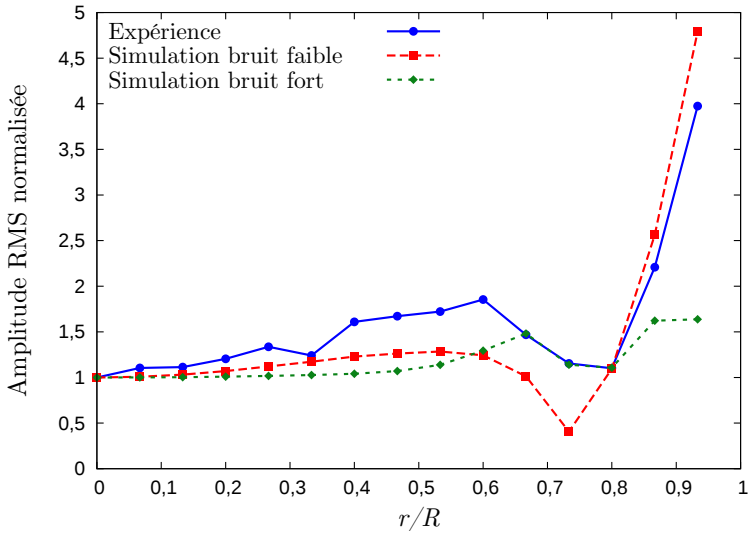
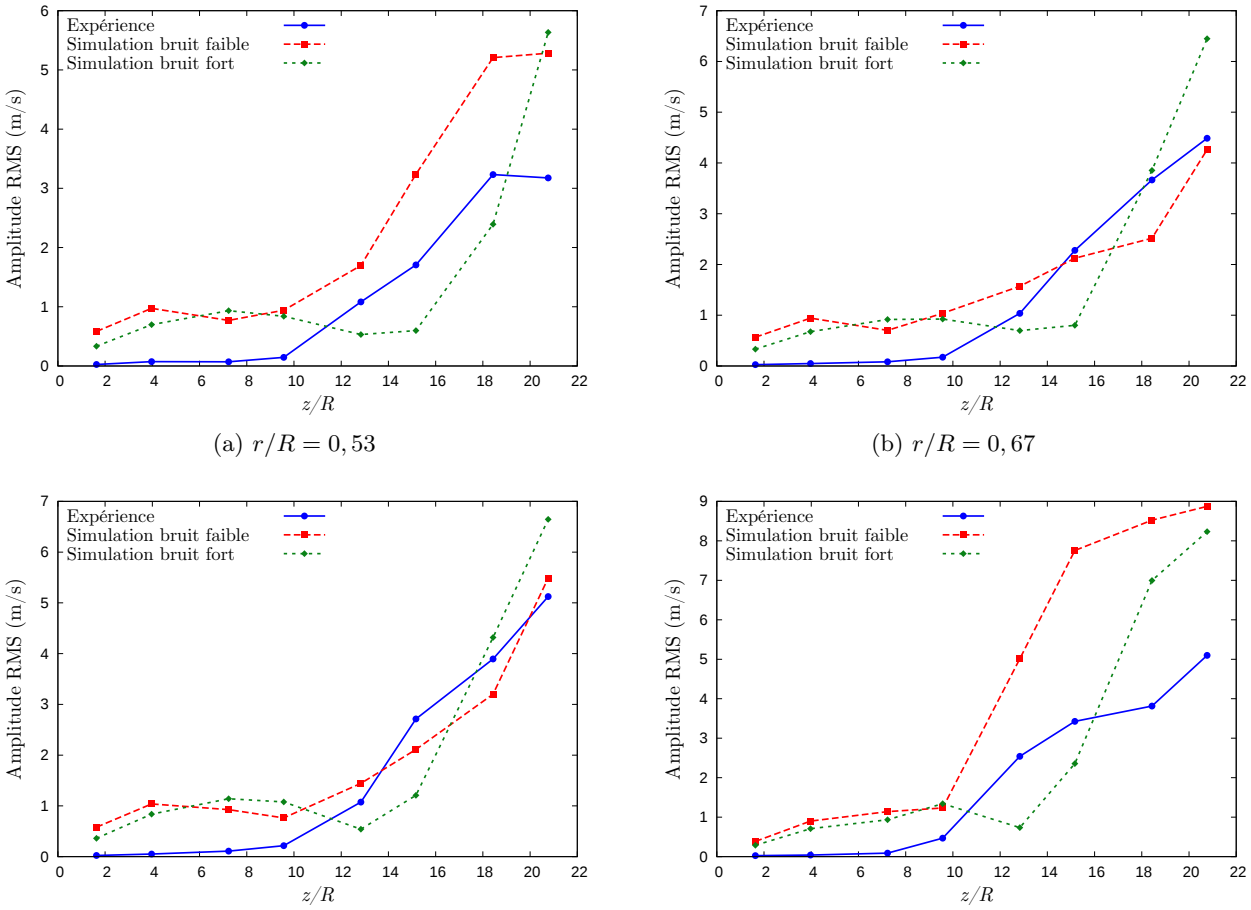


FIGURE 7.3 – Profils radiaux normalisés de fluctuations de V_{FC} pour le premier groupe de fréquences. $z/R = 12,8$

On s'intéresse maintenant à l'évolution axiale de l'amplitude des fluctuations sur l'ensemble du spectre, c'est-à-dire entre 0 et 2 kHz. Elle est représentée dans la figure 7.4 pour quatre positions radiales de $r/R \geqslant 0,5$. Cette figure met en évidence des fluctuations non négligeables près du fond avant pour les deux simulations. Comme les modes VSP sont très faiblement excités pour les premières positions axiales dans ces simulations, et que la vitesse V_{FC} est porteuse de fluctuations à ces positions, on en déduit que ces fluctuations observée sont dues aux modes acoustiques longitudinaux. L'analyse des fluctuations de vitesse axiale (figures 6.6b et 6.23b) pour la première fréquence dominante avait conduit à la même conclusion. L'absence de niveaux significatifs de fluctuations au fond avant dans l'expérience signifie que l'amplitude des modes acoustiques y est beaucoup plus faible que dans les simulations. La différence de niveaux acoustiques est vue comme la principale responsable de la forte différence de fluctuations de vitesse entre les simulations et l'expérience dans la région allant du fond avant à une position axiale autour de $z/R = 10$. La différence d'acoustique complique les comparaisons entre expériences et simulations vis-à-vis du VSP, car elle contribue aux fluctuations de V_{FC} et à leur distribution axiale. Il n'est pas possible de faire de comparaison pour $z/R \leqslant 10$ car elle masque le développement des modes VSP. La comparaison est faite pour $z/R \geqslant 12$ car la contribution de l'acoustique est réduite par l'augmentation des fluctuations totales de V_{FC}. Cependant la comparaison ne porte que sur les valeurs de $(v_{\mathrm{FC}})_{\mathrm{RMS}}$. On observe sur la figure 7.4 que les simulations sont plutôt proches de l'expérience pour des positions radiales autour de $r/R = 0,8$.



(a) $r/R = 0,53$ (b) $r/R = 0,67$

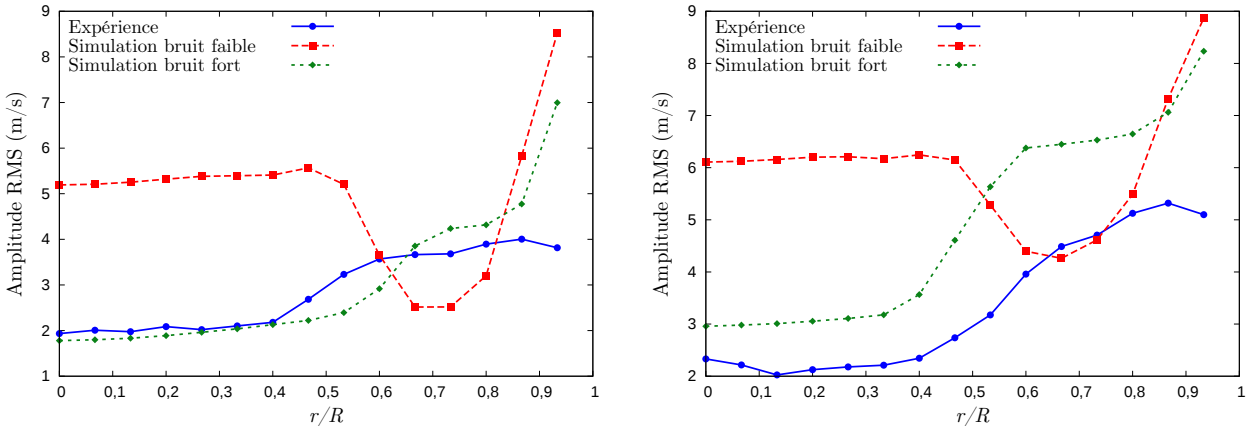
(c) $r/R = 0,8$ (d) $r/R = 0,93$

FIGURE 7.4 – Evolution axiale des fluctuations de V_{FC} pour la gamme 0-2 kHz

Enfin, on cherche à comparer les profils radiaux de vitesse dans la région où le développement de la turbulence a commencé. Pour cela on se place aux dernières positions axiales de mesure, c'est-à-dire $z/R = 18,4$ et $z/R = 20,8$. Les analyses de l'évolution axiale de l'écoulement à $r/R = 0,8$ (sections 2.2.3, 6.1.2 et 6.2.2) ont montré que le développement de turbulence commence à des positions différentes pour l'expérience et chaque simulation. Il est notamment assez tardif pour la simulation avec bruit fort, puisque pour cette simulation la position $z/R = 18,4$ est à la frontière entre la fin de l'amplification multimodale et le développement de fluctuations turbulentes. La figure 7.5 montre que les profils de la simulation en bruit fort et de l'expérience sont assez similaires, dans la mesure où les fluctuations sont plus basses et évoluent peu au centre tandis qu'elles augmentent près de la paroi. Par comparaison à l'expérience, les niveaux de fluctuations de la simulation en bruit fort sont corrects à $z/R = 18,4$ mais les niveaux importants sont situés trop près de la paroi. A la position suivante, $z/R = 20,8$, la répartition des fluctuations de la simulation est correcte mais leurs niveaux sont globalement surestimés d'un facteur 1,5. Pour les deux positions cette simulation surestime grandement les fluctuations très près de la paroi ($r/R = 0,93$).

La figure 7.5 montre que les profils pour la simulation en bruit faible sont assez proches des profils de vitesse axiale pour la même simulation dans la zone d'amplification. Ils sont également proches du profil théorique de vitesse axiale pour un mode VSP, avec cependant des niveaux plus élevés au centre très probablement dus à la contribution des modes acoustiques longitudinaux.

Cette figure montre que l'évolution du profil radial de fluctuations dans l'expérience après l'amplification multimodale, qui est donc associé au développement de la turbulence, est reproduite dans la simulation avec bruit fort. En revanche pour la simulation avec bruit faible le profil de fluctuations de vitesse garde une allure proche du profil axial associé au VSP. Ceci montre que le développement de la turbulence y est faible, tout du moins insuffisant pour modifier le profil, ce qui correspond aux observations précédentes d'un développement de la turbulence plus lent dans cette simulation.



(a) $z/R = 18,4$ (b) $z/R = 20,8$

FIGURE 7.5 – Profils radiaux de fluctuations de V_{FC} calculées sur 0-2 kHz

7.3 Transition laminaire-turbulent

L'objectif principal recherché avec ces simulations LES est de reproduire la transition laminaire-turbulent de l'expérience. On cherche donc à déterminer la transition dans les simulations, afin de pouvoir la comparer à celle de l'expérience. Pour cela on reprend la méthodologie mise en place pour l'étude expérimentale (section 2.1), c'est-à-dire le calcul de facteurs renseignant sur la nature locale de l'écoulement. Cependant la comparaison des fluctuations de vitesse a mis en évidence une différence importante entre l'expérience et les simulations, à savoir une acoustique longitudinale beaucoup plus importante dans les simulations. Pour faire la comparaison avec l'expérience il est nécessaire de travailler avec la vitesse V_{FC}, qui est sensible aux niveaux acoustiques. En revanche la vitesse radiale, disponible uniquement pour les simulations, n'est pratiquement pas affectée par l'acoustique. L'analyse de la transition va donc être menée sur les deux vitesses pour les simulations, l'analyse sur la vitesse radiale servant à enrichir l'interprétation pour chaque simulation. D'autre part les facteurs de forme (facteur d'aplatissement et facteur de dissymétrie) décrivant les statistiques du signal ne seront pas inclus dans l'analyse car ils se sont montrés trop délicats à interpréter pour l'expérience.

Rappelons brièvement la démarche utilisée pour mettre en évidence la transition laminaire-turbulent. Le développement de la turbulence est interprété de deux manières différentes. D'une part on s'intéresse à la distribution de l'énergie sur le spectre de vitesse. En effet en régime laminaire les fluctuations de vitesse sont liées à l'instabilité hydrodynamique et à l'acoustique sur les modes proches, tandis qu'en régime turbulent l'énergie est répartie sur tout le spectre. La proportion d'énergie portée par les fréquences de l'instabilité hydrodynamique permet de distinguer les deux régimes. Une faible proportion indique que le développement de la turbulence est prédominant par rapport à l'amplification de l'instabilité hydrodynamique. On définit le facteur

E_{VSP} comme la proportion de l'énergie du spectre sur le premier groupe de fréquences de l'instabilité hydrodynamique. Le premier groupe est encore représenté par la gamme $[f_{PG}]$ de 140 Hz centrée sur sa fréquence dominante.

$$E_{VSP} = \frac{\displaystyle\int_{[f_{PG}]} DSP(f)\, df}{\displaystyle\int_{f=0\,Hz}^{f=2\,kHz} DSP(f)\, df} \tag{7.4}$$

D'autre part on s'intéresse à la présence dans l'écoulement des structures cohérentes liées à l'émergence et l'amplification des modes de l'instabilité hydrodynamique. Ces structures disparaissent en régime de turbulence développée. On utilise la fonction d'autocorrélation du signal de vitesse comme indicateur local de la présence de structures cohérentes. Le mode de calcul est le même que pour l'analyse expérimentale, c'est-à-dire que le signal temporel de vitesse est décomposé en 40 segments consécutifs, une fonction discrète d'autocorrélation $\mathcal{A}_n$ est calculée sur chaque segment puis les fonctions d'autocorrélation sont moyennées. La fonction d'autocorrélation moyenne $\mathcal{A}$ est décrite avec une échelle de temps de corrélation notée T_{corr} et calculée comme :

$$T_{corr} = \int |\mathcal{A}(t)|\, dt \tag{7.5}$$

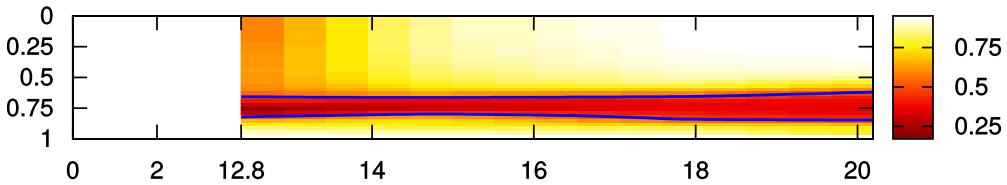
A cause des disparités entres les différentes positions azimutales, les facteurs sont calculés pour chaque capteur puis moyennés dans la direction azimutale . On procède ensuite au même traitement que pour l'analyse expérimentale, à savoir une interpolation linéaire sur la même grille pour les points dont la position axiale adimensionnée z/R est entre 12,8 et 20,8. Finalement, comme l'asymétrie des champs de facteurs pour l'expérience n'a pas été jugée significative, les champs de facteurs et de l'expérience sont moyennés autour de l'axe.

La dernière étape du traitement consiste en une normalisation des facteurs d'échelle de temps de corrélation pour qu'ils évoluent chacun entre 0 et 1. Contrairement à ce qui avait été fait pour l'analyse expérimentale de la section 2.1, les facteurs de proportion d'énergie E_{VSP} ne sont pas normalisés. En effet la normalisation de ce facteur peut fausser l'interprétation dans certains cas. Dans un cas idéal E_{VSP} varie d'une valeur supérieure à $0,9$ dans le régime laminaire après le début de l'amplification à une valeur de l'ordre de $0,1$ quand la turbulence s'est développée. Cependant dans un cas où le développement de turbulence est faible, ou masqué par un niveau énorme sur le premier groupe de fréquences, la valeur maximale de E_{VSP} est encore supérieure à $0,9$ mais sa valeur minimale peut rester supérieure à $0,25$. Cette situation est rencontrée avec la vitesse V_{FC} des simulations. Dans ce cas la normalisation d'une part cacherait ce fait et d'autre part décalerait significativement le niveau réel de E_{VSP} attribué à la ligne de transition. Aucun écart significatif de ce genre n'a été observé pour l'échelle de temps de corrélation. Les facteurs ont été recalculés pour l'expérience en prenant en compte ces modifications de la méthodologie.

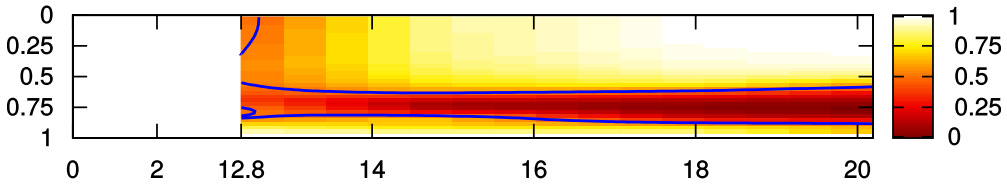
7.3.1 Simulation avec bruit faible

On commence par examiner les facteurs pour la simulation avec bruit faible. Les champs des facteurs calculés avec V_{FC} sont tracés dans la figure 7.6. Le domaine d'étude est $z/R \geqslant 12,8$, qui est la partie dans laquelle la transition laminaire-turbulent a été mise en évidence dans l'étude expérimentale. Dans les champs de la figure 7.6 les valeurs les plus faibles correspondent en théorie à un régime d'écoulement turbulent, ou du moins de développement de turbulence, et les valeurs les plus grandes correspondent à un régime laminaire où l'amplification multimodale est le phénomène dominant. Les deux champs ont la même structure, ils comportent une zone turbulente sur toute la

longueur du domaine autour de $r/R = 0,75$ et des zones laminaires au cœur ($r/R \leqslant 0,5$) et très près de la paroi.



(a) Rapport d'énergie E_{VSP}



(b) Echelle de temps de corrélation T_{corr}

FIGURE 7.6 – Facteurs calculés avec V_{FC}

La position radiale de la zone turbulente dans la figure 7.6, entre $r/R \approx 0,7$ et $r/R \approx 0,8$ correspond à la position radiale du minimum de fluctuations de vitesse axiale dans les profils de la figure 6.25. Dans cette simulation et pour les positions axiales de ces champs, $(v_{\text{FC}})_{\text{RMS}} \approx (u_z)_{\text{RMS}}$ car $V_{\text{FC}} \approx U_z$ lorsque $r/R \leqslant 0,9$. Ceci est une conséquence de la définition de V_{FC} lorsque $U_z \gg U_r$, comme expliqué précédemment.

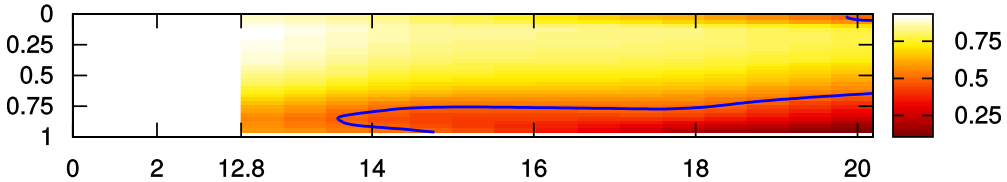
La figure 6.25 montre que pour le mode 312 Hz les valeurs de $(u_z)_{\text{RMS}}$ sont nettement plus faibles autour du minimum, sur approximativement $0,65 \leqslant r/R \leqslant 0,8$, que dans le reste du rayon. Cela signifie que pour ces positions radiales, les fluctuations de vitesse axiale pour le mode 312 Hz ont été peu amplifiées spatialement, ou en tout cas beaucoup moins que sur le reste du rayon. Comme la forme des profils de fluctuation évolue très peu entre les modes VSP, on s'attend à trouver une faible amplification des fluctuations de vitesse axiale sur $0,65 \leqslant r/R \leqslant 0,8$. Ceci a pour conséquence que le niveau d'énergie dans la gamme $[f_{PG}]$ est faible dans cette région, ce qui explique les valeurs des facteurs. En effet le facteur E_{VSP} est calculé comme le rapport entre la gamme $[f_{PG}]$, qui englobe les principaux modes VSP, et l'ensemble du spectre. Les structures cohérentes du signal traduites par le facteur T_{corr} sont principalement dues aux modes VSP, donc à cause de leur faible amplification le signal est peu corrélé et T_{corr} est faible.

En fait, on peut expliquer qualitativement la forme de la zone de faibles valeurs des facteurs E_{VSP} et T_{corr} en raisonnant sur la fonction propre de vitesse axiale. Ceci signifie que dans le cas précis de cette simulation, l'écoulement pourrait rester laminaire dans cette région de minimum des facteurs mais être considéré comme turbulent par la méthodologie d'analyse adoptée. La raison à cela est que la méthodologie se base sur l'absence des caractéristiques de l'instabilité hydrodynamique pour détecter la turbulence, et que cette absence peut très bien être simplement due au fait que l'on se trouve dans une région où l'amplitude de la vitesse axiale portée par les modes est faible.

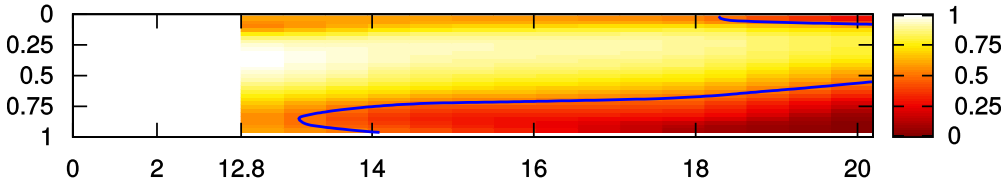
Pour pouvoir trancher sur le régime de l'écoulement dans cette partie du domaine on utilise la méthodologie d'analyse sur la vitesse radiale. L'intérêt de cette composante de vitesse est que son profil de fluctuations pour les modes de l'instabilité de l'écoulement a ses minima au centre et très près de la paroi, comme illustré par la figure 6.25. Dans le reste du rayon il n'y a donc pas d'ambiguïté entre le développement de la turbulence au détriment des modes de l'instabilité

hydrodynamique, et l'absence locale d'amplification de ces modes liée à la forme de leurs profils radiaux.

Les champs des facteurs, représentés dans la figure 7.7, présentent quelques différences par rapport à ceux obtenus pour V_{FC}. Tout d'abord la zone turbulente délimitée par la ligne de transition commence dans la partie considérée du domaine, autour de $z/R = 13,5$ et $r/R = 0,8$. A partir de cette position elle s'élargit légèrement dans la direction radiale quand z croît. Quelle que soit la position radiale, les facteurs diminuent dans la direction axiale. Cependant on observe la même séparation radiale du domaine entre une zone laminaire au centre, à $r/R \leqslant 0,5$, et une zone turbulente près de la paroi.



(a) Rapport d'énergie E_{VSP}

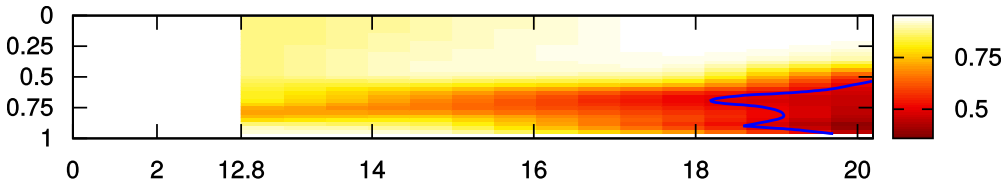


(b) Echelle de temps de corrélation T_{corr}

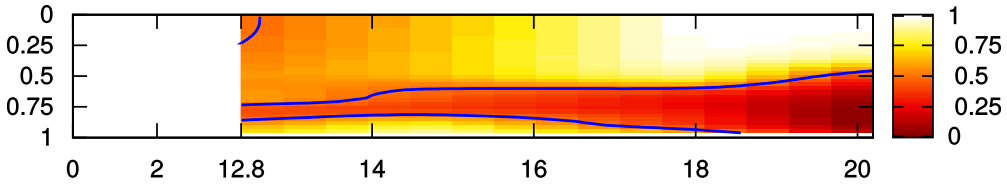
FIGURE 7.7 – Facteurs calculés avec la vitesse radiale

7.3.2 Simulation avec bruit fort

La même analyse est conduite pour la simulation avec bruit fort. Pour cette simulation les champs de facteurs dépendent fortement de la vitesse utilisée pour leur calcul. La figure 7.8 montre notamment que les deux facteurs calculés avec V_{FC} conduisent à des lignes de transition totalement différentes. Si on se fie à ces lignes de transition, la transition commence avant $z/R = 12,8$ selon la ligne déduite de T_{corr} et à $z/R = 18,4$ selon celle déduite de E_{VSP}. La raison de cet écart est inconnue. On notera cependant que le minimum du rapport d'énergie E_{VSP} dans cette zone est à 34%, ce qui est relativement haut comparé aux minima attendus et surtout proche de la valeur seuil de $0,5$ utilisée arbitrairement pour déterminer la ligne de transition. L'étude des spectres de v_{FC} montre que ces valeurs sont dues à un niveau extrêmement élevé de la fréquence dominante du premier groupe par rapport au reste du spectre, ce qui est probablement lié au niveau important d'acoustique. Il est remarquable qu'un contour de niveau légèrement supérieur se rapproche de la forme de la ligne de transition pour l'échelle de temps de corrélation, figure 7.8b. La normalisation du facteur E_{VSP} aurait sans doute occulté ce problème. Cette figure illustre une autre limite de l'approche utilisée pour définir la ligne de transition, qui est que les extrema du facteur doivent être très éloignés entre eux et très éloignés de la valeur associée à la transition.



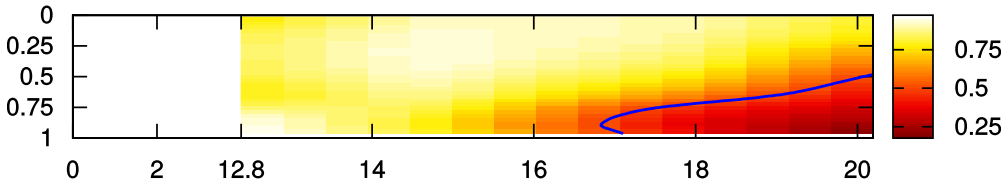
(a) Rapport d'énergie E_{VSP}



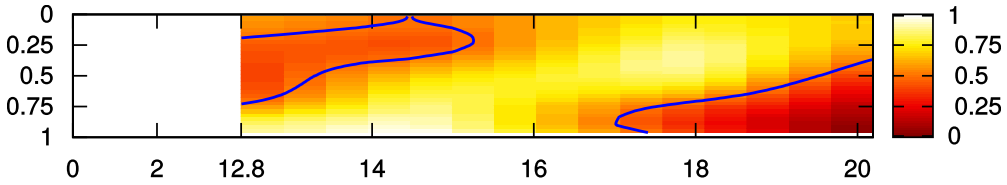
(b) Echelle de temps de corrélation T_{corr}

FIGURE 7.8 – Facteurs calculés avec V_{FC}

Les champs des facteurs calculés avec la vitesse radiale et représentés dans la figure 7.9 sont similaires pour $z/R \geqslant 16$. Les lignes de transition déduites ont des formes et des positions axiales de début proches. En revanche pour z/R entre $12,8$ et 16 les champs sont très différents car celui de l'échelle de temps de corrélation T_{corr} montre l'existence d'une zone turbulente délimitée par une ligne de transition, là où l'écoulement est laminaire si l'on se fie au champ du rapport d'énergie E_{VSP}.



(a) Rapport d'énergie E_{VSP}



(b) Echelle de temps de corrélation T_{corr}

FIGURE 7.9 – Facteurs calculés avec la vitesse radiale

L'existence d'une zone turbulente à cette position et relativement loin de la paroi est pour le moins surprenante, notamment parce que l'analyse indique que l'écoulement est laminaire en aval. Dans la figure 7.10 cette zone turbulente est resituée dans le domaine de simulation par un cadre rouge, et quelques lignes de courant de l'écoulement moyen sont indiquées en bleu. Cette figure montre que les fluctuations qui passent dans cette région sont celles émises en paroi à $z/R \leqslant 9$, donc à des positions où les structures cohérentes n'ont pas encore émergé. A ces positions un niveau de bruit important est ajouté sur la vitesse radiale par la condition limite d'injection. Or dans l'approche suivie la turbulence est interprétée comme l'absence de structures cohérentes dans l'écoulement, ce qui concerne également un bruit blanc. Ce qui est vu comme des fluctuations

turbulentes sur la figure 7.9b est donc très probablement du bruit transporté par l'écoulement. Les spectres de vitesse radiale, par exemple figure 7.11, montrent en effet que l'amplitude du bruit à haute fréquence est supérieure à celle des fréquences discrètes. Le facteur E_{VSP} n'est pas affecté car le bruit se trouve en dehors de la plage de fréquences considérée pour son calcul, le spectre étant restreint à 2 kHz.

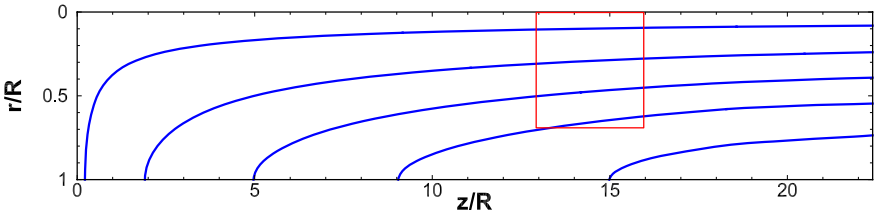


FIGURE 7.10 – Lignes de courant de l'écoulement moyen

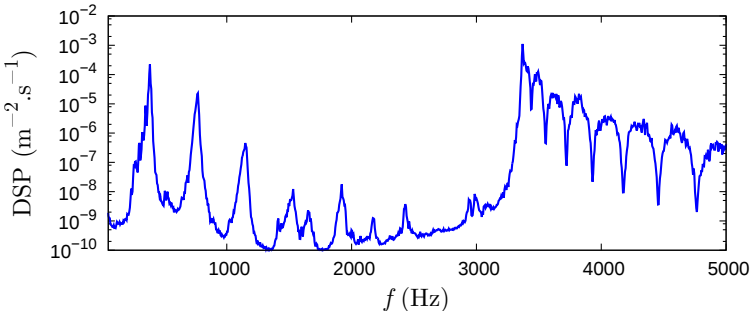


FIGURE 7.11 – Spectre de vitesse radiale à $z/R = 12,8$ et $r/R = 0,33$

7.3.3 Comparaison avec l'expérience

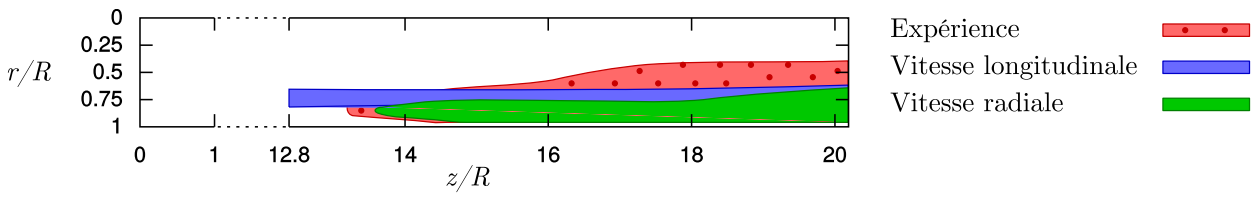
Une première analyse des champs de facteurs calculés a permis d'identifier les erreurs liées à la méthodologie. On compare maintenant les lignes de transition pour la simulation et l'expérience. Pour chaque simulation, on dispose de deux facteurs et deux composantes de vitesses pour déterminer la ligne de transition. La comparaison est faite séparément pour chaque simulation en distinguant les facteurs. La ligne de transition et la zone turbulente qu'elle délimite sont représentées dans les figures 7.12 et 7.13.

Pour les simulations les facteurs peuvent être calculés à partir de V_{FC} ou de la vitesse radiale. Or le choix de la vitesse a une forte influence sur les facteurs ainsi que la ligne de transition qui en est déduite. Il serait naturel d'utiliser V_{FC} qui est l'équivalent de la vitesse mesurée dans l'expérience, or on a mis en évidence une faiblesse de la méthode d'analyse vis-à-vis de cette vitesse pour la simulation avec bruit faible. De plus cette vitesse est porteuse de fluctuations liées à l'acoustiques qui sont significativement différentes dans l'expérience et des les simulations. D'un autre côté on a pu observer avec la simulation en bruit faible que la composante radiale de vitesse peut servir à mettre clairement en évidence l'amplification multimodale (voir section 6.2.3) et le développement de la turbulence. Cependant cette composante ne peut pas être comparée directement à la vitesse mesurée dans l'expérience.

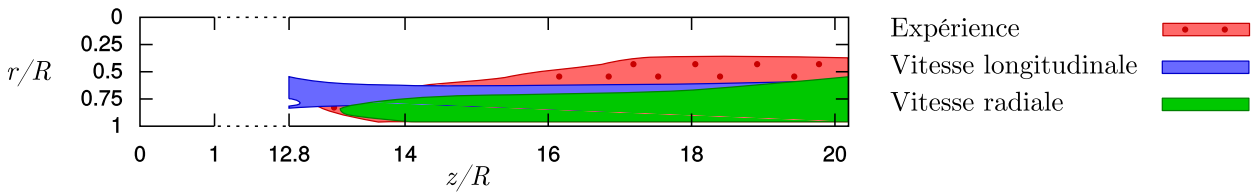
Pour la simulation avec bruit faible, figure 7.12, l'analyse de V_{FC} situe la transition avant $z/R = 13$ compte tenu de l'interpolation. Pour les facteurs calculés avec la vitesse radiale, la

position de début de transition est proche de celle de l'expérience, aussi bien pour la position axiale que pour la position radiale. Pour l'expérience la zone turbulente s'élargit progressivement dans la direction radiale quand on avance sur l'axe. Pour la vitesse radiale l'élargissement vers la paroi est cohérent avec celui de l'expérience, en revanche l'élargissement vers le centre est très lent. A $z/R = 20,8$ la largeur de la zone turbulente estimée avec la vitesse radiale avoisine 60% de celle de l'expérience. Pour V_{FC} il n'y a aucun élargissement de la zone turbulente.

La zone turbulente calculée avec la vitesse radiale est qualitativement proche de celle de l'expérience en ce qui concerne sa position et son évolution. La vitesse radiale semble plus pertinente que la vitesse V_{FC} pour prévoir la transition dans ce cas. De plus la mise en évidence des limites de la méthodologie d'analyse de la transition sur ce cas incite à la méfiance vis-à-vis du résultat obtenu avec V_{FC}.



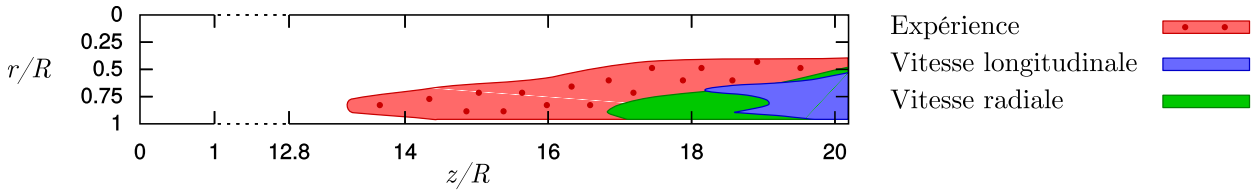
(a) E_{VSP}



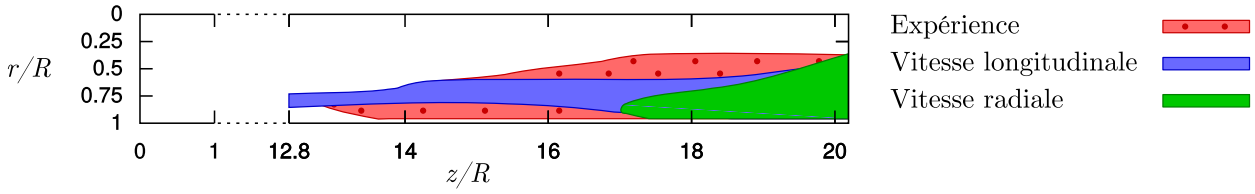
(b) T_{corr}

FIGURE 7.12 – Simulation avec bruit faible

En ce qui concerne la simulation avec bruit fort, figure 7.13, la prévision de la zone turbulente est très différente pour les deux facteurs avec V_{FC}. Pour la vitesse radiale, l'analyse basée sur l'échelle de temps de corrélation avait prévu une zone turbulente près de l'axe à $z/R \leqslant 16$. Une étude plus poussée ayant montré qu'il s'agit en fait d'une mauvais interprétation due à une faiblesse de la méthode, cette zone a été retirée de la figure. Le début de transition avec la vitesse radiale est autour de $z/R = 17$, donc en retard par rapport à celui de l'expérience ($z/R \approx 13$). La position radiale du début de transition est approximativement la même que pour l'expérience. La zone turbulente s'élargit rapidement dans la direction axiale par rapport à ce qui est observable dans l'expérience. Sa largeur devient ainsi proche de celle de l'expérience à $z/R = 20,8$. Le même élargissement est observable à la fin du domaine pour les zones turbulentes prévues avec V_{FC}. L'élargissement rapide est attribuable au développement important de fluctuations turbulentes pour cette simulation.



(a) E_{VSP}



(b) T_{corr}

FIGURE 7.13 – Simulation avec bruit fort

Bilan

Dans ce chapitre les simulations ont été comparées aux résultats de l'expérience en se basant sur V_{FC}, qui est l'équivalent de la vitesse mesurée par la sonde fil chaud. La comparaison a d'abord été menée sur le contenu fréquentiel de la simulation, puis sur les niveaux de fluctuations de V_{FC}, et enfin sur la transition laminaire-turbulent.

Les spectres de V_{FC} des simulations et de l'expérience ont une organisation similaire en groupes de fréquences amplifiées répartis régulièrement. Le premier groupe est situé près de ce qui a été identifié comme la fréquence du second mode acoustique longitudinal, et qui est la fréquence qui émerge avec le plus de fluctuations au fond avant. Pour des raisons encore peu claires, deux autres groupes sont situés respectivement près du double et du triple de cette fréquence. Pour la simulation en bruit faible et l'expérience les fréquences excitées sont discrètes et espacées régulièrement, suggérant qu'il s'agit de modes VSP. Pour la simulation avec bruit fort on suppose que des fréquences discrètes similaires existent mais sont masquées par un glissement en fréquence. Dans chaque cas le premier groupe de fréquences excitées est lié à une évolution multimodale. Il n'est cependant pas constitué des mêmes fréquences pour les simulations et pour l'expérience.

Les profils radiaux de fluctuations de la simulation avec bruit faible et de l'expérience sont assez proches autour de $z/R = 12,8$, où ils s'approchent d'un profil de mode VSP. En revanche vers la fin du domaine c'est la simulation avec bruit fort qui a un profil proche de celui de l'expérience. Le profil de la simulation avec bruit faible a peu évolué et reste proche du profil d'un mode VSP. La simulation avec bruit faible est donc plus représentative de l'expérience au milieu du domaine ($z/R \approx 12,8$), alors que la simulation avec bruit fort est plus représentative pour la fin du domaine ($z/R \geqslant 18,4$). Dans les deux cas les niveaux $(v_{\text{FC}})_{\text{RMS}}$ des simulations sont de l'ordre de grandeur de ceux de l'expérience autour de $r/R = 0,8$.

La méthodologie d'analyse de la transition laminaire-turbulent mise en place pour l'étude expérimentale a été adaptée aux simulations. La transition déterminée avec V_{FC} est difficile à interpréter et montre des incohérences pour la simulation avec bruit fort. Par ailleurs l'analyse de la simulation avec bruit faible a mis en évidence une faiblesse intrinsèque à la méthodologie pour cette vitesse. En effet, une faible amplification des modes VSP liée à la forme de la fonction propre de la vitesse axiale peut être confondue avec la disparition de ces modes au profil de la turbulence. La même analyse sur la composante radiale de vitesse corrige cette faiblesse, mais empêche une comparaison précise avec l'expérience. En déterminant la transition à partir de la vitesse radiale, on montre qualitativement que la transition débute à la bonne position pour le bruit faible et qu'elle commence en retard d'environ trois rayons pour le bruit fort. L'élargissement de la zone turbulente laisse penser que le développement de turbulence est insuffisant pour la simulation avec bruit faible et excessif pour la simulation avec bruit fort.

Conclusion

Discussion

La problématique de ce travail était de mettre en évidence le lien entre l'amplification des modes VSP et la transition laminaire-turbulent, dans une configuration d'écoulement en conduit à paroi débitante. Trois axes de recherche ont été choisis. Tout d'abord, des mesures d'expérience en gaz froid ont été analysées afin de mettre en évidence une évolution des fluctuations depuis l'excitation de modes VSP jusqu'à la transition. Ensuite, la transition laminaire-turbulent a été imposée dans une simulation afin de déterminer son influence sur les modes VSP. Le dernier axe a porté sur la possibilité de prévoir le scénario d'une amplification de modes VSP conduisant à la transition par une simulation LES.

Les mesures de vitesse dans le montage gaz froid VALDO de Avalon & Lambert (2000) ont fourni un cas de référence comportant l'amplification de modes VSP et le développement de fluctuations turbulentes. La prise en compte du VSP dans l'interprétation de la nature de l'écoulement a permis de mettre en place une méthodologie d'analyse locale de la transition. On a ainsi pu montrer que, en aval d'une position axiale d'environ $z/R = 13$, l'écoulement est laminaire au cœur du conduit et turbulent au voisinage de la paroi injectante. Ce résultat montre l'importance de la position radiale et remet en cause la représentation couramment utilisée, notamment suite aux travaux de Dunlap et al. (1990), d'un écoulement dont le régime ne dépend que de la position axiale. On met ainsi en évidence une ligne de transition, représentative de la frontière entre les régions laminaires et turbulentes de l'écoulement, qui évolue dans les directions axiale et radiale. L'analyse de l'évolution axiale des fluctuations depuis le fond avant montre que la transition est précédée par l'émergence et l'amplification de modes VSP. Dans la direction axiale, on observe l'émergence de modes VSP suite à une excitation par le champ de pression, leur amplification, l'apparition de non linéarités puis la transition et le développement de la turbulence. Cette évolution constitue une sorte de scénario de la transition, qui lie la transition à l'amplification du VSP.

Cette étude possède plusieurs limites. Tout d'abord, l'analyse n'a porté que sur une seule série de mesures du montage VALDO. Il est nécessaire de la répéter sur d'autres expériences pour évaluer sa pertinence. Cela permettrait également de déterminer l'influence de conditions de l'expérience comme la vitesse et le bruit d'injection, qui diffèrent fortement entre les expériences de la littérature, sur la transition de l'écoulement. D'autre part les mesures limitent les possibilités d'analyse, d'abord parce qu'elles n'ont été réalisées que pour un petit nombre de positions axiales assez espacées, et ensuite parce que la sonde utilisée ne permet pas de distinguer les composantes de la vitesse fluctuante. Enfin, la méthodologie mise en place a une faiblesse dans l'identification de la turbulence. En effet, le régime turbulent est repéré par une faible importance des modes VSP dans le signal

de vitesse, en théorie due à une dissipation des structures du VSP par la turbulence. Or cela peut également correspondre à une situation où les modes VSP n'ont pas émergé ou sont très faiblement amplifiés. L'analyse de la transition dans les mesures a porté sur une région pour laquelle ce problème ne se manifeste pas, ou peu ; cependant il pourrait se poser pour d'autres expériences ou des résultats de simulation.

L'analyse des mesures de vitesse de VALDO apporte deux résultats importants pour la suite du travail. D'une part le scénario de transition, qui décrit l'évolution axiale des fluctuations de vitesse de l'excitation de modes VSP jusqu'à la turbulence, et qui définit le cadre de la physique que l'on s'efforce de prévoir par des simulations LES. D'autre part, l'information sur la position des régions laminaires et turbulentes de l'écoulement et la forme de leur frontière, décrite par la ligne de transition, sert à représenter la transition dans l'expérience. Cette information est notamment utilisée pour reproduire la transition de l'expérience dans une simulation URANS à transition imposée.

L'impact de la transition laminaire-turbulent sur les modes VSP (et plus généralement sur les fluctuations de l'écoulement) a été étudié par une simulation URANS dans laquelle la transition est imposée, afin qu'elle soit indépendante de l'amplification des modes VSP. L'effet de la transition est pris en compte dans la simulation par une pondération du terme de dissipation turbulente dans les équations de Navier-Stokes moyennées. Compte tenu de l'absence de modèles de transition pour cette configuration, la fonction de pondération appelée *fonction de transition* est imposée à partir de résultats de l'analyse expérimentale. Elle est modélisée très simplement comme une fonction de la distance à la ligne de transition, des paramètres arbitraires additionnels décrivant l'étendue et la forme de la région de transition. Il s'agit à notre connaissance de la première simulation URANS de cette configuration dans laquelle la transition est explicitement prise en compte. Cette méthode a permis de simuler des écoulements instationnaires transitionnels, avec l'émergence et l'amplification de modes VSP dans la région laminaire et leur dissipation dans la région turbulente. La comparaison avec une simulation représentative d'un cas laminaire, c'est-à-dire sans modélisation de la turbulence, met en évidence une réduction de l'amplification des modes VSP dans la région de transition et la région turbulente en aval. Parallèlement, on observe une dissipation turbulente des structures tourbillonnaires dans ces régions, qui s'accompagne d'une réduction globale des niveaux d'oscillations de pression dans l'ensemble du domaine par rapport à la simulation laminaire. La réduction des oscillations de pression par la turbulence avait déjà été montrée par les simulations de Vétel et al. (2003b) et Gallier et al. (2004), cependant il s'agit de la première étude de ce type dans laquelle la transition est prise en compte. Cette simulation apporte une confirmation à l'hypothèse selon laquelle la transition réduit l'amplification des modes VSP. Il est de plus notable qu'en prenant en compte la transition les fluctuations de vitesse sont qualitativement plus proches des fluctuations mesurées que celles obtenues avec la simulation laminaire, pour laquelle elles sont significativement surestimées.

Ce travail est une démonstration de l'influence de la transition laminaire-turbulent sur l'amplification des modes VSP, dans un cadre de simulation URANS. Cette influence est purement qualitative car la modélisation de la turbulence a été fixée sommairement compte tenu des objectifs d'étude, et nous n'avons pas cherché à optimiser les valeurs des scalaires injectés. Or Gallier et al. (2004) et Vétel et al. (2003b) montrent que la turbulence injectée a une forte influence sur les niveaux de fluctuation de pression, et qui peut logiquement être étendue à la vitesse. Une détermination fine des scalaires turbulents à injecter est donc indispensable avant d'entreprendre des études quantitatives des niveaux de fluctuations. Par ailleurs, une étude succincte sur la modélisation de la transition a montré que les trois paramètres utilisés ont une influence significative sur l'ampli-

fication des modes VSP. Or, à l'exception de la ligne de transition qui est déduite de l'analyse expérimentale, les paramètres sont choisis arbitrairement. Un travail est donc nécessaire pour mettre en place une méthodologie de sélection de ces paramètres. Une nouvelle expérience sur VALDO, avec nettement plus de positions de mesure autour de la région de transition, pourrait également permettre de déterminer directement ces paramètres. Par ailleurs, la comparaison à l'expérience a mis en évidence une différence d'acoustique importante due à la condition de sortie réfléchissante de la simulation. Cette différence complique la comparaison à l'expérience car elle a des conséquences sur les fluctuations de vitesse qui servent de point de comparaison.

Deux simulations LES ont été réalisées afin de tenter de simuler le scénario de transition mis en évidence expérimentalement, dans lequel l'amplification de modes VSP conduit à la transition laminaire-turbulent. Comme les modes VSP sont temporellement stables, une méthode de perturbation a été mise en place pour les exciter continuellement. L'autre objectif recherché avec cette méthode est de contribuer à la tridimensionnalisation des structures de VSP afin de favoriser l'apparition d'une transition de l'écoulement. La perturbation consiste en un bruit stationnaire mais évoluant spatialement qui est appliqué sur la vitesse injectée à la paroi. Dans la simulation avec bruit *faible* le bruit consiste essentiellement à prendre en compte l'interruption d'injection au raccord entre les segments de VALDO, alors que pour la simulation avec bruit *fort* un bruit gaussien dont l'amplitude est égale à 90% de la vitesse moyenne d'injection est appliqué sur la vitesse normale pour toute la paroi, en suivant le travail de Apte & Yang (2003).

Les deux simulations respectent le scénario recherché car elles prévoient l'émergence et l'amplification axiale de modes, puis la transition et enfin le développement de fluctuations turbulentes. L'analyse de la transition dans les simulations, en appliquant la méthodologie expérimentale sur les mesures numériques de vitesse, montre que l'écoulement est effectivement laminaire au cœur du domaine et turbulent près de la paroi. Par ailleurs, même si ces deux simulations respectent les objectifs fixés, des différences importantes existent et sont dues au bruit. Alors que le bruit *faible* conduit à l'émergence de modes VSP classiques, tels que prévus par la théorie biglobale, les modes qui émergent avec le bruit *fort* sont assez différents. En effet ces modes ne sont pas axisymétriques et conduisent à une amplification sur la composante azimutale de la vitesse. Pour autant, ils sont amplifiés axialement et ont des propriétés similaires à celles des modes VSP axisymétriques classiques. Le bruit a également une influence sur l'ensemble du scénario de transition : le bruit faible conduit à des positions d'émergence des modes et de transition cohérentes avec l'expérience, mais le développement de turbulence est très lent et la tridimensionnalisation des structures tourbillonnaires est tardive ; le bruit fort retarde l'émergence des modes ainsi que la transition, cependant celle-ci s'accompagne d'une tridimensionnalisation rapide et d'un développement important de turbulence. En fait ces deux simulations, qui sont réalisées avec des conditions de perturbation très différentes, semblent constituer un encadrement de la situation expérimentale tout en respectant le scénario de transition.

Ces simulations mettent en évidence une forte influence du bruit utilisé pour perturber l'écoulement. Ce bruit conditionne toutes les phases du scénario de transition, et même si les simulations réalisées approchent la physique de l'expérience VALDO, elles ne la prévoient pas suffisamment bien. Un travail sur le bruit injecté est encore nécessaire pour définir la bonne forme ; les analyses suggèrent que cette forme est située entre les deux formes de bruit utilisées. Le bruit *fort* semble également avoir une influence sur l'acoustique simulée, car un glissement en fréquence gênant pour l'identification de modes VSP est observable dans ce cas. Ce glissement en fréquence ainsi que la différence de niveaux d'acoustique entre les simulations et l'expérience, mettent en évidence le besoin d'un meilleur contrôle de la condition de sortie.

Bilan

Nous avons pu montrer dans ce mémoire, par l'analyse de mesures expérimentales et de simulations, que l'amplification des modes VSP provoque la transition laminaire-turbulent. Ceci a pour conséquence que les premières positions axiales d'apparition de la transition sont proches de la paroi injectante, près des positions radiales de plus forte amplification des modes VSP. L'écoulement en aval de ces positions est turbulent près de la paroi injectante mais demeure laminaire au cœur du conduit. D'autre part, la modélisation de la transition dans une simulation a permis de démontrer que la transition réduit l'amplification des modes VSP. L'effet sur l'écoulement est une atténuation des structures tourbillonnaires cohérentes liées au VSP, et il en résulte une réduction des oscillations de pression dans le domaine. L'effet de réduction des ODP attribué à la transition laminaire-turbulent par la littérature a ainsi été confirmé.

Un scénario expliquant l'absence d'ODP dans le P230 en début de tir et leur apparition plus tard pendant le tir a été rappelé en introduction de ce mémoire. Dans ce scénario, les forts niveaux d'ODP qui se manifestent sous forme d'un glissement en fréquence pendant la seconde moitié du tir sont dus au couplage entre les modes VSP et l'acoustique longitudinale du moteur, et leur absence au début du tir est attribuée à une transition de l'écoulement et une dissipation des structures tourbillonnaires dans la région turbulente. Il a également été supposé que la position de la transition est proportionnelle au rayon, et qu'elle évolue donc pendant le tir jusqu'à ce qu'étant trop proche de la tuyère, la dissipation turbulente devient insuffisante et le couplage entre les modes VSP et l'acoustique se produit. Cependant au début de cette thèse, l'origine de la transition dans ce scénario était une question ouverte.

Le travail réalisé dans cette thèse a apporté la confirmation que l'existence d'une transition entraîne une dissipation des structures tourbillonnaires dues aux modes VSP et réduit les niveaux d'oscillations de pression interne. De plus, il a été montré que l'amplification spatiale de modes VSP conduit à une transition laminaire-turbulent de l'écoulement, dont la position dépend notamment de la position à laquelle l'amplification commence. L'amplification des modes VSP est donc l'élément dans le scénario d'apparition des ODP qui est à l'origine de la transition laminaire-turbulent. Comme cette amplification dépend principalement d'une position axiale adimensionnée par le rayon, la position physique à laquelle l'amplification est suffisante pour entraîner la transition augmente pendant le tir. Cela fournit donc un cadre pour expliquer que les ODP n'apparaissent qu'au bout d'un certain temps de tir.

Perspectives

La méthodologie d'analyse de la transition proposée n'a été appliquée qu'à une seule expérience, peu adaptée à l'étude de la turbulence. Une première perspective pour cette méthode est de l'appliquer aux mesures d'autres montages en gaz froid, afin de pouvoir vérifier si la même forme de transition est retrouvée, et déterminer expérimentalement l'influence de paramètres comme le bruit et la vitesse d'injection. D'autre part des mesures dédiées à la recherche de la transition, permettant notamment d'accéder spécifiquement à la composante radiale de la vitesse (pour éviter les faiblesses liées à la forme de la fonction propre de la vitesse axiale) et avec un grand nombre de positions axiales, permettraient d'affiner la représentation de la transition qui a été faite dans ce mémoire. Avec ces mesures adaptées, on peut également envisager d'étendre la méthodologie d'analyse pour pouvoir déterminer directement des informations sur l'évolution spatiale de la transition, comme l'étendue et la forme de la région de transition.

La méthode de simulation URANS mise en place a pour l'instant servi à démontrer l'influence de la transition sur les VSP et les oscillations de pression. La perspective pour cette méthode est maintenant de l'utiliser pour des prévisions quantitatives des oscillations de pression lorsque le rapport d'aspect du moteur est suffisamment grand. Cela nécessite d'une part de modéliser correctement la turbulence, ce qui fait déjà l'objet d'études dans la littérature, et d'autre part de représenter correctement la transition. Concernant la représentation de la transition, on peut envisager d'utiliser les informations déduites de mesures dédiées à la transition afin d'améliorer la modélisation de la fonction de transition imposée dans la simulation.

Pour les simulations URANS comme celles en LES, la différence de niveau acoustique avec l'expérience a nettement compliqué les comparaisons. Cette différence est attribuée à la condition de sortie réfléchissante utilisée pour représenter la sortie ouverte. En pratique, l'impédance acoustique en section de sortie de l'expérience est inconnue. Les conséquences de ce choix sont notamment des niveaux de fluctuations de pression et de vitesse axiale surestimés dans les simulations.

Face à ce problème, plusieurs solutions se présentent. Idéalement, il faudrait reproduire l'impédance acoustique de la sortie de l'expérience dans les simulations. Pour cela il faudrait d'une part pouvoir déterminer cette impédance dans l'expérience, et d'autre part mettre en place une condition de sortie permettant de la modéliser dans les simulations. Chacun de ces objectifs semble loin d'être trivial. On peut par ailleurs envisager de prendre comme référence une expérience en sortie sonique afin de maîtriser l'impédance de sortie pour l'expérience et la simulation. La campagne VALDO de 2001, dont des mesures ont été utilisées dans ce manuscrit, contient par exemple des mesures en configuration quatre éléments avec une tuyère en sortie. Cette solution implique cependant de refaire toute l'analyse, et n'exclut pas l'apparition d'autres problèmes. De plus, le choix d'une tuyère en sortie empêche l'introduction de la sonde fil chaud par la sortie, ce qui limite donc le nombre de positions axiales de mesure accessibles.

La méthode de perturbation développée pour les simulations LES a permis d'approcher les mesures du montage VALDO. Cependant, compte tenu de la forte influence de cette perturbation sur le scénario de transition, un travail est encore nécessaire afin de déterminer la forme exacte permettant de reproduire numériquement l'expérience. Bien adaptée à l'expérience, cette méthode offre la possibilité d'études quantitatives de la physique de l'écoulement difficiles à réaliser avec des expériences en gaz froid, comme des sondages fins de l'évolution de la turbulence. Une perspective d'application est l'extrapolation à des géométries plus complexes représentatives de moteurs réels. D'autre part, il est probable qu'avec l'évolution des ressources de calcul des simulations numériques directes de l'écoulement dans le domaine complet soient prochainement entreprises. Tout porte à croire que le bruit injecté en paroi jouera un rôle important dans ces simulations, puisqu'il joue effectivement un rôle dans les expériences en gaz froid. Une méthodologie permettant d'injecter un bruit physique, comme celle proposée, sera donc nécessaire à ces simulations.

Bibliographie

J. Anthoine, 2000. *Experimental and numerical study of aeroacoustic phenomena in large solid propellant boosters*. PhD thesis, Université Libre de Bruxelles.

S. V. Apte et V. Yang, 2001. Unsteady flow evolution in porous chamber with surface mass injection, part 1 : Free oscillation. *AIAA Journal*, 39(8) : 1577–1586. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/2.1483.

S. V. Apte et V. Yang, 2003. A large-eddy simulation study of transition and flow instability in a porous-walled chamber with mass injection. *Journal of Fluid Mechanics*, 477. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112002002987.

D. Arnal et J.-C. Juillen, 1977. Étude de l'intermittence dans une région de transition de la couche limite. *La Recherche Aérospatiale*, 1977(3) : 147–166.

D. Arnal, G. Casalis, et R. Houdeville, 2008. Practical transition prediction methods : subsonic and transonic flows. *VKI Lectures Series Advances in Laminar-Turbulent Transition Modelling*.

G. Avalon et T. Josset, 2006. Cold gas experiments applied to the understanding of aeroacoustic phenomena inside solid propellant boosters. In *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA.

G. Avalon et D. Lambert, 2000. Montage VALDO : premiers essais de mise au point et de qualification. Technical Report RT 5/00064 DEFA, ONERA.

G. Avalon et D. Lambert, 2001. Campagne d'essais VALDO. Période 2000/2001. Technical Report RT 2/05424 DEFA, ONERA, ONERA Palaiseau.

G. Avalon, G. Casalis, et J. Griffond, 1998. Flow instabilities and acoustic resonance of channels with wall injection. In *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA. doi : 10.2514/6.1998-3218.

G. Avalon, B. Ugurtas, F. Grisch, et A. Bresson, 2000. Numerical computations and visualization tests of the flow inside a cold gas simulation with characterization of a parietal vortex shedding. In *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Huntsville. AIAA.

S. Ballereau, F. Godfroy, O. Orlandi, et Ballion D., 2006. Numerical simulations and searching methods of thrust oscillations for solid rocket boosters. In *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA.

S. Ballereau, F. Godfroy, S. Gallier, O. Orlandi, J. Thepenier, E. Robert, et N. Cesco, 2011. Evaluation method of thrust oscillations in large SRM - application to segmented SRM's. In *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA.

J. T. Barron, W. K. Van Moorhem, et J. Majdalani, 2000. A novel investigation of the oscillatory field over a transpiring surface. *Journal of Sound and Vibration*, 235(2) : 281–297. ISSN 0022-460X. doi : 10.1006/jsvi.2000.2920.

R. A. Beddini, 1981. *Analysis of injection-induced flows in porous-walled ducts with application to the aerothermochemistry of solid-propellant motors*. PhD thesis, Rutgers University.

R. A. Beddini, 1986. Injection-induced flows in porous-walled ducts. *AIAA Journal*, 24(11) : 1766–1773. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/3.9522.

A.S Berman, 1953. Laminar flow in channels with porous walls. *Journal of Applied Physics*, 24(9) : 1232–1235. ISSN 00218979. doi : doi:10.1063/1.1721476.

F. Blomshield, 2001. Historical perspective of combustion instability in motors - case studies. In *37th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA.

G. Boyer, 2012. *Étude de stabilité et simulation numérique de l'écoulement interne des moteurs à propergol solide simplifiés*. PhD thesis, Toulouse, ISAE.

G. Boyer, G. Casalis, et J.-L. Estivalèzes, 2012. Theoretical investigation of the parietal vortex shedding in solid rocket motors. In *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Atlanta. AIAA.

G. Boyer, G. Casalis, et J.-L. Estivalèzes, 2013. Stability and sensitivity analysis in a simplified solid rocket motor flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 722 : 618–644. doi : 10.1017/jfm.2013.90.

R. S. Brown, R. Dunlap, S. W. Young, et R. C. Waugh, 1981. Vortex shedding as a source of acoustic energy in segmented solid rockets. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 18 : 312–319. doi : 10.2514/3.57822.

R. S. Brown, C. W. Shaeffer, et A. M. Blackner, 2004. Vorticity and turbulence effects on combustion stability of solid propellant rocket motors. In *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno. AIAA.

G. Casalis, G. Avalon, et J.-P. Pineau, 1998. Spatial instability of planar channel flow with fluid injection through porous walls. *Physics of Fluids*, 10(10). ISSN 10706631. doi : 10.1063/1.869770.

B. Chaouat, 1997. Computation using $k - \varepsilon$ model with mass transfer in the wall region. In *11th Symposium on Turbulence Shear Flows*, volume 2.

B. Chaouat, 2002. Numerical predictions of channel flows with fluid injection using Reynolds-stress model. *Journal of Propulsion and Power*, 18(2) : 295–303.

B. Chaouat et R. Schiestel, 2005. A new partially integrated transport model for subgrid-scale stresses and dissipation rate for turbulent developing flows. *Physics of Fluids*, 17(6). ISSN 1070-6631, 1089-7666. doi : 10.1063/1.1928607.

F. Chedevergne, 2007. *Instabilités intrinsèques des moteurs à propergol solide*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.

F. Chedevergne, G. Casalis, et J. Majdalani, 2007. DNS investigation for the Taylor-Culick flow stability analysis. In *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA. ISBN 978-1-62410-011-6. doi : 10.2514/6.2007-5796.

F. Chedevergne, G. Casalis, et J. Majdalani, 2012. Direct numerical simulation and biglobal stability investigations of the gaseous motion in solid rocket motors. *Journal of Fluid Mechanics*, 706 : 190–218. doi : 10.1017/jfm.2012.245.

A. Ciucci, G. Iaccarino, R. Moser, F. Najjar, et P. Durbin, 1998. Simulation of rocket motor internal flows with turbulent mass injection. *Proc. Summer Prog. Center for Turbulence Research, Stanford University*, page 245–266.

J. Cliquet, R. Houdeville, et D. Arnal, 2007. Application of laminar-turbulent transition criteria in navier-stokes computation. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. AIAA.

F. E. C. Culick, 1966. Rotational axisymmetric mean flow and damping of acoustic waves in a solid propellant rocket. *AIAA Journal*, 4(8) : 1462–1464.

K. W. Dotson, S. Koshigoe, et K. K. Pace, 1997. Vortex shedding in a large solid rocket motor without inhibitors at the segment interfaces. *Journal of Propulsion and Power*, 13(2) : 197–206. ISSN 0748-4658. doi : 10.2514/2.5170.

R. Dunlap, P. G. Willoughby, et R. W. Hermsen, 1974. Flowfield in the combustion chamber of a solid propellant rocket motor. *AIAA Journal*, 12(10) : 1440–1442. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/3.49513.

R. Dunlap, A. M. Blackner, R. C. Waugh, R. S. Brown, et P. G. Willoughby, 1990. Internal flow field studies in a simulated cylindrical port rocket chamber. *Journal of Propulsion and Power*, 6 (6) : 690–704.

M. Dupuy, 2012. *Etude par simulations numériques instationnaires de l'écoulement dans les moteurs à propergol solide*. PhD thesis.

M. Dupuy, E. Radenac, Y. Fabignon, et F. Plourde, 2011. Large eddy simulations of a channel flow with fluid injection through a porous wall. In *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando. AIAA.

Y. Fabignon, J. Dupays, G. Avalon, F. Vuillot, N. Lupoglazoff, G. Casalis, et M. Prévost, 2003. Instabilities and pressure oscillations in solid rocket motors. *Aerospace Science and Technology*, 7 (3) : 191–200. ISSN 1270-9638. doi : 10.1016/S1270-9638(02)01194-X.

G. A. Flandro et H. R. Jacobs, 1973. Vortex generated sound in cavities. In *AIAA Aeroacoustics Conference*, Seattle. AIAA.

G. A. Flandro et J. Majdalani, 2003. Aeroacoustic instability in rockets. *AIAA Journal*, 41(3) : 485–497. ISSN 0001-1452, 1533-385X. doi : 10.2514/2.1971.

C. Fournier, 2005. *Etude des propriétés aérothermiques d'un écoulement en canal généré par soufflage à travers une paroi poreuse*. PhD thesis, Villeurbanne, INSA.

C. Fournier, F. Bataille, et M. Michard, 2010. Experimental investigations of an internal flow generated by porous injection. *Journal of Applied Mechanics*, 77(2). ISSN 0021-8936. doi : 10.1115/1.3197140.

T. Féraille, 2004. *Instabilités de l'écoulement interne des moteurs à propergol solide.* PhD thesis.

S. Gallier, F. Godfroy, et F. Plourde, 2004. Computational study of turbulence in a subscale solid rocket motor. In *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference.* AIAA.

J. Griffond, 2001. *Instabilité linéaire et non linéaire en conduit à parois débitantes.* PhD thesis.

J. Griffond, G. Casalis, et J.-P. Pineau, 2000. Spatial instability of flow in a semiinfinite cylinder with fluid injection through its porous walls. *European Journal of Mechanics, B/ Fluids*, 19(1) : 69–88.

W. P. Jones et B. E. Launder, 1972. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2) : 301–314. ISSN 0017-9310. doi : 10.1016/0017-9310(72)90076-2.

A. Kourta, 1996. Vortex shedding in segmented solid rocket motors. *Journal of Propulsion and Power*, 12(2) : 371–376. ISSN 0748-4658. doi : 10.2514/3.24038.

A. Kourta, 1999. Computation of vortex shedding in solid rocket motors using time-dependent turbulence model. *Journal of Propulsion and Power*, 15(3) : 390–400. ISSN 0748-4658. doi : 10.2514/2.5457.

A. Kourta, 2004. Instability of channel flow with fluid injection and parietal vortex shedding. *Computers & Fluids*, 33(2) : 155–178. ISSN 0045-7930. doi : 10.1016/S0045-7930(03)00042-2.

D. Laboureur, B. Tóth, et J. Anthoine, 2010. Investigation of the Taylor-Culick flow through particle image velocimetry and numerical simulation. *AIAA Journal*, 48(6) : 1077–1084. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/1.44616.

J. Laufer, 1954. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. Technical report, National Advisory Committee for Aeronautics.

T.-M. Liou, W.-Y. Lien, et P.-W. Hwang, 1998. Transition characteristics of flowfield in a simulated solid-rocket motor. *Journal of Propulsion and Power*, 14(3) : 282–289. ISSN 0748-4658. doi : 10.2514/2.5295.

N. Lupoglazoff et F. Vuillot, 1996. Parietal vortex shedding as a cause of instability for long solid propellant motors - numerial simulations and comparisons with firing tests. In *34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.* AIAA.

N. Lupoglazoff et F. Vuillot, 1998. Numerical simulations of parietal vortex-shedding phenomenon in a cold flow set-up. In *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Cleveland. AIAA.

Y. Ma, W. K. Van Moorhem, et R. W. Shorthill, 1991. Experimental investigation of velocity coupling in combustion instability. *Journal of Propulsion and Power*, 7(5) : 692–699. ISSN 0748-4658. doi : 10.2514/3.23381.

J. Majdalani, J. Barron, et W. K. Van Moorhem, 2002. Inception of turbulence in the stokes boundary layer over a transpiring wall. *Journal of Fluids Engineering*, 124(3) : 678–684. ISSN 00982202. doi : doi:10.1115/1.1490375.

J. Majdalani, G. A. Flandro, et S. R. Fischbach, 2005. Some rotational corrections to the acoustic energy equation in injection-driven enclosures. *Physics of Fluids*, 17(7). ISSN 10706631. doi : doi:10.1063/1.1920647.

F. R. Menter, 1992. Improved two-equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows. Technical Report 103975, NASA, Ames Research Center.

M. V. Morkovin, E. Reshotko, et T. Herbert, 1994. Transition in open flow systems – a reassessment. *Bulletin of the American Physical Society*, 39 : 1882.

R. M. Olson et E. R. G. Eckert, 1966. Experimental studies of turbulent flow in a porous circular tube with uniform fluid injection through the tube wall. *Journal of Applied Mechanics*, 33(1) : 7–17. ISSN 0021-8936. doi : 10.1115/1.3625030.

R. C. Parkinson, 1999. The hidden costs of reliability and failure in launch systems. *Acta Astronautica*, 44(7–12) : 419–424. ISSN 0094-5765. doi : 10.1016/S0094-5765(99)00093-4.

M. Pimenta et R. J. Moffat, 1974. Stability of flow through porous plates : Coalescent jets effect. *AIAA Journal*, 12(10) : 1438–1440. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/3.49512.

M. Prévost, J.-C. Godon, et O. Innegraeve, 2005. Thrust oscillations in reduced scale solid rocket motors part I : Experimental investigations. In *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA.

A. Refloch, B. Courbet, A. Murrone, P. Villedieu, C. Laurent, P. Gilbank, J. Troyes, L. Tessé, G. Chaineray, J.-B. Dargaud, E. Guémeray, et F. Vuillot, 2011. CEDRE software. *Aerospace Lab*, 2 : 1–10.

J. S. Sabnis, H. J. Gibeling, et H. McDonald, 1984. Internal fluid mechanism of solid propellant rocket motors. In *21st JANNAF Combustion Meeting*.

J. S. Sabnis, H. J. Gibeling, et H. McDonald, 1989a. Navier-Stokes analysis of solid propellant rocket motor internal flows. *Journal of Propulsion and Power*, 5(6) : 657–664. ISSN 0748-4658. doi : 10.2514/3.23203.

J. S. Sabnis, R. K. Madabhushi, H. J. Gibeling, et H. McDonald, 1989b. On the use of the $k - \varepsilon$ turbulence model for computation of solid socket internal flows. In *25th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Monterey. AIAA.

H. Schlichting. *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill, 7th ed. edition, 1979.

G. B. Schubauer et P. S. Klebanoff, 1955. Contributions on the mechanics of boundary-layer transition. Technical report, National Advisory Committee for Aeronautics.

R. L. Simpson, R. J. Moffat, et W. M. Kays, 1969. The turbulent boundary layer on a porous plate : Experimental skin friction with variable injection and suction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12(7) : 771–789. ISSN 0017-9310. doi : 10.1016/0017-9310(69)90181-1.

M. Son, D. Kim, B. Shin, J. Koo, H. Chang, et M. Kang, 2014. Flow disturbance characteristics on fin-slot shaped grain simulator of solid rocket motor with submerged nozzle. In *Space Propulsion 2014*.

P. R. Spalart, 1988. Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $R_\theta = 1410$. *Journal of Fluid Mechanics*, 187 : 61–98. doi : 10.1017/S0022112088000345.

A. A. Sviridenkov et V. I. Yagodkin, 1976. Flows in the initial sections of channels with permeable walls. *Fluid Dynamics*, 11(5) : 689–693. ISSN 0015-4628, 1573-8507. doi : 10.1007/BF01012958.

G. I. Taylor, 1956. Fluid flow in regions bounded by porous surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 234(1199) : 456–475. ISSN 1364-5021, 1471-2946. doi : 10.1098/rspa.1956.0050.

J.-C. Traineau, P. Hervat, et P. Kuentzmann, 1986. Cold-flow simulation of a two-dimensional nozzleless solid rocket motor. In *22nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA.

B. Ugurtas, 2000. *Etudes numérique et expérimentale des instabilités hydrodynamiques et du couplage aéro-acoustique dans un écoulement de Taylor*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris.

P. Venugopal, F. M. Najjar, et R. D. Moser, 2000. DNS and LES computations of model solid rocket motors. In *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA.

P. Venugopal, R. D. Moser, et F. M. Najjar, 2008. Direct numerical simulation of turbulence in injection-driven plane channel flows. *Physics of Fluids*, 20(10). ISSN 10706631. doi : doi:10.1063/1.2963137.

F. Vuillot, 1995. Vortex shedding phenomena in solid propellant motors. *Journal of Propulsion and Power*, 11(4) : 626–639.

F. Vuillot, D. Scherrer, et M. Habiballah, 2003. CFD code validation for space propulsion applications. In *5th International Symposium on Liquid Space Propulsion – Long Life Combustion Devices Technology*, Chattanooga.

J. Vétel, F. Plourde, et S. D. Kim, 2002. Analysis of self-sustained oscillation sources in segmented flows. *Experiments in Fluids*, 33(4) : 516–530. ISSN 0723-4864, 1432-1114. doi : 10.1007/s00348-002-0462-3.

J. Vétel, F. Plourde, et S. D. Kim, 2003a. Dynamics of an internal flowfield driven by two hydrodynamic instabilities. *AIAA Journal*, 41(3) : 424–435. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/2.1993.

J. Vétel, F. Plourde, S. D. Kim, et J.-F. Guéry, 2003b. Numerical simulations of wall and shear layer instabilities in cold flow setup. *Journal of Propulsion and Power*, 19(2) : 297–306. ISSN 0748-4658. doi : 10.2514/2.6111.

J. Vétel, F. Plourde, S. D. Kim, et M. Prévost, 2005. Cold gas simulations of the influence of inhibitor shape in combustor combustion. *Journal of Propulsion and Power*, 21(6) : 1098–1106. ISSN 0748-4658.

B. Wasistho et R. D. Moser, 2005. Simulation strategy of turbulent internal flow in solid rocket motor. *Journal of Propulsion and Power*, 21(2) : 251–263. ISSN 0748-4658.

B. Wasistho, A. Haselbacher, F. M. Najjar, D. Tafti, S. Balachandar, et R. D. Moser, 2002. Direct and large eddy simulations of compressible wall-injection flows in laminar, transitional, and turbulent regimes. In *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Indianapolis. AIAA.

B. Wasistho, S. Balachandar, et R. D. Moser, 2004. Compressible wall-injection flows in laminar, transitional, and turbulent regimes : Numerical prediction. *Journal of spacecraft and rockets*, 41 (6) : 915–924. ISSN 0022-4650.

D. C. Wilcox, 1988. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11) : 1299–1310. ISSN 0001-1452. doi : 10.2514/3.10041.

V. I. Yagodkin, 1967. Use of channels with porous walls for studying flows which occur during combustion of solid propellants. In *Proceedings of the 18 th International Astronautical Congress*, volume 3, pages 67–79.

D. Yildiz, J. Anthoine, et J.-M. Buchlin, 2001. Influence of radial injected flow on the aeroacoustic coupling in solid propellant boosters. In *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. AIAA.

J. Zhang et T. L. Jackson, 2009. A high-order incompressible flow solver with WENO. *Journal of Computational Physics*, 228(7) : 2426–2442. ISSN 0021-9991. doi : 10.1016/j.jcp.2008.12.009.

J. Zhang et T. L. Jackson, 2011. Direct numerical simulation of turbulence in injection-driven three-dimensional cylindrical flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 670 : 176–203.

Transition laminaire-turbulent dans un conduit à paroi débitante

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la prévision des oscillations de pression interne des moteurs à propergol solide. Il consiste à étudier la transition laminaire-turbulent de l'écoulement interne, modélisé par celui dans un conduit cylindrique à paroi débitante, et son lien avec l'instabilité naturelle de cet écoulement, le Vortex Shedding Pariétal (VSP). La démarche s'est organisée en trois temps. Des mesures antérieures sur un montage gaz froid, reproduisant l'écoulement modèle, sont analysées afin de mettre en évidence la transition laminaire-turbulent. Cette transition est ensuite imposée dans des simulations URANS afin de permettre l'étude de son influence sur les modes VSP. Enfin, une approche LES est mise en place pour simuler le développement de la transition dans les conditions de l'expérience ; dans ce but, une stratégie de perturbation spatiale de l'écoulement est utilisée. Cette étude met en avant quatre résultats principaux. La transition laminaire-turbulent découle de l'amplification spatiale des modes VSP. La simulation de ce processus met en évidence une forte influence de la perturbation numérique ajoutée à l'écoulement. D'autre part, les simulations URANS montrent que la transition réduit l'amplification des modes VSP et les oscillations de pression interne résultantes. Le rôle de la transition dans l'absence d'oscillations de pression lorsque le domaine a un grand rapport d'aspect, jusqu'alors supposé dans la littérature, est ainsi confirmé. Une particularité importante de cette transition est qu'elle dépend de la position radiale, l'écoulement étant turbulent près de la paroi débitante et laminaire au cœur.

Mots-clés : PROPULSION SOLIDE ; TRANSITION LAMINAIRE-TURBULENT ; INSTABILITE HYDRODYNAMIQUE ; MONTAGE GAZ FROID ; SIMULATION NUMERIQUE ; URANS ; LES ; VALDO ; VSP ; CEDRE

Laminar-turbulent transition in injection-driven flows

The present work is related to the prediction of oscillations in solid rocket motors inner flow. It consists in a study of the laminar-turbulent transition of the motor's inner flow, which is represented by a cylindrical injection-driven flow, and the relation between this phenomenon and the natural instability named Parietal Vortex Shedding (PVS). Three aspects have been analyzed. First of all, previous cold-gas experiments – reproducing the injection driven flow – are analyzed in order to highlight the transition laminar-turbulent transition. This transition is then imposed in URANS simulations to enable a study of its influence on the PVS modes. Finally, Large Eddy Simulations are performed to simulate the laminar-turbulent process. A strategy based on spatial steady disturbances is used to ease this process. The mains conclusions of this work are the following ones. The laminar-turbulent transition is a consequence of the spatial amplification of PVS modes. Simulations of this process highlight a strong influence of the injected numerical disturbances. The URANS simulations show that this transition reduces the amplification of PVS modes, and the resulting pressure oscillations levels. These results confirm the role of the transition in the absence of pressure oscillations when the motor cavity is long. A distinctive feature of this transition is its dependence on the radial position, which leads to the coexistence of a laminar region in the channel core and a turbulent region near the injecting wall at a given axial position.

Keywords : SOLID PROPULSION ; LAMINAR-TURBULENT TRANSITION ; HYDRODYNAMIC INSTABILITY ; COLD FLOW SETUP ; NUMERICAL SIMULATION ; URANS ; LES ; VALDO ; PVS ; CEDRE

Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
2 avenue Edouard Belin - BP 74025
31055 Toulouse Cedex 4
Tél. : +33 5 62 25 25 25
http://www.onera.fr